

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
**«БЕЛГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**
(Н И У « Б е л Г У »)

ИНСТИТУТ ИНЖЕНЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК

КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

**ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ РАЗБАВЛЕННОГО
МАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА**
 $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$

Выпускная квалификационная работа
обучающегося по направлению подготовки 03.03.02 Физика
очной формы обучения группы 07001414
Давлетчурина Камиля Хамидовича

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., профессор
Захвалинский В.С.

БЕЛГОРОД 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Глава 1. Разбавленные магнитные полупроводники.....	6
§1. Общие свойства.....	6
§2. Полумагнитные полупроводники $A^{II}B^V$	11
§3. Твёрдые растворы $(Zn_{1-x}Fe_x)_3As_2$	18
Глава 2. Особенности эксперимента.....	23
§1. Методы исследования температурных зависимостей электропроводности и магнетосопротивления на установке Cryogen Fre.....	23
§2. Подготовка образцов.....	30
Глава 3. Исследование температурных зависимостей электропроводности и магнетосопротивления в твёрдом растворе $(Zn_{1-x}Fe_x)_3As_2$, $x=0.01$	32
§1. Экспериментальные результаты.....	32
§2. Методика обработки экспериментальных результатов.....	33
§3. Обработка результатов.....	37
§4. Обсуждение результатов.....	39
Заключение.....	41
Список использованной литературы.....	42

ВВЕДЕНИЕ

Полумангнитные полупроводники или разбавленные магнитные полупроводники (РМП), являются полупроводниковыми материалами, часть катионов в которых замещена на переходный металл или редкоземельный элемент с частично заполненными d- или f- оболочками, соответственно. Ионы магнитной примеси распределяются в решетке статистически. В этих материалах наблюдаются два вида взаимодействий: sp-d (sp-f) обменное взаимодействие зонных носителей и локализованных магнитных моментов ионов магнитной примеси, а так же d-d или (f-f) взаимодействие между магнитными ионами. [1]. Дальнейшее развитие твердотельной электроники тесно связано с привлечением новых материалов. Разбавленные магнитные полупроводники это материалы, потенциально прогнозируемые к применению в современной промышленности, и одновременно интересные благодаря исследованию их разнообразных свойств.

Наиболее интенсивно исследованы РМП на основе полупроводников II-VI, IV-VI групп. Среди РМП наиболее известны соединения на основе Mn [1,2,3,4,5]. Перспективными с точки зрения применения в спинтронике являются полученные с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ) материалы на основе соединений групп III-V, содержащие Mn [6].

В последнее время возрос интерес к РМП на основе полупроводников группы $A^{II}B^V$ [7]. Теоретические и экспериментальные работы последних лет показали, что Cd_3As_2 является 3D Дираковским полуметаллом, а носителем заряда в монокристаллах арсенида кадмия являются безмассовые дираковские фермионы [8,9]. Материалы на основе полупроводниковых матриц $A^{II}B^V$, являются наименее изученной группой РМП в настоящее время.

Тройные и четверные системы $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ обладают целым спектром магнитных и гальваномагнитных свойств. В этих твёрдых растворах возможно изменять ширину запрещённой зоны, тип проводимости, концентрацию и подвижность носителей заряда, что определяет актуальность их исследования. Выше сказанное подтверждает актуальность получения и исследования новых РМП.

Тема исследования настоящей выпускной квалификационной работы: «Получение и исследование свойств разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ ».

Актуальность исследования: использование спина наряду с зарядом для реализации спинтронных устройств дает ряд преимуществ по сравнению с современной микроэлектроникой. Для переворота электронного спина магнитным полем требуется значительно меньше энергии, и происходит он быстрее перемещений электронных зарядов под действием электрического поля. Поэтому можно рассчитывать, что управление спиновыми состояниями позволит создавать в будущем сверхмалые логические элементы и компьютерные компоненты большой информационной емкости с огромным быстродействием и малым энергопотреблением. Основным элементом в таких устройствах являются слои РМП с поляризацией носителей заряда по спину.

Объектом исследования является изучение монокристалла $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$.

Предметом исследования: электропроводность и магнетосопротивления $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ в интервале температур 1.6–120К.

Цель исследования: впервые исследовать электропроводность нового РМП $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$.

Исходя из поставленной цели, были сформулированы следующие **задачи исследования:**

- подготовить образцы монокристалла $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ $x=0.01$;
- изучить установку Cryogenic Free;
- провести измерения электропроводности нового РМП $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ в интервале температур 1.6 К – 120 К;
- проанализировать результаты исследований.

Структура работы.

Выпускная квалификационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы.

Глава 1. Разбавленные магнитные полупроводники.

§1. Общие свойства.

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) привлекают всё большее внимание научного сообщества и бизнеса. Эти материалы имеют ряд уникальных свойств, которые повышают потенциал их использования в области конструирования спинтронных, магнитоэлектронных и оптоэлектронных устройств. Разбавленный магнитный полупроводник – это полупроводник, в котором часть составляющих его ионов заменена на ионы переходных металлов. Вот только некоторые примеры полумагнитных полупроводников - $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Zn_{1-x}Fe_xSe$, $Pb_{1-x}Mn_xTe$ и $In_{1-x}Mn_xAs$. В целом они могут быть выражены различными аббревиатурами, например $A_{1-x}M_xB$ или $AB(M)$ или $(AB)_{1-x}(MB)_x$. Здесь x показывает долю немагнитных катионов (A) полупроводниковых соединений (AB), которые беспорядочно заменены магнитными 3d или 4f ионами (M). Формирование РМП может быть также описано как сплавление обычного полупроводника AB с магнитным полупроводником MB в необходимой пропорции. Это приводит к альтернативному определению разбавленных магнитных полупроводников как смешанных кристаллов обычных и магнитных полупроводников. Последствием их тройственной природы является то, что постоянная решетки, ширина запрещённой зоны и другие зонные параметры РМП могут располагаться между значениями, соответствующими основным бинарам AB и MB, и регулироваться изменением величины x . Таким образом, существует возможность гибко управлять свойствами этих РМП материалов. Таким образом они выглядят привлекательными материалами в области технологии производства полупроводниковых приборов. РМП материалы в отсутствие внешнего магнитного поля ведут себя подобно их немагнитным полупроводниковым аналогам. Ширина запрещённой зоны и параметры

решётки в них могут варьироваться изменением концентрации добавленных магнитных ионов, а в случае четверных растворов и изменением состава немагнитных компонент. Возможность управлять шириной запрещённой зоны в этих материалах делает их удобными при конструировании различных прикладных устройств. Возможность настройки параметров решётки, содержащей магнитные ионы, также расширяет их использование в области создания гетероструктур, где подгонка параметров соседних слоёв решётки исключительно важна. Присутствие замещающих магнитных ионов в полумагнитных полупроводниках сказывается на их магнитных свойствах, которые отличают их от обычных полупроводников. В сравнении с обычными магнитными полупроводниками, для которых наложение внешнего магнитного поля не производит заметного отклика магнитных ионов, магнитные ионы в полумагнитных полупроводниках реагируют на воздействие магнитного поля и изменяют запрещённую зону, и положение примесного уровня. Большой интерес к полумагнитным полупроводникам связан с широкой областью изменения их магнитных свойств, таких как парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм, появление фаз спинового стекла. Для полумагнитных полупроводников характерно образование магнитных кластеров – объединений некоторого количества магнитных атомов, в группу, внутри которой происходит тот или иной вид упорядочения магнитных моментов. Таким образом, ферро- и антиферромагнитные кластеры могут быть изолированными друг от друга в диамагнитной матрице. Магнитную восприимчивость кристалла χ , содержащего одиночные магнитные атомы и кластеры, состоящие из N таких атомов, можно представить как сумму парциальных магнитных восприимчивостей с учётом вероятности P_i присутствия различных кластеров:

$$\chi(\vartheta) = \frac{\chi(\vartheta)}{\chi_1(\vartheta)} = \sum_i P_i [\chi_i(\vartheta) / \chi_1(\vartheta)] \quad (1.1)$$

где, ϑ - безразмерная температура;

i - число кластеров.

Типичная зависимость магнитной восприимчивости полупроводника с кластерами-триадами ($N=3$) от температуры приведена ниже на рисунке:

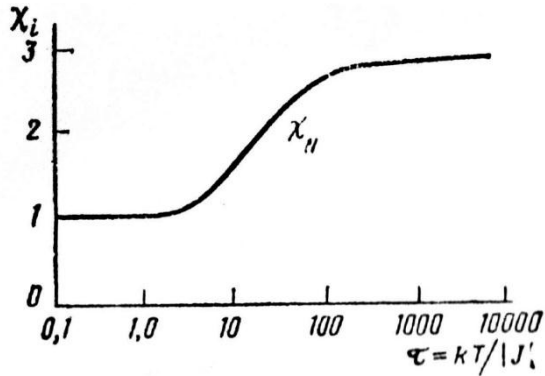


Рисунок.1.1. Магнитная восприимчивость полупроводника с кластерами [10].

Уникальным и важным свойством полумагнитных полупроводников является спин-спиновое обменное взаимодействие между локализованными магнитными моментами магнитных ионов и электронами зоны проводимости и/или валентной зоны. В ПМПП концентрация локализованных магнитных моментов увеличивается настолько, что возникают взаимодействия между ними. Это взаимодействие влияет на ширину запрещенной зоны, электронную структуру и параметры примесных уровней полупроводников, что затем складывается в новые физические эффекты, особенно в присутствии сильных магнитных полей. Последствия этого довольно впечатляющие: g -фактор эффективно увеличивается приблизительно на 2 порядка величины, фарадеевское вращение становится очень большим, а магнитосопротивление может становиться отрицательным, достигая исключительно больших величин. Кроме того, возрастающее магнитное поле может вызывать переход металл-диэлектрик. Эти уникальные свойства РМП делают их особенными и весьма отличающимися от обычных и магнитных полупроводников, и, следовательно, делают возможным их применения в

датчиках магнитного поля, оптических изоляторов, модуляторах электромагнитного поля, в гетероструктурах в качестве слоёв поляризующих ток носителей заряда по спине.

Наиболее распространённые и интенсивно изученные разбавленные магнитные полупроводники – это те, в которых ионы Mn^{2+} введены в составы полупроводников $A^{II}B^{VI}$. Они были первыми описаны как полумагнитные полупроводники. На сегодняшний день имеются разбавленные магнитные полупроводники, которые могут обеспечивать высокие концентрации магнитных ионов без изменения кристаллографических свойств и структуры исходного материала. Эти сплавы могут быть использованы в различных прикладных устройствах, например в ИК - детекторах и солнечных элементах. Свойства этих сплавов начали тщательно изучаться во всём мире начиная с 1977 г., когда Камаров и его сотрудники впервые сообщили о гигантском повышении магнитно-оптических эффектов в $CdMnTe$. Важность этих материалов доказывается большим количеством научных конференций и исследовательских работ. Следующий этап исследований полумагнитных полупроводников связан с заменой Mn^{2+} другими ионами переходных металлов, такими как Fe^{2+} и Co^{2+} , и заменой элементов II группы элементами IV группы. Это реализовано, например, в таких сплавах как $Pb_{1-x}Mn_xTe$. Эти новые полумагнитные полупроводники не просто расширение класса $A^{II}MnB^{VI}$ полумагнитных полупроводников. Они демонстрируют некоторые дополнительные уникальные и важные свойства, которые полностью отличают их от $A^{II}MnB^{VI}$. Эти исследования привели к практическому применению новых типов оптоэлектронных устройств. В последнее время интенсивно исследуются разбавленные магнитные полупроводники, к примеру $A^{III}MB^V$ и $(A_{1-x}M_x)_2As_3$, которые в дальнейшем увеличили семейство полумагнитных полупроводников на них достигнуты рекордные

порядка 120° С температуры фазового перехода парамагнетик – ферромагнетик, что важно для спинтронных устройств. Также обращает на себя внимание разработка различных устройств на основе монокристаллов и композитов этих материалов и на основе эпитаксиальных плёнок выращенных по различным технологиям.

Широкий диапазон полупроводниковых устройств может быть получен с использованием РМП. Например, система CdTe-MnTe с её структурой цинкового сфалерита представляет универсальную основу для оптикоэлектронных устройств, потому что постоянная её решетки может варьироваться (при изменении x от 0 до 0.77) между 6.37Å и 6.48Å. Другие типы устройств могут быть созданы при использовании замещенных ионов переходных металлов, например Mn^{2+} , присутствующих в РМП. Например, оптические переходы в пределах Mn^{2+} могут демонстрировать электролюминесцентные свойства. И такие составы как $Zn_{1-x}Mn_xSe$ и $Zn_{1-x}Mn_xS$ уже признаны потенциально хорошими материалами для индикаторных панелей дисплеев, и используются в гетероструктурах для ориентировки по спине носителей заряда.

Успешная подготовка эпитаксиальных тонких плёнок на основе некоторых РМП при использовании методов, молекулярно лучевой эпитаксии (МВЕ) или химического осаждения из паровой фазы металлоорганических соединений (МОСВД) также открывают новые возможности для получения на основе этих материалов сверхрешеток, гетероструктур с квантовыми ямами. Методы тонкоплёночных технологий преодолевают некоторые из проблем, связанных с выращиванием больших монокристаллов, например, ограничение области существования твёрдых растворов, и адаптированы к производству сложных устройств. Эпитаксиальные плёнки некоторых РМП, выращенных на основе GaAs, удобны для конструирования интегральных оптических схем.

§2. Полумагнитные полупроводники A^{II}B^V.

Известно, что элементы II и V столбцов Периодической Системы Менделеева образуют различные химические соединения, которые проявляют очень интересные полупроводниковые свойства. В зависимости от вида химической формулы, все эти сплавы могут быть поделены на некоторые группы, такие как II(1)-V(1), II-V2, II-V4, III-V2. Особую группу образуют тройные и четверные сплавы, свойства которых зависят от свойств бинарных соединений включённых в их состав. Среди всех сплавов II-V наиболее известна группа III-V2, а три члена этой группы – Cd_3As_2 , Zn_3As_2 и Zn_3P_2 – легко допируются Mn и образуют тройные разбавленные магнитные полупроводники: $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (CMA), $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (ZMA) и $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{P}_2$ (ZMP), а также твёрдый раствор четверного разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (CZMA). Исследуемый нами в настоящей работе новый легированный Fe III-V2 полумагнитный полупроводник $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ (ZFA) мало известен и слабо изучен. Кроме III-V2 полумагнитных полупроводников, также существуют и другие, менее известные сплавы II-V, содержащие магнитные ионы. Так как свойства большинства бинарных соединений влияют на свойства соответствующих разбавленных магнитных полупроводников, в Таблице 1.1 собраны некоторые фундаментальные данные для II-V полупроводниковых сплавов, которые к настоящему времени легированы магнитными ионами.

Таблица 1.1. [11].

Сплав	Кристаллическая структура	Постоянные решетки	Точка плавления (°C)	Ширина запрещенной зоны (эВ)
-------	---------------------------	--------------------	----------------------	------------------------------

Cd ₃ As ₂	Объемно центрированная Тетрагональная	a=1.26461 c=2.54378	721	-0.09
Zn ₃ As ₂	Объемно центрированная тетрагональная	a=1.17786 c=2.36432	1015	1.1
Zn ₃ P ₂	Примитивная Тетрагональная	a=0.80889 c=1.14069	1160	1.6
CdP ₂	примитивная тетрагональная	a=0.5283 c=1.9808	781	2.15
CdSb	орторомбическая	a=0.6471 b=0.8253 c=0.8526	456	0.53

Как видно, из Таблицы 1.1, Zn₃As₂ и Zn₃P₂ – обычные широкозонные полупроводники с энергией прямого перехода, где различие между зоной проводимости и валентной зонами, возникает из невырожденного s-атомного уровня и трехкратно вырожденного p- уровня, соответственно. На рисунке 1.2. приведена схематическая структура зон для тетрагонального РМП с прямой запрещённой зоной в точке Г. В случае Zn₃As₂, легированном Mn, 3d₅ и 3d₆ обозначают занятые и незанятые уровни Mn, соответственно, разделенные $U_{\text{eff}} \approx 7$ эВ. Известные из литературы для РМП A^{II}B^{VI} и A^{II}B^V величины E_d и U_{eff} могут быть применены к Zn₃As₂, легированному Mn и Fe, поскольку они определяются потенциалом p-d гибридизации, который зависит от катион-анионного расстояния [1].

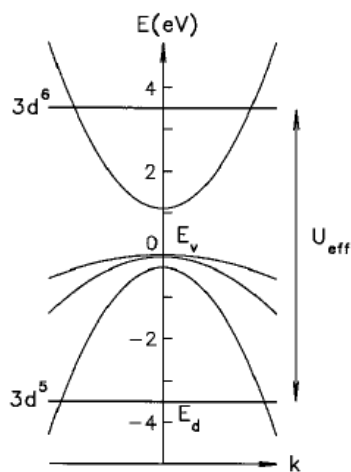


Рисунок 1.2.

Рисунок 1.2. схематическая структура зон для тетрагонального РМП с прямой запрещённой зоной в точке Г. В случае Zn_3As_2 , легированном Mn, 3d5 и 3d6 обозначают занятые и незанятые уровни Mn, соответственно, разделенные $U_{eff} \approx 7$ эВ [1].

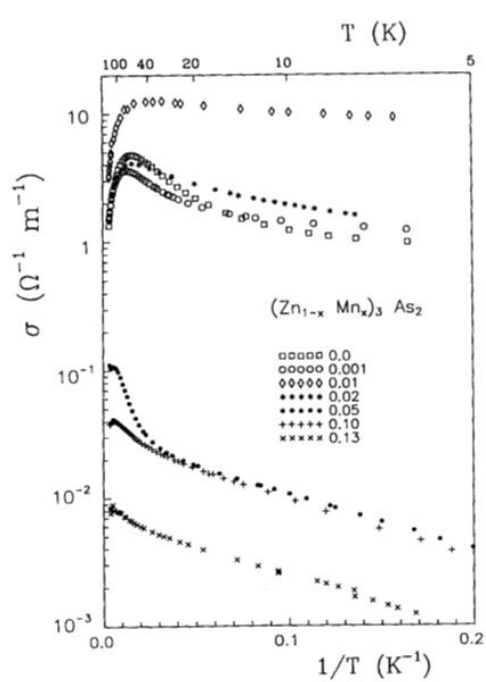


Рисунок 1.3. Температурная зависимость удельной электропроводности $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$ для различных составов x [12].

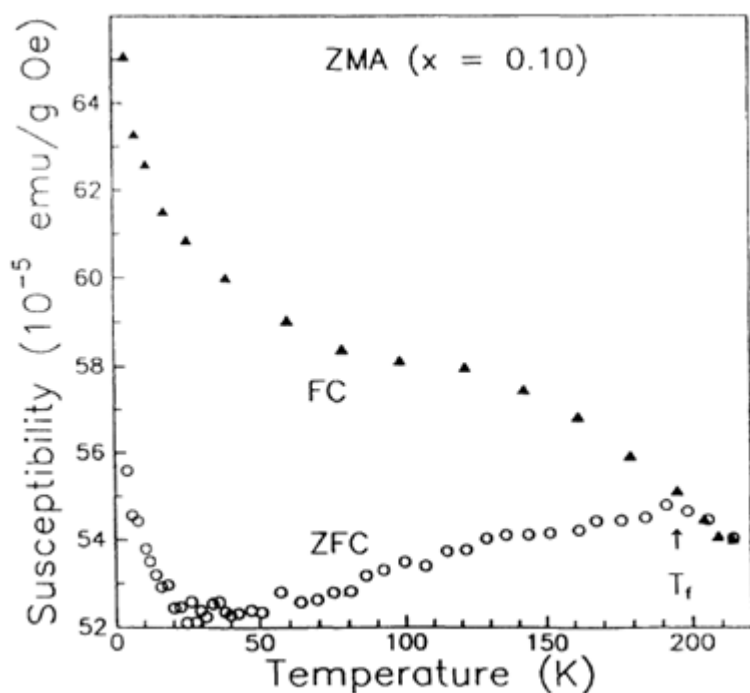


Рисунок 1.4. Результаты исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$ ($x = 0.1$) [13].

Температурная зависимость удельной электропроводности $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$ для различных составов x представлена на Рис. 1.3 [12]. Как видно на рисунке удельная электропроводность РМП сильно зависит от степени легирования магнитной примесью. Так же существенно влияет магнитная примесь и на магнитные свойства РМП [13,14]. Твёрдые растворы РМП $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$ демонстрируют не только наличие фазы низкотемпературного спинового стекла, но и высокотемпературное кластерное спиновое стекло при температурах вблизи 200К. На рис.1.4 представлены результаты исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости. Твёрдые растворы РМП $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$ демонстрируют такое интересное свойство как фотомагнетизм [15].

В противоположность этим сплавам, Cd_3As_2 имеет инверсную зонную структуру, с отрицательной энергией. Таким образом, СМА с небольшим количеством Mn, также как CZMA с небольшим количеством Mn и Zn узкозонные разбавленные магнитные полупроводники n-типа, с высокой

подвижностью носителей электронов, с наблюдающимися квантовыми осцилляциями магнитосопротивления (эффект Шубникова-де Гааза). Прямая зона (Γ -точка) тетраэдра CdP_2 выше, чем ширина зон сплавов $III-V_2$, тогда как орторомбический $CdSb$ имеет промежуточную между ними по ширине, но непрямую зону.

Кристаллическая структура. Кристаллическая структура и состав ряда известных Mn - и Fe - содержащих $II-V$ сплавов представлены в Таблице 1.2. [1]:

Таблица 1.2. Кристаллическая структура и состав сплавов $II-V$ легированных Mn и Fe .

Сплав	Кристаллическая структура	Диапазон составов
$(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$	тетрагональная	$0 < x \leq 0.15$
$(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$	тетрагональная	$0 < x \leq 0.15$
$(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$	гексагональная	$2 \leq x \leq 2.5$
$(Cd_{1-x-y}Zn_yMn_x)_3As_2$	тетрагональная	$0 < x \leq 0.06$
Mg_2MnAs_2	гексагональная	$0 < x \leq 1$
$(Zn_{1-x}Mn_x)_3P_2$	тетрагональная	$0 < x \leq 0.01$
$(Zn_{1-x}Fe_x)_3As_2$	тетрагональная	$0 < x \leq 0.015$
CdP_2Mn	тетрагональная	$x \leq 0.005$
$Zn_{2-x}Mn_xSb$	тетрагональная	$1 \leq x \leq 2$
$CdFe_zSb_{1-z}$	орторомбическая	$0.1 \leq z \leq 1$

Все эти соединения соответствуют их двойным полупроводниковым матрицам, показанным в Таблице 2, исключая упорядоченные тройные соединения Mg_2MnAs_2 и $Zn_{2-x}Mn_xSb$. Mn_2Sb для $x=1$, является упорядоченным тройным соединением $ZnMnSb$. Эти материалы вместе с

$\text{CdFe}_z\text{Sb}_{1-z}$ включены для полноты изложения, однако они являются типичными магнитными полупроводниками и, кроме того, не очень хорошо известны. Противоположность этим материалам представляет соединение ZnMn_2As_2 , которое также является магнитным сплавом и может быть рассмотрено как приведенная в порядок версия $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (с $x=2/3$), и характеризуется необычным магнитным поведением. Оно может быть рассмотрено в этом контексте вместе с типичными II-V полумагнитными полупроводниками. По нашим данным, первый легированный Mn III-V2 материал, а именно $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (ZMA) с $2.1 \leq x \leq 2.5$ был получен в 1969 году прямым синтезом из элементов и был описан как обычный широкозонный полупроводник с гексагональной кристаллической структурой. Первый успешный опыт, доказывающий, что сплавы II-V могут быть, как и сплавы II-VI, основой нового семейства разбавленных магнитных полупроводников, был предпринят в 1980 году Бломом, который представил измерения Шубникова-де Гааза на образцах $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (CMA) с невысокой концентрацией Mn.

Наиболее интересные особенности разбавленных магнитных полупроводников на основе соединений II-V могут быть обобщены следующим образом:

- расстояние Mn-Mn в этих материалах – наименьшее (равно 0.29 нм в $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (ZMA) и $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{P}_2$ среди известных разбавленных магнитных полупроводников и наблюдающийся квазинепрерывный спектр этих расстояний (при изменении состава твёрдого раствора), обеспечивает возможность изучать набор зависимостей силы d-d взаимодействия;

- легированные Mn узкозонные арсениды III-V2, например $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (CMA) и $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ (CZMA) с малым содержанием Zn, могут быть характеризованы сильным p-d взаимодействием с переменной константой $N_0\beta \approx -2\text{эВ}$, по сравнению с $N_0\beta \approx -1\text{эВ}$ в II-VI полумагнитных полупроводниках, которые кроме того проявляют анизотропию (около 10%), порожденную тетрагональной кристаллической структурой.

С другой стороны, постоянная s-d взаимодействия $N_0\alpha \approx 0.4\text{эВ}$, полученная для этих материалов, значительно выше, чем в разбавленных магнитных полупроводниках II-VI с $N_0\alpha \approx 0.3\text{эВ}$.

- спин-зависимое рассеяние зонных электронов на магнитных моментах ионов Mn, упорядоченных полем, оказывает влияние на свойства CZMA.
- Легированные Mn арсениды III-V2 проявляют сильное антиферромагнитное d-d взаимодействие (сильно коррелированные с p-d взаимодействием), которое в свою очередь зависит от концентрации катионов. Для CZMA определена величина константы обменного взаимодействия, которая изменяется от $J_1 = -16\text{К}$ в CMA до $J_1 = -64\text{К}$ в ZMA, по сравнению с легированными Mn разбавленными магнитными полупроводниками II-VI, где J_1 изменяется от -5 до 15 К. Наблюдается изменение J_1 при замене Zn на Cd в CZMA, как следствие убывания Mn-Mn расстояния (от 0.32 нм в CMA до 0.29 нм в ZMA) и увеличения потенциала гибридизации V_{pd} , когда мы переходим из CMA в ZMA.

Окончательно следует отметить, что величины констант sp-d и d-d обменного взаимодействия, данные выше, получены как результат количественных анализов, с привлечением многих приближений и допущений и поэтому эти величины должны рассматриваться как оценки, нуждающиеся в дальнейшем экспериментальном и теоретическом изучении.

Интересный феномен, заложенный в легированные Mn сплавы II-V, стимулирует лучшее понимание природы обоих sp-d и d-d взаимодействий в описанных материалах также как и в разбавленных магнитных полупроводниках в общем.

§3. Твёрдые растворы $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$.

В научной литературе известна только одна работа посвященная исследованию твёрдого раствора РМП $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ [1] и цитирование этой работы в обзоре по РМП [1]. Работа была посвящена получению монокристаллов $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ (ZFA) и изучению их магнитных свойств.

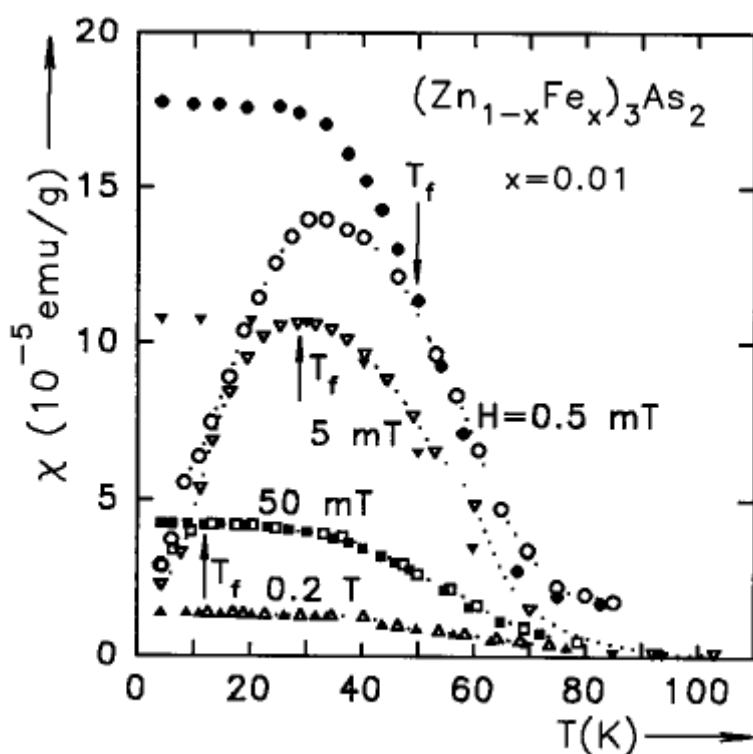


Рисунок 3.1. Температурная зависимость восприимчивости образца ZFA состава $x = 0.01$, охлаждённого в нулевом магнитном поле (ZFC) и в различных магнитных полях (FC). Стрелки соответствуют температурам расхождения ZFC и FC кривых [17].

ZFA синтезировали из стехиометрических расплавов Zn_3As_2 и Fe_3As_2 в диапазоне $0.005 < x < 0.04$ с использованием модифицированного метода Бриджмена (медленное охлаждение при наличии температурного градиента). Выращивание монокристаллов проводили в графитизированных кварцевых ампулах с коническим дном. Материал помещали в ампулы и вакуумировали до 10^{-4} торр. Большие монокристаллические слитки получали с использованием скорости охлаждения $2\text{ }^\circ\text{C} / \text{ч}$ и температурного градиента $1\text{--}2\text{ }^\circ\text{C} / \text{см}$.

На рисунке 3.2 приведено схематическое изображение печи для роста монокристаллов методом Бриджмена.

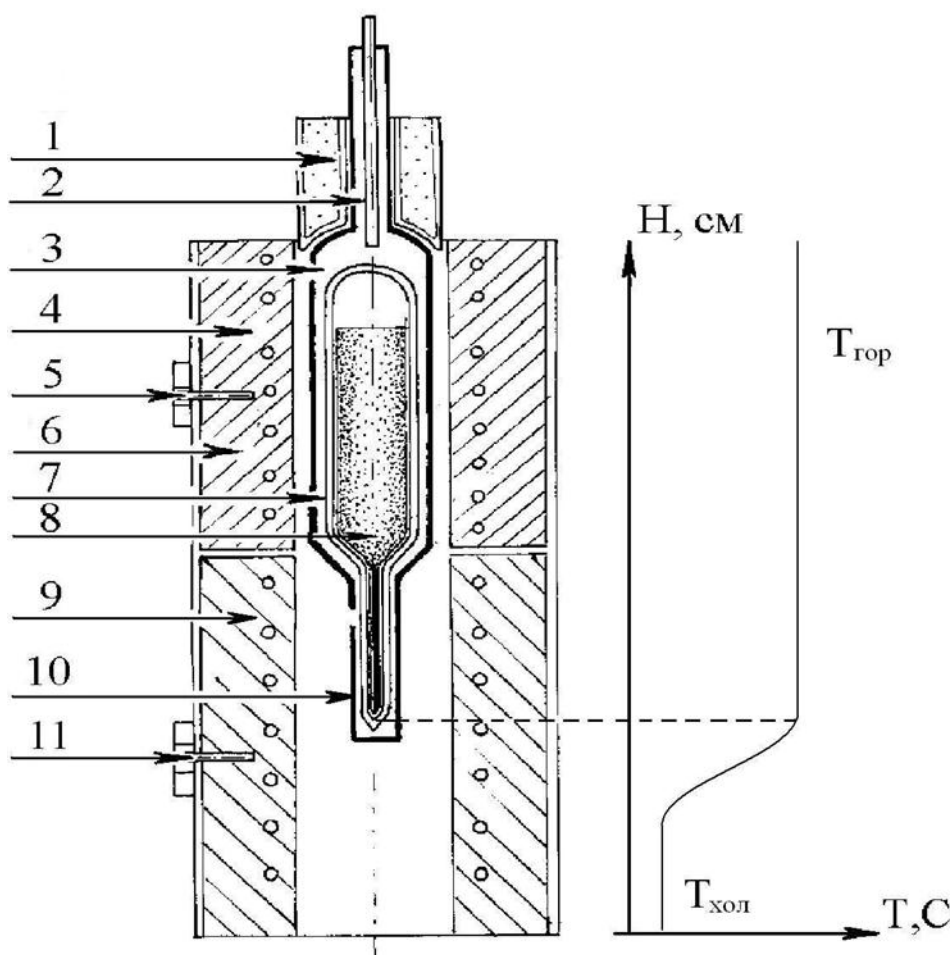


Рисунок 3.2. Схема ростовой установки для получения монокристаллов. 1-термоизолирующая пробка, 2-контролирующая термопара, 3-вакуумный чехол, 4-нагревающий элемент, 5-регулирующая

термопара горячей зоны, 6-зона кристаллизации, 7-ростовая ампула, 8-поликристаллическая шихта, 9-холодная зона, 10-область возникновения зародыша, 11-регулирующая термопара холодной зоны.

Рентгеноструктурный анализ показал, что полученные монокристаллы были однородными до $x=0.015$. Однако дифрактограммы образцов с $x \geq 0.02$ зафиксировали рост второй фазы, идентифицированной как Fe_2As , в по мере роста концентрации Fe в твёрдом растворе. Замена атомов Zn на Fe подтверждается измерениями поглощения рентгеновских лучей, но в отличии от $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$ (ZMA) параметр решетки ZFA существенно не изменяется с увеличением x до 0.02.

Магнитные свойства ZFA исследовались на SQUID-магнитометре постоянного тока фирмы Cryogenics. Температурная зависимость восприимчивости образца ZFA состава $x=0.01$, охлаждённого в нулевом магнитном поле (ZFC) и в различных магнитных полях (FC) приведена на рис.3.1. Стрелки соответствуют температурам расхождения ZFC и FC кривых, что трактуется как температура замерзания спинового стекла [17].

На рисунке приведена температурная зависимости магнитной восприимчивости χ образца ($x = 0.01$), охлажденного в нулевом поле (χ_{ZFC}) и «после охлаждения в разных полях (χ_{ZF} между $H = 5 \text{ Э} \div 2 \text{ кЭ}$). При охлаждении образца, χ_{ZFC} и χ_{ZF} отклоняются друг от друга при температуре T_f , которую можно определить как температуру замораживания. Обнаружено, что χ_{ZFC} имеет широкий максимум при температуре T_m , несколько ниже T_f . Когда приложенное поле H увеличивается, кривые T_f и T_m сдвигаются в более низкие температуры. Ниже T_m значение χ_{FC} насыщается до определенного уровня.

При увеличении внешнего магнитного поля, H , разность между χ_{ZFC} и χ_{FC} уменьшается и практически не наблюдается при $H > 500 \text{ Э}$. Подавление расхождения кривых ZFC и FC магнитным полем является одним из признаков существования в этом диапазоне температур и составов фазы спинового стекла. Практически аналогичные результаты были получены

также для ZFA с $x = 0.005$, 0.015 и 0.02 . Уже при концентрации $x = 0.015$ аномальные признаки второй магнитной фазы наблюдаются в виде наличия двух максимумов на кривой χ_{ZFC} . Это говорит о том, что образец имеет, по меньшей мере, две магнитные подсистемы. Данные статьи [10] о восприимчивости показывают замораживание магнитных моментов в ZFA при $T_f < 50$ К в зависимости от величины магнитного поля, приложенного к образцу. Эта температура намного ниже, чем высокотемпературное замораживание в ZMA [14] и CMA [16], где температура замораживания магнитных моментов составляла приблизительно 200 К. В отличие от ZMA и CMA, χ_{FC} ZFA не имеет «парамагнитного хвоста» при $T < T_f$. Полевая зависимость $\chi_{FC} - \chi_{ZFC}$ схожа во всех трех исследованных Pr_3V_2 РМП. Это можно объяснить соревнованием между воздействием внешнего магнитного поля, H , полями локальной анизотропии и термического разупорядочения влияющего на магнитные моменты [18].

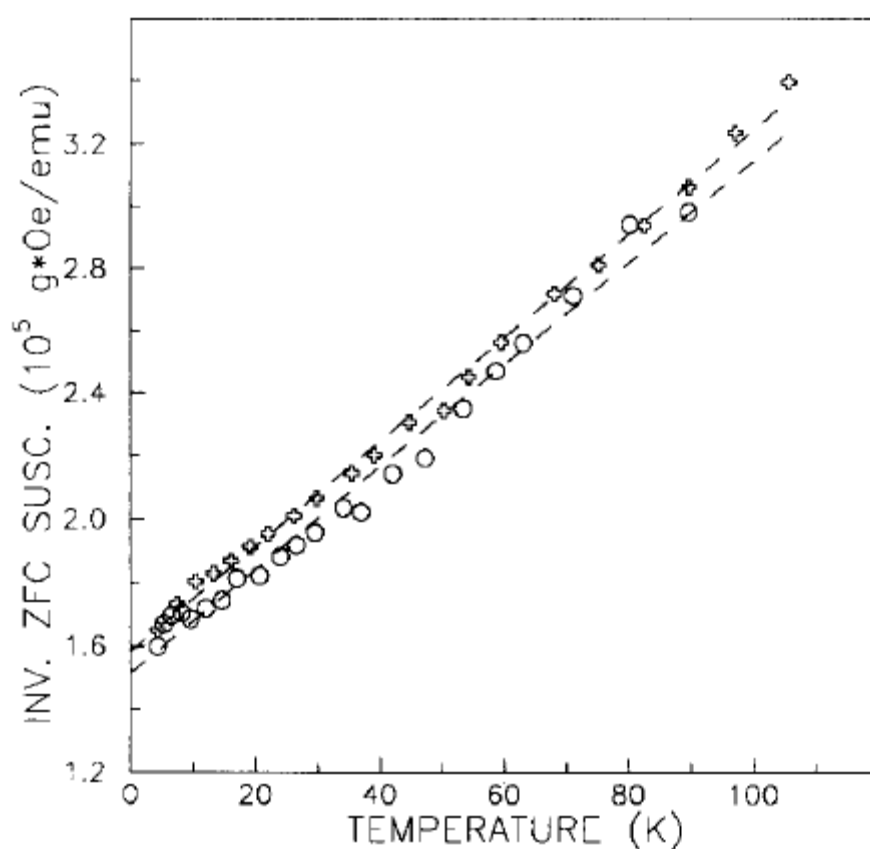


Рисунок 3.3. Температурная зависимость обратной восприимчивости χ_{ZFC}^{-1} , измеренная в полях 5 Э и 2 кЭ для ZFC с $x = 0.04$ [17].

На рис. 3.3 показана температурная зависимость обратной восприимчивости χ_{ZFC}^{-1} , измеренная в полях 5 Э и 2 кЭ для ZFC с $x = 0.04$. Экстраполяция $\chi_{ZFC}^{-1} \rightarrow 0$ приводит к отрицательным значениям температуры, что является доказательством наличия антиферромагнетизма. Вероятно, антиферромагнетизм обусловлен присутствием фазы Fe_2As , при этой концентрации Fe. Это предположение подтверждается результатами рентгенофазового анализа составов ZFA с $x > 0.04$. Антиферромагнитная температура Кюри Θ_{AF} , начальная точка шкалы для χ_{ZFC}^{-1} , составляла около -95 К.

Таким образом, при дальнейшем исследовании системы РМП ($Zn_{1-x}Fe_x$) $_3As_2$ следует учитывать, что граница твёрдых растворов близка к составу $x=0.015$. Об этом свидетельствуют результаты рентгенофазового анализа и косвенно подтверждаются результатами измерений магнитной восприимчивости. Дальнейшее повышение содержания железа приводит к появлению второй фазы Fe_2As ответственной за антиферромагнетизм хорошо выраженный в составе $x=0.04$. ZFA составов $x \leq 0.02$ демонстрируют наличие фазы спинового стекла при температурах замерзания $T_f < 50$ К в зависимости от величины магнитного поля.

Глава 2. Особенности эксперимента.

§1. Методы исследования температурных зависимостей электропроводности и магнетосопротивления на установке Cryogen Free.

В нашем случае исследования температурных зависимостей электропроводности и магнетосопротивления производились на установке Cryogen Free.

Устройство и основные особенности: Установка Cryogen Free разработана и построена для исследования гальваномагнитных свойств твёрдых тел в стационарных магнитных полях напряжённостью до 5 Тл, в температурном диапазоне 1.6 – 350 К.

Список объектов для исследования которых использование такого мощного инструмента как Cryogen Free будет наиболее эффективно:

- узкощелевые и безщелевые полупроводники;
- полуметаллы;
- различные виды гомо - и гетеро - структур и устройств;
- фуллерены;
- сверхпроводники.

В состав Cryogen Free входит: криокулерная система, криостат, сверхпроводящий магнит, термометры, температурный контроллер, нагреватель, рабочая камера, насосы, соединительные элементы, компьютер и пакет программ.

Общий вид установки Cryogen Free представлен на Рис. 2.1.1. На рис.2.1.2 приведен один из основных элементов установки – криостат. На рис.2.1.3 представлена блок схема измерительной установки.

Основные технические параметры Cryogen Free [19]:

Таким образом, установка *Cryogen Free* позволяет проводить измерение температурных и полевых зависимостей электропроводности и магнетосопротивления твёрдых тел, эффекта Зеебека и теплоёмкости автоматизированным способом.

Общий вид системы.

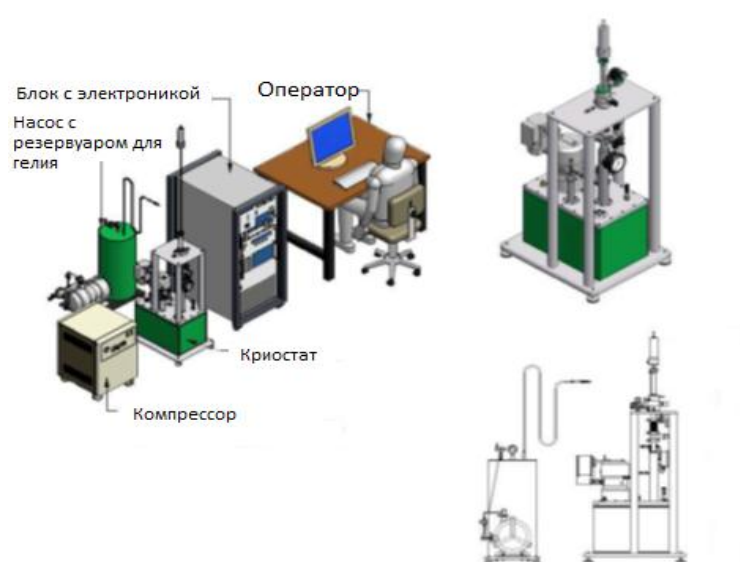


Рисунок 2.1.1. Общий вид системы с измерительными опциями VSM и AC восприимчивости [19].

Криостат

Криостат является вакуумно изолированной камерой, чья главная функция заключается в поддержке низкой и/или стабильной температуры и тепловом экранировании сверхпроводящего магнита и VTI. Некоторые системы обеспечиваются оптическим окном для пропускания света в VTI вдоль оси магнита и измерения магнитооптических эффектов.

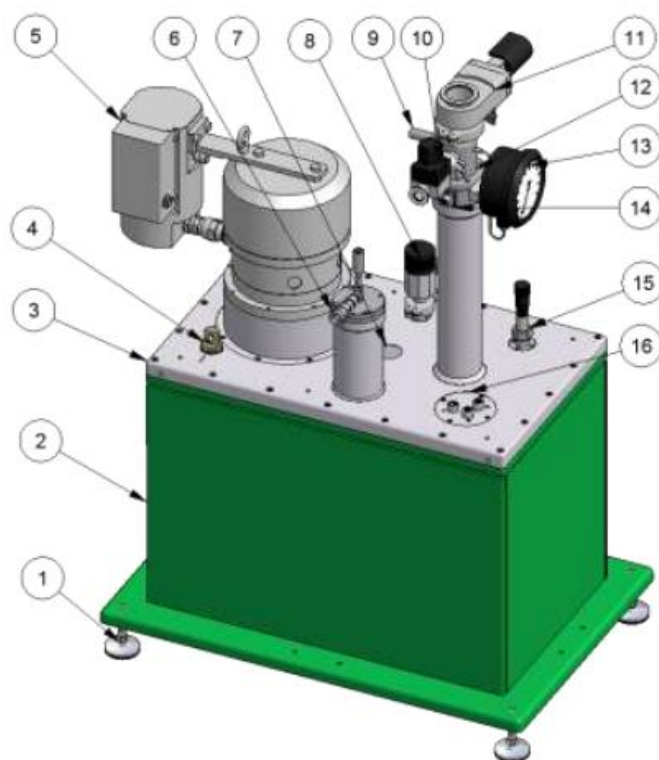


Рисунок 2.1.2. 1 - Регулируемые ножки, 2 - Кожух криостата, 3 - Верхняя крышка криостата, 4 - Терминал тока магнита, 5 – Криокулер (показана импульсная труба 0,5 Вт Sumitomo), 6 – Вход для газообразного гелия, 7 – Сброс давления криостата, 8 – Порт откачки криостата, 9 – Клапан сброса давления VTI, 10 – Выпускной клапан VTI (V11), 11 – Затворный клапан (V10), 12 – турель VTI, 13 – Измеритель давления VTI (скорость потока), 14 – Инструментальный порт VTI (для нагревателя и термометра), 15 – Игольчатый клапан, 16 – Инструментальный фланец криостата (для диагностических термометров) [19].

Действие VTI

VTI поддерживается в отверстии магнита. Охлаждение VTI и образца обеспечивается циркуляцией гелия в замкнутой цепи. Газообразный гелий охлаждается криокулером на ступенях 40 К и 4 К и затем охлаждается дальше посредством расширения после игольчатого клапана. Действие системы может быть понято из рис. 2.3 и последующего описания.

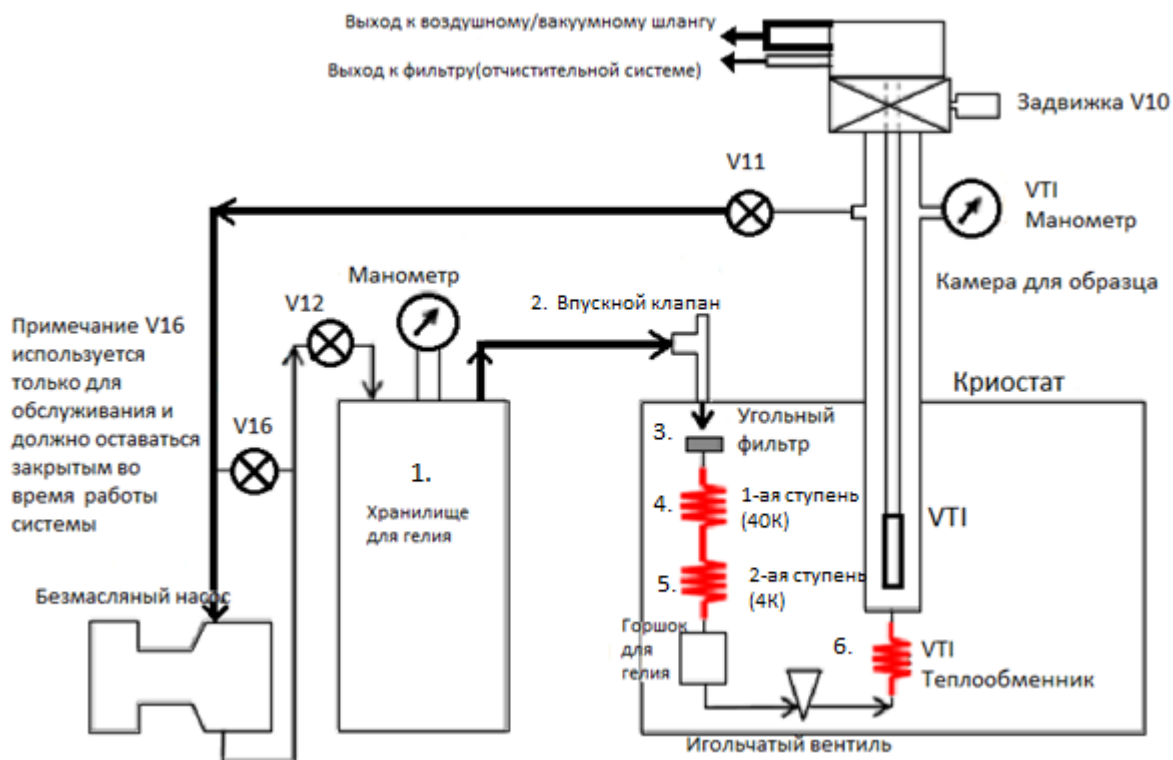


Рисунок 2.1.3. Схематическая диаграмма цепи охлаждения VTI [19].

1. Газообразный гелий при комнатной температуре хранится в «dump» (хранилище) сосуде. Безмасляный насос управляет циркуляцией газообразного гелия и насос должен быть включен заранее, чтобы циркуляция могла начаться.
2. Газообразный гелий выходит из dump и входит в цепь VTI через впускной клапан газообразного гелия.
3. Вначале газ проходит через угольный фильтр, который удаляет любые примеси из газа.
4. Затем он проходит через первую ступень теплообменника, которая охлаждает газ до 40 К.
5. Затем газ проходит ко второй ступени криокулера, где он дальше охлаждается ниже 4.2 К и конденсируется в гелиевом горшке (pot).
6. Жидкий гелий затем протекает сквозь игольчатый клапан, после которого он расширяется и дальше охлаждается примерно до 1.6 К.

Затем он проходит через VTI теплообменник, где гелий нагревается, до заданной температуры.

7. Затем газообразный гелий идет вверх минуя образец к вершине VTI, где он выходит и попадает обратно в насос и dump.

Зонд может быть вставлен в установку VTI при любой температуре в пределах рабочего диапазона. В общем случае самое безопасное вставлять зонд в нулевом магнитном поле.

Зонд с образцом всегда вводится в систему через затворный клапан из воздушного замка, который формирует скользящее уплотнение к трубке зонда. Воздушный замок показан на рис. 2.1.4; это один из нескольких стандартных воздушных замков, которые могут быть использованы. Два других – автоматический металлический воздушный замок и воздушный замок Perspex, используемые для VSM.

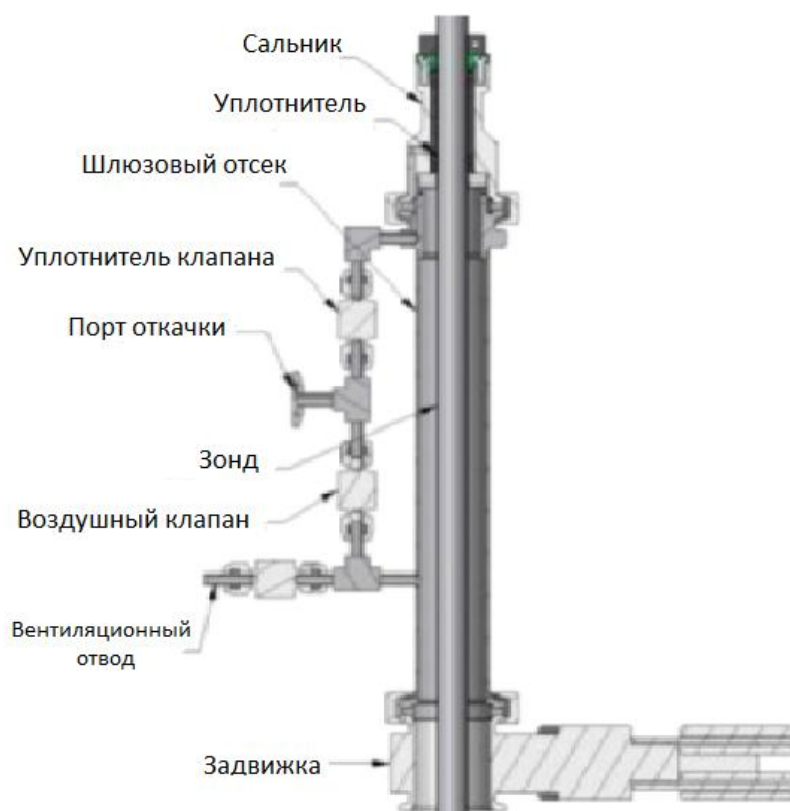


Рисунок 2.1.4. Металлический воздушный замок [19].

Клапаны воздушных замков расположены в блоке клапанов внутри электронной стойки, а не рядом с воздушным замком и действуют в той же манере. Ключевыми особенностями воздушного замка являются:

- Воздушный замок является камерой, которую можно открыть на атмосферу для загрузки образца, его последующего уплотнения и откачки.
- Зонд необходимо двигать вверх и вниз, для того, чтобы ввести образец в камеру образца. Это требует использования wiper уплотнения, между зондом и воздушным замком.
- Затворный клапан смонтирован сверху камеры образца и защищает камеру образца от атмосферы, когда воздушный замок находится при атмосферном давлении.
- Вентиляционный клапан позволяет атмосферному газу входить обратно в воздушный замок при удалении образца. Лучше всего проводить эту операцию с помощью сухого гелия.

Рисунок 2.1.5 показывает металлическое скользящее уплотнение, содержащее wiper уплотнение. Wiper уплотнение формируется сжатием O-колец между скользящим уплотнением и трубкой зонда. Зажимные пластины O-колец могут быть использованы для сжатия O-колец, так что обеспечивается необходимая герметичность уплотнения, и в то же время трубка зонда может скользить через уплотнение. Для того, чтобы уменьшить вероятность попадания воздуха во время скольжения зонда, предусмотрен порт откачки между O-колец, так что любой воздух, который может пройти первое O-кольцо, может быть откачен.



Рисунок 2.1.5. Скользящее уплотнение, обратите внимание на линию откачки между уплотнительными кольцами (О-кольца). 2.1.4 Ручной воздушный замок [19].

Ручной воздушный замок показан на рис. 2.1.4. Клапаны (краны) расположены вблизи воздушного замка и действуют вручную посредством их вращения. Клапан, которые могут вращаться на 90° , имеют прямую линию, выгравированную наверху, если линия перпендикулярна трубке, клапан закрыт, и если она параллельна трубке – клапан открыт.

Каждый зонд имеет свое собственное скользящее уплотнение, в большинстве случаев скользящее уплотнение установлено на зонде во время изготовления. Это помогает предотвратить вытаскивание зонда из скользящего уплотнения, когда зонд удаляется из системы. Воздушный замок, присоединенный к роторному насосу, может оставаться присоединенным к системе. Скользящее уплотнение присоединяется к воздушному замку с помощью хомута KF-40 (евростандарт) и О-кольца.

§2 Подготовка образцов.

Для получения монокристаллов $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$, был использован модифицированный метод Бриджмена. Их выращивали из стехиометрических количеств Zn_3As_2 и Fe_3As_2 медленным охлаждением расплава в присутствии температурного градиента. Концентрация железа в кристаллах была $x = 0.01$. Структура и однородность образцов была проанализирована методом рентгеновской порошковой дифрактометрии и рентгеновским микрозондовым методом.

В монокристаллическом образце $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$, магнитные свойства показали слабую зависимость от кристаллографических направлений [17]. Поэтому образцы $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ были вырезаны из основного объема кристалла в неупорядоченной ориентации, в форме прямоугольных призм размером $1 \times 1 \times 5 \text{ мм}^3$. К ним с помощью серебряной проводящей пасты были прикреплены электроды. Магниторезистивные измерения проводились в поперечном магнитном поле 1 Тл с использованием шести электродов. На Рис. 2.2.1. показана шестизондовая схема контактов на образце. Во время измерений образцы помещались в криогенную установку, где их температура могла регулироваться с точностью 0.5 % [19].

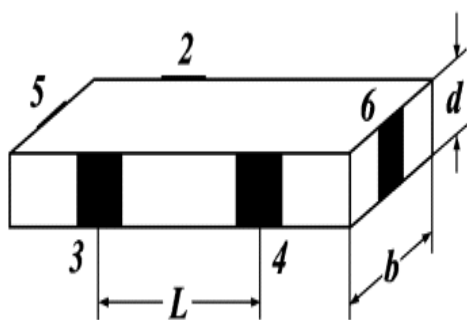


Рисунок 2.2.1. Образец с шестью контактами.

При анализе результатов исследования гальваномагнитных свойств мы б учитывали информацию из единственной работы посвящённой исследованию свойств монокристаллов $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$. В этой работе измерения намагниченности проводились с использованием промышленного SQUID магнетометра. В этом устройстве температура контролировалась с помощью гелиевого газа и магнитного поля полученного от 5.5 Тл сверхпроводящего соленоида. Магнитный момент измерялся движением образца через 3 градиентометрически намотанных регистрационных кольца, образующих часть потока преобразующего входную цепь СКВИД. Измерения были сделаны при охлаждении образца в нулевом поле от температуры в 300 К до необходимой нам. Данные регистрировались при скачкообразном увеличении магнитного поля. Подробно методика подобных исследований приведена в работе [18].

**Глава3. Исследование температурных зависимостей
электропроводности и магнетосопротивления в твёрдом растворе
($Zn_{1-x}Fe_x$) $_3As_2$, $x=0.01$.**

**§1. Экспериментальные результаты по исследованию
электропроводности монокристаллов ($Zn_{1-x}Fe_x$) $_3As_2$, $x = 0.01$.**

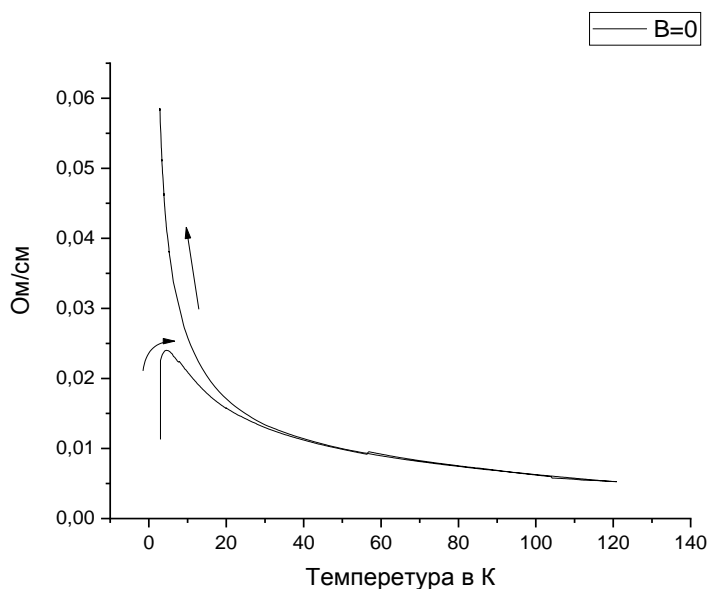


Рисунок 3.1.1. Температурная зависимость удельной электропроводности монокристалла РМП ($Zn_{1-x}Fe_x$) $_3As_2$ $x = 0.01$ в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл.

На установке Cryogen Free шестизондовым методом были проведены измерения удельной электропроводности в диапазоне температур от 1.6 К до 120 К и в магнитном поле 1Тл. Результаты исследований представлены на рис. 3.1.1. Образец монокристалла ($Zn_{1-x}Fe_x$) $_3As_2$, $x=0.01$ был охлаждён до температуры 1.6 К в нулевом магнитном поле. При медленном нагреве образца наблюдался рост удельного сопротивления с максимумом при 8К, при дальнейшем повышении температуры до $T = 120$ К, происходит плавное снижение удельного сопротивления. При снижении температуры наблюдается рост удельного сопротивления без максимума до 1.6 К.

В магнитном поле 1Тл кривые, полученные при повышении и при снижении температуры совпадают. При понижении температуры наблюдается рост удельного сопротивления.

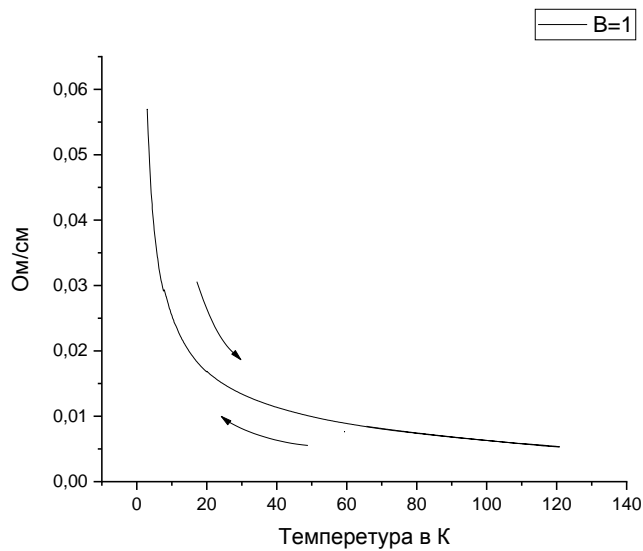


Рисунок. 3.1.2. Температурная зависимость удельной электропроводности монокристалла РМП $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ $x = 0.01$ в магнитном поле $B = 1$ Тл.

§2. Методика обработки экспериментальных результатов.

Если проводник через который течет постоянный электрический ток поместить в магнитное поле возникнет поперечная разность потенциалов

$$\Delta\varphi_H = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (3.2.1)$$

это явление называется эффектом Холла.

Холловская разность определяется как

$$\Delta\varphi_H = R_H b j B \quad (3.2.2)$$

где, b — ширина пластинки;

j — плотность тока;

B — индукция магнитного поля;

R_H — постоянная Холла.

В отсутствии магнитного поля ток в проводнике обуславливается электрическим полем \overline{E}_0 . При включении магнитного поля каждый носитель оказывается под действием магнитной силы \overline{F} , по модулю равной

$$F = evB \quad (3.2.3)$$

Сила Лоренца приведёт к накоплению отрицательного заряда возле одной грани проводника, и положительного — возле противоположной. Накопление заряда будет продолжаться до тех пор, пока возникшее электрическое поле зарядов E_1 не скомпенсирует магнитную составляющую силы Лоренца

$$eE_1 = evB \quad (3.2.4)$$

Отсюда

$$E_1 = vB \quad (3.2.5)$$

Чтобы найти разность потенциалов, между двумя точками, необходимо умножить расстояние между ними b на напряженность E_1 .

$$\Delta\varphi_H = bE_1 = bvB \quad (3.2.6)$$

Выразим v через концентрацию электронов n и плотность тока $j = nev$.

Таким образом получим

$$v = \frac{j}{ne} \quad (3.2.7)$$

Подставив (3.2.7) в (3.2.6) получим

$$\Delta\varphi_H = \frac{1}{ne} bjB \quad (3.2.8)$$

При этом $R_H = \frac{1}{ne}$ – называется коэффициентом Холла.

Знак постоянной Холла зависит от знака носителей заряда, что позволяет определять их тип для большого числа металлов.

УСРЕДНЕНИЕ ПО СТАНДАРТУ ANSI/ASTM F76-73

В соответствии с американским национальным стандартом ANSI/ASTM F76-73 (1978 г.) измерения эффекта Холла осуществляются на стандартных прямоугольных образцах и на образцах Ван дер Пау.

Усреднение удельного сопротивления прямоугольного образца на одной паре контактов производится по формуле

$$\bar{\rho}_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{U_{\sigma}(+I_x)}{I_x(-I_x)} + \frac{U_{\sigma}(-I_x)}{I_x(-I_x)} \right] \frac{b}{c} \quad (3.2.9)$$

Таким же образом рассчитывается $\bar{\rho}_2$ на другой паре контактов на противоположной стороне образца. Среднее значение $\bar{\rho} = (\bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_2)/2$.

Аналогично находится среднее значение коэффициента Холла $\overline{R_H} = (\overline{R_{H1}} + \overline{R_{H2}})/2$, где $\overline{R_{Hi}}$, $i=1, 2$, измерены на двух парах холловских контактов. При этом

$$\overline{R_{Hi}} = \left[\frac{U_y(+I_x, +B_z)}{I_x(+I_x, +B_z)} + \frac{U_y(-I_x, +B_z)}{I_x(-I_x, +B_z)} - \frac{U_y(+I_x, -B_z)}{I_x(-I_x, -B_z)} - \frac{U_y(-I_x, -B_z)}{I_x(+I_x, -B_z)} \right] \frac{d}{4B_z}$$

$$i=1, 2. \quad (3.2.10)$$

Холловская подвижность вычисляется по формуле $\mu_H = R_H/\rho$.

Удельное сопротивление образцов Ван дер Пау

$$\overline{\rho_1} = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{1}{2} \left[\frac{U_{34}(+I) + U_{14}(+I)}{I(+I)} + \frac{U_{34}(-I) + U_{14}(-I)}{I(-I)} \right] f.$$

$$(3.2.11)$$

Так же рассчитывается $\rho_2(U_{14}, U_{21}, \pm I)$. Среднее значение $\overline{\rho} = (\overline{\rho_1} + \overline{\rho_2})/2$. Аргументы a_{ρ_1} и a_{ρ_2} определяются по формулам, аналогичным (*) и (**),

$$a_{\rho_1} = [U_{34}(+I) + U_{34}(-I)]/[U_{23}(+I) + U_{23}(-I)]; \quad (*)$$

$$a_{\rho_2} = [U_{14}(+I) + U_{14}(-I)]/[U_{21}(+I) + U_{21}(-I)]; \quad (**)$$

только вместо напряжений подставляются их отношения к соответствующим токам («сопротивления»). Если $\overline{\rho_1}$ отличается от $\overline{\rho_2}$ более чем на 10%, образец считается нежелательно неоднородным.

Аналогичная процедура усреднения применяется для нахождения $\overline{R_{H2}}$ при измерении напряжения. Среднее значение $\overline{R_H} = (\overline{R_{H1}} + \overline{R_{H2}})/2$. Если

$\overline{R_{H1}}$ отличается от $\overline{R_{H2}}$ более чем на 10%, образец также считается нежелательно неоднородным.

Процедуры усреднения в ГОСТ 16153-80 и стандарте ANSI/ASTM F76-73 в принципе идентичны, но по стандарту США наряду с напряжением измеряется ток, хотя в обоих случаях он должен поддерживаться неизменным (в пределах $\pm 0,5\%$). Размеры образцов одинаковые: $a = 1 \dots 1,5$ см, $b = 1 \dots 1,5$ см, $d \approx 0,1$ см.

Принципиально неправильно в обоих стандартах определяется холловская подвижность так как удельное сопротивление, которое подставляется в формулу $\mu_H = R_H/\rho$, измеряется при отсутствии магнитного поля. Поскольку холловская подвижность является параметром электронного переноса в скрещенных магнитном и электрическом полях, то удельное сопротивление $\rho(B_z)$ отражает связь тока $I_x(B_z)$ с $E_x(B_z)$, именно в магнитном поле B_z .

Однако с учетом того, что по стандартам измерения эффекта Холла производятся при условии слабого магнитного поля, μ_H при $\rho(B_z \rightarrow 0)$ определяется без существенной погрешности.

§3. Обработка результатов исследования электропроводности монокристаллов $(Zn_{1-x}Fe_x)_3As_2$, $x = 0.01$.

Применяя формулы (3.2.10) для расчёта коэффициента Холла приведенные выше в параграфе 2 настоящей главы нами была построена зависимость коэффициента Холла, R_H , от температуры, T (рис.3.3.1).

Рисунок 3.3.1. Зависимость коэффициента Холла, R_H , от температуры, T , монокристалла РМП $(Zn_{1-x}Fe_x)_3As_2$ $x = 0.01$. Как видно из рисунка 3.3.1. знак коэффициента Холла положительный, следовательно основными носителями заряда являются дырки. Наличие внешнего магнитного поля не приводит к смене знака носителя заряда, однако меняет характер

температурной зависимости R_H (Т). По формулам приведенным в параграфе 2 настоящей главы по формуле (3.2.8) были рассчитаны зависимости концентрации носителей в нулевом и в магнитном поле 1Тл.

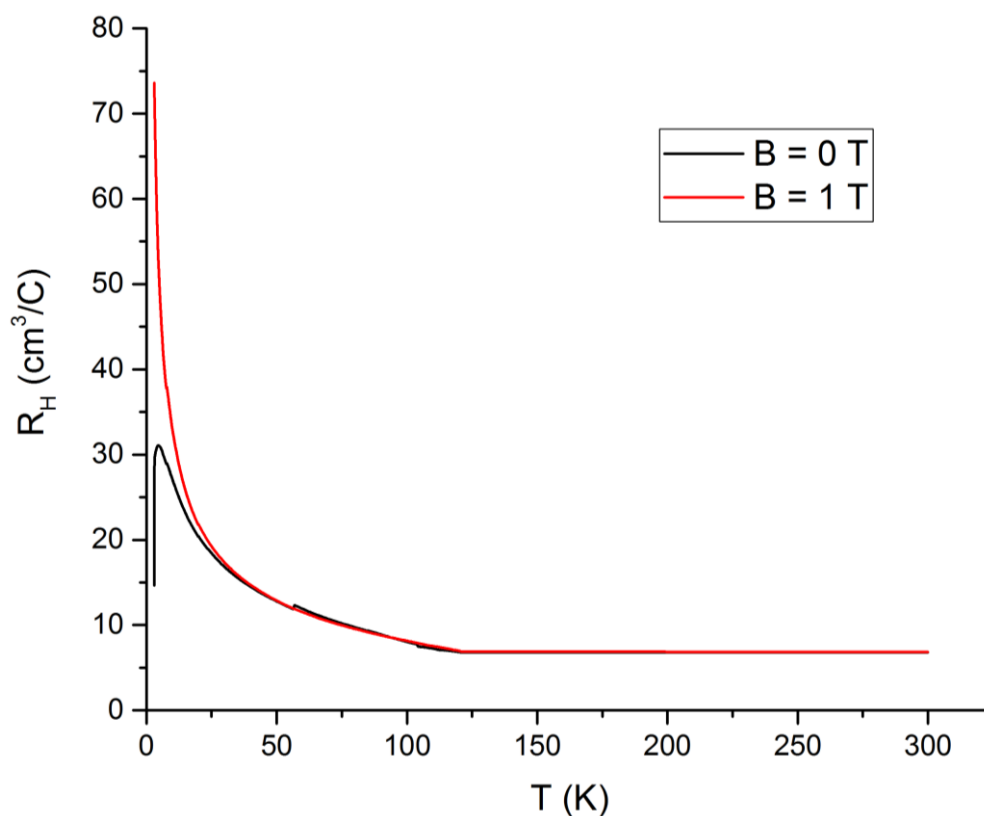


Рисунок 3.3.1.

На рисунке 3.3.2. приведена зависимость концентрации дырок p от температуры для монокристалла разбавленного магнитного полупроводника $(Zn_{1-x}Fe_x)_3As_2$ $x = 0.01$. Как видно из рисунка концентрация дырок в нулевом магнитном поле с повышением температуры падает резко до температуры 8 К, а затем начинает резко возрастать. В то время как в присутствии магнитного поля $H = 1$ Тл по мере охлаждения образца происходило непрерывное увеличение концентрации дырок.

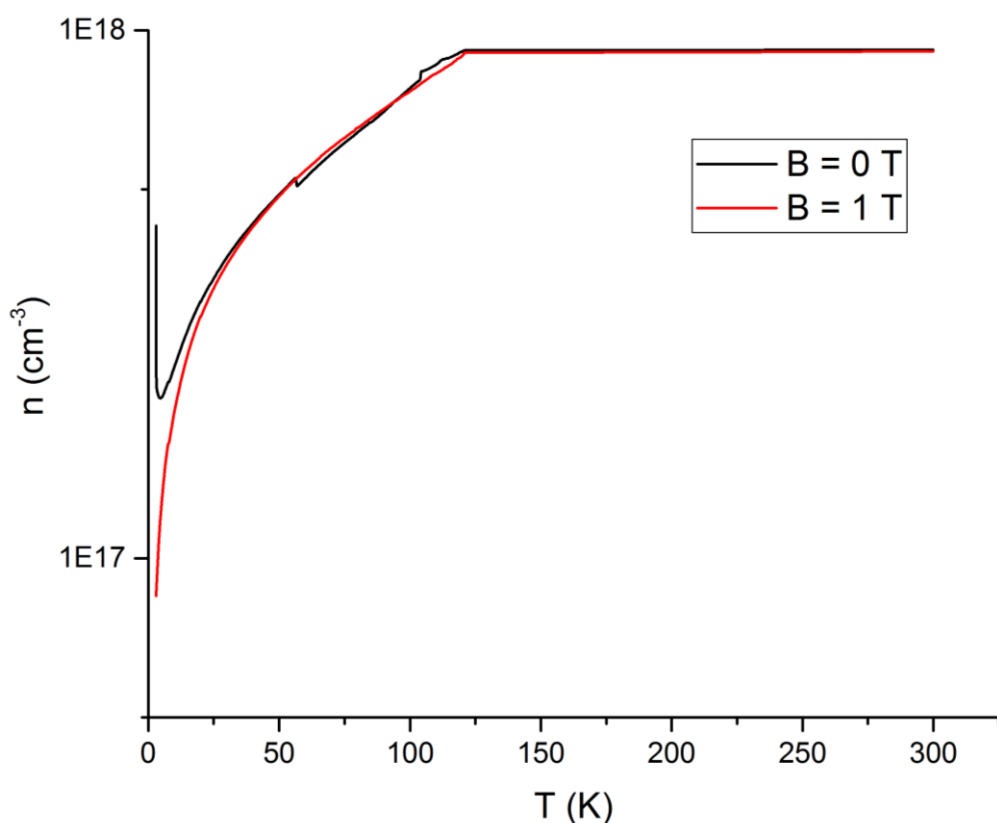


Рисунок 3.3.2. Температурная зависимость концентрации дырок p монокристалла РМП ($\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x$) $_3\text{As}_2$ $x = 0.01$.

Значения концентрации дырок меняется в интервале $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с литературными данными для монокристаллов Zn_3As_2 и твёрдых растворов разбавленных магнитных полупроводников ($\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x$) $_3\text{As}_2$ [1,12].

§4. Обсуждение результатов.

При обсуждении результатов исследования температурной зависимости электропроводности и магнетосопротивления твёрдого раствора разбавленного магнитного полупроводника ($\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x$) $_3\text{As}_2$ $x = 0.01$ (ZFA) в виду ограниченного количества экспериментальных данных и отсутствия сравнения влияния содержания Fe на электропроводность монокристаллов, наиболее продуктивным представляется сравнение полученных результатов с

опубликованными ранее результатами исследования другого разбавленного полупроводника полученного на основе Zn_3As_2 , а именно твёрдых растворов $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$ (ZMA).

В работе [20] подчёркивается, что на свойства полупроводников группы $A^{II}B^V$ влияет беспорядок расположения кристаллографических вакансий. Так например атомы Mn в ZMA образуют две не эквивалентные системы, часть атомов занимает позиции в решётке замещая атомы Zn в узлах, другая часть атомов занимает кристаллографические вакансии в решётке. Что предположительно приводит к образованию двух уширенных акцепторных уровней типа Хаббардовских примесных зон [21]. Можно предположить, что в ZFA атомы Fe аналогично Mn в ZMA образуют два уширенных акцепторных уровня типа Хаббардовских примесных зон. Указание на роль в проводимости двух примесных зон есть в работе по исследованию магнетосопротивления под давлением в четверном разбавленном магнитном полупроводнике [22]. Таким образом мы имеем дело с изменением вклада от двух примесных подзон Fe при изменении температуры. Причём поведение примеси в одной из подзон зависит от приложения внешнего магнитного поля.

Подвижность носителей заряда $\mu_p = 10^{-4}$, ($cm^2V^{-1}s^{-1}$) для зависимостей в нулевом и магнитном поле 1 Тл при низких температурах $T = 3K$, а при повышении температуры подвижность менялась незначительно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе выполнения настоящей квалификационной работы были подготовлены образцы монокристалла $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ $x = 0.01$ для исследования электропроводности шестизондовым методом. Была освоена установка *Cryogen Free* и проведены измерения в интервале температур $1.6 \div 120$ К и магнитных полях 1 Тл. Было установлено, что основными носителями заряда в исследованном температурном диапазоне являются дырки. По аналогии с РМП содержащими марганец можно предположить, что поведение удельной электропроводности связано с двумя примесными уровнями, вклад которых в изменение концентрации носителей отличается в нулевом и в магнитном поле 1 Тл. Установлено, что подвижность носителей заряда $\mu_p = 10^{-4}$, $(\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1})$ для зависимостей в нулевом и магнитном поле 1 Тл при низких температурах $T = 3\text{К}$, а при повышении температуры подвижность менялась незначительно.

Проведённое впервые исследование электропроводности нового РМП $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$ $x = 0.01$ требует дальнейшего уточнения.

Цели и задачи поставленные в данной квалификационной работе можно считать выполненными.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Cisowski, Semimagnetic Semiconductors
Based on II-V Compounds, *phys. stat. sol. (b)*, V 200, p.311-350, (1997)
2. И.И.Ляпилин, И.М.Цидильковский, У.Ф.Н., Т146 вып1, 1985 сс.35-72.
(Узкощелевые полумагнитные полупроводники).
3. J.K.Furduna and J.Kossut (Ed.), Diluted magnetic semiconductors, in: *Semicond. And Semimet.*, Vol.25, Academic Press, Boston 1988, 227p.
4. J.K.Furduna, *J.Appl.Phys.* 64, R29 (1988), pp.29-64.
5. R.R.Galazka, and J.Kossut, in *Landolt-Börstein, Numerical data and Functional relationships in Science and Technology*, Vol.17b, Eds.O.Madelung, M.Shults, H.Weiss. Springer -Verlag Berlin, 1983, 262.
6. H.Ohno, H.Munekata, S. von.Molnar, and L.L.Chang, *J.Appl.Phys.*, 69, 6103(1991).
7. E.K. Arushanov, II-V₂ Compounds and alloys, *Prog.Crystal Growth and Charact.* 1992, Vol. 25, pp.131-201.
8. Z.Wang, H.Weng, Q.Wu, X.Dai, Z.Fang. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in Cd₃As₂, *Phys.Rev.B* 88 (2013) 125427.
9. Qinsheng Wang, Cai-Zhen Li, Shaofeng Ge, Jin-Guang Li, Wei Lu, Jiawei Lai, Xuefeng Liu, Junchao Ma, Da-Peng Yu, Zhi-Min Liao and Dong Sun, Ultrafast Broadband Photodetectors Based on Three-Dimensional Dirac Semimetal Cd₃As₂, *Nano Lett.*, 2017, 17 (2), p.p.834–841.
10. Фистуль В.И. «Введение в физику полупроводников». – 2-е изд. – М. Высш. шк., 1984-352 с.
11. E.K.Arushanov, II₃V₂ Compounds and alloys, *Prog. Crystal Growth and Charact.* 1992, Vol.25, pp.131-201.
12. R.Laiho, A.V.Lashkul, K.G. Lisunov, V.S.Zakhvalinskii and A. Mökinen, Low temperature conductivity of (Zn_{1-x}Mn_x)₃As₂ solid solutions, *J. Phys. Cond.Matt.* 5, 5113(1993).

13. E. Lähderanta, R. Laiho, A. V. Lashul, Roy S. B., Calpin A. D. and V. S. Zakhvalinskii, Spin-glass like behavior of $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$. *J. Magn. Mater.* Vol. 104-107, (1992) p. 1605-1606.
14. A. V. Lashul, E. Lähderanta, R. Laiho, V. S. Zakhvalinskii, Freezing of magnetic moments in $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ near 200 K., *Phys. Rev. B*, V. 46, No 10, 1992, p. 6251-6255.
15. E. Lähderanta, R. Laiho, L. Saisa, A. V. Lashul, V. S. Zakhvalinskii. Magnetic properties and photomagnetic effect in p-type $\text{Zn}_{2.97}\text{Mn}_{0.03}\text{As}_2$. *Proc. of 20th Int. Conf. on the Phys. of semiconductors*. V1, Thessaloniki, Greece, p. 759-762., (1990).
16. R. Laiho, A. V. Lashul, E. Lähderanta, A. Mökinen and V. S. Zakhvalinskii, Magnetic freezing near 200 K in the semimagnetic semiconductor $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ *Solid State Commun.*, V. 83, No 5, p. 375-378, (1992).
17. R. Laiho, A. V. Lashkul, E. Lähderanta, V. N. Stamov and V. S. Zakhvalinskii, Magnetic freezing phenomena in $(\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{As}_2$, *J. Magn. Mater.* 140-144, 1769 (1995).
18. Laiho R., Lähderanta E., Lisunov K. G., Stamov V. N. and Zakhvalinskii V. S., *J. Phys. Chem. Solids* Vol. 58, No. 5, pp. 717-724, 1997
19. РУКОВОДСТВО ПОЛЬЗОВАТЕЛЯ И ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ Cryogen Free.
20. R. Laiho, A. V. Lashkul, E. Lähderanta, K. G. Lisunov, V. N. Stamov and V. S. Zakhvalinskii, Disorder in $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ and its consequences on impurity conduction and magnetic properties, *J. Phys.: Condens. Matter* Vol. 7, (1995) p.p. 7629-7642.
21. K. Lisunov, A. Lashkul, R. Laiho, V. Zakhvalinskii, A. Mäkinen and E. Lähderanta, Low-temperature conductivity of $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ solid solutions, *J. Phys.: Condens. Matter* Vol. 5 (1993) p.p. 5113-5120.
22. R. Laiho, K. G. Lisunov, M. L. Shubnikov, V. N. Stamov, and V. S. Zakhvalinskii, Resonant acceptor states in diluted magnetic semiconductor $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$. *Solid State Commun.* 110, 599 (1999).