

На правах рукописи

Хорошилов Артем Леонидович

**Особенности магнитотранспорта и теплоемкости
каркасных стекол $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении
науки

«Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»

Научный руководитель:

Случанко Николай Ефимович
кандидат физико-математических
наук, доцент,
ФГБУН Институт общей физики
им. А.М. Прохорова Российской
академии наук, ведущий научный
сотрудник

**Официальные
оппоненты:**

Гиппиус Андрей Андреевич
профессор, д.ф.-м.н., ФГБУН МГУ
имени М.В. Ломоносова,
Физический факультет, старший
научный сотрудник

Ведущая организация:

Кугель Климент Ильич
к.ф.-м.н., ФГБУН Институт
теоретической и прикладной
электродинамики РАН, ведущий
научный сотрудник
ФГБУН Институт физики высоких
давлений им. Л.Ф. Верещагина
Российской академии наук (ИФВД
РАН)

Защита состоится 25 ноября 2019 года на заседании диссертационного совета
Д 002.063.02 при ФГБУН Институте общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, расположенном по адресу: 119991, г. Москва, ул.
Вавилова, 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИОФ РАН
<http://www.gpi.ru/>

Автореферат разослан « ____ » _____ 2019 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

Макаров
Вячеслав Петрович

Общая характеристика работы.

Актуальность и степень разработанности темы исследования.

В последнее время большое внимание исследователей в области физики конденсированного состояния привлекают соединения с сильными электронными корреляциями (СКЭС). Широкое разнообразие наблюдающихся в таких системах уникальных физических явлений, среди которых фазовые переходы металл-изолятор, высокотемпературная сверхпроводимость, колоссальное магнетосопротивление, явилось стимулом для развития качественно новых фундаментальных подходов к их изучению (см., например, [1,2]) и увеличения числа исследований, посвященных новым видам СКЭС. В том числе, следует особо отметить работы, посвященные исследованию магнетосопротивления (МС). Несмотря на простоту измерений зарядового транспорта, физические механизмы, лежащие в основе эффектов положительного (пМС) и отрицательного магнетосопротивления (оМС) в конкретных материалах могут быть чрезвычайно сложными и разнообразными. Так, эффект колоссального отрицательного магнетосопротивления (КМС) обнаружен в самых разных по химическому составу системах с магнитными d - и f - ионами, таких как манганиты [3], гексабориды [4] и другие. Помимо эффекта КМС для этих соединений характерны также различные типы неоднородностей, такие, как комплексы вакансий в кристаллической решетке, волны зарядовой и спиновой плотности, фазовое расслоение, структурная и электронная неустойчивости, образование магнитных кластеров, а также формирование низкоразмерных электронных фаз [5]. Наличие в проводниках различных классов схожих особенностей кристаллической и магнитной структуры, в частности, сосуществование разупорядоченной и упорядоченной фаз, позволяет предположить наличие общего механизма возникновения КМС. Помимо нетривиального поведения МС, данные системы зачастую также обладают сложной магнитной фазовой диаграммой (ФД). К наиболее характерным представителям таких соединений относятся манганиты. В обзоре [5] приведены многочисленные примеры температурно-концентрационных T - x диаграмм манганитов, включающих, в ряде случаев, до шести различных магнитоупорядоченных фаз. Использование в качестве

дополнительного управляющего параметра внешнего магнитного поля значительно расширяет спектр наблюдающихся фазовых переходов, существенно усложняя вид ФД. При этом, благодаря возможности воздействовать на магнитную подсистему, внешнее магнитное поле позволяет, при фиксированном составе манганита, организовать перестройку магнитной структуры, изменить характер магнитного упорядочения. Например, нетривиальная магнитная H - T - x фазовая диаграмма в манганитах самария, в зависимости от концентрации примесей Са, хорошо иллюстрирует переключение между различными режимами существования ферромагнитных кластеров внутри антиферромагнитной матрицы [6]. Следует отметить, что, несмотря на естественное предположение о наличии магнитной анизотропии в соединениях со столь сложными ФД и многообразием возникающих в них магнитных структур, лишь немногие исследователи уделяют внимание изучению их гальваномагнитных свойств при различных конфигурациях измерительного тока и внешнего магнитного поля. При этом, обычно авторы ограничиваются фиксированной ориентацией магнитного поля вдоль одного или нескольких основных кристаллографических направлений, причем такие исследования чаще всего посвящены тонким пленкам и практически не затрагивают анизотропию свойств в объемных кристаллах [7].

При изучении фундаментальных механизмов, лежащих в основе эффекта КМС и формирующих основное состояние в манганитах и подобных им материалах, представляется удобным использовать более простые как по составу, структуре и свойствам, так и по методике синтеза модельные соединения, в которых возможно наблюдение подобного многообразия механизмов зарядового и магнитного упорядочения, приводящих к сложным магнитным фазовым диаграммам. В качестве таких модельных систем в диссертационной работе предложено использовать соединения редкоземельных додекаборидов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Особенности кристаллической структуры таких соединений, сочетающей в себе свойства жесткого ковалентного борного каркаса и разупорядоченной подрешетки РЗ-ионов, дают возможность исследовать влияние структурной и электронной неустойчивости,

подобных наблюдающимся в более сложных СКЭС, на свойства электронной и магнитной подсистемы в относительно простой модельной системе.

При исследовании особенностей рассеяния носителей заряда в магнитных редкоземельных додекаборидах в присутствии структурной неустойчивости борного каркаса представляется удобным начать с немагнитной системы LuB_{12} , постепенно замещая ионы лютеция магнитными ионами с частично заполненной 4f оболочкой. В данной работе предложено использовать в качестве примеси замещения гольмий. Такой подход позволяет исследовать на примере $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ целый ряд магниторезистивных явлений, характерных для пространственно-неоднородных СКЭС. В частности, возникновение и рост эффекта оМС вблизи магнитного фазового перехода антиферромагнетик-парамагнетик, которые связаны с рассеянием носителей заряда на кластерах магнитных ионов. Отметим, что последние исследования немагнитного соединения LuB_{12} [8] выявили сильную анизотропию магнетосопротивления, зависящую от направления измерительного тока через образец и ориентации внешнего магнитного поля. Авторы [8] связывают данное явление с формированием в LuB_{12} высокочастотных проводящих каналов - динамических зарядовых страйпов в ГЦК решетке додекаборида. В связи с этим, дополнительный интерес представляет также исследование анизотропии магнетосопротивления в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в присутствии электронного фазового расслоения. Таким образом, выбор в качестве объекта исследований твердых растворов замещения $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в сочетании с методикой прецизионных низкотемпературных измерений магнетосопротивления в магнитном поле предоставляет возможность изучить особенности рассеяния носителей заряда на неоднородностях электронной и магнитной структуры в редкоземельных додекаборидах, а также проследить изменение характера рассеяния носителей с увеличением концентрации магнитных ионов в исходном соединении LuB_{12} .

Цели и задачи исследования.

Целью данной работы являлось выяснение взаимосвязи между структурой ближнего магнитного порядка – магнитными кластерами РЗ-ионов и магнитной

структурой магнитоупорядоченной фазы, с одной стороны, и особенностями рассеяния носителей заряда в системах с электронным фазовым расслоением, с другой, на примере модельных твердых растворов замещения $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ с помощью детального исследования магниторезистивных и тепловых свойств, а также измерений намагниченности монокристаллов данных соединений в широком диапазоне температур, концентрации атомов гольмия и напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} для различных направлений \mathbf{H} относительно главных кристаллографических осей. Для достижения поставленной цели были определены следующие задачи:

1. Исследование намагниченности и теплоемкости $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ ($x \geq 0.5$) в антиферромагнитной фазе для направления магнитного поля вдоль трех основных кристаллографических направлений.
2. Измерение и аналитическое описание анизотропии теплоемкости $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ в пределе малой концентрации магнитной примеси $x \approx 0.01$ в парамагнитной (ПМ) фазе в диапазоне температур 0.1 – 300 К.
3. Исследование удельного сопротивления и магнетосопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ ($0.01 \leq x \leq 1$) в температурном диапазоне 1.9 - 300 К в магнитных полях до 80 кЭ при различной ориентации магнитного поля относительно главных кристаллографических направлений.
4. Анализ с разделением положительных и отрицательных вкладов в магнетосопротивление $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ ($0.01 \leq x \leq 1$) в парамагнитной и антиферромагнитной (АФ) фазах.
5. Количественное описание анизотропии микроскопических параметров вкладов в магнетосопротивление в зависимости от температуры.

Научная и практическая значимость работы.

Полученные в диссертационной работе результаты способствуют выяснению механизмов, лежащих в основе эффекта КМС в окрестности магнитного фазового перехода антиферромагнетик-парамагнетик, а также дальнейшему развитию фундаментальных представлений о природе сильных электронных корреляций,

определяющих аномалии физических свойств и особенности формирования сложного магнитного основного состояния соединений с тяжелыми фермионами.

Научная новизна работы.

1. Впервые обнаружена сильная (до 32%) анизотропия магнетосопротивления в парамагнитном состоянии в фазе каркасного стекла в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.1 \leq x \leq 1$). В рамках предложенной процедуры разделения вкладов в МС впервые показано, что отрицательный низкотемпературный вклад в МС в неупорядоченной ПМ фазе $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.1 \leq x \leq 1$) является изотропным, тогда как эффект анизотропии МС определяется положительным вкладом. Показано, что анизотропия связана с рассеянием носителей заряда на динамических зарядовых страйпах в РЗ додекаборидах.
2. Впервые построены угловые Н-ф-х фазовые диаграммы и диаграммы рассеяния носителей заряда в парамагнитной и АФ фазах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.5 \leq x \leq 1$). Обнаружено, что магнитные фазовые Н-ф-х диаграммы в этих антиферромагнетиках имеют форму мальтийского креста, выделены магнитоупорядоченные фазы в АФ-состоянии, установлены соответствующие им фазовые границы. Предложена интерпретация полученных результатов, основанная на представлении о перенормировке косвенного РККИ-обменного взаимодействия в условиях электронного фазового расслоения за счет перехода значительной части электронов проводимости в динамические зарядовые страйпы.
3. В результате разделения вкладов в МС впервые показано, что эффект анизотропии в АФ-фазе $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.5 \leq x \leq 1$), в основном, определяется уменьшением приблизительно в 3 раза амплитуды линейного положительного вклада в МС с ростом внешнего магнитного поля в интервале 5-20 кЭ. Получены количественные характеристики вкладов, предложена их интерпретация.

4. В каркасных стеклах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($x \approx 0.01$) впервые обнаружена значительная анизотропия теплоемкости (до 20%) в сильном магнитном поле для направлений $\mathbf{H} \parallel [001]$ и $\mathbf{H} \parallel [111]$. В рамках модели кристаллического электрического поля (КЭП) кубической симметрии, с учетом сверхтонкого взаимодействия, предложено количественное описание теплоемкости $C(T, H)$ для $\mathbf{H} \parallel [111]$. Анизотропный вклад в теплоемкость связывается с взаимодействием зарядовых страйпов с поперечным внешним магнитным полем.

Методы исследования.

Основным экспериментальным методом исследования в данной работе являлось измерение поперечного магнетосопротивления однодоменных монокристаллических образцов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Измерения МС проводились четырёхконтактным методом на постоянном токе с коммутацией направления тока через образец в постоянном внешнем магнитном поле \mathbf{H} при различной ориентации вектора \mathbf{H} относительно главных кристаллографических направлений. С целью уточнения и дополнения полученных магниторезистивных данных были проведены также измерения теплоемкости и намагниченности.

Положения, выносимые на защиту:

1. В каркасных стеклах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в пределе малых концентраций гольмия ($x \approx 0.01$) впервые обнаружена значительная анизотропия теплоемкости (до 20%) в сильном магнитном поле, предположительно связанная с формированием динамических зарядовых страйпов в матрице додекаборидов. В рамках модельного гамильтониана КЭП кубической симметрии, с учетом сверхтонкого взаимодействия и эффекта Зеемана, предложено количественное описание поведения низкотемпературной теплоемкости для направления внешнего поля $\mathbf{H} \parallel [111]$.

2. Впервые построены Н–Т-ф диаграммы рассеяния носителей заряда в ПМ-фазе при низких температурах в широком диапазоне концентраций гольмия ($0.1 \leq x \leq 1$), обнаружена значительная анизотропия магнетосопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в парамагнитной фазе (до 32% для HoB_{12}). Установлено, что в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ магнетосопротивление в неупорядоченной фазе каркасного стекла при $T < T^* = 60 \text{ K}$ определяется двумя основными вкладами: положительным квадратичным по Н и отрицательным вкладом, пропорциональным квадрату функции Ланжевена. В парамагнитном состоянии $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ при низких температурах впервые выявлен скейлинг МС в координатах $\rho \sim f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2 / T^2)$, при этом отрицательный вклад в МС оказывается практически изотропным.
3. Предложена интерпретация анизотропии МС в парамагнитной фазе, связанная с анизотропией положительного вклада, который определяется рассеянием носителей на динамических зарядовых страйпах в поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$. В свою очередь, отрицательный вклад в МС в ПМ-фазе отвечает рассеянию носителей на магнитных 4f-моментах нанокластеров (областей АФ ближнего порядка) ионов Ho^{3+} . С повышением концентрации в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ гольмия в диапазоне $0.1 \leq x \leq 1$ обнаружено заметное изменение анизотропии дрейфовой подвижности носителей $\mu_{\text{D}}(\mathbf{H} \parallel [001]) / \mu_{\text{D}}(\mathbf{H} \parallel [111])$ при гелиевых температурах, принимающей значения в диапазоне 1.5-3.9.
4. На основе данных измерений магнетосопротивления, намагниченности и теплоемкости каркасных стекол $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.5 \leq x \leq 1$) построены магнитные фазовые Н-Т-х фазовые диаграммы для внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [001]$, $[110]$ и $[111]$. Построены Н–Т-ф диаграммы рассеяния носителей заряда в АФ фазе $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.5 \leq x \leq 1$). Впервые обнаружен скейлинг кривых МС в АФ фазе в координатах

$\rho \sim f(H/T)$. Выявлена значительная анизотропия магнетосопротивления и фазовых диаграмм в форме мальтийского креста в АФ-фазе, которая обусловлена резким уменьшением рассеяния для направления $\mathbf{H} \parallel [111]$ в полях 5-15 кЭ.

5. Установлено, что в магнитоупорядоченной фазе МС может быть описано суммой двух вкладов: положительного линейного по H и отрицательного квадратичного по H . В рамках предложенной интерпретации линейный положительный вклад в МС в АФ-фазе связан с рассеянием носителей заряда на волне спиновой плотности, сформированной из многочастичных спин-поляризованных состояний 5d-электронов зоны проводимости. Квадратичный отрицательный вклад в МС в АФ-фазе определяется рассеянием носителей на нацентровых локальных 4f-5d спиновых флуктуациях в окрестности ионов гольмия.

Степень достоверности и апробация результатов.

Достоверность результатов диссертационной работы подтверждается высоким качеством использовавшихся для измерений однодоменных монокристаллических образцов, надежностью и точностью использовавшегося в работе экспериментального оборудования, а также сравнительным анализом полученных в работе оригинальных результатов с представленными в научной литературе данными. Сформулированные в работе выводы были апробированы на 8 международных и 4 российских научных конференциях, в том числе: на Московском международном симпозиуме по магнетизму (MISM-2014, 2017), Международной конференции по магнетизму (ICM-2015), Чехословацкой конференции по магнетизму (CSMAG-2013, 2016, 2019), Международной конференции по сильно коррелированным электронным системам (SCES-2017), Международной конференции «Актуальные темы магнетизма и сверхпроводимости» (АТоMS-2014), Международном симпозиуме по спиновым волнам (SW-2018), Международном симпозиуме по бору, боридам и их соединениям (ISBB-2014, 2017), Международной Конференции «Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах» (HMMM-XXIII 2018),

конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (2017, 2018, 2019). Обоснованность выводов и рекомендаций подтверждена публикациями результатов в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК РФ.

Всего по результатам диссертации опубликовано 39 печатных работ, включая 7 статей в журналах из списка ВАК и 32 тезиса докладов на российских и международных конференциях.

Личный вклад автора.

Автором лично выполнены измерения удельного сопротивления и магнетосопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$, проведены обработка и анализ экспериментальных данных намагничности, теплоемкости и магнетосопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Автор принимал участие в подготовке монокристаллических образцов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ к магниторезистивным и тепловым исследованиям, а также в подготовке полученных результатов к публикации и написании статей.

Структура и объем диссертации.

Работа состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 166 страниц, включая 67 рисунков и 1 таблицу. Список литературы содержит 202 наименования.

Содержание работы.

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, представлены выносимые на защиту научные положения, описана структура диссертации.

Первая глава представляет собой литературный обзор основных свойств наиболее известных СКЭС с электронной и структурной неустойчивостью – манганитов, ВТСП-купратов и ферропниктидов (§1), некоторых моделей МС и результатов их применения для описания свойств СКЭС (§2), а также свойств редкоземельных додекаборидов RB_{12} (§3). В частности, в последнем параграфе

рассматриваются особенности кристаллической структуры редкоземельных додекаборидов $R\text{B}_{12}$, обусловленные переходом в состояние «каркасного стекла» при азотных температурах, их влияние на физические характеристики исходных модельных систем LuB_{12} и HoB_{12} .

Вторая глава содержит описание методики роста монокристаллов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ и подготовки образцов к экспериментам, описание экспериментальных установок, использовавшихся в работе для исследований теплоемкости, намагниченности и гальваномагнитных измерений. Измерения удельного сопротивления и поперечного МС проводились четырехконтактным методом на постоянном токе с коммутацией направления тока через образец в постоянном внешнем магнитном поле напряженностью до 80 кЭ в температурном диапазоне 1.9 – 300 К. Для исследования анизотропии магнетосопротивления использовалась вставка с вращающимся столиком-держателем образца, позволившая измерить МС при различной ориентации вектора \mathbf{H} относительно кристаллографических направлений в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$.

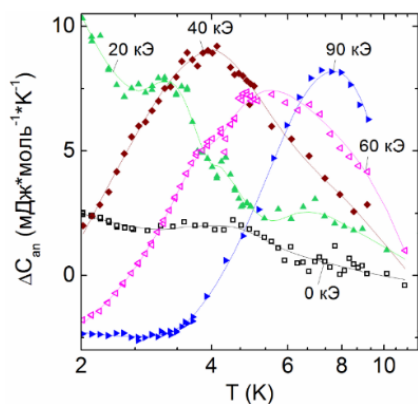


Рис.1. Температурные зависимости анизотропии теплоемкости $\Delta C_{an}(T, H_0) = C(T, H_0 \parallel [001]) - C(T, H_0 \parallel [111])$ соединения $\text{Ho}_{0.01}\text{Lu}_{0.99}\text{B}_{12}$ при различных значениях напряженности магнитного поля.

В третьей главе представлены результаты измерений теплоемкости твердых растворов замещения $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ с концентрацией примесей гольмия $0.01 \leq x \leq 1$ во внешнем магнитном поле до 90 кЭ.

Приведено сравнение теплоемкости $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в отсутствии магнитного поля с теплоемкостью подвергнутого высокотемпературному гомогенизирующему отжигу LuB_{12} . Показано, что для концентраций $x \leq 0.2$ зависимости теплоемкости для $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ с высокой точностью совпадают с кривой LuB_{12} в широком

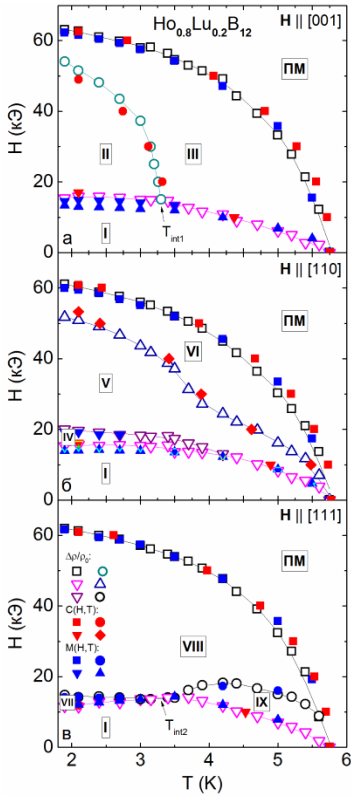


Рис.2. Магнитные фазовые H-T диаграммы $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ для $\mathbf{H} \parallel [001]$ (а), $[110]$ (б) и $[111]$ (в). Римскими цифрами обозначены АФ-фазы, ПМ – парамагнитное состояние.

мультиплетов, отвечающих полному моменту $F=5/2, 7/2$ и $9/2$ ($F=I+J$) мультиплета $^5\text{I}_8$ иона Ho^{3+} . Магнитный вклад в теплоемкость аппроксимировался модельной кривой, полученной путем численного расчета теплоемкости непосредственно из гамильтониана:

$$H = \beta B_4(O_4^0 + 5O_4^4) + \gamma B_6(O_6^0 - 21O_6^4) + A\mathbf{J} + g_J\mu_B\mathbf{B}\mathbf{J} \quad (1),$$

диапазоне температур $T \geq 10$ K, а при концентрациях $x \geq 0.3$ в диапазоне $T \geq 100$ K. Продемонстрированы существенные отличия в поведении низкотемпературной ($T < 5$ K) магнитной части теплоемкости кривых $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ с $x = 0.01$ и 0.1 в отсутствие внешнего поля, включая различия в амплитуде, ширине и положении низкотемпературных пиков теплоемкости в диапазоне $0.1 - 0.4$ K. Ввиду малой величины магнитного вклада при температурах $T \geq 10$ K, предложено рассматривать теплоемкость отожженного LuB_{12} в качестве немагнитной (колебательной и электронной) части теплоемкости $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Вычитание $C(\text{LuB}_{12})$ из теплоемкости $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($x = 0.01$ и 0.1) позволило установить, что общий вид низкотемпературной магнитной теплоемкости для этих составов в полях $H = 5 - 90$ кЭ представляет собой кривую с двумя пиками, первый из которых наблюдается в диапазоне $T < 0.4$ K, а второй располагается в интервале $1 - 10$ K в зависимости от H . Такое поведение при низких температурах $T < 20$ K соответствует изменению во внешнем магнитном поле энергии электронно-ядерных

где первые два слагаемых описывают потенциал КЭП кубической симметрии (см., например, [9]), причем значения констант $V_4 = -1.03 \text{ см}^{-1}$ и $V_6 = -16.2 \text{ см}^{-1}$ выбраны по результатам недавних экспериментов по рассеянию нейтронов в HoV_{12} [10]. Третье слагаемое AII отвечает сверхтонкому взаимодействию с постоянной $A = 0.02633 \text{ см}^{-1}$. Последнее слагаемое $g_J \mu_B \mathbf{B} \mathbf{J}$ представляет собой зеемановскую энергию взаимодействия $4f$ электронов ионов Ho с магнитным полем, где μ_B - магнетон Бора, $g_J = 5/4$ - фактор Ланде.

Для состава с минимальным содержанием гольмия $\text{Ho}_{0.01}\text{Lu}_{0.99}\text{V}_{12}$ была выявлена заметная анизотропии теплоемкости в ПМ фазе: $\Delta C_{an}(T, H_0) = C(T, H_0 \parallel [001]) - C(T, H_0 \parallel [111]) \leq 10 \text{ мДж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ при экспериментальной погрешности измерений менее $2 \text{ мДж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ (см. рис. 1).

На рис.2 для примера изображены ФД, построенные на основе измерений теплоемкости $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$ в АФ-состоянии (см. обозначения на рис.2в). Видно, что приведенные ФД для трех основных кристаллографических направлений заметно отличаются друг от друга, что соответствует сильной анизотропии АФ фазы в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ с $x \geq 0.5$. С целью уточнения построенных фазовых диаграмм, нами были выполнены также измерения намагниченности и магнетосопротивления соединений $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ с $x \geq 0.5$. Отвечающие особенностям намагниченности и МС фазовые

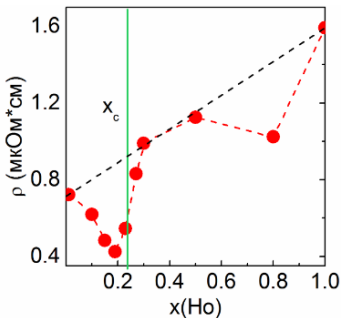


Рис.3. Зависимость остаточного сопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ от концентрации гольмия x при температуре $T_0 = 10 \text{ К}$.

переходы также показаны на ФД для состава с $x = 0.8$ (см. обозначения на рис.2в).

В четвертой главе обсуждаются результаты измерений удельного сопротивления и поперечного магнетосопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ на постоянном токе $\mathbf{I} \parallel [1\bar{1}0]$ для направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [001]$ в парамагнитной и антиферромагнитной фазах, продемонстрирована процедура разделения положительного и отрицательного вкладов в МС, обсуждаются механизмы

рассеяния носителей заряда, отвечающие данным вкладам, приводятся температурные и концентрационные зависимости микроскопических параметров. Изучение температурных зависимостей $\rho(T, x)$ удельного сопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в широком диапазоне концентраций показало наличие зависимости перколяционного типа для остаточного сопротивления $\rho_0(x) \approx \rho(T_0 = 10\text{K}, x)$ с порогом протекания $x_c \approx 0.23$ (см. рис.3). Основываясь на анализе экспериментальных данных, предложено рассматривать $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ при низких концентрациях $x < 0.1$ как систему изолированных ЛММ ионов гольмия, тогда как в интервале $0.1 \leq x < 0.23$ в RB_{12} возникают одиночные кластеры ионов гольмия наноразмера и при $x \geq 0.23$ формируется бесконечный кластер магнитных ионов. Наличие подобных неоднородностей в твердом растворе оказывает определяющее воздействие на характер рассеяния носителей заряда и, как следствие, приводит к сложному поведению магнетосопротивления.

В соответствии с концепцией, предложенной в работе (см. [A1]), МС парамагнитной фазы $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ представляет собой сумму трех аддитивных вкладов:

$$(\Delta\rho/\rho)_{\text{exp}} = (\Delta\rho/\rho)_+ + (\Delta\rho/\rho)_- = (\mu_D^2 H^2 + aH) - cL^2(\mu_{\text{eff}} H / T) \quad (2),$$

где $(\Delta\rho/\rho)_{\text{exp}}, (\Delta\rho/\rho)_+, (\Delta\rho/\rho)_-$ - экспериментальная кривая МС, положительный и отрицательный вклады в МС, соответственно, μ_D - дрейфовая подвижность носителей, $L(\mu_{\text{eff}} H / T) = \coth(x) - 1/x$ - функция Ланжевена с $x = \mu_{\text{eff}} \mu_B H / (k_B T)$, μ_{eff} - эффективный магнитный момент кластеров ионов Ho^{3+} , a и c - зависящие от температуры коэффициенты. При этом, в малых полях отрицательный вклад в МС оказывается пропорционален квадрату магнитного поля: $(\Delta\rho/\rho)_- = -cL^2(\mu_{\text{eff}} H / T) \sim -H^2$, что хорошо согласуется с феноменологическим подходом на основе модели Йосиды [11-12], в рамках которого рассеяние носителей заряда на ЛММ приводит к эффекту ОМС, пропорциональному квадрату локальной намагниченности: $(\Delta\rho/\rho)_- \sim -M_{\text{loc}}^2 \sim \chi_{\text{loc}}^2 H^2$. Таким образом, реализованная в работе процедура разделения вкладов в МС в парамагнитной фазе (см. (2)) состоит из (i)

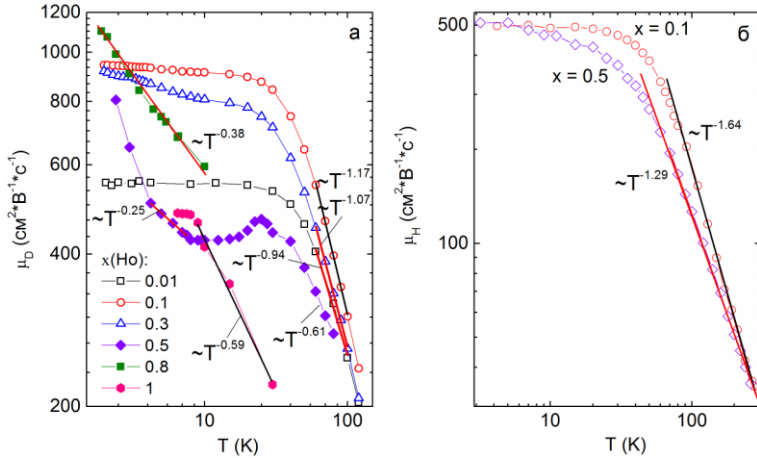


Рис.4. Зависимости дрейфовой подвижности μ_D от температуры при различных концентрациях гольмия (панель а). Для сравнения показаны также температурные зависимости холловской подвижности (панель б) [A1]. Линиями показана аппроксимация дрейфовой и холловской подвижности степенной зависимостью $\mu_{D,H} \sim T^{-\alpha}$.

аппроксимации квадратичной зависимости пМС $(\Delta\rho/\rho)_+$ в сильном поле с последующим вычитанием положительного вклада $\mu_D^2 H^2$ из экспериментальной кривой и (ii) аппроксимации остатка в интервале $H \leq 40$ кЭ суммой линейного положительного и отрицательного вкладов $aH - cL^2(\mu_{\text{eff}}H/T)$. Указанная процедура была проведена для всех измеренных в работе составов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ при температурах в области существования парамагнитной фазы. Полученные в рамках выражения (2) зависимости дрейфовой подвижности и эффективного магнитного момента от концентрации гольмия и температуры приведены на рис.4-5. Холл-фактор $r_H = \mu_H / \mu_D$ для полученных зависимостей подвижности при изменении x варьируется в диапазоне $r_H = 0.53$ -1.06, а показатель степени зависимости дрейфовой подвижности $\mu_D \sim T^{-\alpha}$ в диапазоне температур $T \geq 40$ К лежит в пределах $\alpha = 0.61$ -1.17. Как видно из рис.5, величина μ_{eff} областей рассеяния носителей заряда

оказывается значительно меньше $\mu(\text{Ho}^{3+}) = 10.6 \mu_B$ (μ_B - магнетон Бора) и может быть сопоставлена магнитным моментам кластеров ионов гольмия с АФ обменным взаимодействием. С уменьшением температуры и увеличением концентрации гольмия величина эффективного магнитного момента μ_{eff} магнитных кластеров ионов Ho^{3+} значительно уменьшается. Учитывая АФ характер обмена внутри таких областей ближнего порядка, такое поведение связывается в работе с компенсацией их момента при уменьшении влияния температурных флуктуаций и увеличении геометрических размеров магнитных нанокластеров (см. рис.5).

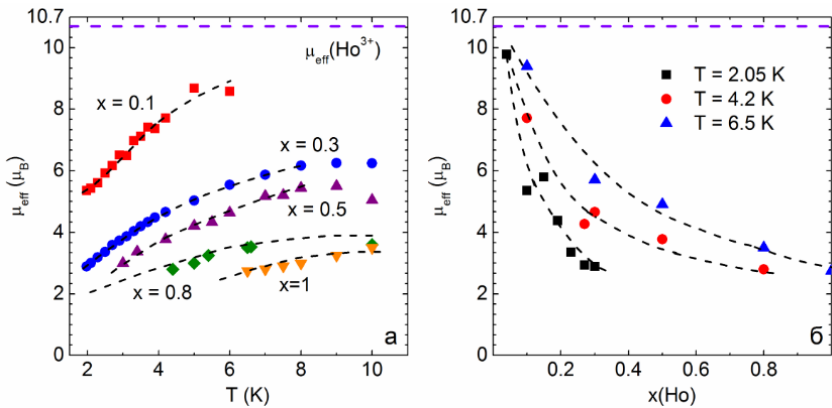


Рис.5. Зависимости эффективного магнитного момента μ_{eff} областей ближнего АФ порядка от температуры при различных концентрациях гольмия (панель а) и от концентрации при фиксированных температурах (панель б).

Для анализа пМС и оМС вкладов в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в магнитоупорядоченном состоянии был предложен подход, описывающий магнетосопротивление в пределах полевых интервалов в АФ-фазе в виде суммы вкладов:

$$(\Delta\rho/\rho)_i = A_i H - B_i H^2 \quad (3),$$

где A_i и B_i – зависящие от температуры коэффициенты, $i=L,M,H$ – индекс, отвечающий аппроксимации МС в диапазоне малых (L, 0-15 кЭ), средних (M, 15-45 кЭ) или больших магнитных полей (H, 45-80 кЭ), соответственно. Положительный линейный вклад в правой части (3), по аналогии с описанием эффекта линейного положительного МС в АФ-фазе в хrome (см., например, [13]), связывается с

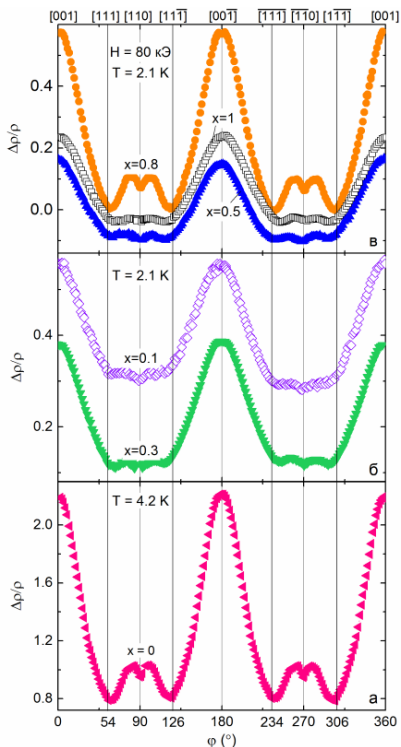


Рис.6. Угловые зависимости МС в парамагнитной фазе $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ в поле $H = 80 \text{ кЭ}$ для различных концентраций $0.1 \leq x \leq 1$ при температуре $T = 2.1 \text{ К}$. Зависимость МС для LuV_{12} ($x = 0$) приведена при температуре $T = 4.2 \text{ К}$.

моментов 4f-оболочки ионов Ho^{3+} и локальных спин-поляризованных областей (5d состояния), участвующих в формировании ВСП (см. описание магнитной структуры HoV_{12} в [14]).

Пятая глава посвящена детальному изучению анизотропии удельного сопротивления и поперечного магнетосопротивления $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ для направления тока $\mathbf{I} \parallel [1\bar{1}0]$ при различной ориентации вектора внешнего магнитного поля \mathbf{H}

рассеянием носителей заряда на волне спиновой плотности (ВСП) при увеличении ее амплитуды с ростом внешнего магнитного поля. Второе, отрицательное квадратичное слагаемое в (3) представляет собой низкополевой вклад ланжевенновского типа (см.(2)) от рассеяния носителей на локальных нацентрированных спиновых флуктуациях в окрестности магнитных ионов Ho^{3+} . Беспорядок в расположении ионов гольмия в кубооктаэдрах V_{24} в состоянии каркасного стекла приводит к существенному разбросу параметров обменного РККИ взаимодействия, а сильные локальные 4f-5d спиновые флуктуации, в свою очередь, вызывают спиновую поляризацию 5d состояний зоны проводимости. Таким образом, результаты анализа компонент МС приводят к выводу о том, что основное состояние $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ в АФ-фазе необходимо рассматривать как комбинацию магнитоупорядоченного состояния локализованных магнитных

относительно главных кристаллографических направлений, а также исследованию анизотропных вкладов и выяснению роли механизмов рассеяния носителей заряда, обсуждавшихся в четвертой главе. Использование измерительной схемы с вращающимся во внешнем магнитном поле образцом позволило исследовать изменение МС в широком диапазоне углов $\varphi = \mathbf{H} \wedge \mathbf{n}$ между вектором \mathbf{H} и нормалью \mathbf{n} к поверхности образца (110). В частности, были проведены измерения полевых зависимостей магнетосопротивления при различных углах, а также угловых зависимостей при различных значениях внешнего поля. В работе установлено, что угловая зависимость удельного сопротивления и МС $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в парамагнитной фазе оказывается подобной для разных составов x , причем форма кривой практически не зависит от концентрации магнитных примесей (см., например, рис.6). Как видно из рис.6, $\Delta\rho / \rho(\varphi, H_0)$ при гелиевых температурах представляет собой кривую с максимумом в окрестности направления $\mathbf{H} \parallel [001]$, а также широкого интервала углов между направлениями $\mathbf{H} \parallel [111]$ и $\mathbf{H} \parallel [11\bar{1}]$, отвечающими минимальным значениям удельного сопротивления. В работе подчеркивается, что поведение кривых МС качественно не меняется и в немагнитном LuB_{12} вплоть до температуры перехода в состояние каркасного стекла $T^* = 60$ К (см. также [A4]).

Детальный анализ анизотропии, предложенный в работе, основан на представлении всех данных по МС на общей диаграмме, позволяющей проследить эволюцию магнетосопротивления в зависимости от абсолютной величины и от направления поля \mathbf{H} . В частности, на рис.7 изображена H - φ диаграмма магнетосопротивления $\Delta\rho / \rho(\varphi, H)$ в полярных координатах (φ, H) при температуре 6.5 К для состава $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ в ПМ-фазе. Поскольку эффект поперечного магнетосопротивления в постоянном внешнем магнитном поле \mathbf{H} полностью определяется характером рассеяния носителей заряда в данном образце, приведенная диаграмма в полярных координатах $(\varphi = \mathbf{n} \wedge \mathbf{H}, H)$, фактически, представляет собой диаграмму рассеяния носителей заряда. Ее ключевыми особенностями являются: (i) область практически изотропного оМС в центре (поля \mathbf{H}

< 45 кЭ), (ii) широкая область наименьших абсолютных значений оМС для направления $\mathbf{H} \parallel [001]$.

Предложенное в работе масштабирование полевых зависимостей магнетосопротивления в парамагнитной фазе $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в координатах $\rho \sim f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2 / T^2)$ подтвердило наличие двух основных вкладов в МС во всем диапазоне углов 0-360°.

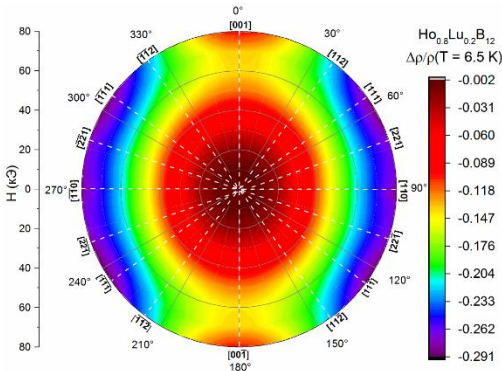


Рис.7. Н-ф диаграмма рассеяния носителей заряда в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ при температуре $T = 6.5 \text{ K}$ (ПМ-фаза).

Компонента оМС, найденная для различных направлений внешнего магнитного поля, оказывается практически изотропной и связана с рассеянием носителей заряда на моментах кластеров ионов Ho^{3+} . Квадратичный по полю вклад пМС в парамагнитной фазе представляется обусловленным рассеянием носителей заряда на

динамических зарядовых страйпах, формирующихся в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в интервале температур ниже перехода в состояние каркасного стекла ($T < T^* = 60 \text{ K}$) вдоль направления $[110]$ вследствие кооперативного динамического эффекта Яна-Теллера в борной подрешетке (см., например, [А6,А7]) и связанной с этим модуляцией степени гибридизации $5d-2p$ состояний, формирующих зону проводимости. Анализ положительного вклада в МС в парамагнитной фазе в рамках соотношения (2) позволил построить угловые зависимости дрейфовой подвижности носителей заряда $\mu_D(\varphi)$. При этом найденная величина анизотропии дрейфовой подвижности носителей $\mu_D(\mathbf{H} \parallel [001]) / \mu_D(\mathbf{H} \parallel [111])$ в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.1 \leq x \leq 0.8$) при температуре $T = 2.1 \text{ K}$ меняется в диапазоне 1.5-3.9 с ростом x в интервале составов 0.1 - 0.8.

Как видно из результатов, представленных на рис.8, переход в антиферромагнитное состояние существенно меняет вид диаграммы рассеяния

носителей заряда. В частности, в полях ниже перехода АФ-ПМ формируется сложная анизотропная картина МС в форме мальтийского креста со множеством магнитных фаз (см. рис.8).

Область доминирования линейного положительного магнетосопротивления, аналогично случаю ПМ-фазы с квадратичным по полю ρ_{MS} , лежит вдоль направления $\mathbf{H} \parallel [001]$, при этом, для концентраций $x=0.8$ и $x=1$ она оказывается заключена точно между направлениями $[112] - [\bar{1}\bar{1}2]$. Отметим, что в области малых полей ($H < 12$ кЭ) на Н-ф фазовой диаграмме АФ фазы наблюдается область

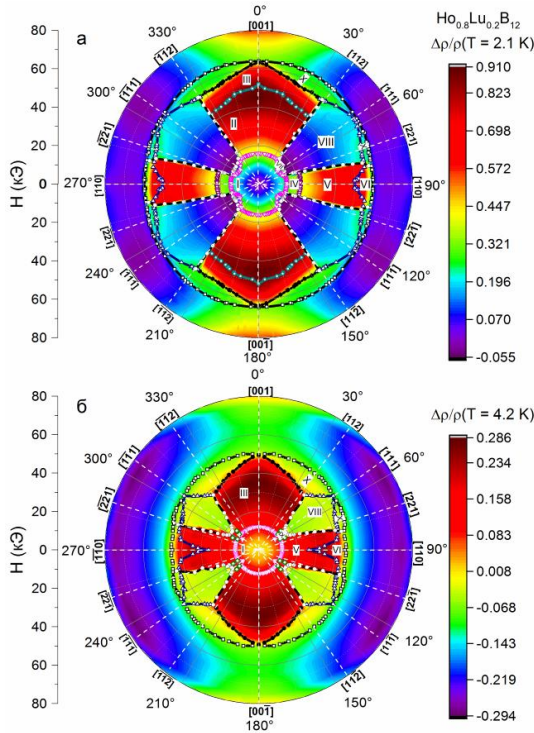


Рис.8. Н-ф фазовые диаграммы $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ при температурах (а) $T = 2.1$ К и (б) $T = 4.2$ К. Линиями с открытыми символами отмечены фазовые границы. Римскими цифрами обозначены номера различных фаз (см. также рис.2).

практически изотропного магнетосопротивления (см. центральную часть диаграмм рассеяния на рис.8). Формирование динамических зарядовых страйпов вдоль направления $[110]$, приводящее к подавлению РККИ обменного взаимодействия, и высокая чувствительность ВСП к направлению и величине магнитного поля являются ключевыми факторами, которые обуславливают возникновение сильно анизотропной магнитной Н-ф фазовой диаграммы в форме мальтийского креста в АФ состоянии (см. рис.8) и анизотропной диаграммы рассеяния носителей в ПМ

фазе (см. рис.7). Анализ вкладов в МС $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($0.5 \leq x \leq 1$) в антиферромагнитной фазе в рамках соотношения (3) позволил также построить температурные зависимости коэффициентов $A_i(\varphi, T)$, $B_i(\varphi, T)$ (см. (3)), для ориентации магнитного поля вдоль трех основных кристаллографических направлений и угловые кривые для температур $T = 2.1$ К и $T = 4.2$ К.

В заключении приведены основные результаты диссертации.

В работе выполнено комплексное исследование удельного сопротивления, поперечного магнетосопротивления и теплоемкости однодоменных монокристаллических образцов каркасных стекол $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ с концентрацией атомов гольмия $0.01 \leq x \leq 1$ в температурном диапазоне 1.9-300 К во внешнем магнитном поле до 80 кЭ при различной его ориентации относительно главных кристаллографических направлений. Полученные результаты находят последовательное и согласованное объяснение при учете ян-теллеровской неустойчивости молекул B_{12} , которая приводит к возникновению в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ кооперативного динамического эффекта Яна-Теллера. Ян-теллеровские искажения ГЦК структуры и связанная с ними коллективная мода, в свою очередь, вызывают колебания РЗ ионов Lu и Ho относительно centrosymmetricных положений в усеченных кубооктаэдрах B_{24} и обуславливают модуляцию $5d-2p$ гибридизации состояний зоны проводимости. При переходе в состояние каркасного стекла при температурах $T < T^* \sim 60$ К, данный эффект приводит в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ к формированию динамических зарядовых страйпов вдоль направления $[110]$, и, вследствие этого, к сильной анизотропии рассеяния носителей заряда как в антиферромагнитной, так и в парамагнитной фазах. Основные выводы диссертационной работы можно сформулировать следующим образом:

1. В каркасных стеклах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в пределе малых концентраций гольмия ($x \approx 0.01$) впервые обнаружена значительная анизотропия теплоемкости (до 20%) в сильном магнитном поле, предположительно связанная с формированием филаментарной структуры проводящих каналов (динамических зарядовых страйпов) в матрице додекаборидов. В рамках модельного гамильтониана кристаллического электрического поля

кубической симметрии, с учетом сверхтонкого взаимодействия и эффекта Зеемана, предложено количественное описание поведения низкотемпературной теплоемкости для направления внешнего поля $\mathbf{H} \parallel [111]$.

2. На основе измерений магнетосопротивления, теплоемкости и намагниченности антиферромагнетиков $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ ($0.5 \leq x \leq 1$) построены магнитные фазовые Н-Т-х диаграммы для ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [001]$, $[110]$ и $[111]$.
3. Установлено, что магнетосопротивление в разупорядоченном состоянии $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ при $T < T^* = 60 \text{ K}$ определяется суммой двух основных вкладов: положительного квадратичного по магнитному полю $(\mu_D H)^2$ и отрицательного вклада, пропорционального квадрату функции Ланжевена. Построены температурные и концентрационные зависимости дрейфовой подвижности носителей заряда ($\mu_D = 250\text{-}1100 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{c}^{-1}$) и эффективного магнитного момента кластеров ионов Ho^{3+} ($\mu_{\text{eff}} = 2.7\text{-}8.7 \text{ } \mu\text{B}$). Показано, что отрицательный вклад в МС в ПМ-фазе определяется рассеянием носителей на магнитных 4f-моментах АФ-нанокластеров ионов Ho^{3+} .
4. Обнаружена значительная (до 32% для HoV_{12}) анизотропия магнетосопротивления в парамагнитной фазе твердых растворов замещения $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ при низких температурах, впервые построены диаграммы рассеяния носителей в ПМ-фазе в широком диапазоне концентраций гольмия ($0.1 \leq x \leq 1$). В фазе каркасного стекла в парамагнитном состоянии впервые выявлен скейлинг МС в координатах $\rho \sim f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2 / T^2)$, показано, что отрицательный вклад в МС в ПМ-фазе в пределах экспериментальной точности изотропен. Найдено, что анизотропия МС определяется положительным вкладом $(\mu_D H)^2$. Обнаружено значительное изменение величины $\mu_D(\mathbf{H} \parallel [001]) / \mu_D(\mathbf{H} \parallel [111])$ анизотропии дрейфовой подвижности носителей в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ ($0.1 \leq x \leq 1$) при гелиевых температурах, принимающей значения в диапазоне 1.5-3.9 с повышением концентрации гольмия в интервале $0.1 \leq x \leq 1$. Предложена интерпретация анизотропии

МС в парамагнитной фазе в терминах рассеяния носителей на динамических зарядовых страйпах вдоль направления [110], возникающих в результате кооперативного динамического эффекта Яна-Теллера в борной подрешетке.

5. Построены H–T-φ фазовые диаграммы и диаграммы рассеяния носителей заряда в АФ фазе $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($x \geq 0.5$), установлены фазовые границы различных магнитоупорядоченных фаз в АФ-состоянии. Найдено, что причиной анизотропии фазовых диаграмм в форме мальтийского креста и анизотропного рассеяния носителей заряда в АФ-фазе является резкое уменьшение рассеяния для $\mathbf{H} \parallel [111]$ в полях 5-15 кЭ. Впервые обнаружен скейлинг МС в АФ фазе в координатах $\Delta\rho/\rho \sim f(H/T)$. Установлено, что в магнитоупорядоченной фазе МС, в основном, определяется суммой положительного линейного и отрицательного квадратичного по полю вкладов.
6. Предложена интерпретация, в рамках которой линейный положительный вклад определяется рассеянием носителей заряда на волне спиновой плотности (ВСП), сформированной из многочастичных спин-поляризованных 5d-состояний зоны проводимости, тогда как квадратичный отрицательный вклад определяется рассеянием носителей на нацентрированных локальных 4f-5d спиновых флуктуациях в окрестности ионов гольмия. При этом, подавление обменного магнитного взаимодействия через электроны проводимости (РККИ механизм) в направлении динамических зарядовых страйпов ($\mathbf{H} \parallel [110]$) является главным фактором, определяющим возникновение выделенных направлений магнитной фазовой диаграммы в модельных антиферромагнетиках $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$.

Список литературы.

1. Изюмов Ю.А., Курмаев Э.З. Материалы с сильными электронными корреляциями // УФН. -2008. -Т. 178. -Вып. 1, -С. 25-60.
2. Georges Antoine, Kotliar Gabriel, Krauth Werner, and Rozenberg Marcelo J. Dynamical mean-field theory of strongly correlated fermion systems and the limit of infinite dimensions // Rev. Mod. Phys. -1996. -Vol. 68. -Issue. 1. -P. 13.
3. Dagotto E., Hotta T., and Moreo A. Colossal magnetoresistant materials: the key role of phase separation // Phys. Rep. -2001. -Vol. 344. -Issue. 1-3. -PP. 1-153.

4. Sullow S., Prasad I., Bogdanovich S., Aronson M.C., Sarrao J.L., and Fisk Z. Magnetotransport in the low carrier density ferromagnet EuB_6 // J. Appl. Phys. - 2000. -Vol. 87. -P. 5591.
5. Dagotto E. Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance. – Springer: Berlin, Heidelberg, 2002. –463 PP.
6. Respaud M., Broto J. M., Rakoto H., Vanacken J., Wagner P., Martin C., Maignan A., and Raveau B. H-T magnetic phase diagrams of electron-doped $\text{Sm}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$: evidence for phase separation and metamagnetic transitions // Phys. Rev. B. -2001. -Vol. 63. -P. 144426.
7. Egilmez M., Chow K. H., and Jung J. A. Anisotropic magnetoresistance in perovskite manganites // Mod. Phys. Lett. B. -2011. -Vol. 25. -P. 697.
8. Sluchanko N., Bogach A., Bolotina N., Glushkov V., Demishev S., Dudka A., Krasnorussky V., Khrykina O., Krasikov K., Mironov V., Filipov V., Shitsevalova N. Rattling mode and symmetry lowering resulting from the instability of the B_{12} molecule in LuB_{12} // Phys. Rev. B. -2018. -Vol. 97. -P. 035150.
9. Lea K.R., Leask M.J.M., Wolf W.P. The raising of angular momentum degeneracy of f-electron terms by cubic crystal fields // Journal of Physics and Chemistry of Solids. -1962. -Vol. 23. -Issue. 10. -PP. 1381-1405.
10. Gabani S., Flachbart K., Siemensmeyer K., Sluchanko N., Shitsevalova N., Goremichkin E. Collective spin glass states in HoB_{12} // FLNP JINR IBR-2, in print.
11. Yosida K. Anomalous electrical resistivity and magnetoresistance due to an s-d Interaction in Cu-Mn Alloys // Phys. Rev. -1957. -Vol. 107. -PP. 396-403.
12. Bogach A. V., Burkhanov G. S., Chistyakov O. D., Glushkov V. V., Demishev S. V., Samarin N. A., Paderno Yu. B., Shitsevalova N. Yu. & Sluchanko N. E. Bulk and local magnetization in CeAl_6 and CeB_6 // Physica B. -2006. -Issue. 378–380. - PP. 769–770.
13. Aarajs, S., & Dunmyre, G. R. Electrical resistivity and transverse electrical magnetoresistivity of chromium // Journal of Applied Physics. -1965. -Vol. 36. - Issue. 11. -PP. 3555–3559.
14. Siemensmeyer K., Habicht K., Lokai Th., Mat'áš S., Gabani S., Shitsevalova N., Wulf E., Flachbart K. Magnetic properties of the frustrated *fcc*- antiferromagnet HoB_{12} above and below T_N // J. Low Temp. Physics. -2007. -Vol. 146. -N. 5-6. - PP. 581-604.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Sluchanko N.E., Khoroshilov A.L., Anisimov M.A., Azarevich A.N., Bogach A.V., Glushkov V.V., Demishev S.V., Samarin N.A., Shitsevalova N.Yu., Filippov V.B., Levchenko A.V., Pristas G., Gabani S. and Flachbart K. Charge transport in $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$: separating positive and negative magnetoresistance in metals with magnetic ions // Phys. Rev. B. -2015. -Vol. 91. -P. 235104.
- A2. Khoroshilov A.L., Azarevich A. N., Bogach A. V., Glushkov V. V., Demishev S. V., Krasnorussky V. N., Voronov V. V., Shitsevalova N. Yu., Filippov V. B.,

- Gabani S., Flachbart K., Sluchanko N.E. Isosbestic Point and magnetoresistance components in $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ // Journal of Low Temperature Physics. -2016. -Vol. 185. -Issue. 5-6. -PP. 522–530.
- A3. Khoroshilov A., Krasnorussky V., Bogach A., Glushkov V., Demishev S., Levchenko A., Shitsevalova N., Filippov V., Gabáni S., Flachbart K., Siemensmeyer K., Sluchanko N. Anisotropy of magnetoresistance in HoB_{12} // Acta Physica Polonica A. -2017. -Vol. 131. -N. 4. -PP. 976-978.
- A4. Случанко Н. Е., Хорошилов А. Л., Богач А. В., Воронов В. В., Глушков В. В., Демишев С. В., Краснорусский В. Н., Красиков К. М., Шицевалова Н. Ю., Филиппов В. Б. Скейлинг магнитосопротивления и анизотропия рассеяния носителей заряда в парамагнитной фазе каркасного стекла $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ // Письма в ЖЭТФ. -2018. -Т. 107. -Вып. 1. -С. 35–41.
- A5. Случанко Н. Е., Хорошилов А. Л., Богач А. В., С. Ю. Гаврилкин, Глушков В. В., Демишев С. В., Краснорусский В. Н., Шицевалова Н. Ю., Филиппов В. Б., С. Габани, К. Флахбарт, Б. З. Малкин Магнитная анизотропия низкотемпературной теплоемкости в соединении с динамическими зарядовыми страйпами $\text{Ho}_{0.01}\text{Lu}_{0.99}\text{B}_{12}$ // Письма в ЖЭТФ. -2018. -Т. 108. -Вып. 7. -С. 487–492.
- A6. Khoroshilov A.L., Krasnorussky V.N., Krasikov K.M., Bogach A.V., Glushkov V.V., Demishev S.V., Samarin N.A., Voronov V.V., Shitsevalova N.Yu., Filipov V.B., Gabáni S., Flachbart K., Siemensmeyer K., Gavrilkina S.Yu., Sluchanko N.E. Maltese cross anisotropy in $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ antiferromagnetic metal with dynamic charge stripes // Phys. Rev. B. -2019. -Vol. 99. -P. 174430.
- A7. Случанко Н.Е., Хорошилов А.Л., Краснорусский В.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Демишев С.В., Красиков К.М., Шицевалова Н.Ю., Филиппов В.Б. Магнитные фазовые переходы и анизотропия рассеяния носителей заряда в антиферромагнитном металле $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ с динамическими зарядовыми страйпами // Известия РАН. Серия Физическая. -2019. -Т. 83. -№ 7. -С. 936-939.