

На правах рукописи

КИСЕЛЁВ
Игорь Анатольевич

**МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПСЕВДОКУБИЧЕСКИХ МАНГАНИТОВ,
ОБЛАДАЮЩИХ КОЛОССАЛЬНЫМ
МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕМ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2009

Работа выполнена в Отделении молекулярной и радиационной биофизики
Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, с. н. с.
Рыжов Вячеслав Анатольевич.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Головенциц Евгений Исаакович,

доктор физико-математических наук, с. н. с.
Штельмах Константин Фёдорович.

Ведущая организация: ФГОУ ВПО “Санкт-Петербургский
государственный университет”, Физический факультет.

Защита состоится “20” мая 2009 года в 16 часов на заседании
диссертационного совета Д 212.229.29 при ГОУ ВПО “Санкт-
Петербургский государственный политехнический университет” по адресу:
195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29, корпус 2, аудитория
265.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ГОУ ВПО “Санкт-
Петербургский государственный политехнический университет”.

Автореферат разослан “ ” _____ 2009 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук



Ермакова Н. Ю.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Исследование манганитов со структурой перовскита типа $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (Ln – лантаноид, A – двухвалентный щелочноземельный ион) является одним из важных направлений физики конденсированного состояния. Их изучение началось более 50 лет назад, но интерес к ним сильно вырос после открытия в 1993 году в допированном кальцием LaMnO_3 свойства колоссального магнетосопротивления (КМС), которое заключается в уменьшении в несколько раз удельного электрического сопротивления ρ в магнитном поле порядка 1 Тл. Манганиты вызывают большой интерес как с фундаментальной научной точки зрения, так и с практической. Они характеризуются сильной корреляцией магнитных, электронных, орбитальных и структурных степеней свободы, что приводит к богатой фазовой диаграмме. Природа магнитных и электрических процессов, происходящих в манганитах, до сих пор слабо понята и является предметом широкого обсуждения. Хотя общий уровень теории не позволяет адекватно описывать экспериментальные данные, эффект КМС уже сейчас может служить основой различных технических приложений. Например, манганиты могут использоваться для создания сверхкомпактных головок магнитной записи, высокочувствительных датчиков магнитного поля, а также элементов спинтроники, в которых для управления состоянием устройства кроме электрических свойств используется дополнительная спиновая степень свободы. Они уже сейчас успешно используются в качестве электродных материалов высокотемпературных топливных ячеек и катодов для лазеров на основе CO_2 .

При допировании антиферромагнитное диэлектрическое основное состояние в манганитах обычно сменяется диэлектрическим (Д) ферромагнитным (Ф) и металлическим (М). Т.е. при подходящем уровне допирования переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние сопровождается переходом диэлектрик-металл (Д-М). Причем свойством КМС обладают составы как с ФД, так и с ФМ основным состоянием, а его максимальное значение достигается в окрестности температуры Кюри T_C . Качественно связь перехода парамагнетик-ферромагнетик (П-Ф) с Д-М переходом описывается моделью двойного обмена, однако она дает величину КМС существенно меньше экспериментальной для составов с ФМ основным состоянием и не объясняет образование ФД основного состояния, обладающего КМС, в манганитах с меньшими уровнями допирования. Поэтому исследование П-Ф переходов в составах как с ФД, так и с ФМ основными состояниями важно для понимания физики

допированных манганитов и причин появления КМС. Сильная корреляция магнитных, электронных, орбитальных и структурных степеней свободы в допированных манганитах приводит к необходимости проводить их комплексные исследования. Частью такого комплексного исследования псевдокубических манганитов и является эта работа.

Связь работы с научными программами и темами. Работа выполнена в Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН в рамках программы Отделения физических наук РАН: «Нейтронные исследования структуры вещества и фундаментальных свойств материи» (проект «Фазовые переходы в материалах с колоссальным магнетосопротивлением»), а также проектов, финансировавшихся Российским фондом фундаментальных исследований: 97-02-17097-а, 00-02-16729-а, 00-02-81205 Бел2000-а, 02-02-81012 Бел2002-а, 04-02-81051 Бел2004-а, 06-02-17258-а.

Цель и задачи исследования. Целью работы являлось изучение методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) перехода парамагнетик-ферромагнетик в манганитах со структурой, близкой к кубической, и разными способами допирования в составах как с ФД, так и с ФМ основными состояниями.

Для достижения указанной цели были поставлены следующие **задачи**:

1. Модифицировать имеющийся ЭПР спектрометр для исследований магнетиков в конденсированном состоянии, имеющих широкие линии. Создать комплекс программ как для управления спектрометром, так и для последующей обработки результатов. Показать на «модельной» квазиодномерной системе CuO возможность регистрации очень широких линий с шириной $\Delta H \sim 10$ кЭ.
2. Исследовать температурную эволюцию спектров ЭПР в критической парамагнитной области и в окрестности T_C серии монокристаллических образцов: $\text{Nd}_{0,77}\text{Ba}_{0,23}\text{MnO}_3$, $\text{Nd}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{MnO}_3$, $\text{Nd}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{MnO}_3$, из которых первые два в основном состоянии Φ диэлектрики, а последний – Φ металл.
3. Для проверки универсальности результатов, полученных на неодим-бариевой системе исследовать температурную эволюцию спектров ЭПР в критической парамагнитной области и в окрестности T_C $\text{La}_{0,88}\text{MnO}_{2,91}$ манганита, допированного за счет нестехиометрического состава по кислороду и имеющего ФД основное состояние.
4. Сравнить полученные методом ЭПР результаты с данными, полученными другими методами в результате комплексных исследований этих соединений и проанализировать их на соответствие модели П-Ф второго рода в традиционных кубических ферромагнетиках.

Научная новизна. Впервые применен ЭПР спектрометр широких линий, оснащенный резонатором спиновой индукции для исследований магнитных свойств спиновой системы сложных оксидов марганца.

Впервые методом ЭПР исследован П-Ф переход в псевдокубических неодим-бариевых манганитах $Nd_{1-x}Ba_xMnO_3$ как с ФД ($x = 0,23; 0,25$), так и с ФМ ($x = 0,3$) основными состояниями. Получены температурные зависимости параметров их спектров, проведено сравнение с данными, полученными другими методами. Для этих соединений впервые продемонстрировано, что зависимости скорости спиновой релаксации Γ и амплитуды спектра A_{as} от температуры в критической парамагнитной области, выше некоторой температуры $T^* > T_C$, могут быть описаны выражениями для трехмерного ферромагнетика.

Впервые обнаружено образование гетерофазного магнитного состояния в температурной области выше T_C в $Nd_{1-x}Ba_xMnO_3$ ($x = 0,23; 0,25; 0,3$) манганитах с разными Д или М состояниями ниже температуры упорядочения.

Впервые методом ЭПР исследовано соединение $La_{0,88}MnO_{2,91}$, представитель класса манганитов, допирование которых происходит за счет нестехиометрического состава по кислороду. Впервые обнаружено образование гетерофазного магнитного состояния в этой системе в температурной области выше T_C , что свидетельствует об универсальности найденного в неодим-бариевых манганитах сценария перехода парамагнетик-ферромагнетик и для других псевдокубических систем.

Научная и практическая значимость

1. Развита методика ЭПР, обладающая высокой чувствительностью при исследовании магнетиков в конденсированном состоянии с широкими резонансными переходами. Ее применение позволяет изучать магнитные свойства различных классов соединений с сильными электронными корреляциями, интересных как для практических приложений, так и с точки зрения фундаментальных исследований.
2. Получены результаты, углубляющие понимание физики перехода в ферромагнитное состояние и его связи с переходом диэлектрик-металл в манганитах, обладающих КМС. Обнаруженный на псевдокубических манганитах сценарий П-Ф перехода с образованием гетерофазного состояния выше температуры Кюри является универсальным для составов как с ФД, так и с ФМ основным состоянием в соединениях с разными способами допирования и позволяет качественно объяснить появление КМС. Это помогает вести направленный поиск составов манганитов, перспективных для практических приложений в области хранения информации, спинтроники и других областях техники.

3. Развитые подходы и полученные результаты могут быть использованы для исследований другой системы с сильными электронными корреляциями – кобальтитов. Можно предполагать, что и в кобальтитах в составах с Ф основным состоянием, обладающих большим магнетосопротивлением, реализуется подобный сценарий П-Ф перехода. Проверка такой гипотезы является важной для выяснения общих физических причин формирования похожих свойств у различных классов систем с сильными электронными корреляциями и планируется в дальнейших исследованиях.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В исследованных составах $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ в критической парамагнитной области при $T > T^* \approx 145 \text{ K} > T_C$ П-Ф переход развивается по сценарию перехода второго рода. Ниже T^* в парамагнитной матрице возникают кластеры второй магнитной фазы, обладающие спонтанным моментом, т.е. образуется гетерофазное состояние. Это коррелирует с появлением особенности (полки) в $\rho(T)$ зависимости в составах с ФД основным состоянием. При увеличении допирования происходит рост относительного объема этой фазы, приводящий к Д-М переходу в составе $\text{Nd}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{MnO}_3$, что свидетельствует о квазиметаллических свойствах кластеров новой фазы. Ее образование проявляется в нарастающем искажении сигнала ЭПР при увеличении x от 0,23 до 0,25 и в появлении двух дополнительных линий, приводящих к образованию изломов в широком сигнале от парамагнитной матрицы в составе $x = 0,3$. Все составы остаются кристаллографически однофазными в области П-Ф перехода. В манганитах с $x = 0,23; 0,25$ при $T_T = 350$ и 250 K соответственно происходит переход Яна-Теллера (Я-Т), сопровождающийся образованием орбитального порядка разного типа, а в составе $x = 0,3$ он отсутствует. Эти особенности не приводят к изменению сценария П-Ф перехода.

2. Зависимости скорости спиновой релаксации $\Gamma(T)$ и амплитуды сигнала $A_{\text{as}}(T)$ в критической парамагнитной области выше температуры $T^* > T_C$ в псевдокубических $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,23; 0,25; 0,3$) манганитах описываются выражениями для трехмерного (3D) ферромагнетика.

3. В соединении $\text{La}_{0,88}\text{MnO}_{2,91}$ в критической парамагнитной области выше $T^* = 247 \text{ K} > T_C$ П-Ф переход развивается по сценарию перехода второго рода. Ниже T^* образуется гетерофазное магнитное состояние. Новая фаза также образуется в парамагнитной матрице в виде кластеров, обладающих спонтанным магнитным моментом и квазиметаллическими свойствами, о чем свидетельствует появление особенности (полки) в $\rho(T)$ зависимости. В данном манганите происходит растянутый структурный переход от моноклинной, $P2_1/a$, к орторомбической, $Pbnm$, фазе. В области

П-Ф перехода в системе сосуществуют две структурные фазы, однако переход имеет такой же характер, как и в $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ системе.

4. Применение модифицированного ЭПР спектрометра, оснащенного резонатором спиновой индукции, позволяет с высокой чувствительностью регистрировать ЭПР спектры с ширинами порядка 10 кЭ, что важно для исследования магнитных свойств систем с сильными электронными корреляциями, имеющих широкие линии.

Личный вклад соискателя. Соискатель принимал участие в работах по модификации ЭПР спектрометра и в создании комплекса программ для управления спектрометром и последующей обработки результатов. Соискателем лично выполнены: ЭПР эксперименты, обработка результатов магнитных исследований. Структурные исследования проводились соавторами по соответствующим публикациям. Интерпретация данных, а также выводы сделаны соискателем по итогам обсуждения с научным руководителем.

Апробация работы. Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на Euro-Asian symposium “Trends in Magnetism” (Екатеринбург, Россия, 2001); Moscow International Symposium on Magnetism (Москва, Россия, 2002); 19-й Международной школе-семинаре “Новые Магнитные Материалы Микроэлектроники XIX”, (Москва, Россия, 2004); “Moscow International Symposium on Magnetism” (Москва, Россия, 2005); 20-й Международной школе-семинаре “Новые Магнитные Материалы Микроэлектроники XX” (Москва, Россия, 2006); International Conference «Functional Materials» ICFM’2007 (Партенит, Крым, Украина, 2007).

Структура и объем диссертации. Диссертация изложена на 186 страницах машинописного текста и содержит следующие разделы: введение, обзор литературы, материалы и методы, результаты и обсуждение, заключение. Материал иллюстрирован 50 рисунками и таблицей. Библиографический указатель включает 158 источников.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

1. Во введении дается общая краткая характеристика проблем физики манганитов, обосновываются выбор и актуальность темы диссертации, формулируется цель работы, обосновывается выбор объектов и методов исследования. Приведены общее описание работы, основные научные положения, выносимые на защиту, сведения об апробации.

2. Характеристика и свойства манганитов. В главе дается обзор литературы по свойствам манганитов. Приведены кристаллическая

структура манганитов, состояние иона марганца в кристаллическом поле, магнитные структуры, характерные для манганитов. Изложен механизм двойного обмена. В рамках этой модели рассмотрено возникновение магнетосопротивления. Описаны свойства манганитов в областях дырочного и электронного допирования. Рассмотрено влияние на свойства манганитов эффекта Яна-Теллера. Описаны неоднородные состояния в манганитах, а также немагнитные типы упорядочения в манганитах. Изложены теория Ландау для фазовых переходов второго рода. Рассмотрены особенности магнитных переходов в кубических магнетиках. Описаны известные особенности П-Ф переходов в манганитах и их связь с величиной T_C и появлением КМС. В заключение обоснован выбор объектов исследования. Приведены характеристики манганитов ряда $Ln_{1-x}Ba_xMnO_3$, где $Ln = Nd, Sm$ и др., а также особенности нестехиометрических манганитов лантана $La_{0,88}MnO_x$.

3. Методы исследования магнитных свойств манганитов: ЭПР. В главе приводится краткое введение в электронный парамагнитный резонанс, а также анализируются различные типы ЭПР спектрометров.

4. Материалы и методы. В главе приводится описание используемой экспериментальной методики и объектов исследований.

4.1 Характеристика объекта исследования. Изучаемые образцы были синтезированы в Институте физики твердого тела, Минск, Беларусь. Для ЭПР экспериментов из монокристаллов $Nd_{1-x}Ba_xMnO_3$ вырезались прямоугольные пластинки толщиной около 0,1 мм таким образом, что кристаллографическая ось c располагалась перпендикулярно ее плоскости. Массы пластинок составляли 2,25; 1,6 и 0,2 мг для составов $x = 0,23; 0,25$ и 0,3 соответственно. Поликристаллический манганит $La_{0,88}MnO_{2,91}$ был спрессован и изготовлена прямоугольная пластинка массой 1,4 мг.

4.2 Характеристика ЭПР спектрометра. Для проведения ЭПР исследований использовался нестандартный ЭПР спектрометр X -диапазона (частота 8,5 ГГц). Спектрометр оснащен цилиндрическим бимодальным балансным резонатором с типом колебаний TE_{111} . Статическое магнитное поле H направлено по оси цилиндра (ось z). Исследуемый образец помещается на дно резонатора, на него действует линейно поляризованное переменное поле $h(t)$ (ось x), перпендикулярное H . Плоскость регистрации (ось y) перпендикулярна плоскости возбуждения, а регистрируемый сигнал пропорционален χ_{yx} – недиагональному элементу тензора магнитной восприимчивости. Такой резонатор, при условии его вырождения по частоте (в этом случае частота собственных колебаний резонатора не зависит от угла поворота плоскости их поляризации в плоскости x - y), позволяет добиться глубокой частотно-независимой развязки (40 ÷ 60 дБ)

моды приема от моды возбуждения. Необходимое вырождение и развязка достаточно просто достигаются тремя элементами подстройки. Глубокий частотно-независимый баланс дает возможность использовать в спектрометре источник колебаний сверхвысокой частоты (СВЧ) – клистрон с большой выходной мощностью, $P \approx 1$ Вт, без проявления его частотных и амплитудных шумов на входе приемника. Это позволяет повысить чувствительность по сравнению с традиционными спектрометрами, так как в условиях, далеких от насыщения, $\chi_{\min} \sim P^{-1/2}$, обычно же мощность источника СВЧ колебаний ≤ 50 мВт.

В спектрометре используется периодическая развертка магнитного поля (без модуляции) и синхронное с ней накопление сигнала, что важно при исследовании образцов, обладающих широкими линиями ЭПР. Оптимальное отношение сигнал/шум, при использовании модуляции, достигается для амплитуды модуляции приблизительно равной полуширине линии. В случае широких линий данное условие не выполняется, и величина сигнала при обычной амплитуде модуляции (~ 20 Э) существенно падает.

Для исследования твердотельных образцов была разработана система термостабилизации и температурная приставка к балансному резонатору, обеспечивающие следующие параметры: минимальная температура 122 К, максимальная температура 350 К. Точность поддержания температуры в течение цикла регистрации сигнала в определенной температурной точке после установления теплового равновесия (≈ 15 мин) 0,3 К, точность установки температуры ~ 3 К.

ЭПР сигнал, пропорциональный χ_{yx} , в условиях, далеких от насыщения, описывается лоренцианом:

$$M_y \equiv \chi_{yx} h(t) = \frac{1}{2} \chi_0 h \operatorname{Re} \left\{ i \left[\frac{\omega_0 + i\Gamma}{\omega_0 + \omega + i\Gamma} - \frac{-\omega_0 + i\Gamma}{-\omega_0 + \omega + i\Gamma} \right] e^{i\omega t} \right\}, \quad (1)$$

где $\omega_0 = g\mu_B H/\hbar$ – частота ларморовской прецессии спинов, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, Γ – скорость спиновой релаксации, χ_0 – статическая восприимчивость. χ_{yx} обладает следующим симметричным свойством: $\chi_{yx}(H, \omega) = -\chi_{yx}^*(-H, -\omega)$. Второй член в (1) учитывает наличие в плоскости y - x второй компоненты осциллирующего поля, которая вращается в направлении, противоположном направлению прецессии магнитного момента. Если ширина перехода ЭПР мала по сравнению с его резонансной частотой $\Gamma \ll \omega_0$, то этим членом обычно пренебрегают. В условиях же когда $\Gamma \geq \omega_0$, его учет необходим, и (1) хорошо описывает экспериментальные данные.

Для проверки возможности регистрации широких линий ЭПР на данном спектрометре исследовалась ориентационная зависимость спектров ЭПР на монокристалле антиферромагнитного полупроводника CuO при комнатной температуре (выше температуры магнитного упорядочения). Это соединение является прародителем купратов, высокотемпературных сверхпроводников, в которых спектры ЭПР от ионов меди, как известно, не наблюдаются. Анализ полученных спектров с учетом эффектов анизотропии позволил получить следующие значения Γ (они приводятся в единицах поля) и g -фактора: $\Gamma_a = 6,0 \pm 1,5$ кЭ, $\Gamma_b = 8,5 \pm 1,5$ кЭ, $\Gamma_c = 4,0 \pm 1,5$ кЭ; $g_a = 2,26 \pm 0,14$, $g_b = 1,85 \pm 0,16$, $g_c = 2,20 \pm 0,15$ (индексы относятся к кристаллическим осям), иллюстрирующие возможность использования описанного спектрометра для исследования магнетиков с широкими линиями ЭПР.

5. Результаты и обсуждение. В главе приведены результаты исследования монокристаллов $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$, $x = 0,23; 0,25$ и $0,3$, и манганита $\text{La}_{0,88}\text{MnO}_{2,91}$. Все эти соединения обладают КМС. Проведен анализ полученных результатов с привлечением структурных данных, данных второй и третьей гармоник намагниченности нелинейного отклика на слабое переменное поле, проводимости и статической намагниченности.

5.1. Соединение $\text{Nd}_{0,77}\text{Ba}_{0,23}\text{MnO}_3$ в основном состоянии – ФД с $T_C \approx 124$ К. Кристаллическая структура описывается орторомбической $Pbnm$ группой. Соединение испытывает Я-Т переход при $T_{JT} \sim 350$ К из высокотемпературной фазы O , где $c/\sqrt{2} \sim a \sim b$, к фазе O' , где $c/\sqrt{2} < a, b$. Фаза O орбитально не упорядочена, в то время как в фазе O' имеются кооперативные Я-Т искажения. Система остается структурно однофазной в диапазоне $4,2 - 500$ К.

Результаты измерений полевых и температурных зависимостей второй гармоники намагниченности нелинейного отклика $M_2(H, T)$ показали¹, что в процессе развития П-Ф перехода в $\text{Nd}_{0,77}\text{Ba}_{0,23}\text{MnO}_3$ при $T^* \approx 147$ К образуется новая магнитная фаза, критическое поведение которой радикально отличается от поведения парамагнитной матрицы, соответствующего сценарию перехода второго рода. Так, положение экстремума сигнала $M_2(H)$ парамагнитной матрицы в поле H при охлаждении до $T_C \approx 124$ К движется от больших H в область слабых полей, а сигнал новой фазы возникает с экстремумом в слабом поле, и его положение не зависит от температуры, в то время как амплитуда этого сигнала растет с понижением T быстрее амплитуды сигнала от матрицы. Сигнал $M_2(H)$ новой фазы обладает слабым полевым гистерезисом

¹ Рыжов В.А., Лазута А.В., Лузянин И.Д. и др. ЖЭТФ, **121**, вып. 3 (2002) 678.

$[M_2(H=0) \neq 0]$. Из этого результата в силу симметричных свойств M_2 следует, что образующиеся кластеры этой фазы обладают спонтанным моментом.

Поскольку при образовании в системе гетерофазного состояния его параметры зависят от способа приведения в это состояние, в ЭПР исследованиях использовалось несколько способов сканирования температуры: медленное охлаждение в нулевом поле до $T < T_C$ и затем медленное нагревание; медленное охлаждение в поле 4000 Э до $T < T_C$ и затем медленное нагревание; быстрое охлаждение в нулевом поле до $T < T_C$ и затем медленное нагревание. При быстром охлаждении скорость изменения температуры ~ 7 град/мин. До $T \approx 130$ К $< T^*$ спектры хорошо описывались лоренцианом (1). Из аппроксимации определялись следующие параметры: резонансное поле H_{res} , скорость спиновой релаксации Γ и амплитуда сигнала $A_{as}(T) \propto \chi$. Различные режимы сканирования температуры не привели к различию параметров спектров в этой температурной области. Ниже 130 К аппроксимация одним лоренцианом заметно ухудшилась, однако характер искажений не позволил ввести в аппроксимацию дополнительные лоренцианы. В случае П-Ф перехода второго рода в критической парамагнитной области $T_C < T < 2T_C$, при выполнении режима слабого поля, $\tau > \tau_H = (g\mu_B H/k_B T_C)^{3/5}$ (k_B – постоянная Больцмана), поведение амплитуды сигнала $Nd_{0,77}Ba_{0,23}MnO_3$ ($\tau_H \approx 3,2 \cdot 10^{-2}$ для $H \approx 3$ кЭ) должно подчиняться скейлинговому закону для 3D ферромагнетиков:

$$A_{as}(\tau) \propto \tau^{-\gamma}, \quad (2)$$

где $\tau = (T - T_C)/T_C$ – относительная температура. Однако степенной закон (2) с критическим индексом $\gamma = 1,28 \pm 0,03$ близким к теоретическому $\gamma = 4/3$, выполнялся только в диапазоне $\tau = 0,12 \div 1$. Отклонение от этого закона в области $\tau < 0,12$ связано с магнитной гетерофазностью системы и эффектами размагничивания, существенными в дипольной области $\tau \leq \tau_d$ ($\tau_d \approx 0,043$).

В отличие от традиционных ферромагнетиков, скорость спиновой релаксации Γ в $Nd_{1-x}Ba_xMnO_3$ при охлаждении до T_C монотонно уменьшается и не показывает критического усиления, т.к. вклад критической части оказывается очень малым. Поэтому, как и в других манганитах с доминирующей некритической релаксацией, Γ описывается квазилинейной функцией вида

$$\Gamma(\tau) = \Gamma_0 + \Gamma_{unc}^* \tau^{4/3} (1 + \tau)^{-1}. \quad (3)$$

Аппроксимация Γ выражением (3) дает следующие значения параметров: $\Gamma_0 = 287 \pm 4$ Э и $\Gamma_{unc}^* = 1510 \pm 10$ Э. При переходе в режим сильного поля в

традиционных кубических ферромагнетиках происходит подавление критической части Γ магнитным полем. В неодим-бариевых манганитах этот эффект мал.

В области $T < 160$ К резонансное поле H_{res} немного ($\sim 7\%$) уменьшается. Это происходит из-за конкуренции вкладов в $H_{\text{res}}(T)$ от размагничивания и анизотропии g -фактора, имеющих разные знаки температурных зависимостей. В эксперименте образцы были расположены так, что плоскость пластинки была перпендикулярна полю \mathbf{H} . В такой ориентации размагничивание для \mathbf{H} большое. Вместе с тем в кристалле $x = 0,23$ имеется отщепленная ось \mathbf{c} , что приводит к анизотропии g -фактора и его сильной зависимости от температуры вследствие влияния эффектов кристаллического поля. Подобное поведение H_{res} наблюдалось в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ манганитах¹.

Зависимость $\rho(T)$ имеет характерную особенность в виде полки² при приближении к T_C , что коррелирует с возникновением новой магнитной фазы. Максимум КМС наблюдается при $T = 119$ К.

5.2. Соединение $\text{Nd}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{MnO}_3$ в основном состоянии – ФД с $T_C = 129$ К. Кристаллическая структура описывается орторомбической $Pbnm$ группой. В диапазоне 4,2 – 290 К система структурно однофазна. При $T_{JT} \sim 250$ К происходит Я-Т переход из высокотемпературной орбитально-неупорядоченной O фазы к O' фазе, обладающей кооперативными Я-Т искажениями. Одновременно с Я-Т переходом происходит поворот MnO_6 октаэдров, в результате чего переход имеет особенность – соотношение между параметрами решетки ($a > b \approx c/\sqrt{2}$) сохраняется как выше, так и ниже T_{JT} , а расщепление a и b осей даже уменьшается. Магнитный момент $3,0 \pm 0,1 \mu_B$ меньше максимально возможного момента подрешетки Mn – $3,75 \mu_B$.

Результаты измерений полевых и температурных зависимостей второй гармоники намагниченности нелинейного отклика $M_2(H, T)$ показали³, что П-Ф переход в $\text{Nd}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{MnO}_3$ развивается по тому же сценарию, что и в составе с $x = 0,23$. Ниже $T^* = 144$ К в парамагнитной матрице образуются Ф кластеры, т.е. формируется гетерофазное состояние. Важным отличием является значительное (в несколько раз) увеличение относительного объема новой фазы при увеличении уровня допирования.

Исследования критического поведения намагниченности M в области $T_C < T < 2T_C$ показали, что зависимость $M(\tau, H)$ в поле $H = 1$ кЭ достаточно

¹ Deisenhofer J. et al. Phys. Rev. **В 68** (2003) 214427.

² Troynchuk I.O. et al. J. Phys.: Condens. Matter **11** (1999) 8707.

³ Ryzhov V.A., Lazuta A.V., Khavronin V.P. et al. Sol. State Comm. **130** (2004) 803.

хорошо описывается обычной скейлинговой теорией, учитывающей влияние магнитного поля на переход. Полученные при аппроксимации критические индексы близки к теоретическим для 3D изотропного ферромагнетика. Этот результат показывает, что вклад в статическую намагниченность M от новой магнитной фазы (обнаруженной в измерениях второй гармоники намагниченности нелинейного отклика $M_2(H, T)$ в слабых полях $H < 100$ Э) насыщается в полях больших 100 Э и не модифицирует зависимость $M(T)$. В то же время в области $100 \div 160$ К, согласно данным по охлаждению в магнитном поле и без поля, зависимость $M(H, T)$ демонстрирует температурный гистерезис, появление которого связано с образованием гетерофазного магнитного состояния.

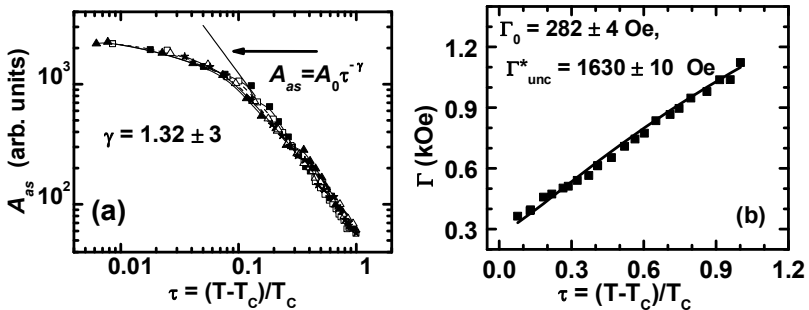


Рис 1. $\text{Nd}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{MnO}_3$ **a:** аппроксимация $A_{\text{as}}(\tau)$ выражением (2) для различных режимов сканирования температуры; **b:** аппроксимация $\Gamma(\tau)$ выражением (3). Ошибка равна размеру точки.

ЭПР спектры $\text{Nd}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{MnO}_3$ в диапазоне $T > T^*$ хорошо описывались лоренцианом (1). Различные режимы сканирования температуры не привели к различиям в H_{res} , Γ и A_{as} . Ниже T^* началось искажение формы линии, и один лоренциан плохо описывал ЭПР сигнал, причем с приближением к T_c величина среднеквадратичного отклонения сильно возрастала в соответствии с ростом относительного объема новой фазы. Однако характер искажений спектра не позволил включить в аппроксимацию дополнительные лоренцианы.

Амплитуда сигнала подчиняется скейлинговому закону (2) только в области $\tau = 0,11 \div 1$ (рис. 1 а), критический индекс $\gamma = 1,32 \pm 0,03$. Отклонение $A_{\text{as}}(\tau)$ от (2) при $\tau < 0,11$ связано с магнитной гетерофазностью системы и размагничиванием, существенным в дипольной области $\tau \leq \tau_d$ ($\tau_d \approx 0,023$).

$\Gamma(\tau)$, также как в составе $x = 0,23$, описывается квазилинейной функцией (3) (рис. 1 б) с параметрами $\Gamma_0 = 282 \pm 4$ Э и $\Gamma_{\text{unc}}^* = 1630 \pm 10$ Э.

В отличие от состава $x = 0,23$, в области $T > T_C$ зависимость $H_{\text{res}}(T)$ в основном определяется эффектами размагничивания. При этом из $H_{\text{int}} = H(1 - N\chi)$ должна следовать линейность зависимости $H_{\text{int}}^{\text{res}}/H_{\text{res}}$ от $A_{\text{as}} (\propto \chi)$, здесь H_{int} – внутреннее поле, N – фактор размагничивания. На рис. 2 приведена зависимость $H_{g=2}/H_{\text{res}}(A_{\text{as}})$ в области $T > 130$ К ($H_{g=2}$ – поле, соответствующее $g = 2$), и она близка к линейной. Это свидетельствует, что $H_{\text{int}}^{\text{res}}$ слабо зависит от T и близко по величине к значению $H_{g=2}$ в области $T \gg T_C$, где $\chi \ll 1$. При $T \approx T^*$ наблюдается кроссовер, что согласуется с образованием гетерофазного состояния.

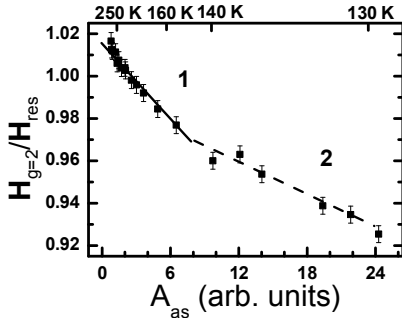


Рис. 2. Зависимость $H_{g=2}/H_{\text{res}}(A_{\text{as}})$ $\text{Nd}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{MnO}_3$ для режима охлаждения в нулевом поле. Точки – эксперимент, линии – аппроксимация.

Зависимость $\rho(T)$ имеет характерную особенность (полку) вблизи T_C , что коррелирует с возникновением новой магнитной фазы. Максимум КМС находится при $T = 125$ К.

5.3. Соединение $\text{Nd}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{MnO}_3$ в основном состоянии – ФМ с $T_C = 140$ К. Кристаллическая структура описывается орторомбической $Pbnm$ группой. В диапазоне $85 \div 300$ К манганит кристаллографически однофазен, кооперативные Я-Т искажения не наблюдаются, и соединение остается орбитально не упорядоченным. Магнитный момент $3,2 \pm 0,1 \mu_B$ (при $T = 4$ К) меньше максимального значения для подрешетки ионов Mn – $3,7 \mu_B$, соответствующего данному составу.

Результаты измерений полевых и температурных зависимостей второй гармоники намагниченности нелинейного отклика, $M_2(H, T)$, показали, что в процессе развития П-Ф перехода при $T^* = 144,6$ К образуется гетерофазное состояние. Относительный объем новой фазы значительно увеличился по сравнению с составом $x = 0,25$.

На этом составе было проведено измерение линейной восприимчивости и третьей гармоники нелинейного отклика намагниченности. Поведение зависимости действительной части линейной восприимчивости $\chi(T)$ при $T > T_C$ следует сценарию фазового перехода второго рода и описывается скейлинговым законом $\chi'(\tau) \propto \tau^{-\gamma}$ для 3D изотропных ферромагнетиков. Этот закон хорошо выполняется при $\tau > 0,09$, критический индекс $\gamma \approx 4/3$ совпадает с теоретическим.

При $\tau < 0,09$ зависимость $\chi(\tau)$ модифицируется вследствие образования гетерофазного состояния и эффектов размагничивания, существенных в дипольной области вблизи T_C .

Исследования критического поведения M в области $T_C < T < 2T_C$ показали, что зависимость $M(\tau, H)$ в поле $H = 1$ кЭ достаточно хорошо описывается обычной скейлинговой теорией, учитывающей влияние магнитного поля на переход, как и в составе $x = 0,25$.

ЭПР спектры $\text{Nd}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{MnO}_3$ при $T > 148$ К $\approx T^*$ хорошо описывались лоренцианом (1). Различные режимы сканирования температуры не привели к различиям в H_{res} , Γ и A_{as} (рис. 3). Ниже T^* на низкополевом плече линии наблюдался излом, а при $T = 146$ К появился второй излом на высокополевом плече. Такой характер искажения сигнала соответствует появлению Φ кластеров в парамагнитной матрице. Действительно, в случае одноосной анизотропии вектор спонтанного момента кластера \mathbf{m}_0 в отсутствие внешнего поля будет направлен по легкой оси. Наличие двойников в монокристалле приводит к замене осей и, соответственно, к изменению ориентации оси анизотропии относительно внешнего поля \mathbf{H} . Это приводит к расщеплению сигнала Φ резонанса от кластеров новой фазы на два. Они соответствуют параллельной и перпендикулярной ориентациям оси анизотропии относительно поля \mathbf{H} в различных двойниках. Таким образом, ЭПР сигнал в области $T_C < T \leq T^*$ описывался тремя лоренцианами. Третья линия наблюдалась при $T < 148$ К, т.к. при появлении она имела малую амплитуду и маскировалась широким сигналом от парамагнитной матрицы. При $T = 138$ К $< T_C$ в низкополевой области ЭПР спектра обнаружился еще один излом, и в аппроксимацию был введен четвертый лоренциан. Это соответствовало образованию момента в парамагнитной матрице.

Амплитуда сигнала от парамагнитной матрицы A_{as} (после вычитания сигналов от Φ кластеров) следует скейлинговому закону (2) только в области $\tau = 0,09 \div 1$, критический индекс $\gamma = 1,30 \pm 0,3$ близок к теоретическому. Отклонение от (2) при $0,09 < \tau$ связано с образованием гетерофазного состояния, сопровождаемого уменьшением относительного объема матрицы, и эффектами размагничивания.

Зависимость $H_{\text{res}}(T)$ в основном определяется эффектами размагничивания до T^* . Как и в составе $x = 0,25$, зависимость $H_{g=2}/H_{\text{res}}(A_{\text{as}})$ линейна в области $T > T^*$, ниже T^* она приобретает сложный характер. Изменение поведения $H_{g=2}/H_{\text{res}}(A_{\text{as}})$ связано с появлением ферромагнитных кластеров в системе. Кроме того, при $T \approx T^*$ согласно структурным данным начинается поворот MnO_6 октаэдров. Это вращение модифицирует

компоненты кристаллического поля, что может приводить к зависимости g -фактора от температуры.

Увеличение относительного объема новой магнитной фазы в $\text{Nd}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{MnO}_3$ по сравнению с составами $x = 0,23; 0,25$ сопровождается Д-М переходом при $T_{\text{DM}} = 129 \text{ K}$ (максимум в $\rho(T)$), что указывает на металлический характер ее проводимости. Максимум КМС наблюдается при $T = 125 \text{ K} < T_{\text{DM}}$.

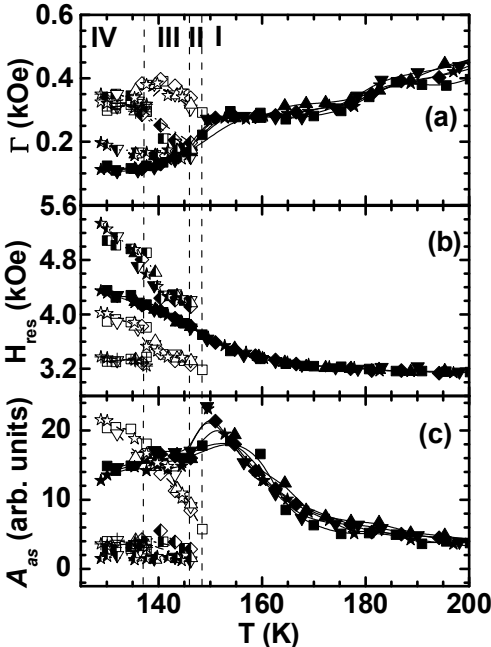


Рис 3. Зависимости H_{res} , Γ и A_{as} для $\text{Nd}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{MnO}_3$, полученные в различных температурных режимах: квадраты и ромбы – нагревание и охлаждение в нулевом поле, треугольники вверх и вниз – нагревание и охлаждение в поле 4 кЭ, звездочки – медленное нагревание после быстрого охлаждения в нулевом поле. В областях **I**, **II**, **III**, **IV** – используются 1, 2, 3 или 4 лоренциана соответственно. Закрытые символы – первый лоренциан, открытые символы – второй лоренциан, наполовину закрытые символы – третий лоренциан, открытые символы с крестом – четвертый лоренциан.

Γ , как и в составах $x = 0,23; 0,25$, описывается квазилинейной функцией (3) с параметрами $\Gamma_0 = 130 \pm 30 \text{ Э}$ и $\Gamma_{\text{unc}}^* = 1600 \pm 100 \text{ Э}$.

В изученных составах $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ не наблюдается критическое усиление в зависимости $\Gamma(T)$ при приближении к T_C из-за маскировки критической части большим не критическим вкладом Γ_{unc}^* . Большая величина Γ_{unc}^* в $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ связана с взаимодействием Дзялошинского-Мория (J_{DM}), которое дает вклад только в Γ_{unc}^* и отсутствует в кубических ферромагнетиках. В манганитах, принадлежащих к группе $Pbnm$, типичная величина $J_{\text{DM}} \sim 1 \text{ K}$. Это позволяет оценить $\Gamma_{\text{unc}}^* \sim (zJ_{\text{DM}})^2 / (k_B T_C) \approx 2 \text{ кЭ}$ (соотношение единиц: $1 \text{ K} \leftrightarrow 7,4 \text{ кЭ}$), где $z = 6$ – координационное число подрешетки марганца, что близко к экспериментальному результату.

Нарастание искажений ЭПР спектров, особенности поведения $\rho(T)$ и данные второй гармоники намагниченности нелинейного отклика указывают на увеличение относительного объема образующейся ниже T^* новой магнитной фазы (с квазиметаллической проводимостью) при росте уровня допирования в $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$. Это приводит к достижению перколяционного предела в составе $x = 0,3$ и появлению металлической проводимости по всему объему образца при понижении температуры.

5.4. Соединение $\text{La}_{0,88}\text{MnO}_{2,91}$ в основном состоянии – ФД. Нейтрон-дифракционные исследования показали двухфазное структурное состояние системы в диапазоне $4,2 \div 300$ К, которое описывается орторомбической $Pbnt$ и моноклинной $P2/a$ группами. При 300 К 95% объема образца принадлежит $P2/a$ структуре. По мере охлаждения, начиная с $T \approx 250$ К, наблюдается заметный рост объема $Pbnt$ фазы. Структурный переход в основном завершается при $T \approx 130$ К. В $Pbnt$ структуре при понижении температуры кооперативные Я-Т искажения уменьшаются, и ниже 230 К формируется орбитально-неупорядоченная O фаза, а в $P2/a$ фазе ситуация обратная – они нарастают ниже $T \sim 230$ К. В моноклинной фазе магнитный момент возникает при $T \approx 220$ К, а в $Pbnt$ фазе – при $T \approx 200$ К.

На $\text{La}_{0,88}\text{MnO}_{2,91}$ было проведено измерение линейной восприимчивости и третьей гармоники намагниченности нелинейного отклика на низких частотах. Отношение мнимой и действительной частей комплексной восприимчивости составляет $\chi''/\chi' < 0,01$, т.е. $\chi' \approx \chi_0$, что близко к $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$. Аппроксимация восприимчивости скейлинговым законом $\chi'(\tau) \propto \tau^{-\gamma}$ в диапазоне $0,037 \leq \tau \leq 0,27$ дает завышенное значение $\gamma \approx 1,75$ по сравнению с теоретическим $\gamma \approx 4/3$ для 3D изотропных ферромагнетиков, что связано с образованием гетерофазного состояния. Из третьей гармоники намагниченности определена $T_C = 216,5$ К.

Результаты измерений полевых и температурных зависимостей второй гармоники намагниченности нелинейного отклика $M_2(H, T)$ показали, что в процессе развития П-Ф перехода второго рода при $T^* = 247$ К образуется гетерофазное магнитное состояние. Качественно сценарии П-Ф перехода в данном соединении и в неодим-бариевой системе одинаковы, однако возникающие в $\text{La}_{0,88}\text{MnO}_{2,91}$ кластеры новой фазы обладают, по-видимому, большим спонтанным моментом. ЭПР спектры до $T = 240$ К хорошо описывались лоренцианом (1). Различные режимы сканирования температуры не привели к различиям в H_{res} , Γ и A_{as} (рис. 4). При этой температуре в низкополевой части линии появилось плечо, а на высокополевой части появился излом, что естественно объяснить образованием Ф кластеров в парамагнитной матрице. Восприимчивость, $\chi'(H)$, поликристаллического образца в упорядоченном состоянии,

имеющего магнитную анизотропию, является сложной функцией поля \mathbf{H} . В модели независимых зерен, в случае одноосной или кубической симметрии, зависимость $\chi''(H)$ будет иметь два максимума, вследствие различной ориентации оси анизотропии относительно поля \mathbf{H} в разных кристаллитах. Поэтому в области $T = 211 \div 240$ К для описания расщепленного сигнала от Φ кластеров введены еще два лоренциана, дополнительно к сигналу от парамагнитной матрицы (вставка в рис. 4 а). При $T < T_C \sim 211$ К искажения спектра потребовали введения в аппроксимацию еще одного лоренциана из-за появления момента в парамагнитной матрице.

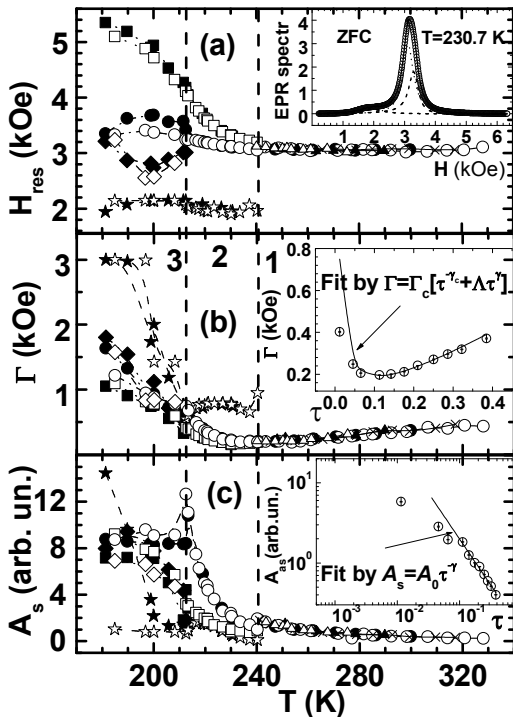


Рис 4. Зависимости H_{res} , Γ и A_s для $\text{La}_{0,88}\text{MnO}_{2,91}$, полученные в различных температурных режимах. В области 1 обозначения следующие: кружки – нагревание и охлаждение в нулевом поле, треугольники – нагревание и охлаждение в поле 4 кЭ, кресты – медленное нагревание после быстрого охлаждения в нулевом поле. Светлые символы относятся к нагреванию, темные – к охлаждению. Для областей 2 и 3 приведен случай охлаждения и нагревания в нулевом поле. Вставка на панели а – пример аппроксимации спектра тремя лоренцианами; вставка на панели б – аппроксимация Γ выражением (4); вставка на панели в – аппроксимация A_s выражением (2).

Амплитуда сигнала парамагнитной матрицы A_s (после вычитания сигналов от Φ кластеров) подчиняется скейлинговому закону (2) в диапазоне $\tau = 0,11 \div 1$ с критическим индексом $\gamma = 1,147 \pm 0,002$. Отклонение от степенного закона при $\tau < 0,11$ связано с образованием Φ кластеров, которое сопровождается уменьшением относительного объема

матрицы и влиянием размагничивания вблизи T_C .

Поведение $H_{\text{res}}(T)$ определяется в основном размагничиванием вплоть до T_C . В диапазоне $216 \div 300$ К зависимость $H_{g=2}/H_{\text{res}}(A_{\text{as}})$ близка к линейной. Это свидетельствует, что внутреннее резонансное поле слабо зависит от T и близко по величине к значению $H_{g=2}$ в области $T \gg T_C$, где $\chi < 1$. При $T = 240$ К наблюдается кроссовер, связанный с образованием гетерофазного магнитного состояния. При $T \sim T_C$ зависимость $H_{g=2}/H_{\text{res}}(A_{\text{as}})$ перестает быть линейной, что связано с переходом всей системы в Ф состояние.

$\Gamma(T)$ при приближении к T_C демонстрирует критическое усиление (вставка в рис. 4 б) и описывается выражением

$$\Gamma = \Gamma_c (\tau^{-\gamma_c} + \Lambda \tau^\gamma). \quad (4)$$

Здесь Γ_c – критическая амплитуда, зависящая от дипольных сил, ионной и обменной анизотропии: $\Gamma_c \sim (V_{\text{An}})^2/(k_B T_C)$, где V_{An} – характерная энергия взаимодействия; Λ – относительная некритическая амплитуда, включающая спин-решеточное взаимодействие. Из (4) получено следующее значение критического индекса: $\gamma_c = 0,86 \pm 0,01$.

На зависимости $\rho(T)$ имеется особенность (полка) при $T = 217$ К, что коррелирует с появлением новой магнитной фазы. При этой же температуре наблюдается максимум КМС.

ВЫВОДЫ

1. Из результатов работы следует, что в манганитах со структурой близкой к кубической в критической температурной области $2T_C > T > T^* > T_C$ П-Ф переход развивается по сценарию перехода второго рода. Полученные критические индексы и спиновая динамика соответствуют таковым для трехмерного кубического ферромагнетика.
2. Установлено, что ниже T^* в парамагнитной матрице возникает новая фаза в виде обладающих спонтанным моментом кластеров с металлическими свойствами и образуется гетерофазное состояние.
3. В работе показано, что при увеличении уровня допирования в $\text{Nd}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ системе растет относительный объем новой фазы. Это приводит к увеличению наблюдаемых искажений ЭПР спектров при переходе от $x = 0,23$ к составу с $x = 0,25$ и к возможности разделения сигналов от двух фаз в $\text{Nd}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}\text{MnO}_3$. В последнем объем новой фазы достигает перколяционного предела, что сопровождается переходом диэлектрик-металл.
4. Из результатов работы следует, что применение модифицированного ЭПР спектрометра, в котором используется балансный резонатор спиновой

индукции, позволяет получить высокую чувствительность в исследованиях магнетиков с большими ширинами линий ЭПР, порядка 10 кЭ.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1. В.А. Рыжов, Е.И. Завацкий, В.А. Соловьев, И.А. Киселев, В.Н. Фомичев, В.А. Бикинцев, Г.В. Стабникова. Спектрометр для исследования широких магнитных переходов в магнетиках и холловской проводимости на микроволновой частоте в проводящих материалах. Препринт ПИЯФ – 1965, Гатчина (1994) 1–18.
2. В.А. Рыжов, Е.И. Завацкий, В.А. Соловьев, И.А. Киселев, В.Н. Фомичев. Спектрометр для исследования широких магнитных переходов в магнетиках и холловской проводимости на микроволновой частоте в проводящих материалах. ЖТФ **65** (1995) 133–144.
3. V.A. Ryzhov, E.I. Zavatskii, V.A. Solov'ev, I.A. Kiselev, V.N. Fomichev, Bikineev V.A. Spectrometer for studying broad magnetic dipole transitions in magnets and the Hall conductivity at microwave frequency in conducting materials. 1994–1995 PNPI Research Report, Gatchina (1996) 192–194.
4. В.А. Рыжов, А.В. Лазуга, И.А. Киселев, И.Д. Лузянин, Т.И. Арбузова. Исследование динамической магнитной восприимчивости монокристаллов CuO , $\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}$, и $\text{Cu}_{1-x}\text{Li}_x\text{O}$ методом ЭПР. ЖЭТФ **117**, вып. 2 (2000) 387–397.
5. V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, I.A. Kiselev, I.D. Luzyanin, T.I. Arbutova. Electron spin resonance study of the dynamic magnetic susceptibility of CuO , $\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}$, $\text{Cu}_{1-x}\text{Li}_x\text{O}$ single crystals. Phys. Metals Metallogr. **92** (2001) s92–s96.
6. V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, I.A. Kiselev, Yu.P. Chernenkov, O.P. Smirnov, S.A. Borisov, I.O. Troyanchuk, and D.D. Khalyavin. Neutron diffraction and ESR studies of pseudocubic $\text{Nd}_{0.77}\text{Ba}_{0.23}\text{MnO}_3$ and its anomalous critical behavior above T_C . Sol. State Comm. **128** (2003) 41–45.
7. V.A. Ryzhov, I.A. Kiselev, A.V. Lazuta, V.P. Khavronin, Yu.P. Chernenkov, O.P. Smirnov, S.A. Borisov, I.O. Troyanchuk, D.D. Khalyavin. Новые магнитные материалы микроэлектроники. *Electron spin resonance (ESR) and neutron diffraction studies of pseudocubic $\text{Nd}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ and its anomalous critical behavior above T_C* . МГУ им. В.А. Ломоносова (2004) 701.
8. V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, O.P. Smirnov, I.A. Kiselev, Yu.P. Chernenkov, S.A. Borisov, I.O. Troyanchuk, and D.D. Khalyavin. Neutron diffraction, magnetization, and ESR studies of pseudocubic $\text{Nd}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ and its critical behavior above T_C . Phys. Rev. **B 72** (2005) 124427.

9. V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, I.A. Kiselev, V.P. Khavronin, P.L. Molkanov, I.O. Troyanchuk, S.V. Trukhanov. Unusual peculiarities of paramagnet to ferromagnet phase transition in $\text{La}_{0.88}\text{MnO}_{2.91}$. *JMMM* **300**, issue 1 (2006) e159–e162.
10. A.V. Lazuta, V.A. Ryzhov, O.P. Smirnov, I.A. Kiselev, Yu.P. Chernenkov, S.A. Borisov, I.O. Troyanchuk, and D.D. Khalyavin. Neutron diffraction and ESR studies of pseudocubic $\text{Nd}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ and its unusual critical behavior above T_C . *JMMM* **300**, issue 1 (2006) 44–47.
11. A.V. Lazuta, V.A. Ryzhov, I.A. Kiselev, V.P. Khavronin, Yu.P. Chernenkov, P.L. Molkanov, O.P. Smirnov, I.O. Troaynchuk, V.A. Khomchenko. Unusual Properties of Paramagnet to Ferromagnet phase Transition and Phase Separation in Hole Doped Manganites. *Functional Materials* **15**, issue 2 (2008) 178–186.