

05,11

Флуктуации параметров порядка в манганитах $R_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ вблизи фазового перехода металл—диэлектрик

© Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина

E-mail: buhanko@mail.fti.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 13 августа 2012 г.)

В окончательной редакции 28 декабря 2012 г.)

Экспериментально исследованы магнитные фазовые превращения в манганитах с почти половинным заполнением зоны проводимости вблизи фазового перехода металл—диэлектрик, индуцированные изменением состава, напряженности внешнего магнитного поля и температуры. Найдено, что замещение Nd ионом с меньшим радиусом (Sm) в манганитах $R_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ приводит к линейному уменьшению T_c от 270 до 130 К и трансформации ферромагнитного (ФМ) фазового перехода второго рода к переходу первого рода. Результаты измерения ас-магнитной восприимчивости в системе $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ свидетельствуют о существовании фазы, подобной фазе Гриффитса, в образцах с концентрацией $y > 0.5$ в интервале температур $T_c < T < T^*$ (где $T^* \sim 220$ К). В изотермах намагниченности, полученных для образцов с $y > 0.5$, при температурах выше T_c обнаружены особенности в виде обратимых метамагнитных фазовых переходов, связанных с сильными флуктуациями ближнего ФМ-порядка в системе спинов Mn в высокотемпературной фазе Гриффитса, состоящей из ФМ-кластеров. Согласно результатам измерений ас-магнитной восприимчивости в системе $(Sm_{1-y}Gd_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ для концентрации гадолиния $y = 0.5$, обнаружено существование антиферромагнитной (АФМ) фазы с необычно низкой критической температурой упорядочения спинов $T_N \cong 48.5$ К. Увеличение внешнего статического магнитного поля при 4.2 К привело к необратимому индуцированию ФМ-фазы, устойчивой в интервале температур 4.2–60 К. В интервале температур $60 < T < 150$ К реализуется высокотемпературная фаза, подобная фазе Гриффитса, состоящая из кластеров (корреляций) с локальным зарядовым/орбитальным упорядочением. Метастабильная АФМ-структура сохраняется в образцах с концентрацией $y = 0.6$ и 0.7 , но разрушается при дальнейшем росте концентрации гадолиния с переходом в спин-стекольное состояние. Согласно изотерме намагниченности, полученной при изменении внешнего статического магнитного поля в интервале полей ± 70 кОе при 4.2 К, и температурной зависимости ас-магнитной восприимчивости χ , в керамике $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ реализуется смешанное двухфазное низкотемпературное состояние, состоящее из квантовой фазы Гриффитса с характерной расхожимостью $\chi(T)$ вблизи $T = 0$, внедренной в спин-стекольную матрицу с температурой „замерзания“ спинов $T_G \cong 42$ К. Низкотемпературное состояние с квантовыми флуктуациями существует в системе $(Sm_{1-y}Gd_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ для $y \geq 0.5$.

1. Введение

Фазовые превращения и критические явления в манганитах $A_{1-x}A'_xMnO_3$ ($A = La, Pr, Nd, Sm; A' = Ca, Sr, Ba$) с почти половинным заполнением зоны проводимости ($x \approx 0.5$) были рассмотрены ранее в обзоре Токуры [1]. Показано, что в основе разнообразия электронных и магнитных свойств этих соединений лежит конкуренция между металлической ферромагнитной (ФМ) фазой и диэлектрической антиферромагнитной (АФМ) фазой (обычно SE-типа) с зарядовым орбитальным (СО/ОО) упорядочением. Главным параметром, управляющим конкуренцией этих двух фаз, является энергия переноса заряда e_g электронами или, другими словами, ширина зоны проводимости W , которая определяется средним радиусом $\langle r_A \rangle$ редкоземельного иона, замещающего лантан в А-позициях перовскитоподобной матрицы. Изменение r_A приводит к бикритической фазовой диаграмме [2], в которой ферромагнитная фаза (большие r_A) отделена от антиферромагнитной (малые r_A) фазовым переходом первого рода. Беспорядок, возникающий из

локальных искажений А-позиций при случайном замещении катионов с большим ионным радиусом катионами с малым радиусом (quenched disorder), может существенно изменить вид электронной фазовой диаграммы и магнитоэлектронные свойства вблизи бикритической точки на границе двух конкурирующих фаз. Поведение манганитов со слабым беспорядком вблизи бикритической точки было теоретически рассмотрено Мураками в [3]. В рамках RG-модели с учетом тепловых и квантовых флуктуаций вблизи границы между двумя фазами, соответствующей критической ширине зоны проводимости W_c , были предсказаны характерные особенности, которые должны наблюдаться в эксперименте вблизи бикритической точки. Эти эффекты возникают из-за гигантской флуктуации нескольких параметров порядка (ферромагнитного, антиферромагнитного, орбитального, зарядового), связанной с бикритичностью, которая резко усиливается вблизи границы двух фаз. Как было показано в ряде теоретических работ [4–7], в манганитах даже с умеренным беспорядком фазовая диаграмма становится несимметричной. При этом ферромагнетизм

подавляется, но продолжает существовать при конечных температурах, тогда как СО-состояние исчезает, а вместо него при низких температурах довольно часто реализуется стекольное состояние с температурой „замораживания“ спинов T_G , не зависящей от дальнейшего уменьшения $\langle r_A \rangle$.

В работе [8] на основе многочисленных экспериментальных результатов была построена расширенная фазовая диаграмма манганитов $R_{0.55}A_{0.45}MnO_3$ со слабым структурным беспорядком, в которой критические температуры электронных и магнитных фазовых переходов приведены в виде функций среднего катионного радиуса $\langle r_A \rangle$ в А-позиции в интервале значений радиуса 1.26–1.40 Å. Фазовая диаграмма разделена на две половины относительно бикритической точки, соответствующей значению среднего радиуса $\langle r_A \rangle_{cr} \approx 1.33$ Å: при $\langle r_A \rangle \leq \langle r_A \rangle_{cr}$ в области низких температур стабилизируются фазы с зарядовым и антиферромагнитным спиновым упорядочением, тогда как при $\langle r_A \rangle \geq \langle r_A \rangle_{cr}$ доминирует металлическая ферромагнитная фаза. В манганитах с сильным структурным беспорядком фазовая диаграмма становится асимметричной: ферромагнетизм подавляется, но продолжает существовать при конечных температурах, тогда как СО-состояние исчезает, а вместо него при низких температурах реализуется стекольное состояние. Согласно построенной в [9] электронной фазовой диаграмме манганитов $R_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ ($R = Pr, Nd, Sm, Eu, Gd$) с сильным структурным беспорядком, критическое значение среднего катионного радиуса $\langle r_A \rangle_{cr} \approx 1.33$ Å соответствует соединению $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$. Соединения $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ проявляют некоторые необычные свойства, особенно в интервале критических концентраций Sr $0.4 \leq x \leq 0.5$. Они обладают относительно низкой температурой Кюри перехода в ФМ-состояние $T_c \sim 130$ К и имеют колоссальное магнетосопротивление вблизи T_c .

Фазовый переход между металлическим ферромагнитным состоянием и диэлектрическим состоянием с сильными короткодействующими зарядовыми/орбитальными корреляциями был исследован в монокристаллах $(Sm_{1-x}Gd_x)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ ($0 \leq x \leq 1$) [9]. Было установлено, что структурный беспорядок за счет локальных искажений решетки увеличивает электронные и магнитные флуктуации и препятствует появлению дальнего порядка. В системе $(Sm_{1-x}Gd_x)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ низкотемпературное состояние в нулевом магнитном поле для $0 \leq x \leq 0.5$ проявляет свойства металла, тогда как в случае $x = 0.7$ индуцированное внешним магнитным полем металлическое состояние возникает только при $H \sim 3$ Т при температурах ниже 50 К. С ростом напряженности магнитного поля происходит стабилизация металлического ферромагнитного состояния. Вблизи фазового перехода диэлектрик–металл наблюдаются разрывы в температурных зависимостях сопротивления и намагниченности образцов, которые сопровождаются гистерезисом, что характерно для фазового перехода первого рода. Систематическое изучение электронных и магнитных свойств монокристаллов

$(Sm_{1-x}Gd_x)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ показало, что металлическое ферромагнитное состояние сохраняется с ростом x до значения $x \sim 0.5$, при этом температура T_c фазового перехода парамагнетик–ферромагнетик линейно уменьшается от ~ 130 до ~ 50 К. Для значений $x \geq 0.6$ стабилизируется фаза спинового стекла с температурой „замерзания“ спинов T_G вблизи 50 К. Признаки разделения фаз в исследованных образцах не были обнаружены. Полученные особенности температурных и полевых зависимостей намагниченности и сопротивления монокристалла $(Sm_{0.5}Gd_{0.5})_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ хорошо согласуются с данными исследования температурных зависимостей интенсивностей диффузного рассеяния рентгеновских лучей и рамановского спектра фононов, свидетельствующего о существовании гигантской короткодействующей СО/ОО-корреляции при температурах выше $T_c \cong 65$ К.

Ранее в образцах керамики $(Sm_{0.5}Gd_{0.5})_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле был обнаружен не зависящий от частоты измерения острый пик магнитной восприимчивости вблизи температуры 48.5 К с небольшим температурным гистерезисом, который сопровождался ростом восприимчивости с понижением температуры. Подобный пик магнитной восприимчивости характерен для фазового перехода в АФМ-состояние с дальнедействующим зарядовым/орбитальным упорядочением [10]. Изотермы намагниченности в статических и импульсных магнитных полях при температурах ниже 60 К демонстрируют необратимый метамагнитный переход в однородное ферромагнитное состояние с критическим полем перехода, не зависящим от температуры измерений. Необратимый метамагнитный переход связан, по-видимому, с разрушением диэлектрического состояния с дальнедействующим зарядовым упорядочением. В интервале температур $60 \leq T \leq 150$ К наблюдался индуцированный магнитным полем обратимый фазовый переход в ферромагнитное состояние (подобный метамагнитному переходу в низкотемпературной фазе), вызванный разрушением локальных зарядовых/орбитальных корреляций. С ростом температуры наблюдались практически линейный рост критических полей перехода и исчезновение полевого гистерезиса.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование магнитных фазовых превращений в манганитах с почти половинным заполнением зоны проводимости вблизи фазового перехода металл–диэлектрик, индуцированных изменением состава, напряженности внешнего магнитного поля и температуры. Для достижения указанной цели изучалось влияние изовалентного замещения ионов Nd^{3+} ($r_{Nd} = 1.163$ Å) редкоземельными ионами Sm^{3+} ($r_{Sm} = 1.132$ Å) и Gd^{3+} ($r_{Gd} = 1.107$ Å) меньшего радиуса на магнитные свойства манганитов.

2. Методика эксперимента

В настоящей работе серии образцов $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ ($y = 0, 0.5, 0.6, 0.7, 1.0$)

и $(Sm_{1-y}Gd_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ ($y = 0, 0.5, 0.6, 0.7, 1.0$) были приготовлены в одинаковых условиях с целью избежать влияния на результаты эксперимента побочных эффектов. Образцы были синтезированы с использованием окислов неодима, самария, гадолиния, стронция и марганца высокой чистоты, взятых в стехиометрическом соотношении. Смесь была растворена в разведенной (1:1) азотной кислоте. Полученный раствор был выпарен до полного удаления воды, что сопровождалось разрушением азотно-кислых солей при $500-700^\circ\text{C}$. Полученный продукт растирался в порошок и затем отжигался при температуре $900-950^\circ\text{C}$ для удаления остатков разложения азотнокислых солей. Представленный выше технологический процесс приводил к однородному распределению составляющих элементов в образцах. Синтезированный порошок прессовался в брикеты диаметром 15 мм и отжигался при температурах $1000, 1100^\circ\text{C}$ в течение 10 ч и при 1150°C в течение 24 ч с промежуточным растиранием в порошок. С целью получения образцов керамики для измерений намагниченности порошок прессовался под давлением 10 kbar в таблетки диаметром 6 мм и толщиной 1.2 мм. Затем таблетки спекались на воздухе при 1150°C в течение 10 ч с последующим снижением температуры со скоростью 70°C/h . Полученные таблетки представляли собой однофазную по рентгеновским данным керамику. Для контроля гомогенности образцов, а также для установления особенностей в изменениях параметров решетки, вызванных изменениями стехиометрии образцов, использовался метод дифракции рентгеновских лучей. Рентгенографические исследования проводились при 300 К на дифрактометре ДРОН-1.5 в излучении $Ni\ K_{\alpha 1+\alpha 2}$. Симметрия и параметры кристаллической решетки определялись по положению и характеру расщепления рефлексов псевдокубической решетки перовскита. Исходный образец $Nd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, соответствующий концентрации Sm $y = 0$, имел орторомбическую структуру $Pbnm$ с близкими параметрами $a = 5.492 \text{ \AA}$, $b = 5.455 \text{ \AA}$, $c/\sqrt{2} = 5.447 \text{ \AA}$. С увеличением содержания примеси Sm и Gd орторомбические искажения кристаллической решетки незначительно уменьшались, о чем свидетельствует изменение в интервале $2\theta = 74.0-75.5^\circ$ участка дифрактограммы, соответствующей триплету $(400 + 040 + 224)$. Температурные зависимости ас-магнитной восприимчивости $\chi(T)$ измерялись индукционным методом в относительных единицах на частоте $f \cong 1 \text{ kHz}$ в измерительном поле $h \cong 60 \text{ Oe}$ в интервале температур $20-200 \text{ K}$, а также на частотах $f = 1, 5, 7$ и 10 kHz в интервале температур $4.2-100 \text{ K}$ с помощью промышленной установки PPMS-10 в измерительном поле $h \cong 17 \text{ Oe}$. Полевые зависимости дс-намагниченности $M(H)$ измерялись в интервале температур $4.2-300 \text{ K}$ в импульсных и статических магнитных полях. При импульсных измерениях магнитное поле изменялось в интервале $\pm 200 \text{ kOe}$ за одну микросекунду. Измерения в импульсных полях напряженностью до 300 kOe при различных температурах от 20 до 300 K производились в относительных единицах

с помощью непромышленного импульсного магнитометра, а измерения в статических полях напряженностью до 75 kOe были проведены с помощью вибрационного магнитометра VSM EGG, Princeton Applied Reserch при 4.2 K .

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Система $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$. Как видно из рис. 1, с ростом концентрации Sm от $y = 0$ до 1 температурные зависимости дс-намагниченности $M(T)$ претерпевают существенные изменения: вместо плавного „размазанного“ в широком интервале температур роста намагниченности с особенностью вблизи $T_c \sim 270 \text{ K}$ при $y = 0$ происходит смещение кривых намагниченности к более низкой температуре $T_c \sim 130 \text{ K}$ для $y = 1$. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ всех образцов, измеренные в статических полях при 77 K , соответствуют стабилизации в низкотемпературной фазе $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ однородного ферромагнитного состояния. Резкий скачок $M(T)$ вблизи $T_c \sim 130 \text{ K}$ в $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ свидетельствует о том, что замещение Nd ионом с меньшим радиусом (Sm) приводит к трансформации плавного ФМ-фазового перехода второго рода к скачкообразному ФМ-переходу первого рода. Построенные зависимости критической температуры T_c от концентрации Sm в образцах (рис. 2) в статических измерительных полях 1.5 и 9.7 kOe состоят из двух отрезков прямых с различным наклоном. Как видно из рис. 2, наклон зависимостей $T_c(y)$ с ростом y для $y \geq 0.5$ резко возрастает, что свидетельствует об изменении механизма обменного взаимодействия с ростом концентрации Sm. Более того, чувствительность температуры Кюри к действию внешнего магнитного поля с ростом y также сильно возрастает. Обнаруженное изменение характера ФМ-фазового перехода с ростом concentra-

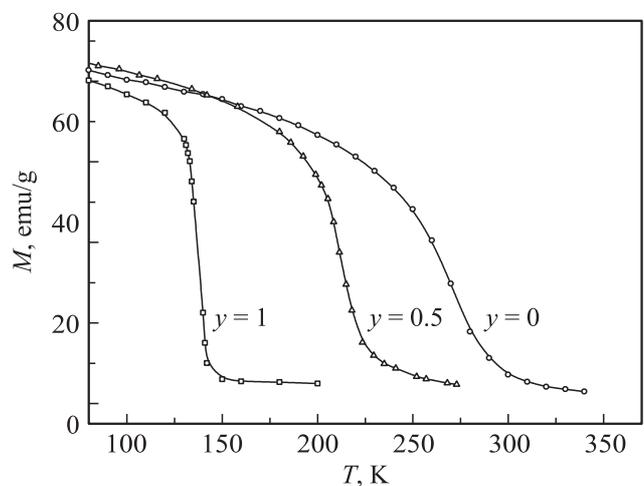


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ образцов системы $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, полученные в измерительном поле 9.7 kOe .

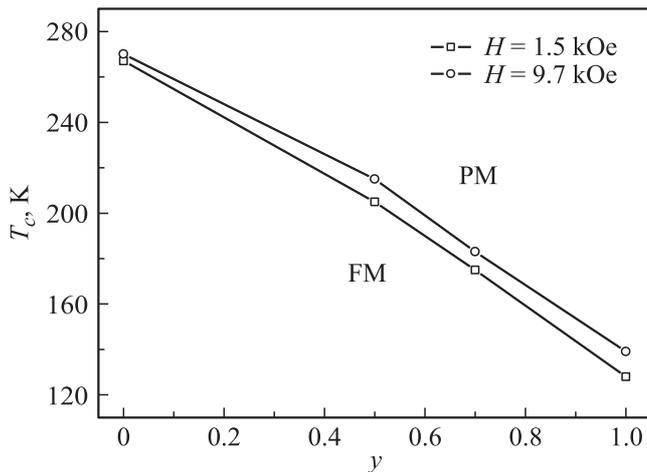


Рис. 2. Концентрационные зависимости критических температур $T_c(y)$ перехода в ферромагнитное состояние в системе $(\text{Nd}_{1-y}\text{Sm}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. FM — ферромагнитная фаза, PM — парамагнитная фаза.

ции Sm, а также резкое снижение T_c от ~ 270 К для $\text{Nd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ до ~ 130 К для $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и особенности концентрационных и полевых зависимостей температуры Кюри хорошо согласуются с литературными данными о магнитных свойствах манганитов с почти половинным заполнением e_g зоны проводимости вблизи бикритической точки [1].

Результаты измерения магнитной восприимчивости в системе $(\text{Nd}_{1-y}\text{Sm}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при температурах выше T_c свидетельствуют о существовании необычного неоднородного состояния спинов Mn, подобного фазе Гриффитса [11], в образцах с концентрацией $y > 0.5$ в интервале температур $T_c < T < T^*$ ($T^* \sim 220$ К). Это предположение подтверждается также аномальным поведением изотерм намагниченности в высокотемпературной фазе, полученных в сильных импульсных магнитных полях. Впервые существование фазы, подобной фазе Гриффитса (далее фаза GP), было обнаружено в монокристалле $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ в виде системы ФМ-кластеров внутри парамагнитной матрицы при измерениях намагниченности [12]. Температурная зависимость обратной восприимчивости $\chi^{-1}(T) = H/M(T)$, полученная в измерительном поле 1 кОе, в области высоких температур соответствует закону Кюри–Вейсса с парамагнитной температурой Кюри $\Theta = 202$ К. При температурах несколько выше критической температуры $T_c = 218$ К наклон экспериментальной кривой $\chi^{-1}(T)$ значительно меньше, чем в области высоких температур. Более того, был обнаружен резкий спад в зависимости $\chi^{-1}(T)$ с понижением температуры вблизи ~ 230 К перед тем, как достигалась температура Кюри. Авторы объяснили эти особенности как сингулярность Гриффитса, для которой характерна зависимость $\chi^{-1}(T) \propto (T - T_c)^{1-\lambda}$, где $\lambda \leq 1$. Аналогичный результат был получен в сплаве $\text{Tb}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$ [13] при измерениях

обратной dc-магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ как функции температуры при нагреве образца в слабых магнитных полях.

В данной работе было обнаружено несколько характерных признаков существования фазы Гриффитса внутри парамагнитной матрицы в системе $(\text{Nd}_{1-y}\text{Sm}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в образцах с $y > 0.5$ при температурах $T \geq T_c$. Измерения магнитной восприимчивости производились в серии керамических образцов $(\text{Nd}_{1-y}\text{Sm}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ($0 \leq y \leq 1$) в переменных полях напряженностью ~ 60 Ое в интервале температур 77–300 К. В образцах с концентрацией Sm $y \leq 0.5$ в пределах ошибки измерений не было обнаружено никаких отклонений кривых $\chi^{-1}(T)$ при температурах $T > T_c$ от закона Кюри–Вейсса, характерного для однородного парамагнетика. Однако в образцах с $y > 0.5$ наклон кривых $\chi^{-1}(T)$ в области температур $T > 220$ К значительно больше, чем наклон кривых в интервале более низких температур $T_c < T < 220$ К. С ростом концентрации Sm разница в наклоне кривых $\chi^{-1}(T)$ в высокотемпературном и низкотемпературном интервалах температур растет. Особенно четко существование двух режимов поведения спинов Mn при температурах выше T_c проявилось в образце $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, для которого в настоящей работе при температурах, меньших 220 К (рис. 3), обнаружено резкое ступенчатое падение $\chi^{-1}(T)$, аналогичное найденному в [12,13]. Таким образом, полученные результаты измерения ac-магнитной восприимчивости в системе $(\text{Nd}_{1-y}\text{Sm}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ свидетельствуют о формировании высокотемпературной фазы GP в образцах с концентрацией $y > 0.5$ в интервале температур $T_c < T < T^*$ (где $T^* \sim 220$ К).

Согласно [5], вращение разупорядоченных моментов ФМ-кластеров в фазе Гриффитса может осуществляться относительно малыми магнитными полями. При этом

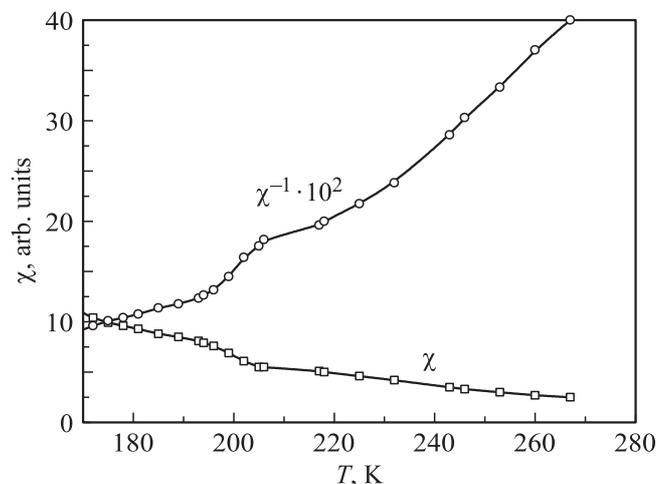


Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и обратной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, измеренные в переменном поле с напряженностью 60 Ое.

может происходить также индуцирование новых ФМ-кластеров в интервале температур $T_c < T < T^*$ сильными магнитными полями. Предполагается, что умеренное поле трансформирует высокотемпературное неоднородное состояние в образцах с $y > 0.5$, состоящее из ФМ-кластеров при температурах выше T_c , в однородное ФМ-состояние с хорошей проводимостью. Это может привести к обратимому, индуцированному сильным магнитным полем фазовому переходу в металлическое ферромагнитное состояние при температурах выше T_c , подобному хорошо известным метамагнитным фазовым переходам. В изотермах намагниченности, полученных для образцов с $y > 0.5$ при температурах выше температур Кюри для соответствующих составов, в сильных полях были обнаружены дополнительные особенности, свидетельствующие о фазовых превращениях в однородное ФМ-состояние, связанных с существованием в этих образцах при температурах выше T_c фазы, подобной фазе Гриффитса.

В исходном соединении системы $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ с концентрацией самария $y = 0$ для температур $T < T_c \sim 270$ К с увеличением напряженности измерительного поля наблюдается характерное для однородного ферромагнетика резкое увеличение намагниченности в относительно узком интервале полей $0 \leq H \leq 6$ кОе с последующим выходом на насыщение в более сильных полях (рис. 4, *a*). Поведение полевых зависимостей $M(H)$ для $Nd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, полученных в импульсных полях, в широком интервале температур хорошо согласуется с данными по намагничиванию образцов в статических полях и четко свидетельствует о существовании в этом образце однородного дальнедействующего упорядочения спинов Mn при температурах ниже $T_c \sim 270$ К и однородного парамагнитного состояния спинов при температурах выше T_c . Этот вывод подтверждается также отсутствием изгибов и гистерезиса в изотермах $M(T)$ для $T > T_c$. В образце $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ с $y = 0.6$ критическая температура T_c фазового перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние в статическом измерительном поле $H = 1.5$ кОе равна 175 К. Изотерма $M(H)$, измеренная при 77 К, аналогична изотермам, полученным для $Nd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ в низкотемпературной ФМ-фазе, и не содержит никаких дополнительных особенностей. Изотермы для $T = 243$ и 254 К обнаруживают почти линейный рост намагниченности с ростом напряженности измерительного поля, характерный для однородного парамагнетика (рис. 4, *b*). С ростом температуры измерений угол наклона прямых $M(H)$ относительно оси абсцисс уменьшается. В то же время изотермы, измеренные в парамагнитной фазе для $T = 202, 217$ и 232 К, имеют необычный вид и заслуживают особого внимания. Во многом они напоминают изотермы намагниченности, полученные в манганитах с половинным полем метамагнитных фазовых переходов первого рода антиферромагнетик–ферромагнетик. Для них характерно наличие резкого роста намагниченности

образца при критическом внешнем магнитном поле H_{cr}^+ , величина которого растет с повышением температуры, а также сильный гистерезис. В образце с $y = 0.6$ при $T = 202$ К критическое поле перехода в ферромагнитное состояние с ростом напряженности внешнего поля

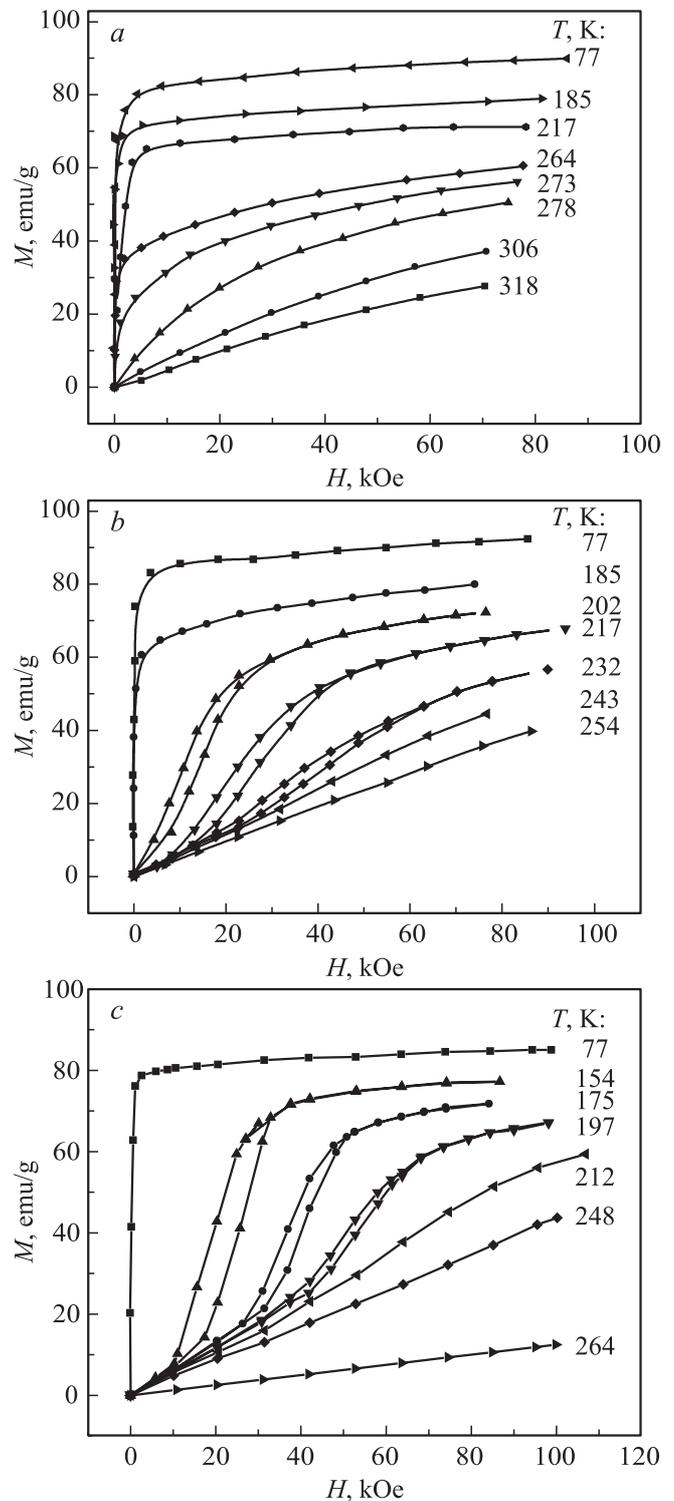


Рис. 4. Изотермы намагниченности $M(H)$ образцов $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ в импульсных полях, измеренные в интервале температур 77–300 К. *y*: *a* — 0, *b* — 0.6, *c* — 1.

$H_{cr}^+ \sim 14 \text{ kOe}$, тогда как возвращение образца в немагнитное состояние происходит при значительно меньшем поле $H_{cr}^- \sim 11 \text{ kOe}$.

Наиболее четко аномальное поведение кривых намагничивания в парамагнитной фазе проявляется в образце $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с температурой перехода парамагнетик–ферромагнетик $T_c \sim 130 \text{ K}$. Как видно из рис. 4, с, аномальные изотермы намагниченности существуют в этом образце в широком интервале температур, больших $T_c \sim 130 \text{ K}$. Можно отметить, что критическое поле перехода $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в ферромагнитное состояние значительно больше, чем в образцах с меньшим содержанием Sm, что свидетельствует о более высокой стабильности фазы GP в этом образце. Можно предположить, что в основе аномального поведения изотерм намагниченности $M(H)$ в фазе GP системы $(\text{Nd}_{1-y}\text{Sm}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ лежит существование в образцах с $y > 0.5$ при температурах выше T_c короткодействующих ФМ-корреляций (кластеров), размер которых уменьшается с увеличением содержания Sm. Внешнее магнитное поле упорядочивает ориентацию магнитных моментов ФМ-кластеров, способствует их росту вплоть до перколяции с последующим фазовым переходом в однородное ферромагнитное состояние.

3.2. Система $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Как показано выше, в измерительном поле 1.5 kOe исходное соединение этой системы $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с понижением температуры испытывает скачкообразный фазовый переход в ферромагнитное состояние с критической температурой $T_c \cong 130 \text{ K}$ с малым температурным гистерезисом, что указывает на наличие ФМ-фазового перехода первого рода, подобного исследованному в [9]. В измерительном поле 9.7 kOe температура перехода повысилась до 140 K , что свидетельствует о высокой чувствительности образца к небольшим изменениям внешнего магнитного поля. В высокотемпературной фазе $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ изотермы намагниченности $M(T)$, измеренные в режимах роста и уменьшения напряженности внешнего магнитного поля, демонстрировали аномальные обратимые фазовые переходы первого рода в ферромагнитное состояние, проявляющиеся в резком увеличении намагниченности в виде порогов, высота которых уменьшается с ростом температуры. Переходы происходят при критических значениях магнитных полей, растущих при увеличении температуры, и сопровождаются полевым гистерезисом. С ростом температуры измерения гистерезис размывается и аномальные кривые $M(T)$ вырождаются в обычную линейную зависимость намагниченности от напряженности внешнего поля, типичную для парамагнетиков при температурах выше $T^* \sim 210 \text{ K}$. Вблизи 210 K обнаружена также аномалия температурной зависимости ас-магнитной восприимчивости в виде ступеньки, которая сопровождается изменением угла наклона отрезков прямых, соответствующих температурной зависимости $\chi^{-1}(T)$, что является характерным признаком существования неупорядоченной фазы GP в интервале температур $130\text{--}210 \text{ K}$.

Согласно [9], можно было ожидать резкое снижение T_c до $\sim 64 \text{ K}$ с ростом концентрации гадолиния в системе $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ вплоть до $y = 0.5$ с последующим переходом низкотемпературной ферромагнитной фазы в неупорядоченное спин-стеклоподобное состояние с температурой T_G „замерзания“ спинов, слабо меняющейся с ростом концентрации гадолиния. Однако, этого не произошло в исследованной в [10] и в данной работе керамике. В отличие от результатов статьи [9], полученных при изучении монокристаллов $(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, низкотемпературная металлическая фаза в аналогичной системе керамических образцов полностью разрушалась уже при $y = 0.5$. Результаты измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости в керамике $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ свидетельствуют в пользу образования дальнедействующей АФМ структуры с критической температурой $T_N \cong 48.5 \text{ K}$. Был обнаружен резкий пик ас магнитной восприимчивости вблизи 48.5 K с небольшим температурным гистерезисом $\sim 2 \text{ K}$, не зависящий от частоты измерений, который сильно отличается от широкого пика $\chi(T)$ в окрестности $T_G \approx 45 \text{ K}$, найденному в монокристаллах с $y > 0.5$. Подобный резкий пик температурной зависимости магнитной восприимчивости наблюдался ранее в различных антиферромагнетиках с Гейзенберговским, XY и Изинговским типом взаимодействия спинов в магнитных решетках с размерностью 1, 2 и 3. Обнаруженный узкий пик магнитной восприимчивости в керамике $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ вблизи $T_N \cong 48.5 \text{ K}$ совмещен с необычным сильным ростом восприимчивости по мере понижения температуры к нулю, характерным для суперпарамагнетика. Предполагается, что при 4.2 K реализуется смешанная магнитная фаза, состоящая из фазы с расходящейся вблизи абсолютного нуля магнитной восприимчивостью, внедренной в диэлектрическую АФМ матрицу.

Увеличение внешнего статического магнитного поля при 4.2 K в керамике $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ привело к необратимому индуцированию ферромагнитной фазы, свойства которой не изменялись в течение длительного времени. Метамагнитный фазовый переход в упорядоченное ферромагнитное состояние осуществляется в необычно малом критическом поле $H_{c1} \cong 25 \text{ kOe}$, которое остается постоянным с ростом температуры до 60 K . Об устойчивости индуцированной ферромагнитной фазы в области температур $4.2\text{--}60 \text{ K}$ свидетельствует также температурная зависимость ас-магнитной восприимчивости. Характерными особенностями полученных при 4.2 K полевых зависимостей намагниченности индуцированной ферромагнитной фазы является относительно большая ширина гистерезисной кривой $M(H) \sim 4.4 \text{ kOe}$, соответствующая полю коэрцитивности $H_c \cong 2.2 \text{ kOe}$, и сравнительно небольшая величина намагниченности насыщения $\sim 60 \text{ emu/g}$ в поле 10 kOe , связанная, по-видимому, со скошенным состоянием спинов марганца. Температурные зависимости магнитной восприимчивости и изотермы намагничивания образцов

указывают на двухфазную природу низкотемпературного состояния керамики $(Sm_{1-y}Gd_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, в котором в нулевом магнитном поле доминирует диэлектрическое антиферромагнитное состояние с зарядовым/орбитальным упорядочением. Следует отметить, что изотермы намагниченности, исследованные в настоящей работе, в интервале температур 4.2–60 К, соответствующем области устойчивого существования индуцированной ферромагнитной фазы, не содержат сильных разрывов, характерных для ранее исследованных в манганитах необратимых фазовых переходов [14–19] как в статических, так и в импульсных магнитных полях. Поэтому предложенные в этих работах механизмы захвата индуцированной магнитным полем ферромагнитной фазы, по-видимому, не могут объяснить данные экспериментальные результаты.

При температурах выше 60 К поведение намагниченности твердого раствора $(Sm_{1-y}Gd_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ в сильном магнитном поле существенно меняется. Форма изотерм $M(H)$ существенно отличается от формы аналогичных изотерм, полученных в низкотемпературной фазе с антиферромагнитным упорядочением спинов марганца. Основным отличием изотерм является отсутствие признаков разрушения дальнедействующего АФМ-упорядочения и необратимого индуцирования однородного ферромагнитного состояния при использованных нами напряженностях импульсных магнитных полей. Согласно изотерме намагниченности, измеренной при 77 К, с ростом напряженности внешнего магнитного поля до критического значения H_{c1} происходит порогообразный переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние, аналогичный переходу из фазы, подобной фазе Гриффитса, в ферромагнитное состояние, рассмотренному выше для системы $(Nd_{1-y}Sm_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$. Этот фазовый переход сопровождается температурным гистерезисом с критическим полем $H_{c2} \neq 0$, ниже которого образец возвращается в исходное смешанное состояние. Значения критических полей H_{c1} и H_{c2} практически линейно растут в интервале температур 80–150 К, при этом разность этих полей уменьшается с ростом температуры и обращается в нуль вблизи 110 К. При дальнейшем повышении температуры индуцированный полем фазовый переход имеет вид ступеньки намагниченности без температурного гистерезиса, которая линейно по температуре смещается в сторону более сильных полей и исчезает при температурах выше 150 К. При температурах выше 150 К наблюдалось только линейное увеличение намагниченности с ростом напряженности внешнего магнитного поля, характерное для обычной парамагнитной фазы.

Температурные зависимости критических полей H_{c1} и H_{c2} магнитных фазовых превращений в $(Sm_{0.5}Gd_{0.5})_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ в интервале температур 4.2–150 К, представленные на рис. 5 в виде H – T -фазовой диаграммы, уже обсуждались ранее в [10]. Согласно данным рис. 5, индуцированное внешним магнитным полем $H_{c1} \cong 25$ кОе устойчивое ферромагнитное

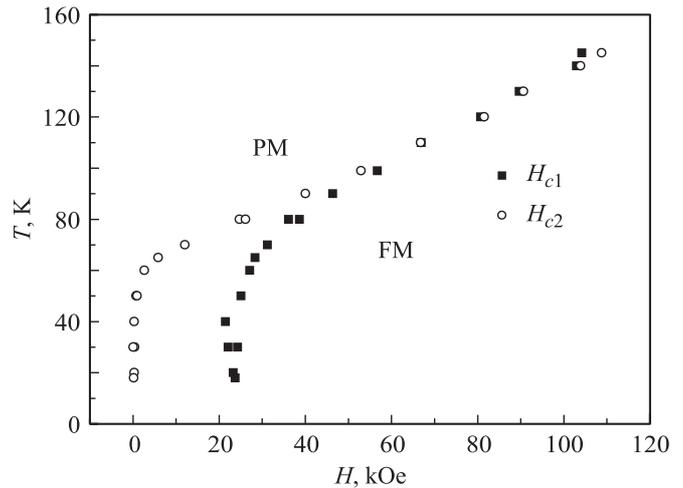


Рис. 5. Магнитная H – T -фазовая диаграмма керамики $(Sm_{0.5}Gd_{0.5})_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, полученная в сильных импульсных магнитных полях.

состояние существует в низкотемпературной фазе $(Sm_{0.5}Gd_{0.5})_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ при температурах ниже температуры упорядочения зарядов ионов Mn^{3+}/Mn^{4+} $T_{CO} \cong \cong 60$ К, что значительно превышает область существования антиферромагнитного состояния в нулевом магнитном поле. Таким образом, разрушение метастабильного состояния с зарядовым упорядочением сильным магнитным полем носит в исследованных образцах необратимый характер и сопровождается захватом в метастабильное ферромагнитное состояние. Значения критических полей H_{c1} и H_{c2} нелинейно растут в интервале температур 60–80 К с последующим линейным ростом по мере увеличения температуры до 150 К. При этом разность критических полей $\Delta H_c = H_{c1} - H_{c2}$, определяющая гистерезисные явления при метамагнитном фазовом переходе первого рода, быстро уменьшается с ростом температуры и обращается в нуль вблизи 110 К. Причиной гистерезиса критических полей метамагнитных фазовых переходов в манганитах с почти половинным заполнением зоны проводимости принято считать локальные деформации кристаллической решетки, тесно связанные с зарядовым и орбитальным состоянием ионов марганца. Поэтому можно предположить, что резкое падение до нуля величины гистерезиса $\Delta H_c(T)$ критических полей метамагнитного фазового перехода при температурах выше $T_{CO} \cong 60$ К, по-видимому, связано с разрушением с ростом температуры и исчезновением локальных корреляций орбитального порядка $\xi_{OO}(T)$ при температурах выше $T_{cor1} \cong 110$ К. Как было показано в [10], исчезновение признаков метамагнитного фазового перехода при температурах выше $T_{cor2} \cong 150$ К можно объяснить исчезновением локальных корреляций зарядового порядка $\xi_{CO}(T)$. Полученные результаты хорошо согласуются с данными исследования температурных зависимостей интенсивностей диффузного рассеяния рентгеновских лучей и рама-

новского спектра фононов в монокристаллах с близким составом, свидетельствующими о существовании сильной антиферромагнитной короткодействующей зарядовой/орбитальной корреляции в интервале температур 65–150 К [9]. Представляет интерес сравнить температурные зависимости критических полей индуцированных фазовых превращений в соединениях $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ и $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в высокотемпературной фазе. Как видно из рис. 6, несмотря на внешнее сходство этих зависимостей, существует несколько существенных отличий, связанных с различной величиной среднего ионного радиуса в А-позиции. Как было показано выше, в керамике $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle > \langle r_A \rangle_{\text{cr}}$) в низкотемпературной фазе в нулевом внешнем магнитном поле реализуется устойчивое металлическое ферромагнитное состояние с критической температурой $T_c \cong 130$ К. При температурах выше T_c обнаружены обратимые переходы первого рода из неоднородного состояния, содержащего GP- и парамагнитную фазы, в ферромагнитное с ростом напряженности внешнего магнитного поля до критического значения H_{c1} , которое практически линейно растет с ростом температуры согласно рис. 6. Предполагается существование в образце в интервале температур шириной порядка 80 К фазы GP, содержащей короткодействующие ферромагнитные корреляции. Метамагнитные

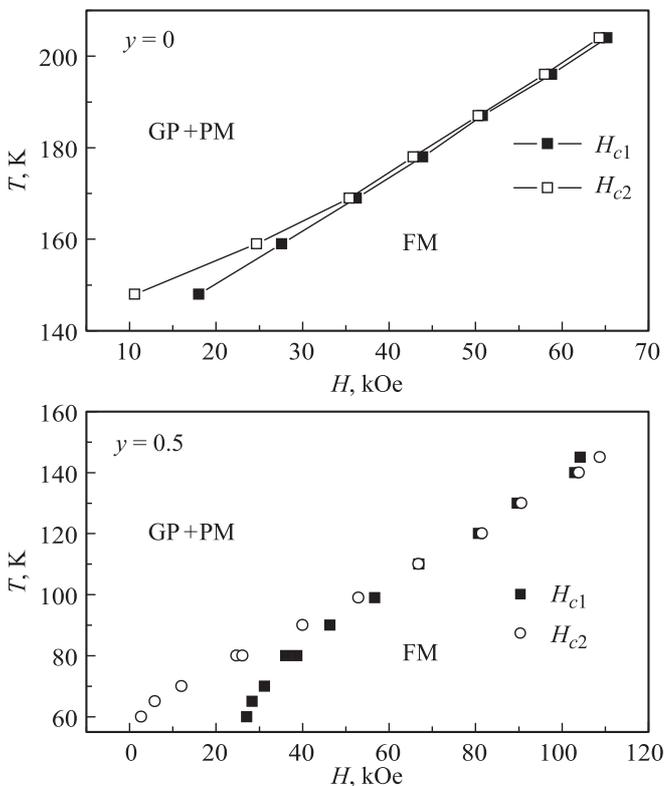


Рис. 6. Температурные зависимости критических полей H_{c1} и H_{c2} в образцах керамики $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с концентрацией $y = 0$ и 0.5 при температурах выше температур перехода в упорядоченное состояние $T_c \cong 130$ К и $T_N = 48.5$ К соответственно.

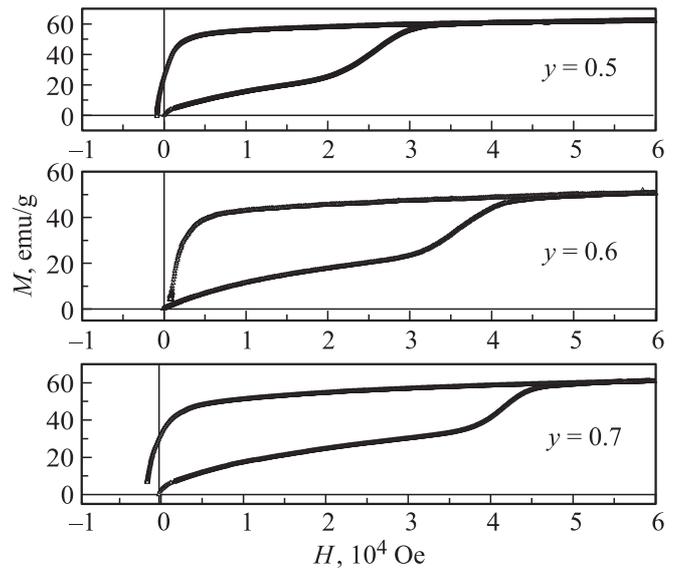


Рис. 7. Эволюция изотерм намагниченности образцов системы $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с ростом концентрации гадолиния в статических магнитных полях при температуре 4.2 К.

фазовые переходы в высокотемпературной фазе происходят вследствие развития и перколяции ФМ-кластеров, индуцированных внешним магнитным полем. В то же время в керамике $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ со средним ионным радиусом $\langle r_A \rangle \sim \langle A \rangle_{\text{cr}}$, согласно [10], в области значительно более низких температур сосуществуют два вида дальнего порядка: упорядоченное метастабильное антиферромагнитное состояние с критической температурой $T_N \cong 48.5$ К и метастабильное состояние с зарядовым дальним порядком с близкой температурой упорядочения $T_{\text{CO}} \cong 60$ К. В высокотемпературной фазе, согласно данным рис. 6, наблюдается нелинейная зависимость критических полей и фазовых переходов в смешанном состоянии от температуры образца. Предполагается, что высокотемпературные метамагнитные фазовые переходы в керамике $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ происходят вследствие разрушения кластеров с зарядовым/орбитальным упорядочением.

С целью проследить дальнейшую эволюцию магнитных свойств системы $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ по мере замещения редкоземельных ионов в А-позиции ионами меньшего радиуса были исследованы также индуцированные полем метамагнитные фазовые переходы в образцах с $y = 0.6, 0.7$ и 1.0 . Как видно из рис. 7, с ростом y полевые зависимости намагниченности, полученные в статических полях при 4.2 К, соответствуют необратимому метамагнитному фазовому переходу первого рода с критическими полями $H_c = 25, 36$ и 45 кОе для $y = 0.5, 0.6$ и 0.7 соответственно. Исходя из полученной линейной зависимости критического поля от концентрации Gd можно было ожидать, что необратимый метамагнитный фазовый переход в ФМ-состояние в образце с $y = 1$ должен произойти в критическом

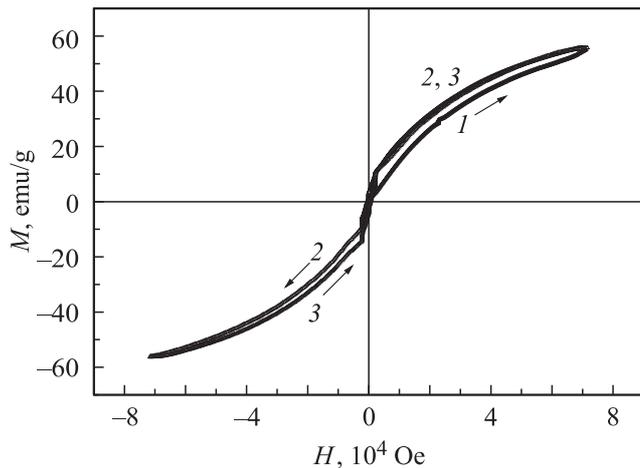


Рис. 8. Изотермы намагниченности $M(H)$ образца керамики $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ при 4.2 К, измеренные при поэтапных изменениях статического магнитного поля в интервале ± 75 кОе.

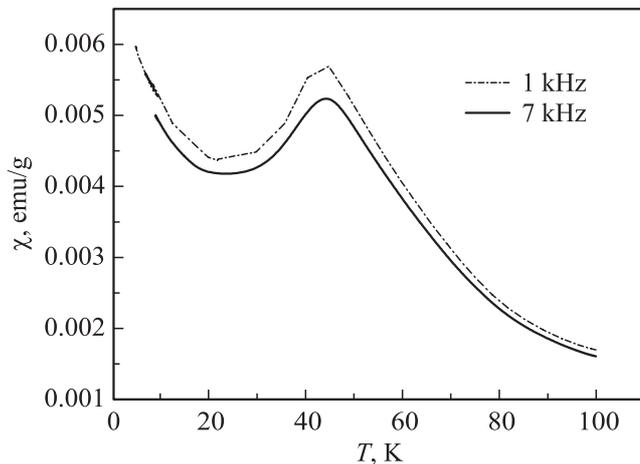


Рис. 9. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ твердого раствора $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, полученные в переменном поле с напряженностью 17 Ое на частотах 1 и 7 кГц.

поле $H_c \leq 75$ кОе. Однако, согласно изотермам намагниченности 1–3, полученным при изменении внешнего статического магнитного поля в интервале ± 75 кОе при 4.2 К (рис. 8), в керамике $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, по-видимому, реализуется неоднородное спин-стекольное состояние, свойства которого сильно зависят от предыстории измерения намагниченности. Обращают на себя внимание разрывы петли гистерезиса намагниченности вблизи нулевого внешнего магнитного поля, что свидетельствует о неоднородности основного состояния $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$. Характерной особенностью представленных на рисунке изотерм является отсутствие необратимого метамагнитного фазового перехода первого рода в ФМ-состояние, обнаруженного в образцах с $y = 0.5, 0.6, 0.7$.

Предположение о существовании в низкотемпературной фазе керамики $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ неоднородного спин-стекольного состояния, подтверждается температурной зависимостью ас-магнитной восприимчивости (рис. 9). Такое изменение магнитной восприимчивости с температурой обуславливается суперпозицией зависящего от частоты измерения колоколообразного пика вблизи температуры $T_G \cong 42$ К, характерного для спин-стекольного состояния, и подобного суперпарамагнитному ходу магнитной восприимчивости вблизи температуры абсолютного нуля. Было установлено, что с ростом концентрации Gd в образцах происходит рост магнитной восприимчивости образца вблизи 4.2 К, смещение пика $\chi(T)$ в сторону более низких температур, относительное уменьшение величины пика восприимчивости вблизи $T_G \cong 42$ К. Таким образом, поведение ас-магнитной восприимчивости в керамике $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ существенно отличается от ее поведения в $(Sm_{0.5}Gd_{0.5})_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, рассмотренного ранее в [10]. Это отличие заключается в следующем: вместо острого пика $\chi(T)$ вблизи критической температуры перехода в упорядоченное АФМ-состояние $T_N \cong 48.5$ К, не зависящего от частоты измерения, в керамике $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ формируется колоколообразный пик восприимчивости вблизи $T_G \cong 42$ К с небольшой частотной зависимостью, характерной для фазового перехода из парамагнитного в спин-стекольное состояние [9]. Этот переход сопровождается при дальнейшем понижении температуры резким ростом магнитной восприимчивости вблизи абсолютного нуля температур. Суперпозиция двух различных по своей природе вкладов в магнитную восприимчивость свидетельствует о неоднородной природе низкотемпературного состояния в керамике $Gd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ в нулевом внешнем магнитном поле с преимущественной стабилизацией спин-стекольного состояния в окрестности температуры „замерзания“ спинов $T_G \cong 42$ К. Согласно данным рис. 9, ас-магнитная восприимчивость интенсивно растет с понижением температуры образца вблизи 4.2 К и, очевидно, расходится вблизи абсолютного нуля температур, что характерно для квантовых фазовых переходов в низкоразмерных квантовых гейзенберговских антиферромагнетиках со структурным беспорядком [20–22]. В этой фазе низкотемпературная однородная восприимчивость расходится алгебраически с неуниверсальным показателем степени. Такая сингулярность вблизи абсолютного нуля температур характерна для фазы с квантовым магнитным беспорядком, получившей название квантовой фазы Гриффитса. Магнитные свойства квантовой фазы Гриффитса определяются в основном квантовыми флуктуациями и являлись в последнее время объектом интенсивного исследования. Следует отметить, что подобная сингулярность вблизи абсолютного нуля температур отсутствует в исходном соединении системы $(Sm_{1-y}Gd_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ ($y = 0$), но наблюдается для керамики $(Sm_{0.5}Gd_{0.5})_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ ($y = 0.5$). Можно предположить, что основным состоянием образцов керамики $(Sm_{1-y}Gd_y)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ для $y \geq 0.5$

является смешанное состояние, в котором в области низких температур присутствует фаза с квантовыми магнитными флуктуациями — квантовая фаза Гриффитса, удельный вес которой относительно спин-стекольной фазы растет с ростом концентрации гадолия. С ростом u происходит постепенное сближение температур двух фазовых переходов, приводящее к образованию необычного состояния вблизи нуля температур. Это состояние подобно хорошо известному в литературе необычному состоянию квантовой критической точки, в котором доминируют квантовые флуктуации нескольких параметров порядка. В эксперименте двухфазное низкотемпературное квантовое состояние проявляется в виде пика магнитной восприимчивости вблизи ~ 40 К и ее расходимости вблизи абсолютного нуля температур, а также в необычных полевых зависимостях намагниченности. Подобное смешанное состояние было открыто недавно в манганитах $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{O}_3$ вблизи фазового перехода металл–диэлектрик [23,24].

4. Заключение

Таким образом, экспериментально установлено наличие нескольких характерных признаков сильных флуктуаций зарядовых, орбитальных и магнитных параметров порядка вблизи фазового перехода металл–диэлектрик в манганитах $R_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с почти половинным заполнением зоны проводимости, вызванного последовательным изовалентным замещением редкоземельных ионов относительно большого радиуса (Nd^{3+} , $r_{\text{Nd}} \approx 1.16$ Å) ионами меньшего радиуса (Sm^{3+} , $r_{\text{Sm}} \approx 1.13$ Å, Gd^{3+} , $r_{\text{Gd}} \approx 1.11$ Å). В настоящей работе обнаружено резкое снижение критической температуры перехода из парамагнитного состояния в ферромагнитное; появление характерных признаков фазового перехода первого рода в ФМ-фазе вблизи T_c ; сильная чувствительность магнитных свойств к величине и характеру изменения измерительного магнитного поля; концентрационный фазовый переход от металлического ферромагнитного состояния в низкотемпературной фазе к диэлектрическому антиферромагнитному состоянию вблизи критической величины среднего ионного радиуса $\langle r_A \rangle_{\text{cr}} \sim 1.32$ Å в А-позиции перовскитоподобной матрицы; появление высокотемпературной и низкотемпературной (квантовой) фаз, подобных фазе Гриффитса. Предполагается, что возникающие в образцах изменения магнитных и электронных свойств вызваны появлением и ростом сильных зарядовых/орбитальных флуктуаций параметров порядка (в том числе и квантовых) вблизи фазового перехода из металлического в диэлектрическое состояние.

Авторы благодарны В.И. Валькову, В.И. Каменеву, В.П. Дьяконову, Б.М. Тодрису, С.В. Васильеву, С.Л. Сидорову, З.Ф. Кравченко за оказанную помощь.

Список литературы

- [1] Y. Tokura. Rep. Prog. Phys. **69**, 797 (2006).
- [2] D. Akahoshi, M. Uchida, Y. Tomioka T. Arima, Y. Matsui, Y. Tokura. Phys. Rev. Lett. **90**, 177 203 (2003).
- [3] S. Murakami, N. Nagaosa. Phys. Rev. Lett. **90**, 197 201 (2003).
- [4] H. Aliaga, D. Magnoux, A. Moreo, D. Poilblank, S. Yunoki, E. Dagotto. Phys. Rev. B **68**, 104 405 (2003).
- [5] J. Burgy, M. Mayr, V. Martin-Mayor, A. Moreo, E. Dagotto. Phys. Rev. Lett. **87**, 277 202 (2001).
- [6] J. Burgy, A. Moreo, E. Dagotto. Phys. Rev. Lett. **92**, 097 202 (2004).
- [7] K. Pradhan, A. Mukherjee, P. Majumdar. Phys. Rev. Lett. **99**, 147 206 (2007).
- [8] Y. Tomioka, Y. Tokura. Phys. Rev. B **66**, 104 416 (2002).
- [9] Y. Tomioka, Y. Okimoto, J.H. Jung, R. Kumai, Y. Tokura. Phys. Rev. B **68**, 094 417 (2003).
- [10] Ф.Н. Буханько. ФТТ **54**, 1128 (2012).
- [11] R.B. Griffiths. Phys. Rev. Lett. **23**, 17 (1969).
- [12] M.B. Salamon, P. Lin, S.H. Chun. Phys. Rev. Lett. **88**, 197 203 (2002).
- [13] C. Magen, P.A. Algarabel, L. Morellon, J.P. Arújo, C. Ritter, M.R. Ibarra, A.M. Pereira, J.B. Sousa. Phys. Rev. Lett. **96**, 167 201 (2006).
- [14] A. Sundaresan, A. Maignan, B. Raveau. Phys. Rev. B **55**, 5596 (1997).
- [15] J. Dho, N.H. Hur. Phys. Rev. B **67**, 214 414 (2003).
- [16] A.V. Kalinov, L.M. Fisher, I.F. Voloshin, N.A. Babushkina, D.I. Khomskii, T.T.M. Palstra. J. Magn. Magn. Mater. **300**, 399 (2006).
- [17] D.S. Rana. S.K. Malic. Phys. Rev. B **74**, 052 407 (2006).
- [18] Y. Li, J. Miao, Y. Sui, Q. Cheng, W. Zhang, X. Wang, W. Su. J. Alloys and Comp. **458**, 11 (2008).
- [19] A.V. Kalinov, L.M. Fisher, I.F. Voloshin, N.A. Babushkina, C. Martin, A. Mfignan. J. Phys.: Conf. Ser. **150**, 042 081 (2009).
- [20] T. Vojta, J. Schmalian. Phys. Rev. B **72**, 045 438 (2005).
- [21] A.A. Zvyagin. Phys. Rev. B **72**, 064 419 (2005).
- [22] A.W. Sandvik. Phys. Rev. Lett. **96**, 207 201 (2006).
- [23] J.L. Alonso, L.A. Fernandez, F. Guinea, V. Laliena, V. Martin-Mayor. Phys. Rev. B **66**, 104 430 (2002).
- [24] J.M. De Teresa, P.A. Algarabel, C. Ritter, J. Blasco, M.R. Ibarra, L. Morellon, J.I. Espeso, J.C. Gomez-Sal. Phys. Rev. Lett. **94**, 207 205 (2005).