

Магниторезонансные свойства манганита $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,15; 0,225; 0,3; 0,45; 0,6$)

Т.В. Калмыкова, С.В. Недух, С.Ю. Полевой, А.А. Харченко, С.И. Тарапов

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: tanya.kalmykova1@gmail.com*

Д.П. Белозоров

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера, Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

А.Н. Погорелый, Т.И. Полек

Институт магнетизма НАН Украины, бульв. Вернадского, 36-б, г. Киев, 03142, Украина

В.А. Пащенко, А.Н. Блудов

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

Статья поступила в редакцию 26 сентября 2014 г., после переработки 19 ноября 2014 г., опубликована онлайн 23 февраля 2015 г.

Проведены магниторезонансные (в диапазоне частот 22–80 ГГц) и магнитостатические исследования соединения $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с концентрациями примеси стронция $x = 0,15; 0,225; 0,3; 0,45; 0,6$ при комнатной и гелиевой температурах. Зарегистрировано расщепление линии электронного магнитного резонанса для концентрации $x = 0,3$, свидетельствующее о существовании смешанных магнитных фаз. На основе полученных экспериментальных данных определена концентрационная зависимость намагниченности насыщения образцов.

Проведено магніторезонансні (в діапазоні частот 22–80 ГГц) та магнітостатичні дослідження сполук $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ з концентраціями домішки стронцію $x = 0,15; 0,225; 0,3; 0,45; 0,6$ при кімнатній та гелієвій температурах. Зареєстровано розщеплення лінії електронного магнітного резонансу для концентрації $x = 0,3$, що свідчить про існування змішаних магнітних фаз. На основі отриманих експериментальних даних визначено концентраційну залежність намагніченості насичення зразків.

PACS: 75.30.Kz Магнитные фазовые границы (включая классические и квантовые магнитные переходы, метамагнетизм и т.д.);

75.75.-c Магнитные свойства наноструктур;

76.50.+g Ферромагнитный резонанс.

Ключевые слова: манганит-перовскит, электронный магнитный резонанс, сверхвысокие частоты, магнитная фаза, температура Кюри.

Введение

В настоящее время можно говорить о ряде новых явлений, связанных с манганитами, допированными различными примесями. Остановимся здесь только на двух:

эффекте колоссального магнитосопротивления и появлении левосторонних свойств. Необходимо заметить, что появление подобных свойств у манганитов обусловлено прежде всего сложной структурой этих соединений, наличием сильно скоррелированной электронной подсистемы.

темы, сильного взаимодействия между зарядом и спином электронов и кристаллической решеткой.

Обнаружение явления колоссального магнитосопротивления, представляющего большой интерес с точки зрения как практического использования, так и теории, привлекает внимание исследователей к нанокompозитным материалам, таким как манганит $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (где А — двухвалентный атом, обычно Са, Ва, Sr).

Недопированное соединение LaMnO_3 (содержащее в своем составе Mn^{3+}) является антиферромагнитным диэлектриком ($T_N \approx 130$ К). Если же в нем происходит замена трехвалентного La двухвалентными атомами {Са, Ва, Sr} и, соответственно, появление ионов Mn^{4+} , то для концентраций примеси $0,2 \leq x \leq 0,5$ низкотемпературная фаза вещества $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ является ферромагнитным металлом. Заметим, что в стронциевой системе область растворимости ограничена значениями $x \leq 0,6$ [1].

Физика допированных манганитов достаточно хорошо описывается моделью двойного обмена Зенера [2]. Зенер ввел концепцию одновременного перехода электрона от иона Mn^{3+} к кислороду и от кислорода к соседнему иону Mn^{4+} . Такой двойной обмен всегда ферромагнитен в противоположность сверхобмену, который вовлекает виртуальные электроны и частично антиферромагнитен.

Хотя в общем случае только двойной обмен не может объяснить данные эксперимента для манганитов-перовскитов и необходим учет решеточно-поляронных эффектов, обусловленных сильным электрон-фононным взаимодействием (связанным с эффектом Яна-Теллера), однако $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ представляет собой систему с доминированием двойного обмена, которая весьма слабо подвержена влиянию электрон-решеточных и кулоновских корреляционных эффектов. При этом для $x \geq 0,1$ спин-упорядоченная фаза почти ферромагнитна.

Если спины ионов марганца не параллельны или если связь $\text{Mn}^{3+}-\text{O}-\text{Mn}^{4+}$ изогнута, то переход электрона затрудняется и его подвижность падает. Таким образом, существует прямая связь между проводимостью и ферромагнетизмом. Модель двойного обмена качественно описывает ферромагнитное упорядочение и подвижность носителей, которые зависят от относительной ориентации моментов Mn, и вблизи температуры Кюри (T_C) сильно зависят от приложенного магнитного поля. Это значение температуры, при которой одновременно происходит и переход диэлектрик–металл, может быть увеличено за счет приложения внешнего магнитного поля. В результате этого электрическое сопротивление вещества может быть уменьшено в 1000 и более раз, если температура находится в области фазового перехода. Это явление и называется колоссальным магнитосопротивлением [3].

Интересен также тот факт, что в области концентраций примеси стронция $x = 0,225-0,3$ (при $T = 310-320$ К) соединение $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ демонстрирует левосторонние свойства [4-7]. Это означает, что при облучении радиоволнами миллиметрового диапазона данное соединение демонстрирует отрицательную рефракцию — возникновение волн с противоположно направленными фазовой и групповой скоростями. Отметим, что $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ — одно из немногих синтезированных химически, а не изготовленных механически соединений, демонстрирующих левосторонние свойства.

В настоящее время, несмотря на достаточно обширную литературу, посвященную допированным манганитам, существует определенная неоднозначность в трактовке результатов экспериментов, полученных в различных условиях для таких сложных электронных систем. Особенно это касается поведения их в переменных внешних полях. Цель настоящей работы — исследование магнитного состояния образцов $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ магниторезонансным методом при комнатной (300 К) и гелиевой (4,2 К) температурах. Проведено сравнение данных по намагниченности, полученных двумя методами: статическим методом и методом электронного магнитного резонанса (ЭМР), высокочувствительного к неоднородностям магнитного состояния образца.

Исследуемые образцы и детали экспериментов

Исследован манганит-перовскит с примесью стронция $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0,15; 0,225; 0,3; 0,45; 0,6$. Образцы синтезированы методом твердофазных реакций [8,9]. В качестве исходных реагентов использовали La_2O_3 , Mn_2O_3 («ос.ч.» — особо чистый (extra pure grade)), SrCO_3 («х.ч.» — химически чистый (reagent grade)). Гомогенизирующий помол осуществляли в шаровой мельнице с бидистиллированной водой. Полученную шихту упаривали, дополнительно сушили при температуре 390 К, пропускали через капроновое сито и проводили предварительный обжиг при 1320 К (8 ч). Синтезированный порошок прессовали, а затем спекали при температуре 1585 К, в результате чего были сформированы пластины размерами $7 \times 3 \times 0,6$ мм. Рентгеноструктурные исследования подтвердили, что все образцы структурно однородные.

Исследование резонансных свойств образцов $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ в частотном диапазоне $\nu = 22-40$ ГГц ($T = 300$ К) проведены при помощи VNA-ESR спектрометра, построенного с использованием векторного анализатора цепей Agilent PNA-L N5230A [10]. Для проведения резонансных экспериментов при низких температурах ($T = 4,2$ К) использован радиоспектрометр БУРАН [11] с частотным диапазоном $\nu = 60-78$ ГГц. На основании экспериментальных данных проанализирована форма линии поглощения и построены частотно-

полевые зависимости наблюдаемых ветвей магнитного резонанса.

Измерения полевых зависимостей магнитного момента $M(H)$ образцов $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ проведены на СКВИД-магнитометре MPMS-XL5 (производство Quantum Design) при двух фиксированных температурах 300 и 4,5 К в магнитных полях до ± 5 Тл. Таким образом, были восстановлены полные циклы перемагничивания образцов в диапазоне полей от -5 до $+5$ Тл — гистерезисные петли магнетика. Перед началом измерений каждого цикла перемагничивания исследуемый образец всегда предварительно нагревался до комнатной температуры и затем охлаждался в режиме отсутствия поля до требуемой температуры. Погрешность ориентации магнитного поля не более одного градуса. Дополнительно измерялись температурные зависимости магнитной восприимчивости образцов в температурном интервале 5–400 К в магнитном поле $H = 100$ Э.

Резонансные измерения проведены для двух геометрий эксперимента: «параллельная» ориентация, когда вектор постоянного магнитного поля и перпендикулярный ему вектор магнитной составляющей СВЧ поля лежат в плоскости образца ($\mathbf{H} \parallel OX$); «перпендикулярная» ориентация, когда вектор постоянного магнитного поля направлен перпендикулярно плоскости образца, а вектор магнитной компоненты СВЧ поля находится в плоскости образца ($\mathbf{H} \perp OX$).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследование резонансного поглощения электромагнитных волн спиновой системой электронов изучаемого объекта проводили при комнатной и гелиевой температурах в двух диапазонах частот: 22–40 и 68–80 ГГц. Были зарегистрированы линии поглощения ЭМР, на основе анализа которых определена намагниченность насыщения образца по методике, описанной в работе [10]. Отметим, что, используя здесь термин «электронный магнитный резонанс», мы подчеркиваем тот факт, что изучаемый объект является магнитно-неоднородным и демонстрирует наличие многофазных магнитных состояний [1], где присутствуют и пара- и ферромагнетизм. Поэтому термин ЭМР представляется более корректным, чем ЭПР (электронный парамагнитный резонанс) и ФМР (ферромагнитный резонанс), которые, строго говоря, справедливы только для однородных пара- и ферромагнитных фаз соответственно.

Эксперименты по регистрации резонансного поглощения при $T = 300$ К проведены в частотном диапазоне 22–40 ГГц. Для $x = 0,45$ в спектре ЭМР наблюдалась одиночная линия поглощения, которая имеет форму, близкую к лоренцевой (рис. 1(а)). Однако в области «центральных» концентраций, при $x = 0,3$, наблюдаются интересные особенности. В частности, при $x = 0,3$ в спектре электронного магнитного резонанса

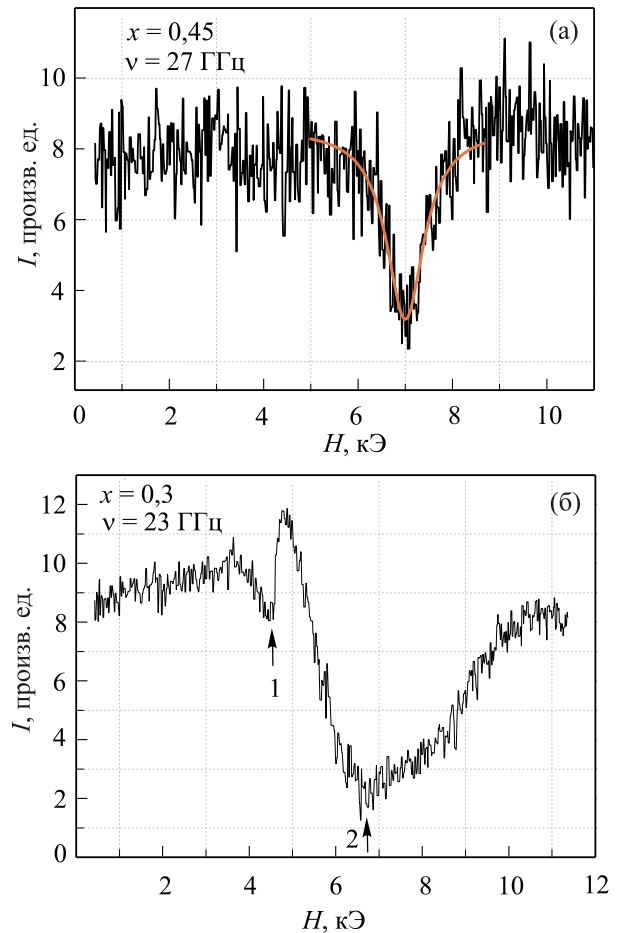


Рис. 1. Пики магниторезонансного поглощения при $T = 300$ К для образцов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с (а) $x = 0,45$ ($\nu = 27$ ГГц, $\mathbf{H} \perp OX$) и (б) $x = 0,3$ ($\nu = 23$ ГГц, $\mathbf{H} \parallel OX$). Сплошная линия — аппроксимация распределением Лоренца. Стрелками отмечены резонансные поля двух наблюдаемых пиков.

обнаружен не один, а два пика поглощения (рис. 1(б)). На базе полученных экспериментальных данных и расчета намагниченности насыщения можно предположить, что узкая линия №1 соответствует отклику от ферромагнитной фазы (ФМ фазы), а широкая линия №2 — от парамагнитной фазы (ПМ фазы).

Дополнительно к резонансным экспериментам были проведены измерения намагниченности $M(H)$ образцов статическим методом, используя возможности СКВИД-магнитометра. Получены петли гистерезиса (рис. 2) и по ним определена намагниченность насыщения как функция концентрации x (рис. 3).

Из температурных зависимостей магнитной восприимчивости образцов $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ в относительно слабом магнитном поле ($H = 100$ Э) экспериментально определены температуры магнитного упорядочения T_C для каждой концентрации примеси стронция. Ферромагнитный порядок в образцах устанавливается при $T_C = 297$ К ($x = 0,15$), 333 К ($x = 0,225$), 339 К ($x = 0,3$), 350 К ($x = 0,45$) и 374 К ($x = 0,6$). Температурная зави-

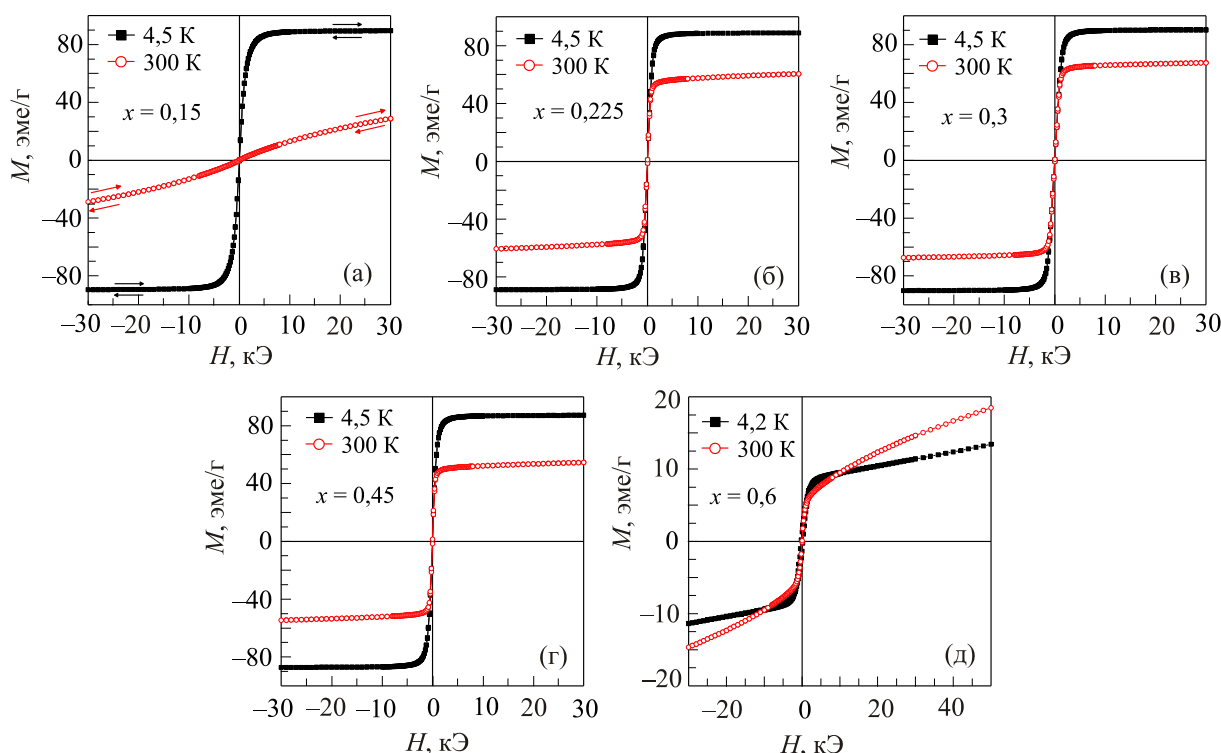


Рис. 2. Циклы перемагничивания образцов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$: $x = 0,15$ (а), $0,224$ (б), $0,3$ (в), $0,45$ (г), $0,6$ (д) при $T = 4,5$ и 300 К. Стрелками показаны направления изменения магнитного поля.

симость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ для $x = 0,6$ в поле $H = 100$ Э представлена на рис. 4.

Полные циклы перемагничивания $M(H)$ (гистерезисные кривые) для образцов $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ с различной концентрацией стронция x представлены на рис. 2. Все кривые приведены только для «параллельной» ориентации, поскольку заметного отличия «перпендикулярной» геометрии эксперимента не обнаружено. Видно, что магнитный момент для всех

образцов (кроме кривой $x = 0,15$; $T = 300$ К) практически выходит на насыщение уже в полях порядка 2000 Э, что свидетельствует о насыщении магнитоупорядоченной ферромагнитной фазы. Величина намагниченности насыщения при низких температурах ($T = 4,5$ К) для всех концентраций, кроме $x = 0,6$ ($T = 4,2$ К), близка к 92 эме/г, которая является теоретическим пределом при учете вклада всех (100%) магнитных моментов ионов марганца (Mn^{3+} , $S = 2$,

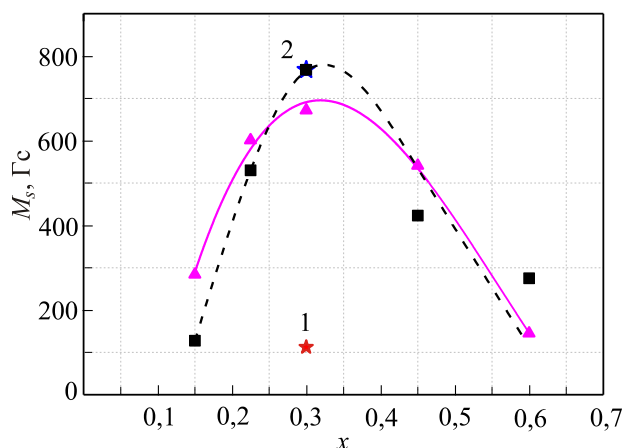


Рис. 3. Зависимости намагниченности насыщения от концентрации x примеси Sr в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ при $T = 300$ К, полученные методом ЭМР (■) и статическим методом (▲). Звездочки показаны парамагнитный (1) и ферромагнитный (2) пики.

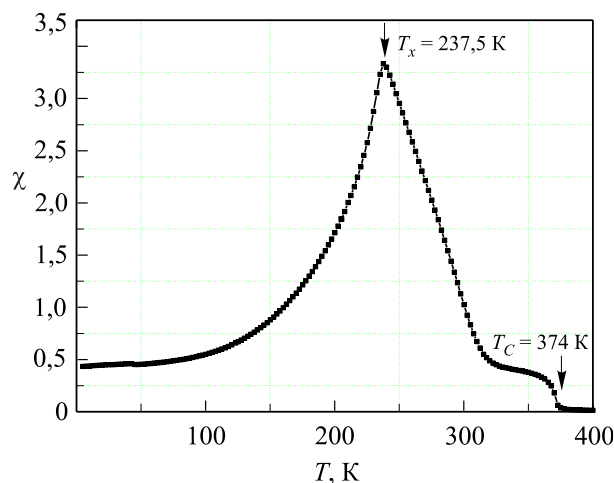


Рис. 4. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,6$) в поле 100 Э.

$g = 2$). Следствием этого факта является то, что в случаях $x = 0,15; 0,225; 0,3; 0,45$ ферромагнитная фаза в образцах является господствующей и присутствие другого фазового состояния магнетика не превышает нескольких процентов от объема. Это обстоятельство может объяснить, например, большое различие интегральных интенсивностей двух резонансных пиков на рис. 1(б). Ширина гистерезисной петли по полю для всех концентраций не превышает 500 Э даже при низких температурах и в масштабе, представленном на рис. 2, трудно просматривается. Поэтому в данной работе мы избегаем терминологии «петля гистерезиса». Образец с $x = 0,6$ ярко демонстрирует многофазность исследуемой магнитной системы (рис. 2(д)). Выход на насыщение имеющейся ферромагнитной фазы происходит в полях ~ 2000 Э до уровня намагниченности порядка 9 эме/г (что составляет порядка 10% от вклада всех магнитных моментов марганца в образце) и практически слабо меняется с изменением температуры, что демонстрирует неизменность объема ферромагнитной фазы от температуры. Оставшиеся 90% магнитных моментов марганца имеют между собой доминирующие антиферромагнитные корреляции и с понижением температуры будут образовывать антиферромагнитное состояние в образце. Таким образом, наблюдаемый дальнейший монотонный рост намагниченности выше уровня 9 эме/г можно объяснить как намагничивание второй слабоупорядоченной (или почти парамагнитной) для $x = 0,6; T = 300$ К и/или хорошо магнитоупорядоченной для $x = 0,6; T = 4,2$ К антиферромагнитной фазы в образце. Парамагнитный ход кривой намагниченности для образца с $x = 0,15; T = 300$ К и отсутствие признаков упорядоченной ферромагнитной фазы при этой температуре не имеет никаких противоречащих аспектов, поскольку температура данного эксперимента выше $T_C = 297$ К и ферромагнитный порядок в образце уже был полностью разрушен.

Отметим, что на рис. 2(б), (в), (г) трудно увидеть различие в магнитных состояниях образцов. Однако применение высокочувствительного ЭМР метода позволяет зарегистрировать расщепление линии для образца с $x = 0,3$, что явно свидетельствует о наличии, кроме ферромагнитной, некой парамагнитной фазы.

На основе экспериментальных данных, полученных при помощи ЭМР и статических измерений, рассчитаны значения намагниченности насыщения. Методика ЭМР измерения намагниченности [10] сводится к аппроксимации резонансных значений частоты и постоянного магнитного поля по известным формулам Киттеля [12] для «параллельной» и «перпендикулярной» ориентаций:

$$v_{\text{res}}^{\parallel} = \frac{g\mu_B}{h} \sqrt{H_{\text{res}}^{\parallel} (H_{\text{res}}^{\parallel} + 4\pi M_s)}, \quad (1)$$

$$v_{\text{res}}^{\perp} = \frac{g\mu_B}{h} (H_{\text{res}}^{\perp} - 4\pi M_s), \quad (2)$$

где v_{res} — резонансная частота, g — фактор спектроскопического расщепления, μ_B — магнетон Бора, h — постоянная Планка, $H_{\text{res}}^{\parallel, \perp}$ — резонансное магнитное поле для «параллельной» и «перпендикулярной» ориентаций, M_s — намагниченность насыщения.

Оказалось, что для $x = 0,3$ значение для ЭМР линии №1 $M_s = (768 \pm 30)$ Гс, а для ЭМР линии №2 $M_s = (112 \pm 30)$ Гс, что подтверждает предположение о том, что в данном образце сосуществуют две магнитные фазы: ферромагнитная (линия №1) с заметной величиной намагниченности насыщения и «почти парамагнитная» (линия №2) с малым значением M_s .

Видно, что ход зависимости намагниченности насыщения от концентрации примеси Sr, полученные двумя методами, имеют схожий характер (рис. 3). В частности, обе зависимости демонстрируют максимум в области $x \approx 0,3$. Отмечены два пика расщепленной линии ЭМР ($x = 0,3$): 1 — отклик от парамагнитной фазы (широкая линия), 2 — отклик от ферромагнитной фазы (узкая линия).

Отметим, что сосуществование двух магнитных фаз регистрировалось ранее в близких по природе неоднородных структурах перовскитов. В предыдущих наших работах [13,14] подробно описаны магниторезонансные свойства похожих допированных манганитов-перовскитов. В ходе исследований в работе [13] также обнаружено расщепление линии магнитного резонанса для $x = 0,3$. В частности, с понижением температуры обнаружено наличие второго пика электронного магнитного резонанса, и зарегистрированные пики идентифицированы как пики, соответствующие ферромагнитной и парамагнитной фазам, сосуществующим в образце.

Похожие явления регистрировали и для других типов примесей в других лабораториях. В частности, при исследовании тонких пленок манганита-перовскита $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$, порошка $\text{La}_{0,875}\text{Sr}_{0,125}\text{MnO}_3$, а также поликристаллического $\text{La}_{0,9}\text{Ca}_{0,1}\text{MnO}_3$ [15–17] обнаружено по две-три линии магнитного резонанса при температурах близких к T_C . При этом одна из линий (широкая) имеет форму Гаусса, а вторая (узкая) — форму Лоренца. В работе [17] показано, что ширина гауссовой линии для образца $\text{La}_{0,9}\text{Ca}_{0,1}\text{MnO}_3$ порядка 1200 Э, а для манганита-перовскита $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$, исследуемого в настоящей работе, $\Delta H \sim 1000$ Э. Эти данные подтверждают наши предположения о наличии на фазовой магнитной диаграмме таких соединений областей неустойчивости (и сильной неоднородности), где могут сосуществовать несколько магнитных фаз (как коллинеарных, так и неколлинеарных).

Чтобы подтвердить результат, полученный при комнатной температуре, проведены низкотемператур-

ные измерения тех же объектов в частотном диапазоне 60–78 ГГц при $T = 4,2$ К.

Как и при $T = 300$ К, зарегистрированы линии ЭМР поглощения, имеющие форму, близкую к лоренцевой (рис. 5(а)). Кроме того, вблизи концентраций $x = 0,3$ обнаружено расщепление линии ЭМР на два пика (рис. 5(б), вставка). Восстановленный график зависимости резонансной частоты от резонансного магнитного поля приведен на рис. 5(б). Квадратами обозначена частотно-полевая зависимость для широкой линии №2, треугольниками — для узкой линии №1. Штрихпунктир — реперная частотно-полевая зависимость ЭПР свободного электрона с $g = 2,0023$. Намагниченность, рассчитанная для линии №1, составляет $M_s = (52 \pm 30)$ Гс, а для линии №2 — $M_s = (-198 \pm 30)$ Гс. С учетом погрешности измерений можно предположить, что линия №1 соответствует отклику от ПМ фазы, а линия №2 (с отрицательной намагниченностью) — отклику от ФМ фазы.

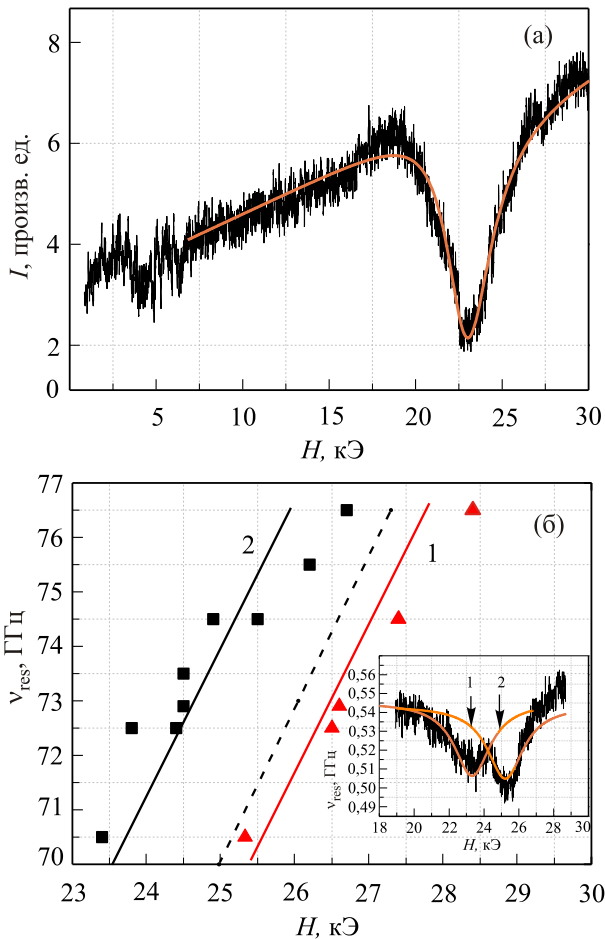


Рис. 5. Магниторезонансное поглощение при $T = 4,2$ К: (а) вид спектра на частоте $\nu = 72$ ГГц ($x = 0,225, \mathbf{H} \perp \mathbf{OX}$); (б) частотно-полевая зависимость для двух магнитных фаз образца $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,3, \mathbf{H} \perp \mathbf{OX}$): ферромагнитной (\blacktriangle) и парамагнитной (\blacksquare). На вставке показан спектр поглощения с двумя пиками на частоте $\nu = 70$ ГГц.

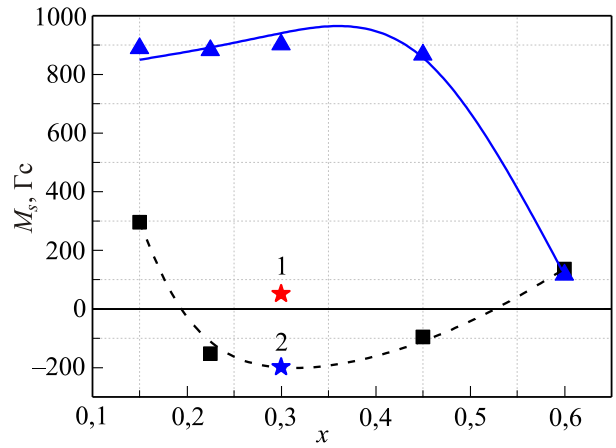


Рис. 6. Намагниченность насыщения образца $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ как функция концентрации x при гелиевой температуре: резонансный метод определения (\blacksquare), статический метод (\blacktriangle). Звездочки — данные для спектра с двумя пиками поглощения.

Концентрационные зависимости намагниченности, полученные ЭМР и статическим методами, приведены на рис. 6.

Обсуждение результатов

Данные по намагниченности, полученные статическим методом и методом ЭМР при гелиевых температурах, существенно различаются. Поскольку достоверность ЭМР эксперимента подтверждалась многократными проверками в разных условиях, такое расхождение может быть обусловлено наличием нескольких дополнительных факторов, существенно влияющих на намагниченность образца. К таким факторам прежде всего следует отнести неоднородность намагниченности по объему образца, а также эффекты, связанные с проводящим состоянием и наличием высокочастотного поля, например скин-эффект или рассеяние на границах зерен в керамическом образце. Существенную роль играют также процессы приготовления пленок [18]. В частности, авторы [3,19] отмечают заметное отличие магнитотранспортных свойств керамических образцов, обусловленное дополнительным рассеянием на границах зерен.

Если согласно рис. 3 статические и ЭМР измерения при $T = 300$ К дают почти совпадающие значения намагниченности с максимумом при $x \approx 0,3$, то на рис. 6 видно значительное расхождение данных, полученных двумя разными методами при $T = 4,2$ К. Следует отметить, что кривая намагниченности насыщения, полученная методом ЭМР при $T = 4,2$ К, изогнута вниз (рис. 6), в то время как при 300 К она изогнута вверх (рис. 3). Отрицательные значения намагниченности насыщения при концентрациях примеси стронция $x = 0,225-0,45$ свиде-

тельствуют, о том, что применение формулы Киттеля для вычислений в данном случае не совсем корректно.

Такое резкое различие, по-видимому, связано с изменением проводимости ферромагнитного металла при переходе к гелиевым температурам, а также магнитной неоднородностью, которая, как известно, обусловлена стехиометрической и, следовательно, фазовой неоднородностью. Эта неоднородность всегда присутствует в системах с сильными электронными корреляциями и связана как с внутренними (фазовое разделение), так и с внешними причинами (технологический фактор) [20].

Необычное поведение $M_s(x)$ на рис. 6 для ЭМР метода можно объяснить тем, что высокочастотное электромагнитное излучение проникает только в тонкий приповерхностный слой, толщина которого зависит от проводимости образца. В условиях стехиометрической и магнитной неоднородности магнитные свойства этого слоя могут существенно отличаться от свойств всего объема образца. Таким образом, данные, полученные при 4,5 К магнитостатическим и ЭМР методами, сильно отличаются. Иными словами, на положение линии ЭМР существенное влияние оказывает проводимость образца. Чем больше проводимость, тем больше будет смещение центра ЭМР линии. Как видно на фазовой диаграмме [1,3], это относится именно к области «центральных» концентраций ($x = 0,225-0,45$).

Выводы

Исследования температурной зависимости магнитных свойств соединения $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с примесью Sr ($x = 0,15; 0,225; 0,3; 0,45; 0,6$) методом электронного магнитного резонанса в 4- и 8-миллиметровом диапазоне длин волн, а также статическим методом подтвердили наличие неоднородностей в их магнитных состояниях. К таким особенностям (в наших ранних экспериментах [4–7] проявившие себя в наличии левосторонних свойств для $x = 0,225-0,3$), в частности, относится то, что для образца с $x = 0,3$ при $T = 300$ К и $T = 4,2$ К зарегистрировано двухфазное магнитное состояние, в котором присутствуют и парамагнитная, и ферромагнитная фаза одновременно. Особенно ярко это проявляется при гелиевых температурах. В этой области существенную роль начинают играть эффекты, обусловленные проводимостью, в частности скин-эффект, что, однако, требует дальнейшего подробного изучения, выходящего за рамки настоящей работы.

1. Y. Tokura, *Rep. Prog. Phys.* **69**, 797 (2006).
2. C. Zener, *Phys. Rev.* **82**, 403 (1951).
3. A. Urushibaru, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **51**, 14103 (1995).
4. D.P. Belozorov, A.A. Girich, S.I. Tarapov, A.M. Pogorily, A.I. Tovstolytkin, A.G. Belous, and S.A. Solopan, *AIP Advances* **4**, 037116 (2014).

5. M.K. Khodzitsky, T.V. Kalmykova, S.I. Tarapov, D.P. Belozorov, A.M. Pogorily, A.I. Tovstolytkin, A.G. Belous, and S.A. Solopan, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 082903 (2009).
6. M.K. Khodzitsky, S.I. Tarapov, D.P. Belozorov, A.M. Pogorily, A.I. Tovstolytkin, A.G. Belous, and S.A. Solopan, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 131912 (2010).
7. D.P. Belozorov, S.I. Tarapov, A.M. Pogorily, A.I. Tovstolytkin, and T.V. Kalmykova, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 171104 (2012).
8. A.I. Tovstolytkin, A.M. Pogorily, D.I. Podyalovskii, V.M. Kalita, A.F. Lozenko, P.O. Trotsenko, S.M. Ryabchenko, A.G. Belous, O.I. V'yunov, and O.Z. Yanchevskii, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 063902 (2007).
9. А.Г. Белоус, О.И. Вьюнов, Е.В. Пашкова, О.З. Янчевский, А.И. Товстолыткин, А.М. Погорелький, *Неорганические материалы*, **39**, 212 (2003).
10. T.V. Kalmykova, S.I. Tarapov, S.V. Nedukh, and V.N. Krivoruchko, *Functional Materials* **19**, 14 (2012).
11. S.I. Tarapov, Yu.P. Machehkin, and A.S. Zamkovoy, Kharkov: Collegium, ISBN 978-966-8604-42-3, 144 (2008).
12. Е.С. Боровик, В.В. Еременко, А.С. Мильнер, *Лекции по магнетизму*, Физматлит (2005).
13. T.V. Kalmykova, S.V. Nedukh, S.Yu. Polevoy, S.I. Tarapov, and V.N. Krivoruchko, MSMW'13, Kharkov, Ukraine, June 23–28 (2013).
14. A.M. Pogorily, A.I. Tovstolytkin, D.M. Polishchuk, and T.I. Polek, MSMW'13, Kharkov, Ukraine, June 23–28 (2013).
15. A.I. Shames, E. Rozenberg, G. Gorodetsky, and Ya.M. Mukovskii, *Phys. Rev. B* **68**, 174402 (2003).
16. Shiming Zhou, Lei Shi, Jiyin Zhaog, Lin Chen, and Haipeng Yan, *Solid State Commun.* **142**, 634 (2007).
17. A.I. Shames, M. Auslender, E. Rozenberg, G. Gorodetsky, E. Sominski, A. Gedanken, and Ya.M. Mukovskii, *J. Magn. Mater.* **300**, 12 (2006).
18. A.I. Tovstolytkin, A.N. Pogorily, A.I. Matviyenko, A.Ya. Vovk, and Zh. Wang, *J. Appl. Phys.* **98**, 043902 (2005).
19. K. Ghosh, C.J. Lobb, R.L. Greene, S.G. Karabashev, D.A. Shulyatev, A.A. Arsenov, and Y. Mukovskii, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4740 (1998).
20. B.I. Belevtsev, *Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 563 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 421 (2004)].

Magnetoresonance properties of manganite $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.15, 0.225, 0.3, 0.45, 0.6$)

T.V. Kalmykova, S.V. Nedukh, S.Yu. Polevoy, A.A. Kharchenko, S.I. Tarapov, D.P. Belozorov, A.M. Pogorily, T.I. Polek, V.A. Pashchenko, and O.M. Bludov

Magnetoresonance (in frequency range 22–80 GHz) and magnetostatic investigations of the $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ compound with impurity concentrations of strontium $x = 0.15, 0.225, 0.3, 0.45, 0.6$ were performed at room

and liquid helium temperatures. The splitting of electron magnetic resonance peak was registered for concentrations $x = 0.3$, indicating the existence of mixed magnetic phases. On the basis of the obtained experimental data the concentration dependences of saturation magnetization of the specimens were determined.

PACS: 75.30.Kz Magnetic phase boundaries (including classical and quantum magnetic transitions, metamagnetism, etc.);

75.75.-c Magnetic properties of nanostructures;

76.50.+g Ferromagnetic resonance.

Keywords: manganite-perovskite, electron magnetic resonance, extra-high frequency, magnetic phase, the Curie temperature.