



DOI: 10.5862/JPM.248.2

УДК: 538.955

П.Ю. Ванина¹, А.А. Набережнов^{1,2},
В.И. Нижанковский³, Р.Ф. Мамин⁴

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет
Петра Великого, Российская Федерация;

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Российская Федерация;

³ Международная лаборатория сильных магнитных полей
и низких температур, г. Вроцлав, Польша;

⁴ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского
Казанского научного центра РАН, Российская Федерация

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ЛАНТАН-СТРОНЦИЕВЫХ МАНГАНИТОВ

Получены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ для мультиферроиков – монокристаллов лантан-стронциевых манганитов $\text{La}_{0,875}\text{Sr}_{0,125}\text{MnO}_3$ (LSMO-0,125) и $\text{La}_{0,93}\text{Sr}_{0,07}\text{MnO}_3$ (LSMO-0,07). Определена температура фазового перехода для LSMO-0,07 ($T_C = 125,8$ (1,5) К), а также температуры двух фазовых переходов ($T_{C1} = 181,2$ (1,5) К и $T_{C2} = 157,6$ (1,5) К) для LSMO-0,125. Показано, что фазовые переходы (ФП) при T_C и T_{C1} являются ФП второго рода, а ФП при T_{C2} – первого рода. Из зависимостей $M(T)$ определены значения магнитных моментов: $\mu_1 = 2,47(1)$ μ_B/Mn и $\mu_2 = 2,82(1)$ μ_B/Mn для LSMO-0,125 и LSMO-0,07 соответственно.

ЛАНТАН-СТРОНЦИЕВЫЙ МАНГАНИТ, МУЛЬТИФЕРРОИК, ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ, НАМАГНИЧЕННОСТЬ.

Введение

В конце XX века была обнаружена очень интересная корреляция между индуцированной легированием электропроводностью и ферромагнетизмом для первоначально диэлектрических марганецсодержащих перовскитов LaMnO_3 , так называемых манганитов, в которых редкоземельный металл замещался щелочноземельным. Исходные трехкомпонентные композиты LaMnO_3 и AMnO_3 , где А = Са, Sr или Ва, представляют собой антиферромагнетики, у которых магнитные моменты локализованы на узлах, занимаемых ионами марганца. В случае же четырехкомпонентной стехиометрии вида $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ с промежуточными составами (с различными значениями x) композит становится не только сильным ферромагнетиком, но и проявляет проводимость металлического типа, наблюдаемую ниже

температуры Кюри [1]. Кроме того, данное соединение является материалом с чрезвычайно высокими значениями диэлектрической проницаемости (до 10^7) и магнетоэлектрического эффекта (до 10^5 %), причем уже при комнатной температуре [2].

Структура кубического перовскита LaMnO_3 представляет собой трехмерный каркас, состоящий из правильных октаэдров MnO_6 , объединенных кислородными вершинами [3, 4]. В данной структуре La^{3+} , больший по размеру катион, расположен в центре куба, образованного кислородными октаэдрами, а меньший по размеру Mn^{3+} находится в центре октаэдра. С другой стороны, структура $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с ростом содержания катиона стронция изменяется от орторомбической до ромбоэдрической [5], а в промежуточной области концентраций (при $x = 0,10 - 0,15$) наблюдается необыч-

ное поляронно-упорядоченное состояние. Данное состояние, согласно нейтронографическим данным [6], связано с упорядоченным расположением разновалентных ионов Mn^{3+}/Mn^{4+} в чередующихся плоскостях (001) и возникновением соответствующей сверхструктуры.

Структура $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ (LSMO- x) далека от кубического перовскита. Согласно работе [7], данная структура имеет два типа искажений, которые обусловлены

несоответствием размеров катионов размерам соответствующего свободного пространства (первый тип);

эффектом Яна-Теллера (ЯТ) (второй тип) [4, 8].

Эффект ЯТ заключается в уменьшении энергии подобной вырожденной системы ввиду понижения симметрии, снимающей вырождение с электронных уровней.

В соответствии с предположением автора работы [7], второй тип искажений вызван тем, что ион Mn^{3+} в кубическом кристаллическом поле вырожден по d -орбиталям, т. е. такое поле расщепляет атомный d -уровень на двух- и трехкратно вырожденные уровни e_g и t_{2g} . Поскольку первый уровень лежит выше второго, уровень t_{2g} занимает полностью четырема электронами d -уровня Mn^{3+} , а уровень e_g оказывается заполненным лишь частично.

Лантан-стронциевый манганит претерпевает два структурных перехода, однако данные о них сильно различаются. Согласно результатам, полученным авторами работ [5, 9, 10], в LSMO-0,125 высокотемпературный структурный переход происходит при $T = 270$ К из одной орторомбической структуры в другую с появлением кооперативных искажений второго типа. При дальнейшем понижении температуры при $T = 150$ К происходит обратный переход к первоначальной структуре с подавлением данных искажений. В то же время из результатов работ [6, 11, 12] следует, что первый переход происходит из орторомбической фазы ($Pbnm$) в моноклинную ($P2_1/c$); а второй – из моноклинной в триклинную ($P1$) [13]. Так например, в высокотемпературной парамагнитной фазе, согласно данным работы [14], LSMO-0,125 принадлежит

орторомбической пространственной группе $Pnma$ и имеет параметры $a = 5,5624(6)$ Å, $b = 7,7360(6)$ Å, $c = 5,5478(6)$ Å, а по результатам работы [15] данная фаза в LSMO-0,2 принадлежит к ромбоэдрической пространственной группе $R\bar{3}c$ и имеет следующие параметры ячейки: $a \approx 5,5$ Å, $c \approx 1,34$ Å, $\gamma = 120^\circ$.

Кристаллы $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ стали модельным объектом для исследований колоссального магнитосопротивления [16], которое часто связывают с зарядовым и фазовым разделением и перколяцией нанобластей, имеющих металлический тип проводимости [17]. Было предсказано, что эти неоднородные состояния могут появляться даже выше температуры Кюри [17].

Наличие необычных магнетоемкостных свойств открывает возможности практического использования манганитов такого типа. Например, в работе [2] авторы предложили для достижения высоких значений диэлектрической проницаемости и магнетоемкостного эффекта воздействовать на свойства зарядовых неоднородностей в допированных манганитах LSMO- x . Были обнаружены чрезвычайно высокие значения диэлектрической проницаемости (до 10^7 в частотном интервале 0,1 – 1 кГц) и магнетоемкостного эффекта (до 10^5 %), причем уже при комнатной температуре. Авторы [2] предполагают, что это может быть следствием сильного взаимодействия между зарядовыми, спиновыми и решеточными степенями свободы, приводящего к зарядовому и фазовому разделению в режиме перед порогом перколяции [17].

Несмотря на обширные исследования в данной области, микроскопическое происхождение подобного поведения до сих пор не найдено. Одной из наиболее успешных попыток можно считать исследование, выполненное авторами [5], в котором была построена полная фазовая диаграмма $T - x$ для LSMO- x с концентрацией x от 0 до 0,45 и в широком диапазоне температур (4,2 – 1050 К), а также проведены детальные исследования электрических и магнитных свойств монокристаллов LSMO- x в указанном диапазоне концентраций. Температурные исследования свойств LSMO-0,07

и LSMO-0,125 [5] показали, что данные соединения претерпевают разнообразные магнитные и структурные превращения, в число которых входят появление антиферромагнитного и ферромагнитного упорядочения, структурные переходы между сильно- и слабо-искаженной орторомбическими фазами, переход в ромбоэдрическую фазу, а также переход в состояние поляронного упорядочения. Согласно [6], поляронная фаза представляет собой такое упорядоченное расположение ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} , при котором один из двух чередующихся атомных слоев плоскости (001) содержит только ионы Mn^{3+} , как в чистом LMO, а другой — оба типа ионов, т. е. дырки [5].

Тем не менее остаются неясными температуры данных переходов, магнитные моменты материалов, род фазовых переходов (ФП), а также практический эффект приложения сильного магнитного поля.

Целью данной работы было получение информации о температурной эволюции магнитных свойств составов LSMO-0,07 и LSMO-0,125 в области температур 4 – 240 К, т. е. именно там, где и наблюдаются необычные макроскопические свойства этих материалов.

Экспериментальная часть

Исследования проводились на вибрационном магнетометре в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures), г. Вроцлав, Польша. Вес монокристаллических образцов составил 121,95 мг для LSMO-0,125 и 152,8 мг для LSMO-0,07 соответственно. Магнитное поле прикладывалось вдоль оси c ; измерительное поле составляло 0,2 Тл. Температурные зависимости намагниченности образцов были получены в температурном интервале 4 – 240 К.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1, *a* представлена температурная зависимость намагниченности для образца LSMO-0,07 при охлаждении. Нетрудно заметить, что кривая изменяет свой характер в районе температуры 130 К, что, согласно фазовой диаграмме, полученной в работе

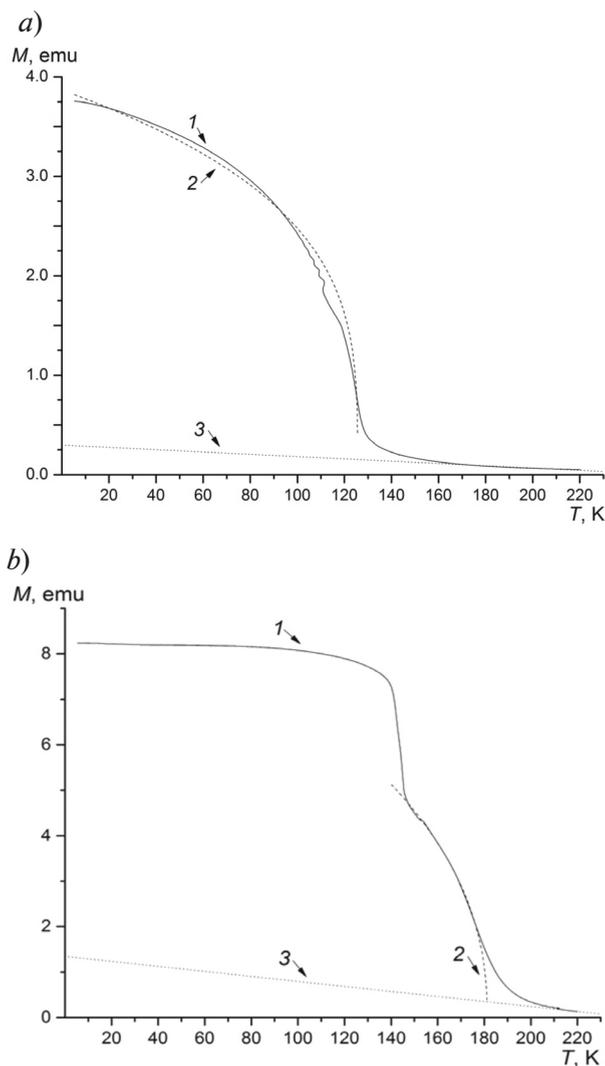


Рис. 1. Экспериментальные температурные зависимости намагниченности для образцов составов LSMO-0,07 (*a*) и LSMO-0,125 (*b*) при охлаждении (1) и их аппроксимации в высокотемпературной (2) и низкотемпературной (3) областях

[5], соответствует точке магнитного ФП из высокотемпературной парамагнитной фазы в низкотемпературную неколлинеарную, с появлением спонтанной и остаточной намагниченности. Это свидетельствует о том, что магнитная структура является не чисто антиферромагнитной, а слабоферромагнитной [5].

В таком случае представим температурную зависимость намагниченности $M(T)$ в виде следующей степенной функции:

$$(T_C - T)^\beta, \quad (1)$$

где T_C – температура фазового перехода, β – критический индекс.

Из анализа данных на рис. 1, *a* следует, что такое описание (кривая 2) достаточно хорошо совпадает с экспериментальной кривой. Для параметров функции (1) были получены следующие значения: $T_C = 125,8(1,5)$ К, $\beta = 0,280(8)$. Температуру ФП мы также определяли, используя следующую процедуру: зависимость $M(T)$ в парамагнитной фазе аппроксимировали прямой в область низких температур (прямая 3 на рис. 1, *a*) и находили точку пересечения с аппроксимирующей кривой (см. формулу (1)). Полученное значение температуры в пределах $\pm 0,5$ К совпало со значением T_C , приведенным выше.

На рис. 1, *b* представлена температурная зависимость намагниченности $M(T)$ для образца LSMO-0,125 при охлаждении. Хорошо видно, что на кривой наблюдаются две аномалии: первая – около 180 К, вторая – вблизи 157 К, причем ниже этой температуры функция $M(T)$ резко возрастает, а затем в области ниже 100 К практически не изменяется. Таким образом, можно заключить, что в образце LSMO-0,125 наблюдаются два магнитных фазовых перехода. В области температур 150 – 190 К зависимость $M(T)$ была также аппроксимирована функцией (1) и получены следующие параметры: $T_{C1} = 181,2(1,5)$ К и $\beta_1 = 0,440(13)$, что достаточно близко к значению критического индекса 0,5 для теории среднего поля. Величина T_{C1} , полученная из точки пересечения прямой 3 (линейная аппроксимация $M(T)$ парамагнитной фазы в область низких температур) и кривой 2 (степенная зависимость намагниченности с параметрами T_{C1} и β_1), аналогично случаю с образцом LSMO-0,07, оказалась близка (с большей точностью, чем 0,5 К) к величине $T_{C1} = 181,2$ К, определенной из формулы (1). Это значение температуры хорошо согласуется с результатом, полученным в работе [5].

Второй ФП мы аппроксимировали ступенчатой функцией с $T_{C2} = 157,6$ (1,5) К. По-видимому, этот переход соответствует переходу в поляронную фазу или фазу по-

ляронного упорядочения [5, 6].

Таким образом, исходя из характера температурных зависимостей $M(T)$ и значений критических индексов, полученных для образцов LSMO-0,07 и LSMO-0,125, можно предположить, что в первом образце ФП при 125,8 К и во втором при 181,2 К являются фазовыми переходами второго рода, а ФП во втором образце (LSMO-0,125) при 157,6 К – фазовым переходом первого рода.

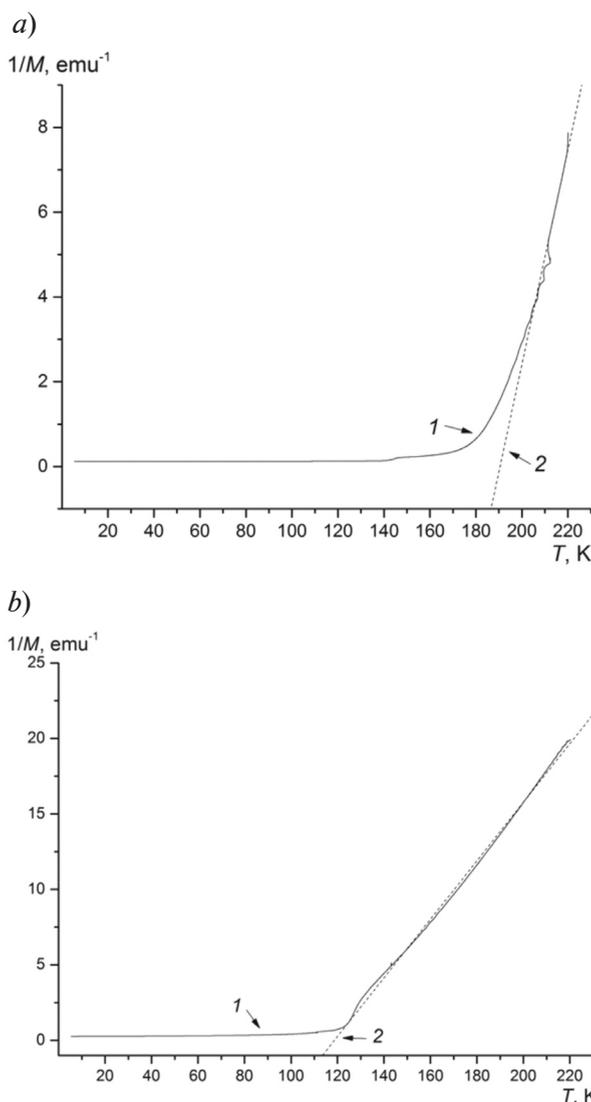


Рис. 2. Экспериментальные температурные зависимости обратной намагниченности ($1/M$) для образцов LSMO-0,0125 (*a*) и LSMO-0,07 (*b*) и их аппроксимации в высокотемпературной области (2)

На заключительном этапе работы нами были построены температурные зависимости обратной намагниченности $1/M$ для обоих образцов (рис. 2), из наклона которых в парамагнитной фазе (высокотемпературные области) мы оценивали величины магнитных моментов ионов марганца в обоих образцах.

Для оценки величин магнитных моментов в обоих составах была использована следующая формула:

$$\frac{1}{M} = \frac{k_B T}{N \mu^2 B}, \quad (2)$$

где μ (в магнетонах Бора μ_B) – магнитный момент; M – намагниченность; B , Э – приложенное измерительное магнитное поле; k_B – постоянная Больцмана, N – количество магнитных атомов в единице объема.

На экспериментальных кривых I в области высоких температур были определены наклоны зависимостей $M^{-1}(T)$ (прямые 2 на рис. 2), и после подстановки в формулу (2) были вычислены значения магнитных моментов для обоих соединений. Они оказались следующими: $\mu_1 = 2,47(1) \mu_B/\text{Mn}$ и $\mu_2 = 2,82(1) \mu_B/\text{Mn}$ для LSMO-0,125 и LSMO-0,07 соответственно.

Заключение

Исследована температурная эволюция намагниченности в монокристаллах составов $\text{La}_{0,875}\text{Sr}_{0,125}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0,93}\text{Sr}_{0,07}\text{MnO}_3$ и показано, что в LSMO-0,07 наблюдается один магнитный ФП при $T_C = 125,8(1,5)$ К, а в LSMO-0,125 – два магнитных ФП при $T_{C1} = 181,2(1,5)$ К и $T_{C2} = 157,6(1,5)$ К.

Найдены значения критических индексов $\beta = 0,280(8)$ для $\text{La}_{0,93}\text{Sr}_{0,07}\text{MnO}_3$ и $\beta_1 = 0,440(13)$ для $\text{La}_{0,875}\text{Sr}_{0,125}\text{MnO}_3$.

На основе полученных экспериментальных данных и значений критических индексов сделано заключение, что ФП при температурах T_C и T_{C1} относятся к фазовым переходам второго рода, а ФП в LSMO-0,125 при T_{C2} является фазовым переходом первого рода.

Получены оценки магнитных моментов, которые имеют следующие значения: $\mu_1 = 2,47(1) \mu_B/\text{Mn}$ и $\mu_2 = 2,82(1) \mu_B/\text{Mn}$ для LSMO-0,125 и LSMO-0,07 соответственно.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-22-00136 «Структура и свойства самоорганизованных и композитных мезоструктурированных сегнето- и пьезоэлектриков и мультифункциональных материалов»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Локтев В.М., Погорелов Ю.М. Особенности физических свойств и колоссальное магнитосопротивление манганитов // Физика низких температур. 2000. Т. 26. Вып. 3. С. 231–261.
- [2] Мамин Р.Ф., Игами Т., Мартон Ж. и др. Гигантская диэлектрическая восприимчивость и магнитоемкостный эффект в манганитах при комнатной температуре // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. Вып. 10. С. 731–735.
- [3] Wollan E.O., Koehler W.C. Neutron diffraction study of the magnetic properties of the series of perovskite-type compounds $[(1-x)\text{La}, x\text{Ca}]\text{MnO}_3$ // Phys. Rev. 1955. Vol. 100. No. 2. Pp. 545–563.
- [4] Фесенко Е.Г. Семейство перовскита и сегнетоэлектричество. М.: Атомиздат, 1972. 248 с.
- [5] Мухин А.А., Иванов В.Ю., Травкин В.Д. и др. Магнитные и структурные переходы в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$: фазовая $T-x$ диаграмма // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 331–336.
- [6] Yamada Y., Nimo O., Nohdo S., et al. Polaron ordering in low-doping $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. No. 5. Pp. 904–907.
- [7] Нагаев Э.Л. Манганиты лантана и другие магнитные проводники с гигантским магнитным сопротивлением // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. № 8. С. 833–858.
- [8] Кугель К.И., Хомский Д.И. Эффект Яна – Теллера и магнетизм: соединения переходных металлов // Успехи физических наук. 1982. Т. 136. № 4. С. 621–664.
- [9] Kawano H., Kajimoto R., Kubota M., et al. Ferromagnetism-induced reentrant structural transition and phase diagram of the lightly doped insulator $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \leq 0.17$) // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53. No. 22. Pp. R14709–R14713.
- [10] Nojiri H., Keneko K., Motokawa M., et al. Two ferromagnetic phases in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \sim 1/8$) // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. No. 6. Pp. R4142–R4148.
- [11] Geck J., Wochner P., Bruns D., et al. Rearrangement of the orbital-ordered state at the metal insulator transition $\text{La}_{7/8}\text{Sr}_{1/8}\text{MnO}_3$ // Phys.

Rev. B. 2004. Vol. 69. No. 10. P. 104413.

[12] **Cox D.E., Iglesias T., Moshopoulou E.** Vertical boundary at $x \approx 0.11$ in the structural phase diagram of the $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ system ($0.08 \leq x \leq 0.125$) // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. No. 2. P. 024431.

[13] **Богданова Х.Г., Булатов А.Р., Голенищев-Кутузов В.А. и др.** Высокочастотные ультразвуковые исследования структурного фазового перехода в монокристалле $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ // Физика твердого тела. 2007. Т. 49. Вып.3. С. 496–498.

[14] **Li H.-F., Su Y., Xiao Y.G., et al.** Crystal and magnetic structure of single crystal $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$

($x \approx 1/8$) // Europ. Phys. J. B. 2009. Vol. 67. No. 2. Pp. 149–157.

[15] **Monot-Lafez I., Dominiczak M., Giovannelli F., et al.** Correlation between structural defects and properties in large La-Sr-Mn-O single crystals // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. No. 5. P. 053502.

[16] **Ivanov V.Yu., Travkin V.D., Mukhin A.A., et al.** Magnetic, dielectric, and transport properties of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ at submillimeter wavelengths // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. No. 11. Pp. 7180–7182.

[17] **Dagotto E., Hotta T., Moreo A.** Colossal magnetoresistant materials: the key role of phase separation // Phys. Rep. 2001. Vol. 344. No. 1–3. Pp. 1–153.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ВАНИНА Полина Юрьевна – инженер кафедры физической электроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Российская Федерация. 195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
p.yu.vanina@gmail.com

НАБЕРЕЖНОВ Александр Алексеевич – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нейтронных исследований Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН и старший научный сотрудник кафедры физической электроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Российская Федерация. 194021, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
alex.naberezhnov@mail.ioffe.ru

НИЖАНКОВСКИЙ Виктор Игнатьевич – научный сотрудник Международной лаборатории сильных магнитных полей и высоких температур, г. Вроцлав, Польша. 53-421, Poland, Wroclaw, Gajowicka, 95
nizhan@ml.pan.wroc.pl

МАМИН Ринат Файзрахманович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории физики перспективных материалов Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН, г. Казань, Российская Федерация. 420029, Российская Федерация, г. Казань, Сибирский тракт ул., 10/7
mamin@kfti.knc.ru

Vanina P.Yu., Naberezhnov A.A., Nizhankovskii V.I., Mamin R.F. TEMPERATURE EVOLUTION OF LANTHANUM-STRONTIUM MANGANITES MAGNETIC PROPERTIES.

The temperature dependences of the magnetization $M(T)$ for multiferroic single crystal lanthanum-strontium manganites $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ (LSMO-0.125) and $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$ (LSMO-0.07) have been obtained. It was shown that the phase transitions (PT) in LSMO-0.07 at $T_C = 125.8(1,5)$ K and in LSMO-0.125 at $T_{C1} = 181.2(1,5)$ K belonged to the second order type. The phase transition in LSMO-0.125 at $T_{C2} = 157.6(1,5)$ K is the first order PT. From the $M^{-1}(T)$ curves the values of the magnetic moments were determined. They were equal to $\mu_1 = 2.47(1) \mu_B/\text{Mn}$ and $\mu_2 = 2.82(1) \mu_B/\text{Mn}$ for LSMO-0.125 and LSMO-0.07 respectively.

LANTHANUM-STRONTIUM MANGANITE, MULTIFERROIC, PHASE TRANSITION, MAGNETIC MOMENT, MAGNETIZATION.

REFERENCES

- [1] **V.M. Loktev, Yu.G. Pogorelov**, Peculiar physical properties and the colossal magnetoresistance of manganites (Review), *Low Temperature Physics*. 26 (3) (2000) 171–193.
- [2] **R.F. Mamin, T. Igami, G. Marton, et al.**, Giant dielectric susceptibility and magnetocapacitance effect in manganites at room temperature, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2007. 86 (10) (2008) 643–646.
- [3] **E.O. Wollan, W.C. Koehler**, Neutron diffraction study of the magnetic properties of the series of perovskite-type compounds $[(1-x)\text{La}(x)\text{Ca}]\text{MnO}_3$, *Phys. Rev.* 100 (2) (1955) Pp. 545–563.
- [4] **E.G. Fesenko**, [The family of perovskite and ferroelectricity], Moscow, Atomizdat, 1972.
- [5] **A.A. Mukhin, V.Yu. Ivanov, V.D. Travkin, et al.**, Magnetic and structural transitions in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$: Phase $T - x$ diagram, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 68(4) (1998) 356–362.
- [6] **Y. Yamada, O. Himo, S. Nohdo, et al.**, Polaron ordering in low-doping $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, *Phys. Rev. Lett.* 77 (5) (1996) 904–907.
- [7] **E.L. Nagaev**, Lanthanum manganite and other magnetic conductors with a giant magnetic resistance, *UFN*. 166 (8) (1996) 833–858.
- [8] **K.I. Kugel, D.I. Homskii**, The Jahn-Teller effect and magnetism: transition metal compounds, *Physics-Uspokhi*. 25 (1982) 231–256.
- [9] **H. Kawano, R. Kajimoto, M. Kubota, et al.**, Ferromagnetism-induced reentrant structural transition and phase diagram of the lightly doped insulator $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \leq 0.17$), *Phys. Rev. B*. 53(22) (1996) R14709–R14713.
- [10] **H. Nojiri, K. Keneko, M. Motokawa, et al.**, Two ferromagnetic phases in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \sim 1/8$), *Phys. Rev. B*. 60 (6) (1999) Pp. 4142–4148.
- [11] **J. Geck, P. Wochner, D. Bruns, et al.**, Rearrangement of the orbital-ordered state at the metal insulator transition $\text{La}_{7/8}\text{Sr}_{1/8}\text{MnO}_3$, *Phys. Rev. B*. 69 (10) (2004) 104413.
- [12] **D.E. Cox, T. Iglesias, E. Moshopoulou**, Vertical boundary at $x \approx 0.11$ in the structural phase diagram of the $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ system ($0.08 \leq x \leq 0.125$), *Phys. Rev. B*. 64 (2) (2001) 024431.
- [13] **Kh.G. Bogdanova, A.R. Bulatov, V.A. Golenischev-Kutuzov, et al.**, High-frequency ultrasound structural phase transition in a single crystal $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$, *Physics of the Solid State*. 49 (3) (2007) 519–522.
- [14] **H.-F. Li, Y. Su, Y.G. Xiao, et al.**, Crystal and magnetic structure of single crystal $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \approx 1/8$), *The European Physical Journal B*. 2009. 67(2) (2009) 149–157.
- [15] **I. Monot-Lafez, M. Dominiczak, F. Giovannelli, et al.**, Correlation between structural defects and properties in large La-Sr-Mn-O single crystals, *Journal of Applied Physics*. 101 (5) (2007) 053502.
- [16] **V.Yu. Ivanov, V.D. Travkin, A.A. Mukhin, et al.**, Magnetic, dielectric, and transport properties of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ at submillimeter wavelengths, *Journal of Applied Physics*. 83 (11) (1998) 7180–7182.
- [17] **E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo**, Colossal magnetoresistant materials: the key role of phase separation, *Phys. Rep.* 344 (1–3) (2001) 1–153.

THE AUTHORS

VANINA Polina Yu.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
p.yu.vanina@gmail.com

NABEREZHNOV Aleksandr A.

Ioffe Physical Technical Institute of the Russian Academy of Sciences
26, Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 194021, Russian Federation
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
alex.nabereznov@mail.ioffe.ru

NIZHANKOVSKII Viktor I.

International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures
95, Gajowicka, Wroclaw, 53-421, Poland
nizhan@ml.pan.wroc.pl

MAMIN Rinat F.

Kazan E.K. Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences

10/7, Sibirsky tract, Kazan, 420029, Russian Federation

mamin@kfti.knc.ru