

Фазовая магнитная сегрегация и магниторезистивные свойства в манганитовом наноконпаунде $p\text{-La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$

А.И. Рыкова¹, А.В. Терехов^{1,2}, А.С. Черный¹, Е.Н. Хацько¹, А.В. Еременко¹, А. Залеский²

¹ Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: rykova@ilt.kharkov.ua

² W. Trzebiatowski Institute for Low Temperatures & Structure Research
PAS, P.O. Box 1410, 50-950, Wrocław, Poland

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2012 г.

Представлены результаты комплексных детальных исследований магнитных и резистивных свойств наноконпаунда $p\text{-La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ в интервале температур 4,2–300 К в магнитных полях до 9 Тл. Проведенные исследования температурных, полевых и частотных зависимостей намагниченности и восприимчивости свидетельствуют о том, что ниже $T^* \approx 265$ К наноконкомпозит находится в магнитном фазовосегрегированном состоянии с ферромагнитными включениями, образующими суперпарамагнетик. Выявлена однозначная зависимость между магнитосопротивлением и намагниченностью. Исследовано влияние старения на магнитные и резистивные свойства.

Представлено результати комплексних досліджень магнітних та резистивних властивостей наноконпаунда $p\text{-La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ в інтервалі температур 4,2–300 К в магнітних полях до 9 Тл. Дослідження температурних, польових і частотних залежностей намагнічення і сприйнятливості, які проведено, свідчать, що нижче $T^* \approx 265$ К наноконкомпозит знаходиться у магнітному фазовосегрегованому стані з феромагнітними включеннями, які утворюють суперпарамагнетик. Виявлено однозначну залежність між магнітоопором і намагніченням. Досліджено вплив старіння на магнітні та резистивні властивості.

PACS: 75.50.Tt Тонкодисперсные системы; нанокристаллические материалы;
75.30.-m Специфические свойства магнитоупорядоченных материалов;
75.47.Gk Колоссальное магнитосопротивление;
75.10.Nr Спиновое стекло и другие нерегулярные модели.

Ключевые слова: намагниченность, наноконкомпозит, магнитное упорядочение, спиновое стекло, суперпарамагнетик.

Введение

Интерес к исследованию манганитов обусловлен наличием у них ряда необычных свойств, среди которых особое место отводится колоссальному отрицательному магнитосопротивлению (КМС) [1–6]. С появлением наноструктурированных образцов интерес к манганитам только возрос, так как оказалось, что свойства существенно зависят от размеров наночастиц [7–12]. Природа КМС все еще до конца не изучена. В то же время, прослеживается достаточно сильная взаимосвязь магнитных и магнитотранспортных свойств, которая, согласно [13,14], может быть описана эмпирической формулой:

$$-\delta_0 = C(x)(M/M_s)^2, \quad (1)$$

полученной при тщательном рассмотрении температурных и полевых зависимостей электросопротивления и намагниченности [13,14]. Здесь δ_0 — величина, характеризующая изменение электросопротивления в магнитном поле $\delta_0 = [\rho_H - \rho_0]/\rho_0$, где ρ_0 — электросопротивление без поля, а ρ_H — в поле, $C(x)$ — постоянная порядка единицы, различная для образцов с разной концентрацией допирующей примеси, M — намагниченность, M_s — намагниченность насыщения.

Отсюда очевидно, что для понимания механизма возникновения колоссального магнитосопротивления необходимо подробно исследовать поведение низко-

температурной намагниченности объекта и его магнитосопротивление совместно.

В связи с широким использованием магнитных материалов, обладающих колоссальным магнитосопротивлением, в качестве сред для записи цифровой информации, большой интерес представляет изучение того, как изменяются магнитные и магнитотранспортные свойства новых наноструктурированных компактов с течением длительного времени (месяцы, годы). Таким исследованиям уделяется внимание и в настоящей работе. В частности, мы сравниваем магнитные и магнитотранспортные свойства одного и того же образца, а именно нестехиометрического полупроводникового ферромагнетика $p\text{-La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$, измеренные с интервалом в три года.

Образцы и методика эксперимента

Методика приготовления образцов манганитовых наноконпаундов и исследования их структуры описаны, по крайней мере, дважды [15,16], поэтому останавливаться на них не будем. Отметим только, что величина зерен, образующих наноконпаунд, около 70 нм, и образцы были получены при давлении 7,5 ГПа. Все образцы обладали дырочной проводимостью.

Намагниченность измеряли с помощью вибрационного магнитометра при повышении температуры от 4,2 К до комнатной. Сравнивались температурные зависимости магнитной восприимчивости χ , полученные при предварительном охлаждении в магнитном поле $\chi^{fc}(T)$ (field cooling) и без поля $\chi^{zfc}(T)$ (zero field cooling). Измерялась также динамическая магнитная восприимчивость $\chi'(\omega, T)$ и $\chi''(\omega, T)$ при частотах переменного поля от 10 Гц до 10 кГц с амплитудой 10 Э.

Резистивные и магниторезистивные измерения выполняли с использованием стандартной четырехзондовой схемы на автоматизированном комплексе Quantum Design PPMS-9.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Намагниченность

На рис. 1 представлены температурные зависимости объемной восприимчивости образца $\text{La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$, снятые в магнитном поле 28 Э при охлаждении в поле и без поля. Видно, что кривые восприимчивости измеренные при охлаждении в поле $\chi^{fc}(T)$ и без поля $\chi^{zfc}(T)$ совпадают лишь в температурном диапазоне, превышающем некоторую температуру T^* , которая является температурой «расщепления» данных кривых. Ниже этой температуры кривые $\chi^{fc}(T)$ и $\chi^{zfc}(T)$ расходятся (так называемый *splitting of zfc- and fc-magnetic curves*). Это явление обычно связывается с магнитной фазовой сегрегацией [1,17]: считается, что в парамагнитной

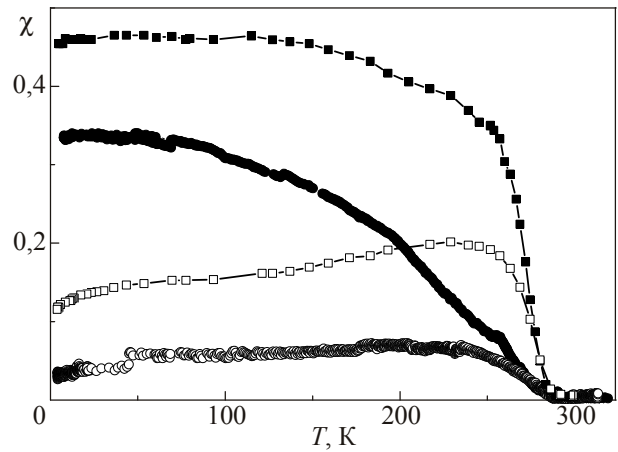


Рис. 1. Температурная зависимость объемной магнитной восприимчивости χ одного и того же образца $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ в слабом магнитном поле $H = 28$ Э: охлаждение в магнитном поле (FC) (■, ●), охлаждение без поля (ZFC) (□, ○); данные 2008 г. (■, □), данные 2011 г. (●, ○).

(или антиферромагнитной) матрице появляются включения ферромагнитной фазы наноразмеров. При охлаждении ансамбль этих ферромагнитных нановключений самоорганизуется, но по разным сценариям в магнитном поле и без него. Рассматривались три варианта.

1. Ферромагнитные включения образуют ансамбль невзаимодействующих ферромагнитных частиц (суперпарамагнетик). В этом случае поведение T^* в зависимости от магнитного поля H описывается формулой [18,19]

$$T^*(H) = T^*(0)(1 - H/H_0)^2, \quad (2)$$

где H_0 — константа с размерностью (Э).

2. Ферромагнитные включения образуют суперпарамагнитный ансамбль со слабым магнитодипольным взаимодействием между частицами, тогда, $T^*(H)$ может быть описана [20–24]:

$$T^*(H) = T^*(0)/(1 + cH), \quad (3)$$

где c — константа с размерностью (Э)⁻¹.

3. Наконец, возможно возникновение спинового стекла классического или кластерного. В этом случае зависимость $T^*(H)$ описывается формулой [25]:

$$T^*(H) = a + bH^p, \quad (4)$$

где $p = 2/3$ в случае классического спинового стекла, а в случае $p < 2/3$ говорят о кластерном спиновом стекле.

На рис. 2 приведены результаты экспериментального исследования зависимости температуры «расщепления» T^* от напряженности магнитного поля при H , Э: 25, 150, 300, 600, 1500, 3000 и без него. Измерения намагниченности производили при отогреве образца. Для аппрок-

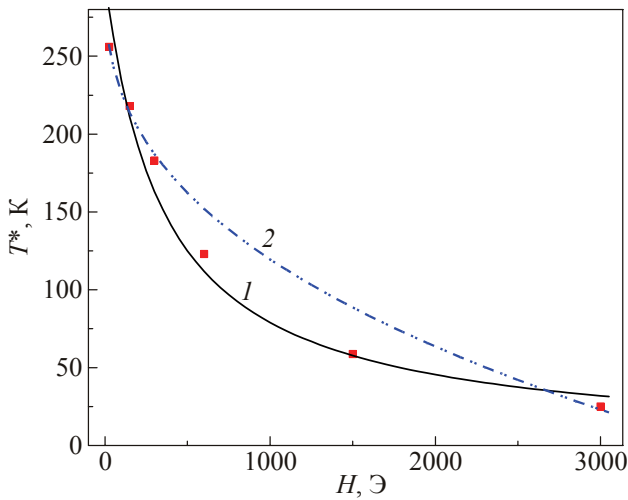


Рис. 2. Зависимость температуры «расщепления» T^* ZFC и FC магнитных кривых от напряженности магнитного поля $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$: аппроксимация по формуле $T^* = 300/(1+2,8H)$ для суперпарамагнетика (1), по формуле $T^* = 300 - 12,2 \cdot H^{0,39}$ для кластерного стекла (2).

симации экспериментальных данных использовали вышеприведенные формулы (2)–(4). Наилучшим образом экспериментальные результаты описываются кривыми, полученными по формулам (3) и (4) при параметрах $a = T^*(0) = 300 \text{ K}$; $b = -12,2 \text{ K}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-0,39}$; $c = -2,8 \text{ Oe}^{-1}$.

Кривая 1 (рис. 2), которая соответствует суперпарамагнетик со слабым магнитодипольным взаимодействием, наилучшим образом описывает экспериментальную зависимость. Кривая 2 (кластерное стекло) удовлетворительно описывает эксперимент только в малых магнитных полях.

В надежде сделать однозначный выбор между этими двумя возможностями мы провели исследование динамической восприимчивости $\chi'(T, \omega)$ и $\chi''(T, \omega)$. На рис. 3 представлены результаты измерения температурной зависимости $\chi'(T)$ на разных частотах переменного магнитного поля для образца $\text{La}_{0,80}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$.

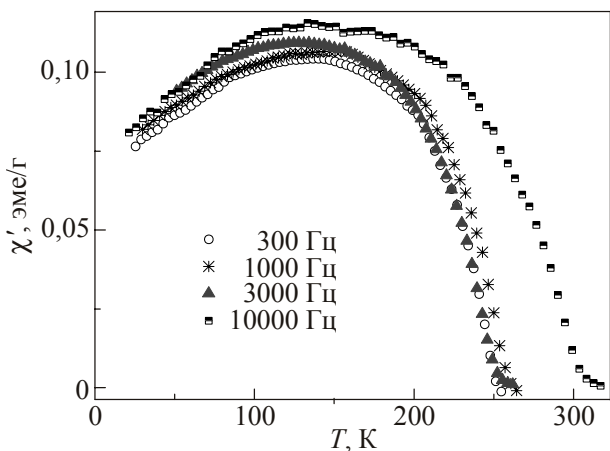


Рис. 3. Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости $\chi'(\omega, T)$ $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$.

Ширина линии достаточно велика. Тем не менее наблюдается сдвиг температуры T_f максимума χ' (который определялся по минимуму производной по температуре) с ростом частоты магнитного поля.

Такой сдвиг обычно характеризуется величиной [26,27]

$$\delta T_f = d \ln T_f / d \lg \omega. \quad (5)$$

Частотный сдвиг максимума динамической восприимчивости настолько мал ($\delta T_f \approx 0,08$), что не позволяет исключить возможность возникновения ни спинового кластерного стекла [27], ни суперпарамагнитного состояния [28]. Но поскольку полевая зависимость температуры расщепления $T^*(H)$ (по результатам измерения статической восприимчивости) лучше описывается теоретической формулой (3), полученной для суперпарамагнитного состояния, то мы полагаем, что в исследуемом наноконпаунде реализуется суперпарамагнитное состояние. С другой стороны, мы имеем дело с нестехиометричным сильнонеравновесным конпаундом, в котором может существовать несколько типов магнитных фаз с разной природой взаимодействий. Для выяснения ситуации необходимы дополнительные исследования, которые планируется провести в ближайшем будущем.

Таким образом, можно сказать, что экспериментальные результаты исследования температурных зависимостей статической и динамической намагниченности свидетельствуют, что ниже температуры T^* происходит магнитное фазовое расслоение манганитового наноконпаунда $p\text{-La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$: в парамагнитной матрице появляются наноразмерные ферромагнитные включения и они самоорганизуются в суперпарамагнетик. (Отметим, что в родственном соединении $\text{La}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{MnO}_3$, с таким же как в нашем случае размером наночастиц в 70 нм, спин-стекольное поведение, как и в нашем случае, не наблюдалось [12].)

Электропроводность и магнитосопротивление

На рис. 4 сопоставлены результаты исследования температурной зависимости электросопротивления, проведенные в апреле 2011 г., с результатами, опубликованными в 2008 г. [15]. (Лишний раз подчеркнем, что речь идет о результатах измерений, проведенных на одном и том же образце.) На этом же рисунке приведены температурные зависимости электросопротивления в сильном магнитном поле (10 Тл в 2008 г. и 9 Тл в 2011 г.). При качественном сходстве (наличие максимума при промежуточных температурах и резкого подъема сопротивления при самых низких температурах) очевидно явное различие.

Максимумы температурных зависимостей электросопротивления без поля $\rho_0(T)$ и в магнитном поле $\rho_H(T)$ по данным наших измерений сдвинуты в высо-

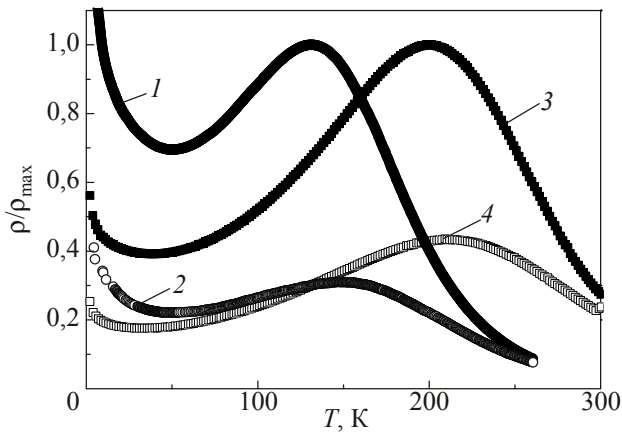


Рис. 4. Температурные зависимости относительного электросопротивления ρ/ρ_{\max} в магнитном поле H , Тл: 10 (2), 9 (4) и без поля (1) и (3) для образца $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$; данные измерений 2008 г. (1) и (2), данные измерений 2011 г. (3) и (4).

котемпературную область на 65 градусов относительно данных 2008 г. [15].

Магнитосопротивление также отличается в настоящих и ранее опубликованных результатах [15]. Они сопоставлены на рис. 5. В низкотемпературной области ($T < 140$ К) величина магнитосопротивления $-\delta_0(H)$ практически не зависит от температуры как по нашим данным, так и по данным [13]. Вместе с тем магнитосопротивления несколько различаются по абсолютной величине. Так, максимальная величина магнитосопротивления $-\delta_0 = 70\%$ при $H = 10$ Тл для измерений 2008 г. и $-\delta_0 = 61\%$ при $H = 10$ Тл (экстраполяция) для измерений 2011 г. В более высокотемпературной области абсолютное значение δ_0 плавно уменьшается с ростом температуры, но по нашим данным начало этого спада с ростом температуры сдвинуто в высокотемпературную область почти на 60 К относительно результатов 2008 г. [15].

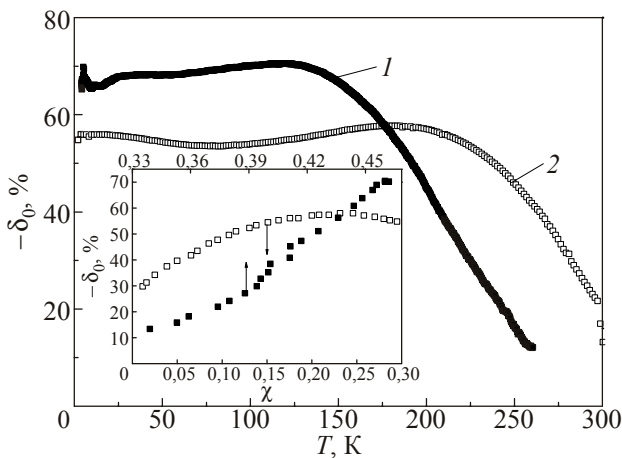


Рис. 5. Температурная зависимость магнитосопротивления $-\delta_0(T)$ $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$. На вставке изображена зависимость $-\delta_0(\chi)$; результаты 2008 г. (■); результаты 2011 г. (□).

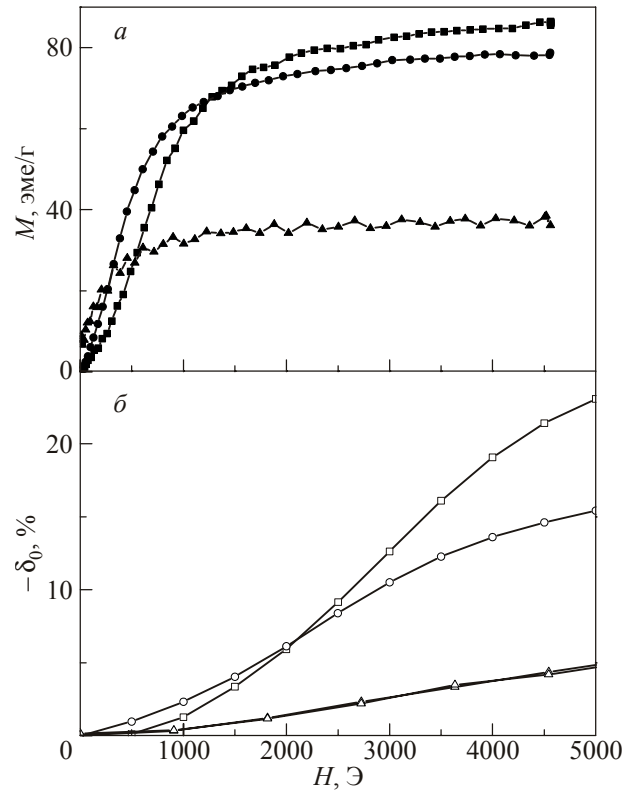


Рис. 6. Зависимости намагниченности M (а) и магнитосопротивления $-\delta_0$ (б) от магнитного поля при трех температурах T , К: 5 (■, □), 77 (●, ○), 200 (▲, △) для образца $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$.

На вставке рис. 5 приведена зависимость магнитосопротивления $-\delta_0$ образца от его восприимчивости χ . Хорошо прослеживается однозначная зависимость между этими двумя характеристиками. С ростом восприимчивости магнитосопротивление плавно возрастает. Характер этой зависимости со временем изменяется так, что предельные значения магнитосопротивления смещаются в область малых значений восприимчивости.

Сопоставляя полевые зависимости магнитосопротивления $\delta_0(H)$ и намагниченности $M(H)$ при фиксированных температурах 5, 77 и 200 К (рис. 6, а, б), видим однозначную связь между магнитосопротивлением и намагниченностью $\delta_0 = f(M)$ (рис. 7). С ростом намагниченности магнитосопротивление растет по линейному закону вплоть до полей, близких к полям насыщения. Далее величина δ_0 увеличивается, по всей видимости, за счет роста объема ферромагнитной фазы в немагнитной матрице (см. ниже).

Полученные результаты, по нашему мнению, можно интерпретировать следующим образом. С течением времени каждую гранулу начинает окружать дефектный поверхностный слой, обедненный кислородом, толщина которого может изменяться (увеличиваться) со временем. Проведенные микроскопические исследования поверхности образца показали, что, действительно, по сравнению с 2008 г. содержание кислорода

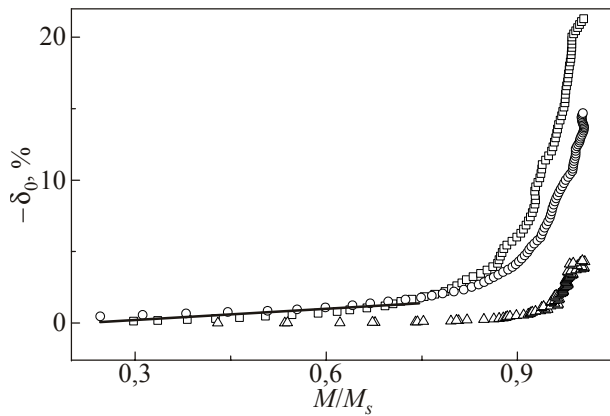


Рис. 7. Зависимости магнитосопротивления $-\delta_0$ от относительной намагниченности M/M_s , построенные по данным рис. 6 при трех температурах T , К: 5 (\square), 77 (\circ), 200 (\triangle) для $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$.

уменьшилось на 1–2%. В то же время, внутри массива каждой из гранул реализуется сверхстехиометрический кислородный состав, что приводит к изменению пространственной неоднородности магнитного упорядочения и оказывает сильное влияние на поведение электрического транспорта (рост температуры максимума, снижение магнитосопротивления). Если пользоваться моделью фазового расслоения [2], то поведение электросопротивления можно объяснить следующим образом. Ниже температуры магнитного упорядочения в объеме слабопроводящей матрицы возникают ферромагнитные области с существенно более высокой проводимостью. Их объем растет с понижением температуры или ростом магнитного поля. При некотором значении H и T наступает перколяция (перекрытие) ферромагнитных областей. В «доперкаляционной» области H и T механизм магнитосопротивления сложен, поскольку электропроводность обусловлена не только преодолением плохо проводящих участков, разделяющих хорошо проводящие ферромагнитные, но и прохождением носителей заряда через туннельные барьеры [29] и слабые связи между границами соседних гранул. Однако при достижении предела перколяции дальнейший рост магнитосопротивления обусловлен просто увеличением объема ферромагнитных областей и, таким образом, однозначно связан с ростом намагниченности. В нашем случае объем высокопроводящих ферромагнитных областей в 2011 г. больше, чем был в 2008 г., и поэтому перколяция наступает при более высокой температуре и более слабом магнитном поле. Намагниченность оказывается менее чувствительной к небольшим изменениям стехиометрии, поскольку отражает свойства основной массы образца, в отличие от электросопротивления, которое, как уже говорилось выше, сильно зависит от размера отдельных ферромагнитных областей.

Предложенный механизм не является единственно возможным. Мы не исключаем возможности существования и других альтернативных механизмов, уточнение природы которых требует проведения дополнительных исследований.

Заключение

Проведены совместные детальные измерения резистивных и магнитных характеристик наноконпаунда $p\text{-La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$ в интервале температур 4,2–300 К в полях до 9 Тл.

На основании полученных результатов сделаны выводы о природе магнитного состояния и взаимосвязи между намагниченностью и магнитосопротивлением:

— показано, что ниже температуры T^* происходит магнитное фазовое расслоение манганитового наноконпаунда $\text{La}_{0,8}\text{Mn}_{1,04}\text{O}_{3,5}$: в парамагнитной матрице появляются наноразмерные ферромагнитные включения и они самоорганизуются в суперпарамагнетик;

— наблюдается однозначная зависимость между намагниченностью и магнитосопротивлением.

— сравниваются полученные результаты с данными наших более ранних измерений, на основании которых показано, как изменяются исследованные свойства с течением времени:

— обнаружено, что с течением времени (за три года) температура магнитного перехода не сместилась, однако по абсолютной величине намагниченность уменьшилась примерно на 20%;

— максимумы температурных зависимостей относительного сопротивления, измеренные в 2011 г., сдвинуты в высокотемпературную область почти на 65 К относительно результатов 2008 г. Последнее свидетельствует о более сильном влиянии процесса старения образца на динамику поведения электрического транспорта, чем на магнитные свойства.

Авторы пользуются случаем поблагодарить А.Д. Шевченко (Институт металлофизики НАН Украины) за образцы, предоставленные для настоящего исследования, а также В.В. Еременко за постоянный интерес к работе и плодотворное конструктивное обсуждение.

1. A. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, *Science* **283**, 2034 (1999).
2. Э.Л. Нагаев, *УФН* **166**, 833 (1996).
3. Л.П. Горьков, *УФН* **168**, 665 (1998).
4. В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов, *ФНТ* **26**, 231 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 171 (2000)].
5. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 3 (2001).
6. Y. Tokura, *Rep. Prog. Phys.* **69**, 797 (2006).
7. J.L. Dormann, D. Fiorani, and E. Tronc, *Adv. Chem. Phys.* **98**, 283 (1997).
8. X. Batlle and A. Labarta, *J. Phys.* **D35**, R15 (2002).
9. P.E. Jonsson, *Adv. Chem. Phys.* **128**, 191 (2004).

10. O. Petravic, X. Chen, S. Bedanta, W. Kleemann, S. Saho, S. Cardoso, and P.P. Freitas, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 192 (2006).
11. V. Markovich, I. Fita, A. Wishnevski, Mogilyanski, R. Puzhiak, L. Titelman, C. Martin, and G. Gorodetsky, *Phys. Rev.* **B81**, 094428 (2010).
12. V. Markovich, I. Fita, A. Wishnevski, G. Jung, D. Mogilyanski, R. Puzhiak, L. Titelman, and G. Gorodetsky, *Phys. Rev.* **B81**, 134440 (2010).
13. A. Ushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **B51**, 14103 (1995).
14. Y. Tokura, A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, and N. Furukawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 3931 (1994).
15. В.М. Дмитриев, Е.П. Хлыбов, Д.С. Кондрашов, А.Д. Шевченко, В.Н. Уваров, *ФНТ* **34**, 956 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 757 (2008)].
16. А.И. Рыкова, А.С. Черный, Е.Н. Хацько, А.Д. Шевченко, В.Н. Уваров, *ФНТ* **34**, 1163 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 918 (2008)].
17. F. Rivadulla, M.A. Lopez-Quintella, and J. Rivas, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 1672061 (2004).
18. R.W. Chantrell and P. Wohlfarth, *Phys. Status Solidi* **91**, 619 (1985).
19. R. Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 841 (2003).
20. V.G. Prokhorov, Y.H. Hynn, J.S. Park, J.B. Kim, G.H. Kim, Y.S. Lee, Y.P. Lee, and V.L. Svetchnikov, *J. Appl. Phys.* **104**, 103901 (2008).
21. J. Du, B. Zhang, R.K. Zheng, and X.X. Zhang, *Phys. Rev.* **B75**, 014415 (2007).
22. P. Allia, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai, M. Knobel, M.A. Novak, and W.C. Nunes, *Phys. Rev.* **B64**, 144420 (2001).
23. O. Margeat, M. Tran, M. Spasova, and M. Farle, *Phys. Rev.* **B75**, 134410 (2007).
24. P. Alia, F. Celegato, M. Coisson, F. Ronconi, F. Spizzo, P. Tiberto, and F. Vinai, *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 580 (2005).
25. J.R.L. De Almeida and D.J. Thoules, *J. Phys.* **A11**, 983 (1978).
26. K. Binder and A.P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
27. S. Sullow, G.J. Nieuwenhuys, A.A. Menovsky, J.A. Mydosh, S.A.M. Mentink, T.E. Mason, and W.J.L. Buyers, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 354 (1997).
28. G. Deac, J.F. Mitchell, and P. Schiffer, *Phys. Rev.* **B63**, 172408 (2001).
29. Д.И. Бойченко, А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, *ФНТ* **35**, 1051 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 823 (2009)].

Phase magnetic segregation and magnetoresistive properties in the p -La_{0.8}Mn_{1.04}O_{3.5} manganite nanocompound

A.I. Rykova, A.V. Terekhov, A.S. Cherny, E.N. Khatsko, A.V. Yeremenko, and A. Zaleski

The results of detailed studies of complex magnetic and resistive properties of the p -La_{0.8}Mn_{1.04}O_{3.5} nanocompound in the temperature range 4.2–300 K in magnetic fields up to 9 T are presented. The investigation of temperature, field and frequency dependences of the magnetization and susceptibility shows that below $T^* \approx 265$ K the nanocomposite is in a magnetic phase segregated state with ferromagnetic inclusions that form a superparamagnet. The unambiguous relationship between magnetoresistance and magnetization is revealed. The influence of aging on the magnetic and resistive properties is investigated.

PACS: 75.50.Tt Fine-particle systems; nanocrystalline materials;

75.30.-m Intrinsic properties of magnetically ordered materials;

75.47.Gk Colossal magnetoresistance;

75.10.Nr Spin-glass and other random models.

Keywords: magnetization, nanocomposite, magnetic ordering, spin glass, superparamagnet.