Краткие сообщения

## Магнитное состояние манганитного нанокомпаунда La<sub>0,8</sub>Mn<sub>1,04</sub>O<sub>3,5</sub>

## В.А. Сиренко, А.И. Рыкова, А.В. Еременко

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

Статья поступила в редакцию 30 мая 2013 г.

Проведен сравнительный анализ литературных данных, посвященных исследованию температурных зависимостей намагниченности M(T) различных манганитов и соединения  $La_{0,8}Mn_{1,04}O_{3,5}$ . Отметим, что результаты измерений при охлаждении в магнитном поле и без него совпадают лишь в области выше температуры расщепления  $T^*$ . Эта температура зависит от напряженности магнитного поля, при котором измерены зависимости M(T). Для всех исследованных керамических образцов сравнивалось относительное изменение величины  $T^*$ , которое описывается степенной функцией с показателем степени меньше 1, что характерно для спинового стекла. Исключение составляет  $La_{0,8}Mn_{1,04}O_{3,5}$ , состоящий из частиц размером около 70 нм. Для данного манганита поведение величины  $[T^*(H) - T^*(0)]/T^*(H)$  подобно поведению аналогичной величины для суперпарамагнетика со слабым взаимодействием.

Проведено порівняльний аналіз літературних даних, які присвячені дослідженню температурних залежностей намагніченості M(T) різних манганітів та сполученя La<sub>0,8</sub>Mn<sub>1,04</sub>O<sub>3,5</sub>. Зазначимо, що результати вимірювань при охолодженні в магнітному полі і без нього збігаються лише в області вище температури розщеплення  $T^*$ . Ця температура залежить від напруженості магнітного поля, при якому виміряно залежності M(T). Для всіх досліджених керамічних зразків порівнювалася відносна зміна величини  $T^*$ , яка описується ступеневою функцією з показником ступеня менше 1, що характерно для спінового скла. Виняток становить La<sub>0,8</sub>Mn<sub>1,04</sub>O<sub>3,5</sub>, який складається з частинок розміром близько 70 нм. Для даного манганіта поведінка величини  $[T^*(H) - T^*(0)]/T^*(H)$  подібна до поведінки аналогічної величини для суперпарамагнетика зі слабкою взаємодією.

Ключевые слова: манганит, нанокомпаунд, температура расщепления, спиновое стекло.

На сегодняшний день физические свойства манганитов исследуются достаточно эффективно. Наличие в данных соединениях эффекта колоссального магнитосопротивления [1–4] и, соответственно. возможность практического применения вызывает постоянный интерес к их изучению.

Кроме того, необходимо отметить, что магнитные свойства манганитов достаточно уникальны, это обусловлено формированием сложных структур за счет характерной для данных веществ взаимосвязи между различного типа упорядочениями — орбитальным, зарядовым и магнитным [5–10]. Для манганитов присуща конкуренция между двойным обменным ферромагнитным и антиферромагнитным суперобменным взаимодействиями [11,12], что приводит к необычным магнитным состояниям, например возможно возникновение состояний, подобных спиновому стеклу. Для установления наличия такого состояния в манганитах сейчас экспериментально изучаются динамика и кинетика магнитных свойств [13–17]. В частности, речь идет о медленных релаксационных процессах при перемагничивании и частотной зависимости динамиче-

PACS: 75.50.Lk Спиновые стекла и другие неупорядоченные магнетики; 75.30.-т Характерные свойства магнитоупорядоченных материалов; 75.47. Lx Магнитные оксиды.

Соединение	Состояние образца	Θ, Κ	<i>T</i> <sub>0</sub> <sup>*</sup> , K	Ссылка
Nd <sub>2/3</sub> Ca <sub>1/3</sub> MnO <sub>3</sub>	керамика	70	100	[26]
Pr <sub>0,7</sub> Ca <sub>0,3</sub> MnO <sub>3</sub>	керамика	110,5	110	[20]
Pr <sub>0,4</sub> Bi <sub>0,3</sub> Ca <sub>0,3</sub> MnO <sub>3</sub>	керамика	44	44	[25]
La <sub>0,8</sub> Mn <sub>1,04</sub> O <sub>3,5</sub>	нанокомпаунд	260	280	[27]

Таблица 1. Характеристические температуры соединений манганитов с различным структурным состоянием

П р и м е ч а н и е:  $\Theta$  — температура Кюри–Вейсса, определялась линейной экстраполяцией температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости  $\chi^{-I}(T)$  в парамагнитной области,  $T_0^*$  — температура расщепления в нулевом магнитном поле.

ской восприимчивости. Однако чаще всего для анализа используют экспериментальные данные по температурным зависимостям намагниченности в постоянном магнитном поле при различных режимах охлаждения манганитного образца: в магнитном поле (field cooled (FC)) и в нулевом (zero field cooled (ZFC)). Оказывается [18-30], что температурные зависимости намагниченности M, измеренные в FC и ZFC режимах, совпадают лишь в области высоких температур, а ниже определенной температуры, так называемой температуры «расщепления»  $T^*$ , кривые  $M_{ZFC}(T)$  и  $M_{FC}(T)$ расходятся. Данная величина зависит от напряженности магнитного поля, при котором проводятся измерения. Такое поведение характерно как для спиновых стекол [18,19], так и для фазово-сегрегированных систем [20,21], но при этом зависимость  $T^*(H)$  для каждого случая индивидуальна.

В настоящей работе нами использован анализ зависимости  $T^*(H)$ , чтобы выяснить, какое магнитное состояние реализуется в манганитном нанокомпаунде La<sub>0,8</sub>Mn<sub>1,04</sub>O<sub>3,5</sub>, магнитные свойства которого изучены ранее [27,31,32]. Структура исследуемого образца манганитового нанокомпаунда состоит из зерен размером около 70 нм [31]. Полученная нами зависимость  $T^*(H)$  для La<sub>0,8</sub>Mn<sub>1,04</sub>O<sub>3,5</sub> сопоставлялась с поведением температуры «расщепления» керамических манганитов. Как будет видно в дальшнейшем, она существенно отличается.

Чтобы провести сравнение полученных результатов для  $La_{0,8}Mn_{1,04}O_{3,5}$  с магнитными свойствами обычных керамических образцов манганитов, рассмотрим зависимость от напряженности внешнего магнитного поля не абсолютного значения  $T^*(H)$ , а изменение относительной величины  $[T^*(0) - T^*(H)]/T^*(0)$ . Значение  $T^*(0)$  находится экстраполяцией  $T^*(H)$  к нулевому значению H.

Зависимости  $[T^*(0) - T^*(H)]/T^*(0)$  от напряженности магнитного поля H для исследуемого нанокомпаунда и ряда керамических образцов манганитов различного состава представлены на рис. 1. (В табл. 1 приведен список рассматриваемых образцов и их характеристики.) Видно, что кривая для La<sub>0,8</sub>Mn<sub>1,04</sub>O<sub>3,5</sub> отличается от кривых для керамических образцов. Еще более отчетливо это отличие выражено на рис. 2, на котором приведены зависимости  $[T^*(0) - T^*(H)]/T^*(H)$  от напряженности магнитного поля *H*. Если для керамических образцов представленные зависимости можно описать степенной функцией, предсказанной в теоретических работах для различных моделей спинового стекла, с показателем степени меньше единицы [33–35], то в случае нанокомпаунда это не так. В связи с этим попробуем описать магнитные свойства нанокомпаунда иначе.



*Рис. 1.* Зависимость изменения температуры «расщепления» ZFC и FC температурных зависимостей намагниченности от напряженности магнитного поля. Сплошная линия — расчет по формуле (1),  $H_0 = 2,5$  kЭ. Nd<sub>2/3</sub>Ca<sub>1/3</sub>MnO<sub>3</sub> (♥); Pr<sub>0,7</sub>Ca<sub>0,3</sub>MnO<sub>3</sub> (★); Pr<sub>0,4</sub>Bi<sub>0,3</sub>Ca<sub>0,3</sub>MnO<sub>3</sub> (●); La<sub>0,8</sub>Mn<sub>1,04</sub>O<sub>3,5</sub> (⊕).



*Рис.* 2. Зависимость изменения температуры «расщепления» ZFC и FC температурных зависимостей намагниченности от напряженности магнитного поля. Сплошная линия — расчет по формуле (2),  $H_0 = 0.31$  kJ.  $Nd_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$  (♥);  $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ (★);  $Pr_{0.4}Bi_{0.3}Ca_{0.3}MnO_3$  (●);  $La_{0.8}Mn_{1.04}O_{3.5}$  (⊕).

В теоретических работах, рассматривающих магнитные свойства ансамбля суперпарамагнитных частиц, получены формулы, которые легко преобразуются к выражениям, удобным для сравнения с экспериментом:

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

$$[T^{*}(0) - T^{*}(H)]/T^{*}(H) = H/H_{0}.$$
 (2)

Формула (1) соответствует ансамблю невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц [36–38], а формула (2) — ансамблю взаимодействующих суперпарамагнитных частиц [37–41].

Сравнивая зависимости на рис. 1 и 2 с кривыми, рассчитанными по формулам (1) и (2), приходим к выводу, что нанокомпаунд  $La_{0,8}Mn_{1,04}O_{3,5}$ , исследованный нами ранее [27], в магнитном отношении представляет собой, скорее всего, ансамбль слабовзаимодействующих суперпарамагнитных частиц. То же самое следует сказать о нанокомпаунде, исследованном в работе [29]. Авторы искренне благодарят В.В. Еременко за постоянную поддержку и Е.Н. Хацько за полезные замечания.

- 1. A.P. Ramirez, J. Phys. Condens. Matter 9, 8171 (1977).
- 2. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, Phys. Rep. 344, 1 (2001).
- 3. L.P. Gorkov and V.Z. Kresin, Phys. Rep. 400, 149 (2004).
- 4. E. Dagotto, Science 309, 257 (2005).
- 5. S.F. Edwars and P.W. Anderson, J. Phys. F 5, 965 (1975).
- B. Sherrington and S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* 35, 1792 (1975).
- J.M.De Teresa, M.R. Ibarra, J. Garsia, J. Blasco, C. Ritter, P.A. Agrabel, C. Marquina, and A. del Moral, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3392 (1996).
- A. Sundaresan, A. Maignan, and B. Ravean, *Phys. Rev. B* 55, 5596 (1997).
- T. Terai, T. Kakeshita, T. Fukuda, T. Saburi, N. Takamoto, K. Kindo, and M. Honda, *Phys. Rev. B* 58, 14908 (1998).
- A. Maignon, A. Sundaresan, U.V. Varadarajn, and B. Ravean, J. Magn. Magn. Mater. 184, 83 (1998).
- K.R. Poeppelmeir, M.E. Leonowicz, and J.M. Longo, J. Solid State Chem. 44, 89 (1982).
- I.O. Troyanchuk, D.D. Khalyavin, S.V. Trukhanov, G.N. Chobot, and H. Szymczak, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 70, 583 (1999).
- E. Dagotto, Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance, Springer Series in Solid State Phys., Springer Verlag, Berlin (2003).
- F. Rivadnlla, M.A. Lopez–Quintela, and J. Rivas, *Phys. Rev. Lett.* 93, 167206 (2004).
- 15. D. Niebieskikwiat, J. Tao, J.M. Zno, and M.B. Salamon, *Phys. Rev. B* **78**, 014434 (2008).
- J. Dho, W.S. Kim, and N.H. Hur, *Phys. Rev. Lett.* 89, 027202 (2002).
- А.Б. Безносов, Е.Л. Фертман, В.А. Десненко, ФНТ 34, 790 (2008) [Low Temp. Phys. 34, 624 (2008)].
- J.M. Mydosh, Spin–Glasses: An Experimental Introduction, Taylor and Francis, London (1993).
- 19. S. Chikuzami, *Physics of Ferromagnetism*, Clarendon, Oxford (1997).
- I.G. Deac, J.F. Mitchell, and P. Schiffer, *Phys. Rep. B* 63, 172408 (2001).
- 21. Y. Wang and H.J. Fan, Phys. Rep. B 83, 244409 (2011).
- V.G. Prokhorov, G.G. Kaminsky, J.M. Kim, T.W. Eom, J.S. Park, Y.P. Lee, V.L. Sretchnikov, G.G. Levtchenko, A.V. Paschenko, Yu.V. Medvedev, Yu.M. Nikolaenko, G.V. Bukin, and V.A. Khokhlov, *Fiz. Nizk. Temp.* **37**, 141 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 112 (2011)].
- С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А.М. Балагура, Г. Шимчак, ЖЭТФ 140, 942 (2011).
- В.А. Хохлов, А.Ю. Прохоров, Ю.В. Медведев, Ю.М. Николаенко, А. Мухин, В.П. Пащенко, П.П. Левченко, В.Г. Прохоров, Н.И. Солин, V.L. Svetchnikov, J.S. Park, J.B. Kim, and G.Y.P. Lee, *ЖТФ* 81, 95 (2011).

- В.А. Десненко, А.И. Рыкова, В.А. Сиренко, А.В. Федорченко, А.С. Черный, Е.Н. Хацько, А.В. Еременко, ФНТ 38, 261 (2012) [Low Temp. Phys. 38, 206 (2012)].
- E. Fertman, S. Dolya, V. Desnenko, A. Beznosov, M. Kajnakova, and A. Feher, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3213 (2012).
- А.И. Рыкова, А.В. Терехов, А.С. Черный, Е.Н. Хацько, А.В. Еременко, А. Залеский, *ФНТ* 38, 674 (2012) [*Low Temp. Phys.* 38, 529 (2012)].
- И.К. Галетич, А.В. Еременко, В.А. Пащенко, В.А. Сиренко, В.В. Брук, *ФНТ* 38, 684 (2012) [*Low Temp. Phys.* 38, 537 (2012)].
- V. Markovich, I. Fita, A. Wisniewski, G. Jung, D. Mogilyansky, R. Puzniak, L. Titelman, and G. Gorodetsky, *Phys. Rev. B* 81, 134440 (2010).
- Y. Sun, M.B. Salamon, K. Garnier, and R.S. Arerbaok, *Phys. Rev. Lett.* 91, 167206 (2003).
- 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)].
- 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)].
- 33. J.R.L. de Almeida and D.J. Thouless, J. Phys. A 11, 983 (1978).
- 34. D.S. Fisher and A.D. Huse, Phys. Rev. B 38, 373 (1988).
- 35. M. Gabay and G. Toulouse, Phys. Rev. Lett. 47, 201(1981).
- R.W. Chantel and P. Wohlfarth, *Phys. Status Solidi A* 91, 619 (1985).
- 37. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter 15, 841 (2003).
- J. Du, B. Zhang, R.K. Zheng, and X.X. Zhang, *Phys. Rev. B* 75, 014415 (2007).
- P. Allia, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai, M. Knobel, M. Novak, and W.C. Nunes, *Phys. Rev. B* 64, 014420 (2001).
- 40. O. Margeat M. Tran, M. Spasova, and M. Farle, *Phys. Rev. B* **75**, 134410 (2007).
- P. Allia, F. Celegato, M. Coisson, A. Da Re, F. Ronconi, F. Spizzo, P. Tiberto, and F. Vinai, *J. Magn. Magn. Mater.* 290–291, 580 (2005).

## Magnetic state of the manganite nanocompound La<sub>0.8</sub>Mn<sub>1.04</sub>O<sub>3.5</sub>

## V.A. Sirenko, A.I. Rykova, and A.V. Yeremenko

A comparative analysis of the literature experimental data of the study on temperature dependence of magnetization M(T) for different manganites and the compound La<sub>0.8</sub>Mn<sub>1.04</sub>O<sub>3.5</sub> is provided. Note that the results of measurements under cooling in a magnetic field and without it are the same only in the region above splitting  $T^*$ . This temperature depends on the magnetic field strength at which the measurements as M(T) have been made. For all the ceramic samples compared was a relative change of  $T^{*}$  which is described by the power function with an exponent less than 1, what typical of a spin glass. The exception is La<sub>0.8</sub>Mn<sub>1.04</sub>O<sub>3.5</sub>, which consists of particles of size 70 nm. The behavior of  $[T^{*}(H) - T^{*}(0)]/T^{*}(H)$ value for this manganite is similar to that of superparamagnet with weak interactions.

PACS: 75.50.Lk Spin glasses and other random magnets;
75.30.-m Intrinsic properties of magnetically ordered materials;
75.47.Lx Magnetic oxides.

Keywords: manganite, nanocompound, splitting temperature, spin glass.