

05

Модель для количественного описания магнитосопротивления ниже температуры Кюри T_c манганита состава $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ с эффектом колоссального магнитосопротивления вблизи T_c

© М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: kurkin@imp.uran.ru

(Поступила в окончательном виде 18 октября 2012 г.)

Проведены прецизионные резистивные и магнитные измерения на манганите состава $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ с активационным типом проводимости. Полученные данные позволили предложить механизм, достаточный для количественного описания магнитосопротивления ниже температуры Кюри T_c . Предложенный механизм предсказывает значительное усиление магнитосопротивления вблизи T_c за счет роста магнитной восприимчивости. Это означает, что он может хотя бы частично участвовать в формировании эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС). Делается вывод, что все остальные механизмы, ответственные за эффект КМС, существуют только вблизи T_c . Это ограничение определяет особенности нового подхода к решению проблем КМС в манганитах лантана.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 11-02-000-93) и Президиума РАН (проект 09-П-2-1008).

Мы провели прецизионные резистивные и магнитные измерения на образце манганита состава $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ при двух температурах $T = 40$ К и $T = 100$ К, которые гораздо ниже температуры Кюри $T_c \approx 225$ К. Эта температурная область до сих пор не пользовалась популярностью по-видимому из-за того, что эффект КМС удается наблюдать только вблизи T_c . Наш интерес к низким температурам связан с распространявшимся в последнее время мнением о том, что магнитосопротивление ферромагнетиков обусловлено действием многих механизмов, а КМС в манганитах обеспечивается благоприятным соотношением их параметров вблизи T_c [1–6]. В таком случае естественно ожидать, что указанная множественность должна проявиться и ниже T_c . Однако результат соответствующей проверки оказался отрицательным. Важность этого результата для проблемы КМС мы постарались обосновать в заключительной части статьи.

Измерения проводились на установке PPMS-9 фирмы Quantum Design (USA). Значения магнитного поля при этих измерениях менялись в пределах $0 \leq H \leq 90$ кОе. Результаты измерений представлены на рис. 1. Чтобы исключить влияние магнитных неоднородностей, связанных с доменной структурой, мы ограничились интервалом полей

$$10 \text{ кОе} \leq H \leq 90 \text{ кОе}. \quad (1)$$

В этом интервале кривые $\rho(T, H)$ аналитически описываются полиномами второй степени

$$\frac{\rho(40, H)}{\rho(40, 0)} = 1 - (3.80 \pm 0.08)10^{-6}H + (1.2 \pm 0.1)10^{-11}H^2;$$

$$\frac{\rho(100, H)}{\rho(100, 0)} = 1 - (6.80 \pm 0.07)10^{-6}H + (2.1 \pm 0.1)10^{-11}H^2. \quad (2)$$

Значения $\tilde{\rho}(40, 0)$ и $\tilde{\rho}(100, 0)$ определяются экстраполяцией к значениям при $H = 0$ кривых $\rho(40, H)$ и $\rho(100, H)$, описываемых формулами (2). Они несколько отличаются от экспериментальных значений $\rho(40, 0)$ и $\rho(100, 0)$ из-за небольших отклонений зависимостей $\rho(T, H)$ (2) от экспериментальных кривых при $H < 10$ кОе. Для аналитического описания кривых $M(T, H)$ (в единицах emu/g) в интервале полей (1) оказалось достаточно полиномов первой степени

$$M(40, H) = (86.79 \pm 0.06) + (0.010 \pm 0.001)10^{-3}H;$$

$$M(100, H) = (80.64 \pm 0.07) + (0.028 \pm 0.001)10^{-3}H. \quad (3)$$

Далее мы учли, что соединение $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ по типу температурной зависимости электросопротивления $\rho(T, H)$ является магнитным полупроводником (рис. 2). Чтобы связать резистивные и магнитные свойства этого соединения, удобно воспользоваться известной формулой для электросопротивления полупроводников (см., например, [7])

$$\rho(T, H) = \rho_0 \exp \left[\frac{\Delta(T, H)}{k_B T} \right], \quad (4)$$

k_B — константа Больцмана. Зависимость энергии активации $\Delta(T, H)$ от намагниченности $M(T, H)$ возникает, если учесть расщепление в спектре носителей тока по спиновому квантовому числу в обменном \mathbf{H}_{ex} и внешнем \mathbf{H} полях [7]

$$\Delta(T, H) = \Delta(T) - 2\mu_B |\mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{ex}}| \quad (5)$$

$$H_{\text{ex}}(M) = H_E M(T, H) / M_0, \quad (6)$$

μ_B — магнетон Бора, M_0 — намагниченность насыщения при $T = 0$, $H_E \approx (10^6 - 10^7)$ Ое — параметр, опре-

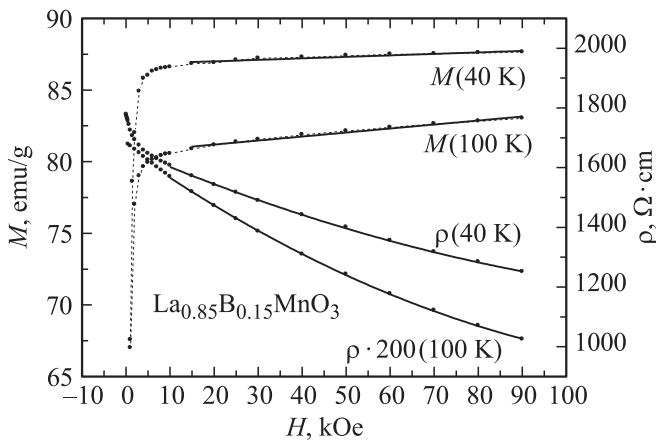


Рис. 1. Экспериментальные зависимости удельного электросопротивления (ρ) и намагниченности (M) от магнитного поля H для температур $T = 40$ К и $T = 100$ К. Для удобства изображения значения $\rho(100, H)$ умножены на коэффициент 200. Точки — экспериментальные значения, сплошные линии — результаты подгонки полиномами (2) и (3).

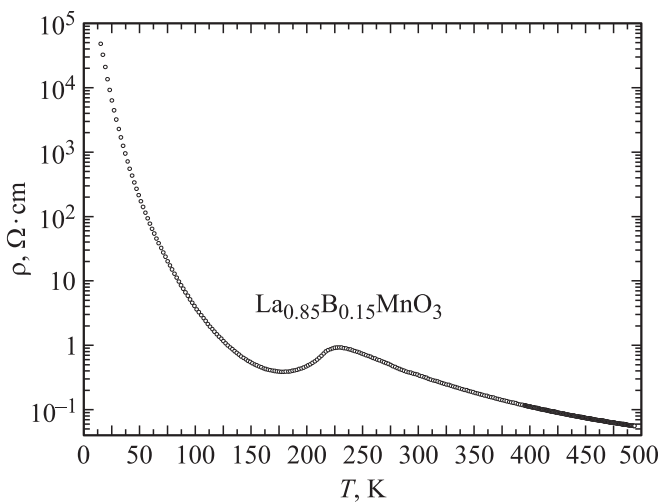


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления соединения $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ в нулевом магнитном поле.

деляемый обменным взаимодействием носителей тока с электронами, ответственными за магнетизм. Для описания зависимости намагниченности $M(T, H)$ от поля H обычно используется выражение

$$M(T, H) = M(T) + \chi(T)H, \quad (7)$$

$\chi(T)$ — магнитная восприимчивость, которую в полях $H > 10$ кОе, устраняющих доменную структуру, можно считать независимой от H , что соответствует экспериментальной зависимости (3).

Формулы (5)–(7) позволяют записать выражение для $\rho(T, H)$ (4) в более удобном для нас виде

$$\rho(T, H) = \rho(T, 0) \exp \{-q_{\pm}(T)H\} \quad (8)$$

$$q_{\pm}(T) = \frac{2\mu_B}{k_B T} \left(H_E \frac{\chi(T)}{M_0} \pm 1 \right). \quad (9)$$

Знаки (\pm) в (9) определяются знаком параметра обменного взаимодействия H_E в (6), определяющего равновесную ориентацию спинов носителей тока и намагниченности M . Ферромагнитная ориентация $\mathbf{H}_{\text{ex}} \uparrow \uparrow M \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ соответствует знаку (+), антиферромагнитная $\mathbf{H}_{\text{ex}} \uparrow \downarrow M \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ — знаку (–). Количественное согласие формул (8)–(9) с экспериментальными зависимостями для $\rho(T, H)$ (2) достигается для знака (–). Подстановка экспериментальных значений

$$\begin{aligned} q_-(40) &= (3.80 \pm 0.08)10^{-6}; \\ q_-(100) &= (6.80 \pm 0.07)10^{-6} \end{aligned} \quad (10)$$

в левую часть (9) позволяет определить величину отношения $\frac{\chi(100)}{\chi(40)}$ без подгоночных параметров. Полученное значение $\left[\frac{\chi(100)}{\chi(40)}\right]_{\rho}$ приведено в (11) вместе с величиной $\left[\frac{\chi(100)}{\chi(40)}\right]_M$, которое дали прямые магнитные измерения $M(T, H)$ (3)

$$\begin{aligned} \left[\frac{\chi(100)}{\chi(40)}\right]_{\rho} &= 2.79 \pm 0.06; \\ \left[\frac{\chi(100)}{\chi(40)}\right]_M &= 2.80 \pm 0.04 \end{aligned} \quad (11)$$

Использование экспериментальных значений $\chi(T)$ и M_0 (3) позволяет получить оценку параметра обменного поля $H_E \approx 10^7$ Ое, совпадающую с общепринятой.

В заключение приведем соображения, которые по нашему мнению указывают на важность формул (4)–(11) для проблем, связанных с КМС. Во-первых, механизм магнитосопротивления, соответствующий формулам (4)–(6), позволяет количественно описать зависимость $\rho(T, H)$ от H без привлечения каких-либо других механизмов. Это следует из идеального согласия величин $\chi(T)$ (11), полученных из качественно разных (резистивных и магнитных) экспериментов. Во-вторых, формула (9) связывающая величины $q_-(T)$ и $\chi(T)$, предсказывает значительное усиление зависимости $\rho(T, H)$ от H при $T \approx T_c$ за счет особенности $\chi(T)$, обусловленной законом Кюри-Вейса.

Достоверно пока нельзя утверждать, что этого усиления окажется достаточно для описания наблюдаемой величины КМС. Более того, наш предварительный анализ указывает на возможность лишь частичного описания наблюдаемого КМС. Для получения более надежных оценок этот анализ требует доработки, поэтому он не был включен в статью. Тем не менее, уже сейчас можно утверждать, что дополнительные механизмы КМС, если они потребуются, должны удовлетворять следующему жесткому условию — они не могут существовать вдали от T_c . Это требование настолько ограничивает число механизмов, которые могут претендовать на объяснение эффекта КМС, что позволяет говорить о новом подходе к проблеме поиска таких механизмов. В этом мы видим основное значение нашей работы.

Список литературы

- [1] S. Jin, T.H. Tiefel, M. McCormack et al. *Science* **264**, 413-415 (1994).
- [2] Э.Л. Нагаев. *УФН* **165**, 428 (1995).
- [3] Y. Tokura, Y. Tmioka. *J. Magn. Mater.* **200**, 1 (1999).
- [4] Y.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar. *Adv. Phys.* **48**, 167 (1999).
- [5] M.S. Salamon, M. Jaime. *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
- [6] E. Dagotto. *Nanoscale phase separation and colossal magnetoresistance*. Springer-Verlag, Berlin (2002), 452 p.
- [7] Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела*. Физматгиз, М. (1963), 696 с.