

03,05

# Описание колоссального магнитосопротивления $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ на основе „спин-поляронного“ и „ориентационного“ механизмов проводимости в парамагнитной области температур

© С.А. Гудин, Н.И. Солин

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: gudin@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 30 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2019 г.

Принята к публикации 10 января 2020 г.

Проведены экспериментальные и теоретические исследования сопротивления монокристалла  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_{2(1-z)}\text{O}_7$  в магнитных полях от 0 до 90 кОе и в диапазоне температур от 75 до 300 К. Магнитосопротивление определяется „спин-поляронным“ и „ориентационным“ механизмами проводимости. Используя метод разделения вкладов в магнитосопротивление от нескольких механизмов проводимости, описано наблюдаемое магнитосопротивление манганита  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в диапазоне температур 75–300 К, получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. В магнитном поле 0 и 90 кОе для диапазона температур 75–300 К вычислены температурные зависимости размера спинового полярона (в относительных единицах). Показано, что величина колоссального магнитосопротивления обеспечивается за счет увеличения (вдоль магнитного поля) линейного размера спинового полярона, т.е. основной вклад в величину колоссального магнитосопротивления вносит изменение размеров магнитных неоднородностей кристалла.

**Ключевые слова:** колоссальное магнитосопротивление, спиновый полярон, слоистые манганиты.

DOI: 10.21883/FTT.2020.05.49227.10M

## 1. Введение

До конца восьмидесятых годов 20 века считалось, что, если не рассматривать квантовые особенности, наблюдаемые при низких температурах (квантовые осцилляции в магнитном поле, срыв сверхпроводимости в критических магнитных полях), в магнитном поле сопротивление в веществе изменяется слабо. Открытие колоссального магнитосопротивления (КМС) в допированных манганитах со структурой перовскита поставило перед физиками ряд принципиальных вопросов в понимании механизмов, отвечающих за проводимость в веществах, в которых сопротивление в магнитном поле изменяется на несколько порядков по сравнению с сопротивлением в отсутствии магнитного поля. Эффект магнитосопротивления считается колоссальным в случае, если относительное изменение сопротивления много больше 1:

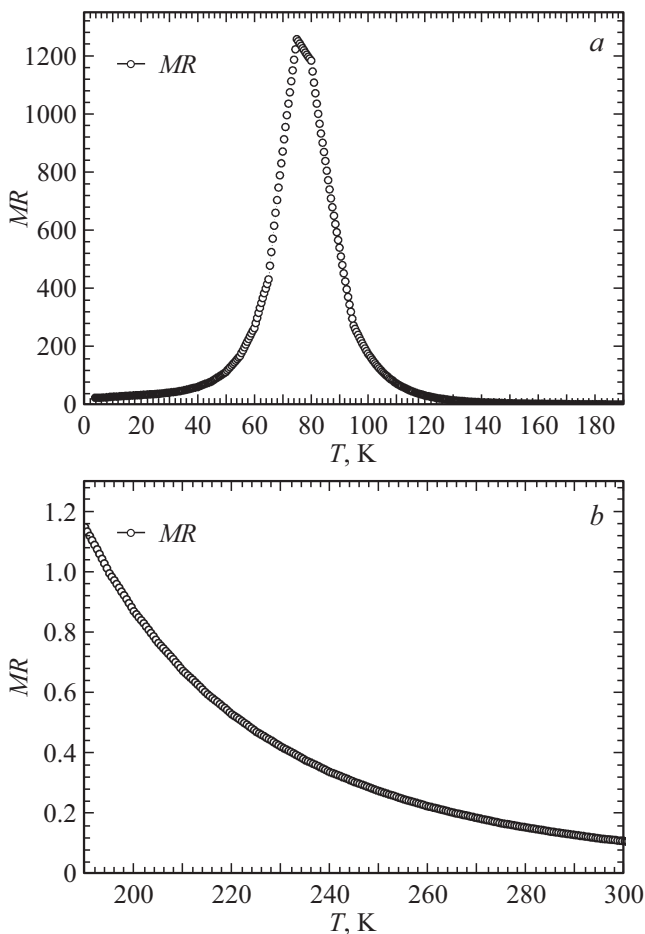
$$MR(H) = |\Delta\rho|/\rho = |(\rho(0) - \rho(H))|/\rho(H) \gg 1. \quad (1)$$

Первое сообщение об обнаружении эффекта КМС в ферромагнитно (ФМ) упорядоченных слоистых соединениях  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  появилось в 1996 г. [1]. Соединение  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  имеет структуру двойного перовскита и является частью общего класса слоистых (квазидвумерных или 2D-) манганитов  $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_{n+1}\text{Mn}_n\text{O}_{3n+1}$  с  $n = 2$ , которые имеют структуру состоящую из двойных магнитных слоев  $\text{MnO}_2$ , разделенных вдоль оси с немагнитными слоями  $(\text{LaSr})_2\text{O}_2$  [1,2]. Введение изолирующего немагнитного  $(\text{LaSr})_2\text{O}_2$  слоя

между двумя магнитными слоями  $\text{MnO}_2$  приводит к ряду необычных свойств 2D-манганитов. Значения их температуры Кюри  $T_C$  уменьшается примерно в 3 раза по сравнению с  $T_C$  3D-кубических манганитов ( $T_C = 125$  К для  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  [1] и  $T_C = 345$  К для  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{MnO}_3$  [3]). Магнитосопротивление 2D-манганитов становится на 3 порядка больше, чем в кубических 3D-манганитах. Вблизи  $T_C$  электросопротивление в магнитном поле может уменьшаться на три порядка для  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  и в 2 раза для  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{MnO}_3$  соответственно [1,4]. Вследствие квазидвумерности они обладают большой анизотропией электрических свойств, так электросопротивление отличается на 2 порядка для направлений тока вдоль разных кристаллографических осей [1,5–9].

## 2. Экспериментальные и теоретические исследования сопротивления монокристалла $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_{2(1-z)}\text{O}_7$

Настоящая работа продолжает исследования  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  начатые в работе [10]. Исследуемый монокристалл  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_{2(1-z)}\text{O}_7$  с  $z \approx 0.1$  с размерами  $\sim 4 \times 2 \times 1$  мм выращен в Московском энергетическом институте [11]. Магнитные и электрические исследования проведены на установках PPMS-9 Quantum Design (USA) и на магнитометре MPMS-5XL SQUID

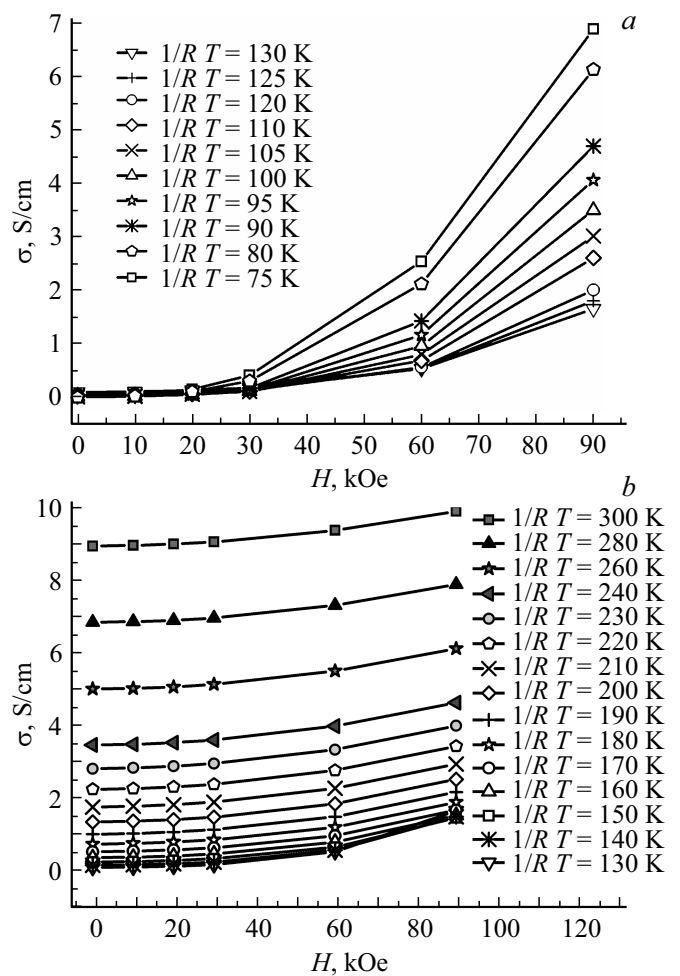


**Рис. 1.** Магнитосопротивление  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  при значении магнитного поля 90 кОе в диапазоне температур: 4–190 К рис. 1, *a*, 190–300 К рис. 1, *b*.

(подробнее смотри [12–14]). Измерения произведены в базисной плоскости образца (ток направлен вдоль оси  $a$ ,  $H \uparrow \uparrow c$ ). Кривая температурного изменения магнитосопротивления имеет острый пик с максимумом вблизи  $T_C$  — температуры перехода в парамагнитное состояние рис. 1, *a*. Из рис. 1 следует, что сопротивление в поле 90 кОе по сравнению с сопротивлением в отсутствие магнитного поля уменьшается: в  $10^3$  раз в диапазоне температур от 70 до 85 К, минимум в 100 раз в интервале температур от 50 до 105 К и минимум в 10 раз в интервале температур от 4 до 135 К (рис. 1, *a*). Магнитосопротивление (МС) остается гигантским (ГМС), т.е.  $MR(H = 90 \text{ кОе}) \approx 1$  вплоть до температуры 200 К (рис. 1, *b*). Такой широкий температурный интервал значительных изменений сопротивления в магнитных полях наводит на мысль о действии единых механизмов проводимости, ответственных за такие величины МС, для всего температурного интервала.

Результаты исследований слоистого манганита  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  при температуре  $T = 75 \text{ К}$ , вблизи которой находится максимум КМС представлены в [10]. Данная работа продолжает исследования  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$

и представляет результаты расчетов проводимости  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  для области температур от 75 до 300 К. Экспериментальные данные для удельной проводимости  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в зависимости от магнитного поля  $H$  представлены на рис. 2, *a* для диапазона температур 75–130 К и на рис. 2, *b* для диапазона температур 140–300 К. Для каждой конкретной температуры экспериментальные значения удельной проводимости на рис. 2 обозначены определенным символом (обозначения приведены на вставках). Для того чтобы было легче проследить динамику изменения проводимости, эти символы соединены линиями. Из за различного температурного поведения удельной проводимости на разных температурных участках, исследуемый температурный диапазон разделен на два участка — рис. 2, *a* и рис. 2, *b*. Проводимость в отсутствие магнитного поля в диапазоне температур 75–130 К изменяется слабо, все графики удельной проводимости на рис. 2, *a* визуально



**Рис. 2.** Удельная проводимость  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в зависимости от величины приложенного внешнего магнитного поля  $H$  для диапазонов температур: 75–130 К рис. 2, *a*, 130–300 К рис. 2, *b*. Символы — экспериментальные значения удельной проводимости (обозначения для разных температур приведены на вставках).

начинаются практически из одной точки, расходясь с ростом величины приложенного магнитного поля, в то время как на рис. 2, *b* в диапазоне температур 140–300 К графики удельной проводимости, построенные с шагом 10 К для температур 140–240 К и с шагом 20 К для температур 240–300 К, проходят друг над другом почти повторяя форму друг друга.

Основное объяснение огромной величины КМС, предполагает существование в допированных манганитах фазового расслоения на низко- и высокорезистивную фазы, размеры которых „*r*“ увеличиваются с ростом величины приложенного магнитного поля  $H$  [15–21], увеличение размера может привести к соприкосновению низкоомных включений, что, в свою очередь, приводит к сильному уменьшению сопротивления вблизи порога протекания [20–21].

Как и в работе [10] считаем, что основной механизм удельной проводимости  $\sigma_r$  в  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  определяется скачками электронов с одного спинового полярона на другой (2). Удельную проводимость  $\sigma_r(H)$  мы описываем на основе „спин-поляронного“ механизма проводимости [22,23]. Здесь под спиновыми поляронами понимаются квазичастицы, описывающие ферромагнитные неоднородности нанометровых размеров. В [22–24] для спин-поляронной удельной проводимости  $\sigma$  было показано

$$\sigma_r(T, H) = B\sigma_0 \frac{\omega_0}{T} \exp\left(-\frac{A(H)}{2T}\right), \quad (2)$$

здесь  $\omega_0$  — характерная магнонная частота,  $\sigma_0$  — остаточная проводимость образца,  $B$  — размерный множитель.  $A(H)$  — энергетический барьер [22] определяется кулоновским отталкиванием между совершающим прыжок электроном с зарядом  $e$  и поляроном с зарядом  $q$

$$A(H) = k \frac{eq}{R_{Pol}(H)}, \quad (3)$$

$k$  — коэффициент пропорциональности в законе Кулона, определяемый через диэлектрическую проницаемость спинового полярона,  $R_{Pol}$  — радиус полярона. Считаем, что в отсутствие магнитного поля, полярон имеет сферическую форму. С увеличением магнитного поля  $H$  размер полярона  $R_{Pol}$  вдоль направления приложения поля растёт

$$R_{Pol}(T, H) = x(T) + y(T)H, \quad (4)$$

( $x(T)$  и  $y(T)$  принимают только положительные значения), форма полярона искажается, вытягиваясь вдоль приложенного поля, и  $R_{Pol}$  становится равной 1/2 размера полярона вдоль направления приложенного магнитного поля. В дальнейшем для краткости величину  $R_{Pol}$  будем называть радиусом полярона. Механизм проводимости (2) назван „спин-поляронным“ [10] или „размерным“ [13,14,25] так как основывается на изменении размеров низкорезистивных участков под воздействием магнитного поля.

Считаем, что удельная проводимость образца  $\sigma$  определяется в слоистом манганите  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  кроме „размерного“ еще и „ориентационным“ механизмом ( $r$ - и  $\theta$ -):

$$\sigma(H) = \sigma_r(H) + \sigma_\theta(H). \quad (5)$$

Гигантское магнитосопротивление ГМС в магнитных мультислоях, обнаруженное в 1988 г. [26,27], определяется зависимостью сопротивления между ферромагнитными (ФМ) слоями от угла  $\theta$  между направлениями их магнитных моментов [28,29]. Такой механизм проводимости, определяющий ГМС назван в [25,30] „ориентационным“ или „ $\theta$ “-механизмом. В  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  трехвалентный лантан La замещается на двухвалентный стронций Sr, и в этом монокристаллическом манганите возникают зарядовые неоднородности (описываемые нами на языке поляронов). Эти зарядовые неоднородности существуют как в ферромагнитном, так и в парамагнитном состояниях, так как вызваны не обменными взаимодействиями, а существованием двух сортов ионов ( $La^{+3}$  и  $Sr^{+2}$ ), находящихся в эквивалентных узлах кристаллической решетки. Зарядовые неоднородности имеют некоторый объем, в который попадает часть  $d$  электронов, определяющих ферромагнитное состояние манганита, т.е. эти неоднородности являются носителями некоторого магнитного момента. В магнитном поле магнитные моменты магнитных или спиновых поляронов начинают ориентироваться вдоль направления приложенного поля. При протекании тока через магнитно-фазоворасслоенный манганит носитель тока переходит из одной магнитоупорядоченной области в другую. Если длина свободного пробега носителя тока без переворота спинового магнитного момента больше расстояния между этими областями, то удельное сопротивление будет зависеть (как и в случае металлических сверхрешеток с ГМС) от направлений магнитного упорядочения ферромагнитноупорядоченных областей. В отсутствие магнитного поля направления магнитных моментов этих областей разориентированы. С ростом величины приложенного внешнего магнитного поля направления магнитных моментов ферромагнитноупорядоченных областей начинают ориентироваться по полю, полностью ориентируясь вдоль него в полях больших  $H_{sat}$ . Таким образом, „ориентационный“ механизм — механизм проводимости, определяющий ГМС в магнитных металлических сверхрешетках, может вносить вклад и в КМС в магнитно-фазоворасслоенных манганитах.

Введя обозначения

$$P_2 = B\sigma_0 \frac{\omega_0}{T}, \quad P_3 = \frac{aeq}{2Ty(T)} \quad \text{и} \quad P_4 = x(T)/y(T), \quad (6)$$

получим:

$$\sigma_r(H) = P_2 \exp\left(\frac{-P_3}{P_4 + H}\right). \quad (7)$$

Для вычисления удельной проводимости с учетом двух механизмов, вносящих вклад в магнитосопротивление, использован метод разделения вкла-

дов в проводимость, разработанный для соединения  $La_{0.85}Sr_{0.15}MnO_3$  [25,13–14] и примененный для описания электросопротивления слоистого манганита  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  [10]. Метод основан на различии двух типов процессов намагничивания структурно неоднородного вещества полем  $H$ . В полях больших поля магнитного насыщения  $H_{sat}$  магнитные моменты спиновых поляронов ориентированы вдоль приложенного магнитного поля. В этих магнитных полях вклад в проводимость от „ориентационного“ механизма для конкретной температуры становится постоянным

$$\sigma_{\theta}(H > H_{sat}) = P_1, \tag{8}$$

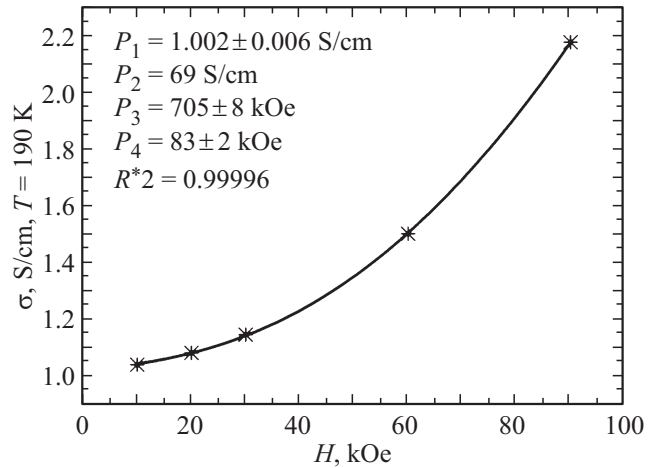
здесь  $P_1 = const$ . Для каждой конкретной температуры, на основе экспериментальных данных  $\sigma(H)$ , вычисляем в магнитных полях  $H > H_{sat}$  „ориентационный“ и „размерный“ вклады в удельную проводимость. Для магнитных полей  $H < H_{sat}$  полученный „спин-поляронный“ вклад  $\sigma_r(H)$  и экспериментальные данные для удельной проводимости используем для выделения „ориентационного“ вклада в проводимость:

$$\sigma_{\Theta}(H) = \sigma_{exp}(H) - \sigma_r(H). \tag{9}$$

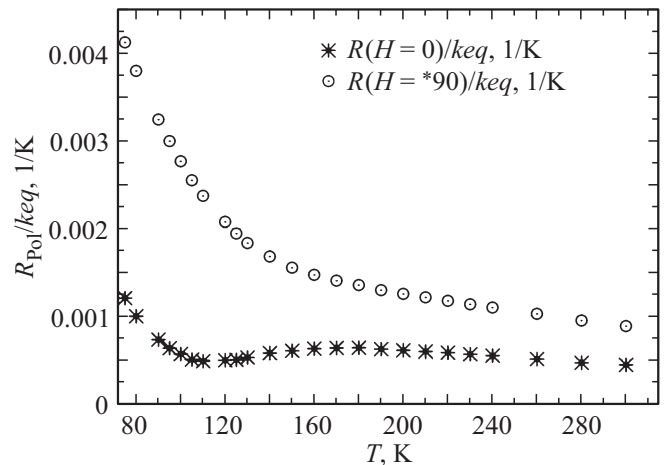
Как и в [10], мы использовали оценку величины поля насыщения  $H_{sat} = 10$  кОе, которая связывает  $H_{sat}$  с магнитнодипольным взаимодействием однодоменных ферромагнитных включений в неферромагнитной матрице. Параметр  $P_2$  зависит от температуры обратно пропорционально (6), тогда используя полученные в работе [10] для температуры  $T_1 = 75$  К данные для параметра  $P_2(T_1) = (174 \pm 3)$  S/cm. определяем  $P_2(T)$  для любой другой интересующей нас температуры  $T$

$$P_2(T) = \frac{13050 \text{ K} \cdot \text{S/cm}}{T}. \tag{10}$$

Используя полученные формулы для конкретных значений температур, произведем расчет проводимости в диапазоне температур от 75 до 300 К в магнитных полях до 90 кОе из требования наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных значений. Пример расчета удельной проводимости для температур 190 К представлены на рис. 3. Звездочки — экспериментальные значения, сплошные линии — расчет. Коэффициент детерминации  $R^{*2}$  характеризует на сколько хорошо расчетная кривая описывает экспериментальные данные. Вычисленные кривые удельной проводимости проходят через экспериментальные точки с достаточно большой точностью (рис. 3). Так получено, что коэффициент детерминации  $R^{*2}$  превышает значение 0.9996 для всех температур в которых был произведен расчет (для  $T = 190$  К  $R^{*2} = 0.99996$ , см. вставку на рис. 3). Значение коэффициентов детерминации, близких к 1, указывает на то, что расчетные кривые удельной проводимости проходят достаточно близко от экспериментальных точек.



**Рис. 3.** Удельная проводимость  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  в магнитном поле от 0 до 90 кОе при температуре 190 К. Точки — экспериментальные значения, сплошные линии — расчет. На вставке — полученные значения параметров  $P_1, P_2, P_3, P_4$  и коэффициента детерминации  $R^{*2}$ .



**Рис. 4.** Размер полярона отнесенного к  $keq$  в зависимости от температуры  $T$  при значениях поля  $H$ : 0 кОе (звездочки), 90 кОе (кружки).

Размер полярона отнесенный к величине  $keq$  определяется выражением

$$R_{Pol}(T, H)/keq = \frac{(P_4 + H)}{2P_3T}. \tag{11}$$

Мы не можем вычислить численные значения размера полярона, так как не знаем величину диэлектрической проницаемости полярона, но отнормированный на константу  $keq$  размер полярона нами получен. На рис. 4 представлено изменение размера полярона отнесенного к  $keq$  в зависимости от температуры  $T$  при значениях поля  $H$ : 0, 90 кОе — звездочки и кружки соответственно.

### 3. Заключение

В работе проведены экспериментальные и теоретические исследования сопротивления монокристалла  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_{2(1-z)}\text{O}_7$  в магнитных полях от 0 до 90 кОе и в диапазоне температур от 75 до 300 К. Магнитосопротивление определяется „спин-поляронным“ и „ориентационным“ механизмами проводимости, т.е. МС определяется изменением размеров и направлений магнитных моментов магнитных неоднородностей (спиновых поляронов). Используя метод разделения вкладов в магнитосопротивление от различных механизмов проводимости, описано наблюдаемое магнитосопротивление манганита  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в парамагнитной области, получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. В магнитном поле 0 и 90 кОе для диапазона температур 75–300 К вычислены температурные зависимости размера спинового полярона, отнесенного к произведению констант  $keq$ . Показано, что величина КМС обеспечивается за счет увеличения (вдоль магнитного поля) линейного размера спинового полярона, т.е. основную роль в величину колоссального магнитосопротивления вносит изменение размеров магнитных неоднородностей кристалла.

#### Благодарности

Авторы благодарят К.И. Кугеля за ценные замечания, сделанные при обсуждении результатов работы.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки „Квант“ № АААА-А18-118020190095-4 при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-02-01000), УрО РАН (проект № 18-2-2-11).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Y. Moritomo, A. Asamitsu, H. Kuwahara, Y. Tokura. *Nature (London)* **380**, 141 (1996).
- [2] T. Kimura, Y. Tokura. *Annu. Rev. Mater. Sci.* **30**, 451 (2000).
- [3] A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **51**, 14103 (1995).
- [4] Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **63**, 024421 (2000).
- [5] X.J. Chen, C.L. Zhang, C.C. Almasan, J.S. Gardner, J.L. Sarrao. *Phys. Rev. B* **67**, 094426 (2003).
- [6] C.L. Zhang, X.J. Chen, C.C. Almasan, J.S. Gardner, J.L. Sarrao. *Phys. Rev. B* **65**, 134439 (2002).
- [7] M. Velázquez, J.M. Bassat, J.P. Renard, C. Dupas, A. Revcolevschi. *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 6667 (2002).
- [8] T. Kimura, Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5920 (1998).
- [9] Y. Onose, J.P. He, Y. Kaneko, T. Arima, Y. Tokura. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 242502 (2005).
- [10] С.А. Гудин, Н.И. Солин, Н.Н. Гапонцева. *ФТТ* **60**, 6, 1067 (2018). [S.A. Gudin, N.I. Solin, N.N. Gapontseva. *Phys. Solid State* **60**, 6, 1078 (2018).
- [11] M. Balbashov, S.G. Karabashev, Ya.M. Mukovskiy, S.A. Zverkov. *J. Cryst. Growth.* **167**, 365 (1996).
- [12] N.I. Solin. *JMMM* **401**, 677 (2016).
- [13] М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева. *ЖЭТФ* **143**, 5, 948 (2013). [M.I. Kurkin, E.A. Neifel'd, A.V. Korolev, N.A. Ugryumova, S.A. Gudin, N.N. Gapontseva. *J. Exp. Theor. Phys.* **116**, 5, 823 (2013).
- [14] С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова. *Изв. РАН. Сер. физ.* **78**, 9, 1142 (2014). [S.A. Gudin, N.N. Gapontseva, E.A. Neifel'd, A.V. Korolev, N.A. Ugryumova. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **78**, 9, 900 (2014).]
- [15] Э.Л. Нагаев. *УФН* **166**, 8, 833 (1996). [E.L. Nagaev. *Phys.-Usp.* **39**, 8, 781 (1996).]
- [16] M.B. Salamon, M. Jaime. *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
- [17] E. Dagotto. *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance*. Springer-Verlag, Berlin (2002). 452 p.
- [18] М.Ю. Каган, К.И. Кугель. *УФН* **171**, 6, 577 (2001). [M.Yu. Kagan, K.I. Kugel'. *Phys.-Usp.* **44**, 6, 553 (2001).]
- [19] А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов, К.И. Кугель, Я.М. Блантер, М.Ю. Каган. *J. Phys. Rev. B* **63**, 174424 (2001).
- [20] А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов, К.И. Кугель, М.Ю. Каган, И.В. Бродский. *ЖЭТФ* **122**, 4, 869 (2002).
- [21] А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов, К.И. Кугель, М.Ю. Каган, И.В. Бродский. *J. Phys.: Condens. Matter.* **15**, 1705 (2003).
- [22] М.Ю. Каган, К.И. Кугель. *УФН* **171**, 6, 577 (2001). [M.Yu. Kagan, K.I. Kugel'. *Phys.-Usp.* **44**, 6, 553 (2001).]
- [23] А.Л. Рахманов, К.И. Кугель, Я.М. Блантер, М.Ю. Каган. *J. Phys. Rev. B* **63**, 174424 (2001).
- [24] А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов, К.И. Кугель, М.Ю. Каган, И.В. Бродский. *ЖЭТФ* **122**, 4, 869 (2002).
- [25] С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.Н. Гапонцева, Н.А. Угрюмова. *ЖЭТФ* **148**, 5, 1005 (2015). [S.A. Gudin, M.I. Kurkin, E.A. Neifel'd, A.V. Korolev, N.A. Ugryumova, N.N. Gapontseva. *J. Exp. Theor. Phys.* **121**, 5, 878 (2015).]
- [26] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [27] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [28] M. Zabel. *J. Phys. Condens Matter.* **11**, 9303 (1999).
- [29] D.T. Pierce, J. Unguris, R.J. Celotta, M.D. Stiles. *JMMM* **200**, 290 (1999).
- [30] М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева. *ФТТ* **55**, 5, 896 (2013). [M.I. Kurkin, E.A. Neifel'd, A.V. Korolev, N.A. Ugryumova, S.A. Gudin, N.N. Gapontseva. *Phys. Solid State* **55**, 5, 974 (2013).]

Редактор Т.Н. Василевская