

## Магнитные поляроны, кластеры и их влияние на электрические свойства слаболегированных манганитов лантана

Н. И. Солин<sup>1)</sup>, В. В. Машкауцан, А. В. Королев, Н. Н. Лошкарева, Л. Пинсард<sup>+2)</sup>

Институт физики металлов Уральского отделения РАН

<sup>+</sup>Laboratoire de Physico-Chimie de l'Etat Solide, Universite' Paris-Sud, France

Поступила в редакцию 10 января 2003 г.

После переработки 3 февраля 2003 г.

Исследованы электро- и магнетосопротивление, термоЭДС и магнитная восприимчивость монокристаллов манганитов лантана  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{A} \equiv \text{Ca}, \text{Sr}$ ,  $x = 0.07 \div 0.1$ ) при 77–400 К. Резкие изменения свойств (энергии активации электросопротивления  $\Delta E_p$  и ее температурного коэффициента, термоЭДС  $\Delta E_S$ , магнетосопротивления и возникновение спонтанной намагниченности) происходят вблизи температуры  $275 \pm 25$  К, превышающей примерно в 2 раза их температуру Кюри  $T_C$  и примерно в 2 раза ниже температуры структурных переходов. Результаты объясняются фазовым расслоением – возникновением ферромагнитных кластеров. Расслоение происходит путем объединения ненасыщенных магнитных поляронов малого радиуса, в которых поляризованы всего 2–3 магнитных момента Mn, в ферромагнитный полярон большого радиуса (кластер с размером порядка 10–12 Å) с несколькими носителями заряда. Вследствие этого ближний порядок в кластере наступает при температуре  $\approx 275$  К, близкой к  $T_C$  проводящих легированных манганитов. Результаты исследований электро- и магнетосопротивления от температуры, напряженности магнитного поля и оценки согласуются с кластерной моделью.

PACS: 71.38.+i, 72.15.Gd, 75.30.-m

Выяснение механизмов электропроводности и природы магнетосопротивления в манганитах лантана является одной из интересных задач современной физики из-за сильных взаимодействий электронной, спиновой и фононной подсистем в них, определяющих богатство их фазовой диаграммы [1]. Электрические свойства манганитов обсуждались в рамках поляронного механизма, обусловленного сильной электрон-фононной связью [2] и в рамках двойного обмена с локализацией носителей заряда на спиновом беспорядке [3, 4].

Исследования последних лет показали [5–7], что свойства манганитов могут объясняться [8–10] и в рамках модели фазового расслоения [1]. В этой модели предполагается, что электрону выгодно из-за выигрыша в энергии создавать в антиферромагнитной матрице проводящий ферромагнитный кластер размером порядка нескольких постоянных решетки, а в ферромагнетиках кластеры могут существовать немного выше точки Кюри [10]. Качественная связь между существованием магнитных  $\approx 12$  Å кластеров и магнетосопротивлением немного выше температуры Кюри в проводящих ферромагнитных манганитах показана в [6].

Наиболее ярко разделение фаз должно проявляться в свойствах слаболегированных манганитов. В монокристаллах манганитов лантана  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{A} \equiv \text{Ca}, \text{Sr}$ ,  $x = 0 \div 0.2$ ) нейтронными методами в антиферромагнитной матрице были обнаружены магнитные капли с размерами  $\approx 14$ – $17$  Å при малых  $x = 0.05 \div 0.1$  [7, 11]. Изменением обменных связей между магнитными моментами, а также размера, концентрации, формы изолированных кластеров и их срастанием объяснен авторами [12, 13] переход от антиферромагнитного в ферромагнитное состояние при легировании манганитов Ca и Sr. К настоящему времени электрические свойства таких манганитов мало изучены, чтобы сделать вывод о влиянии разделения фаз на электрические свойства и колоссальное магнетосопротивление манганитов.

Выяснение механизмов электро- и магнетосопротивления манганитов, эволюции их с изменением легирования манганитов и сравнение результатов эксперимента с выводами кластерной модели могут дать прогресс в понимании влияния фазового расслоения на электрические явления в манганитах. С этой целью нами проведены исследования электро- и магнетосопротивления, термоЭДС и магнитной восприимчивости при 77–400 К монокристаллов  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{A} \equiv \text{Ca}, \text{Sr}$ ,  $x = 0.07 \div 0.1$ ). Обнаружены резкие изменения электрических свойств

<sup>1)</sup>e-mail: suhorukov@imp.uran.ru

<sup>2)</sup>L.Pinsard.

(энергий активации электросопротивления  $\Delta E_\rho$  и термоЭДС, температурного коэффициента  $\Delta E_\rho$ , магнетосопротивления) и возникновение спонтанной намагниченности вблизи температуры  $T \approx 275$  К, в  $\approx 2$  раза превышающей температуры Кюри и Нееля  $T_C \approx T_N \approx 125-135$  К и существенно ниже температуры структурных переходов  $T_{OO'} = 580-450$  К [12] этих образцов.

Результаты объясняются в модели мелкомасштабного фазового расслоения. Полагается, что в слабелегированных манганитах ферромагнитные поляроны большого радиуса (кластеры, капли) образуются путем объединения поляронов малого радиуса и содержат не один, а несколько (равное числу поляронов в кластере) электронов. Вследствие этого ближний порядок в кластере наступает при температуре  $\approx 275$  К, близкой к  $T_C$  проводящих легированных манганитов. Результаты исследований электро- и магнетосопротивления от температуры и напряженности магнитного поля и оценки согласуются с кластерной моделью.

Ниже приводятся в основном результаты исследований монокристалла  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$ , выращенного методом плавающей зоны в лаборатории химии твердого тела Парижского университета. Образец является скошенным антиферромагнетиком с углом скоса  $\theta \approx 13^\circ$ ,  $T_C = 126$  К,  $T_N = 122$  К, с ферромагнитным обменом  $J_1 = 1$  мэВ в слое и антиферромагнитным обменом  $J_2 = -0.28$  мэВ между слоями [13].

Измерения электросопротивления на постоянном токе проведены стандартным четырехконтактным методом. Магнитные измерения проведены на сквид-магнитометре MPMS-5XL. ТермоЭДС измерена при разности температуры  $\approx 2$  К между концами образца.

**Результаты эксперимента.** Температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi_0$   $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  в парамагнитной области температур 300–350 К описывается законом Кюри–Вейса с эффективным моментом  $\mu_{\text{eff}} \approx 5.52 \mu_B$ , превышающим теоретическое значение  $\mu_{\text{eff}} = 4.84 \mu_B$  ( $\mu_B$  – магнетон Бора). Ферромагнитная температура Кюри, определенная по пику начальной магнитной восприимчивости в нулевом магнитном поле, равна  $T_C = 128 \pm 1$  К и согласуется с результатами нейтронных исследований [13]. Дифференциальная магнитная восприимчивость  $\chi_{\text{ac}}$ , измеренная на частоте 80 Гц, при температурах выше 270 К, не зависит от напряженности магнитного поля, а ниже 270 К она резко уменьшается в области слабых магнитных полей  $H_0 \approx 100$  Э, и остается почти постоянной при более высоких полях (рис.1). Такое поведение  $\chi_{\text{ac}}$  свидетельствует о появлении спонтанной намаг-

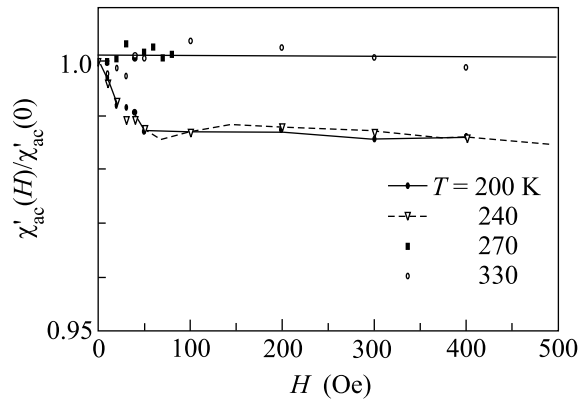


Рис.1. Зависимость относительной низкочастотной магнитной восприимчивости  $\chi_{\text{ac}}(H)/\chi_{\text{ac}}(H=0)$  монокристалла  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  при 200, 240, 270 и 330 К от напряженности магнитного поля. Частота 80 Гц.

ниченности и обычно наблюдается при внедрении магнитных частиц в парамагнитную среду [14].

О повышенном значении  $\mu_{\text{eff}}$  монокристалла  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  в парамагнитной области сообщалось в [15]. На образце  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  мы обнаружили зависимости  $\chi_{\text{ac}}(H)$ , аналогичные приведенным на рис.1, и появление спонтанной намагниченности ниже  $\approx 290-300$  К.

По измерениям термоЭДС, монокристалл  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  является полупроводником  $p$ -типа. Температурная зависимость термоЭДС (кривая  $S$  рис.2) может быть описана активационным

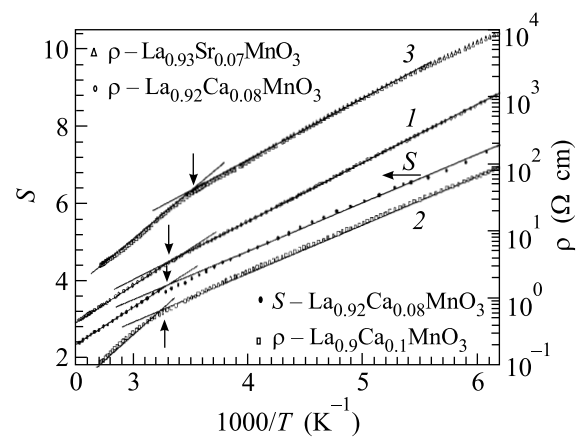


Рис.2. Температурные зависимости термоЭДС (в единицах  $k/e$ ) монокристалла  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  ( $S$ ), электросопротивления монокристаллов  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  (1),  $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$  (2) и  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  (3). Для наглядности значения электросопротивления  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  увеличены в 10 раз (кривая 3)

Энергии активации электросопротивления  $\Delta E_\rho$ , термоЭДС  $\Delta E_S$ , прыжка  $W_1$ , температурный коэффициент энергии активации проводимости  $\gamma$  и значения минимальной металлической проводимости  $\sigma^0$  и  $\sigma_{\min}$  монокристалла  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$

$T$ , К	$\Delta E_\rho$ , мэВ	$\Delta E_S$ , мэВ	$W_1$ , мэВ	$\gamma$ , мэВ/К	$\sigma^0$ , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\sigma_{\min}$ , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
$400 > T > 300$	223	162	61	0.30	1350	45
$270 > T > 165$	170	113	57	0.12	200	50
$130 > T > 90$	167	—	—	—	180	—

выражением, характерным для полупроводников [16]:

$$S = k/e(\Delta E_S/kT + S_0), \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $k$  – постоянная Больцмана. Вблизи  $T \approx 280\text{--}300$  К, ниже которой появляется спонтанная намагниченность (рис.1), энергия активации термоЭДС  $\Delta E_S$  и коэффициент  $S_0$ , обычно характеризующий процессы рассеяния носителей заряда, испытывают скачок:  $\Delta E_S$  – от 162 до 113 мэВ, а  $S_0$  – от  $-2.4$  до  $-0.4$ . Отметим, что неприсущие для полупроводников отрицательные значения  $S_0 \approx -0.5$  в манганитах лантана наблюдались и ранее [17.]

Температурная зависимость электросопротивления  $\rho$  монокристалла  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}$  имеет активационный характер и в широкой области изменения  $\rho$  более чем на 7 порядков (часть результатов показана на кривой 1 рис.2) хорошо описывается выражением

$$\begin{aligned} \rho(T) &= (1/\sigma^0) \cdot \exp(\Delta E_\rho/kT) = \\ &= (1/\sigma^0) \cdot \exp[(\Delta E_S + W_1)/kT], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $W_1$  – энергия активации прыжка. С понижением температуры в той же области температур  $T = 270\text{--}300$  К (точки перегиба  $\rho$  и  $S$  на рис.2 отмечены вертикальными стрелками) энергия активации электросопротивления  $\Delta E_\rho$  и экстраполированное к  $1/T \rightarrow 0$  предэкспоненциальное значение электропроводности  $\sigma^0$  претерпевают скачок:  $\Delta E_\rho$  – от 223 до 170 мэВ, а  $\sigma^0$  – от 1350 до  $200 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , а энергия активации прыжка  $W_1$  меняется незначительно (см. таблицу). Ниже  $T_N = 122$  К значения  $\Delta E_\rho$  и  $\sigma^0$  слабо меняются. Наблюдается небольшой провал  $\rho$  на экспоненциальной зависимости  $\rho(1/T)$  в области  $T = T_C \pm 5$  К. Ниже  $T \approx 270$  К значения  $\Delta E_\rho$  монокристаллов  $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  также резко уменьшаются (кривые 2 и 3 рис.2).

Магнетосопротивление  $MR_H \equiv [\rho(H) - \rho(H = 0)]/\rho(H)$  монокристалла  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  на постоянном токе (кривая 1 рис.3) мало при комнатной температуре,  $MR_H = -0;12\%$  при  $H = 1.7$  кЭ и  $MR_H \sim H^2$ . Оно резко возрастает ниже  $T \approx 270$  К до значений  $MR_H \approx -(2.0 \pm 0.5)\%$  в области температур 250–170 К. Ниже 170 К  $|MR_H|$  увеличивается до  $MR_H \approx -10\%$  около 100 К и имеет резкий провал

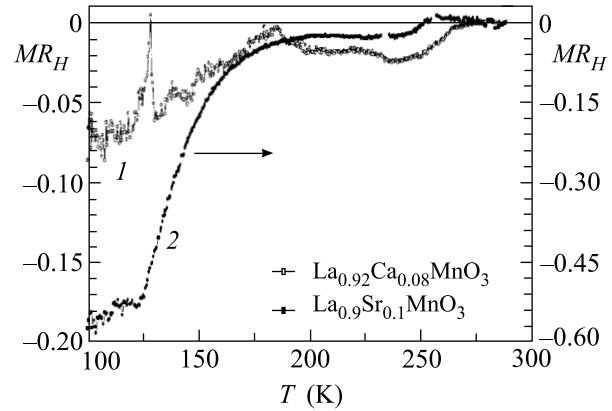


Рис.3. Температурная зависимость магнетосопротивления монокристаллов  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  (1 – левая ось) и  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  (2 – правая ось)

в узкой области температур  $\pm 5$  К с минимумом при  $T \approx 128$  К =  $T_C$ . Почти такая же температурная зависимость магнетосопротивления с ростом  $MR$  ниже 260 К, но без провала около  $T_C$ , обнаружена (кривая 2 рис.3) и в монокристалле  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  [18].

**Обсуждение.** Малую проводимость образцов при концентрации акцепторов меньше порога протекания  $x < x_c \approx 0.16$  можно объяснить тем, что носители заряда захватываются либо в локализованные состояния в хвостах валентной зоны, либо локализуются на ионе  $\text{Mn}^{4+}$  с образованием поляронов. Оба механизма в некоторой области температур могут давать активационное поведение электросопротивления и термоЭДС с разными значениями энергии активации, описываемые выражениями (1) и (2) [16].

Отрицательное значение  $S_0$  при активационном поведении электросопротивления и термоЭДС от температуры показывает, что энергия активации  $\Delta E_S = E_F - E_V$  является линейной функцией температуры [16] (например, вследствие изменения параметра решетки [19]):

$$\Delta E_S(T) = E_F - E_V = \Delta E_S - \gamma T, \quad (3)$$

где  $E_F$  и  $E_V$  – энергии уровня Ферми и дна валентной зоны,  $\gamma$  – температурный коэффициент энергии активации проводимости. Вследствие этого экспериментально определенные значения минимальной

металлической проводимости  $\sigma_{\min}$  оказываются завышенными на величину  $\exp(\gamma/k)$ , а значения  $S_0$  ( $S_0 \approx 1$  для неупорядоченной среды [16]) – заниженными:  $S_0 = -\gamma/k + 1$ . Из таблицы видно, что значение  $\gamma$  претерпевает скачок около 270 К, а значение  $\sigma_{\min} = \sigma^0/\exp(\gamma/k)$  остается практически постоянным. Можно ожидать, что скачок  $\gamma$  соответствует изменению коэффициента теплового расширения в области  $T \approx 270$  К.

Для механизма проводимости в хвостах валентной зоны значение  $W_1$  обычно убывает с уменьшением температуры, а типичные значения  $\sigma_{\min} \leq 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  [16]. Таким образом, независимость  $W_1$  и  $\sigma_{\min}$  от температуры, величины  $\sigma_{\min} \approx 50 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , активационное поведение электросопротивления и термоЭДС свидетельствуют о прыжковой поляронной проводимости монокристаллов  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  в области температур 400–150 К.

В манганитах поляроны в парамагнитной области могут образоваться вследствие сильной электрон-фононной связи, происходящей от ян-теллеровского искажения решетки [2]. А взаимодействие носителя заряда с магнитными моментами понижает энергию при параллельной ориентации их моментов, создавая вокруг носителя заряда “ферромагнитную” область – магнитный полярон. Такие автолокализованные состояния могут создаваться как в антиферромагнитном [20], так и в парамагнитном состоянии [10, 21–23]. Вследствие этого эффективный момент парамагнитной восприимчивости становится выше, чем соответствующий момент ионов  $\text{Mn}^{+3}$  и  $\text{Mn}^{+4}$  [3]:

$$S_{\text{eff}}^2 = x(S_1 + PS_2)(S_1 + PS_2 + 1) + (1 - x - Px)S_2(S_2 + 1), \quad (4)$$

где  $x$  – концентрация спинов с моментом  $S_1$ ,  $P$  – число поляризованных спинов с моментом  $S_2$ .

Повышенное значение  $\mu_{\text{eff}} = 5.52 \mu_B$  означает, что при  $T \approx 300$ – $350$  К один электрон на  $\text{Mn}^{+4}$  поляризует  $\approx 2$  иона  $\text{Mn}^{+3}$  ( $P = 2.13$ ) из 6 ионов  $\text{Mn}^{+3}$  в его ближайшем окружении. Так как все ионы  $\text{Mn}^{+3}$  эквивалентны, то поляризованное состояние, очевидно, размазано между ними, образуя молекулу с моментом  $\approx 10$ – $12 \mu_B$  и с радиусом полярона  $R_{\text{pol}} = R_{\text{Mn-Mn}} = 1 \text{ \AA} \approx 4 \text{ \AA}$  ( $a$  – параметр решетки). Оценки [3] для манганитов также дают поляризацию только 2–3 ионов  $\text{Mn}^{+3}$  при комнатной температуре. Увеличение размера “термических” ферронов с понижением температуры из-за слабой зависимости от температуры,  $R_{\text{pol}} \sim T^{-1/5}$  [10, 22, 23], не может объяснить возникновение ферромагнитных кластеров около 270 К (рис.1).

Но в этих оценках не учитывались ян-теллеровский характер ионов  $\text{Mn}^{+3}$  и сильное взаимодействие электронной и решеточной подсистем в манганитах. Известно, что появление магнитных поляронов вызывает значительные упругие напряжения в решетке. Об этом свидетельствуют резкие изменения коэффициентов объемного [6] и линейного расширения манганитов [24] при переходе из ферромагнитного в магнитно-поляронное состояния. Полагаем, что в случае малого легирования ( $x < x_c = 1/3$ ) эти напряжения могут быть уменьшены при температуре  $T \approx 250$ – $300$  К, приблизительно равной  $T_C$  проводящих манганитов с  $x \approx 0.2 \div 0.3$  при объединении малых магнитных поляронов в более крупные проводящие кластеры с ферромагнитным упорядочением в них. Это должно сопровождаться изменением коэффициента линейного расширения. Изменение постоянной решетки вызывает изменение энергии активации проводимости  $\Delta E_S$  и ее температурного коэффициента  $\gamma$  (см. таблицу).

Изменения размера кластеров видны из значений  $\Delta E_S$ . Концентрация дырок в образце с малыми поляронами определяется известными выражениями для примесных слабо компенсированных полупроводников, содержащих акцепторы и доноры [25]:

$$p \sim T^{3/2} \exp(-\Delta E_S/kT), \quad \Delta E_S = E_{\text{pol}}. \quad (5)$$

Энергия ионизации полярона  $E_{\text{pol}}$  состоит из кулоновской энергии поляризации [16, 25]

$$W_p \approx e^2/2\epsilon'_p R_{\text{pol}} \quad (6)$$

и магнитной части потенциального барьера между ферромагнитной каплей и парамагнитной матрицей манганита. Оценки  $W_p \approx 200$  мэВ при эффективной диэлектрической проницаемости [16, 25]  $\epsilon'_p = 10$  и радиусе полярона  $R_{\text{pol}} = 4 \text{ \AA}$  согласуются с наблюдаемым значением  $\Delta E_S$ . Объединение поляронов в ферромагнитный кластер увеличивает магнитную и уменьшает кулоновскую части энергии ионизации. Уменьшение  $\approx 1.5$  раза энергии активации  $\Delta E_S$  ниже 270 К (см. таблицу) соответствует увеличению  $R_{\text{pol}}$  до 1.5а и объединению (в сферической модели) по крайней мере  $n_{\text{pol}}^{kl} = 4\pi/3(1.5)^3 \approx 12$  – 14 поляронов в кластер с диаметром  $\approx 10$ – $12 \text{ \AA}$ . Учет магнитного вклада  $E_{\text{pol}}$  может только увеличить число поляронов в кластере.

Энергия активации прыжков  $W_1$ , характеризующая подвижность носителей заряда  $\mu \sim 1/T \exp(-W_1/kT)$ , определяется кулоновской энергией [10, 16, 25] и должна была бы уменьшаться

при возникновении кластеров. Но она (см. таблицу) слабо меняется с температурой. Согласно [16, 25],  $W_1 = 1/2W_p(1 - R_{\text{пол}}/R_{\text{нор}})$  и зависит от расстояния перескока между поляронами  $R_{\text{нор}}$  из-за перекрытия волновых функций ям. При  $T > 270$  К  $R_{\text{нор}} = a(x)^{-1/3} \approx 2.3a$  для  $x = 0.08$  и  $W_1 \approx W_p/3$ . Превращение поляронов в кластеры приводит к их отталкиванию, увеличению расстояния между ними и к изменению  $W_1$  до  $W_p/2$ . Этими процессами можно объяснить слабое изменение  $W_1$  ниже 250 К при превращении поляронов в кластер в монокристалле  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$ . Из таблицы видно, что здесь  $W_1 \approx \Delta E_S/2$ .

Исследования магнетосопротивления также подтверждают магнитно-кластерную природу электро-сопротивления этих образцов. Источником магнетосопротивления в фазово расслоенных манганитах является изменение  $R_{\text{пол}}$  и соответственно кулоновской энергии  $W$  в магнитном поле [10]. При температурах  $T > 270$  К намагничивание поляронов идет за счет подворачивания магнитных моментов  $\text{Mn}^{+3}$  и до очень высоких магнитных полей размер полярона не будет зависеть от магнитного поля,  $R_{\text{пол}}(H) = 1a$  и  $MR_{\text{пол}} = 0$ . Магнетосопротивление  $MR \sim H^2 \approx 10^{-3}$  при 297 К связано уменьшением рассеяния на магнитных неоднородностях.

Для оценок MR кластеров можно воспользоваться результатами вычислений  $R_{\text{пол}}(H)$  и  $MR_H = 1 - \exp(W_p b H / 2kT)$  [10, 23]. В антиферромагнитном состоянии  $b \equiv b^{AF} = gS\mu_B / 5I_{ff}Sz$  [23], а в парамагнитном состоянии при  $T > T_N$  из [22, 23] следует  $b \equiv b^{PM} = gS\mu_B / 5kT \ln(2S + 1)$ , где  $g = 2$  – гиромагнитное отношение,  $I_{ff}$  – антиферромагнитный обмен между локальными спинами на соседних узлах,  $z$  – число ближайших соседей. Тогда для антиферромагнитной и парамагнитной областей магнетосопротивление (для малых  $MR$ ) равно:

$$MR_H^{AF} = 1 - \exp(W_p b^{AF} H / 2kT) \sim H/T, \quad (7)$$

$$MR_H^{PM} = 1 - \exp(W_p b^{PM} H / 2kT) \sim H/T^2. \quad (8)$$

Анализ результатов исследований  $MR(H)$  монокристалла  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  [18] показывает, что  $MR_H \sim H$  при  $T < T_C = 128$  К,  $MR_H \sim H^2$  вблизи  $T_C$ . В нашей модели подвижность и концентрация дырок определяются кулоновской энергией. Это согласуется с выводом [18], что в  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$  магнетосопротивление обусловлено изменением как подвижности, так и концентрации дырок. Поэтому при оценке  $MR_H$  в выражениях (7) и (8) значение  $W_p/2$  надо заменить на экспериментальное значение  $\Delta E_\rho$ .

Оценки для  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}$  дают  $MR_H^{PM} \approx 2-3\%$  и  $MR_H^{AF} \approx 15$  и 35% при  $I_{ff} \approx I_2 = -0.3$  мэВ [12, 13].

Кластерами можно объяснить и отсутствие магнетосопротивления (резкий провал  $MR$ ) при  $T_C$  в  $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$  (рис.3). В этом образце  $T_C = 128$  К  $> T_N = 122$  К [13]. В этой узкой области температур существования ферромагнитного состояния магнитная часть потенциального барьера между кластером и матрицей исчезает, электросопротивление при  $T \approx T_C$  немного уменьшается, а радиус кластера  $R_{kl}$  не зависит от магнитного поля и  $MR \approx 0$ .

Таким образом, зародыши проводящих ферромагнитных манганитов существуют вблизи комнатных температур и в слаболегированных манганитах и являются источником магнетосопротивления в них. Особенности изменения электро- и магнетосопротивления слаболегированных манганитов от температуры, напряженности магнитного поля и оценки согласуются с моделью разделения фаз [3].

В заключение отметим, что модель объясняет малую концентрацию магнитных капель,  $\approx 25$  раз меньшую, чем концентрация акцепторов [11], и увеличение размера кластеров в магнитном поле при уменьшении их числа [6], полученные из нейтронных исследований. В предлагаемой модели концентрация кластеров,  $N_{kl} = N_{\text{пол}}/n_{\text{пол}}^{kl}$ , меньше числа поляронов  $N_{\text{пол}} = xa^{-3}$ , где  $n_{\text{пол}}^{kl} = 4\pi/3(R_{\text{пол}}/a)^3$  – число поляронов в кластере. Из  $R_{\text{пол}} \approx 2a$  для  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  [7] или объема 2D кластеров  $\text{La}_{0.94}\text{Sr}_{0.06}\text{MnO}_3$  [11] следует, что  $n_{\text{пол}}^{kl} \approx 30$  и концентрация кластеров в  $\approx 30$  раз меньше концентрации акцепторов.

Авторы благодарны М. Аньон (M. Hennion) за плодотворное сотрудничество.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты # 02-02-16429 и # 01-02-96403) и контрактом Министерства науки и технологии # 40.012.1.1.1153.

1. Э. Л. Нараев УФН **166**, 833 (1996).
2. A. J. Millis, P. B. Littlewood, and B. I. Shraiman, Phys. Rev. Lett. **74**, 5144 (1995).
3. C. M. Varma, Phys. Rev. **54B**, 10 7328 (1996).
4. L. Sheng, D. Y. Xing, D. N. Sheng, and C. S. Ting, Phys. Rev. Lett. **79**, 1710 (1997); Phys. Rev. **79B**, R7053 (1997).
5. R. M. Kusters, J. Singleton, D. A. Keen et al., Physica **B155**, 362 (1989).
6. J. M. De Teresa, M. R. Ibarra, P. A. Algarabel et al., Nature **386**, 256 (1997).
7. M. Hennion, F. Mussa, G. Biotteau et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1957 (1998).

8. A. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, *Science* **283**, 2034 (1999).
9. Ю. А. Изюмов, Ю. И. Скрябин, *УФН* **171**, 121 (2001).
10. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, *УФН* **171**, 577 (2001).
11. M. Hennen, F. Mussa, G. Biotteau et al., *Phys. Rev.* **B61**, 9513 (2000).
12. G. Biotteau, M. Hennen, F. Mussa et al., *Phys. Rev.* **B64**, 104421 (2001).
13. F. Mussa, M. Hennen, G. Biotteau et al., *Phys. Rev.* **B60**, 12299 (1999).
14. C. P. Bean and J. D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **30S**, 120 (1959).
15. Н. Н. Лошкарева, А. В. Королев, Т. И. Арбузова и др. *ФТТ* **44**, 1827 (2002).
16. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Перев. с английского, М.: Мир, 1982.
17. M. Jaime, M. B. Salamon, K. Pettit et al., *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1576 (1996); G. Zhao et al., *Phys. Rev.* **B62**, R11949 (2001).
18. Н. И. Солин, С. В. Наумов, *ФТТ* **45**, 460 (2003).
19. H. Y. Fan, *Phys. Rev.* **78**, 808 (1950).
20. Э. Л. Нагаев, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 484 (1967).
21. М. А. Кривоглаз, *УФН* **111**, 617 (1973).
22. T. Kasuya and A. Yanase, *Solid State Commun.* **8**, 1543 (1970).
23. А. О. Сбойчаков, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель и др. *ЖЭТФ* **122**, 869 (2002).
24. Л. И. Королева, Р. В. Демин, А. М. Балбашов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 449 (1997).
25. I. G. Austin and N. F. Mott, *Adv. Phys.* **18**, 41 (1969).