

Закон проводимости Эфроса – Шкловского и локализованные состояния в слабелегированных манганитах лантана

Н. И. Солин¹⁾

Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620041 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 20 мая 2010 г.

Показано существование в слабелегированных манганитах лантана кластеров при температурах, примерно в 2 раза превышающих их температуру Кюри T_C . Электросопротивление в слабелегированных манганитах лантана описывается законом Эфроса – Шкловского. Определенные из магнитотранспортных свойств закономерности изменения размера кластеров от температуры и напряженности магнитного поля хорошо описываются в модели фазового расслоения на металлические капли малого радиуса в диэлектрической парамагнитной и антиферромагнитной матрицах. Результаты согласуются с существованием фазы Гриффитса.

Фазовое расслоение – сосуществование ферромагнитных металлических кластеров в непроводящей матрице – является одним из фундаментальных аспектов понимания природы колоссального магнитосопротивления в манганитах $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$, где А – двухвалентный щелочной металл [1–3]. Неизовалентное легирование, кроме появления ионов Mn^{+4} , ферромагнитной связи, металлического состояния, приводит к структурным искажениям кислородного октаэдра как следствие несоответствия размеров трех и двухвалентных А-катионов. Введение в систему искажений или замороженного беспорядка (quenched disorder) приводит к *собственным* неоднородностям, присущим и совершенным кристаллам, и к локализации носителей с образованием ферромагнитных кластеров в антиферромагнитной матрице [2–4]. Эксперименты подтверждают существование магнитных кластеров при низких температурах [5–7].

Модель фазового расслоения [1] допускает образование автолокализованных состояний электронов проводимости типа ферромагнитных капель (магнитных флуктуаций малого радиуса или “температурных” ферронов [8]) выше T_C . Такая возможность активно обсуждалась в 70-е годы прошлого века [9]. Вопрос о существовании кластеров в манганитах в парамагнитном состоянии в настоящее время остается открытым [3]. Предсказывается [3, 4] существование в манганитах температуры $T^* \gg T_C$ (аналога температуры Гриффитса [10]), при которой возникают кластеры. В разбавленном ферромагнетике, T_C которого зависит от разбавления, имеется вероятность образования ферромагнитных кластеров при температуре T^* , равной T_C неразбавленного ферро-

магнетика [10]. Модель Гриффитса используется для объяснения магнитных свойств многих разбавленных соединений, в том числе и манганитов [11].

Существование фазового расслоения в манганитах при $T > T_C$ может быть установлено экспериментальными и теоретическими исследованиями влияния кластеров на их электрические свойства. Известны способы описания магнитно-неоднородных манганитов [8, 12, 13]. Однако к настоящему времени нет количественной теории электропроводности фазово-разделенных сред и отсутствуют более или менее простые формулы для описания электрических свойств фазово-разделенных систем [3]. Выяснением механизмов электро- и магнетосопротивления манганитов, эволюции их с изменением легирования, сравнением результатов эксперимента с выводами кластерной модели может быть достигнут прогресс в понимании природы фазового расслоения и влияния его на электрические явления и природу колоссального магнетосопротивления в манганитах. Развитию этой проблемы посвящена настоящая работа.

Образцы. Исследования проведены на монокристаллах $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$; ²⁾ $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$; ²⁾ и $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$; ³⁾ на которых нейтронными методами показано существование анизотропных магнитных нанокластеров при гелиевых температурах [5, 7]. Электрические, магнитные и решеточные свойства слабелегированных манганитов были объяснены в предположении существования суперпарамагнитных кластеров ниже $T \approx 275\text{--}300\text{ K}$, в 2–3 раза превышающих T_C образцов [14, 15]. В

²⁾ Выращен Л.Пинсард (L.Pinsard) и др. [5] в лаборатории химии твердого тела Парижского университета.

³⁾ Выращен А.М.Балбашовым в Московском энергетическом институте.

¹⁾ e-mail: solin@imp.uran.ru

Ферромагнитная, антиферромагнитная и парамагнитная температуры Кюри (T_C , T_{CA} , и Θ), температура активации прыжка T_0 , температуры структурных переходов ($T_{OO'}$, T_{ST}), размер локализованных R_{kl} состояний исследованных образцов и их обозначения. Образцы, выращенные в атмосфере аргона, воздуха или измеренные вдоль разных кристаллографических направлений, отмечены индексами ar , air , b , c

Образец	Обозначение	T_C , (T_{CA}), К	Θ , К	$T_{OO'}$, (T_{ST}), К	T_0 , 10^3 К	R_{kl} , Å
$La_{0.9}Ca_{0.1}MnO_3$	1	138, (112)	161	500	60.5 при $300 > T > T_C$ 34 при $T < T_{CA}$	7.71 13.7
$La_{0.93}Sr_{0.07}MnO_3$	2^{ar}	122	155	465	73.7	6.33
$La_{0.93}Sr_{0.07}MnO_3$	3^{ar}	122	155	465	83.7	5.57
$La_{0.93}Sr_{0.07}MnO_3$	4^{air}	127	-	-	94.5	4.94
$La_{0.92}Ca_{0.08}MnO_3$	5	126, (122)		570, (175)	88, $T > 175$ К; 199, $T < 175$ К	4.30 2.31
$La_{0.93}Ce_{0.07}MnO_3$	6^{ar}	132	76	≈ 600	210	2.20
$La_{0.93}Ce_{0.07}MnO_3$	7^{ar}	131	76	≈ 600	260	1.80
$La_{0.9}Ce_{0.1}MnO_3$	8	130		-	215	2.17

работе обсуждаются в основном результаты исследований хорошо аттестованного монокристалла $La_{0.9}Ca_{0.1}MnO_3$ [5, 16, 17]. Это соединение имеет $T_C = 138$ К, переходит в скошенное антиферромагнитное состояние при $T_{CA} = 112$ К с углом скоса $61.5 \pm 5^\circ$, с ферромагнитным обменом в слое $J_1 = 1$ мэВ, с антиферромагнитным обменом между слоями $J_2 = -0.28$ мэВ и претерпевает структурный переход при $T_{OO'} \approx 500$ К. Измерения электросопротивления проведены стандартным 4-контактным методом в магнитном поле до 9 Тл в интервале температур 60–400 К.

На рис.1 приведены температурные зависимости электросопротивления нескольких монокристал-

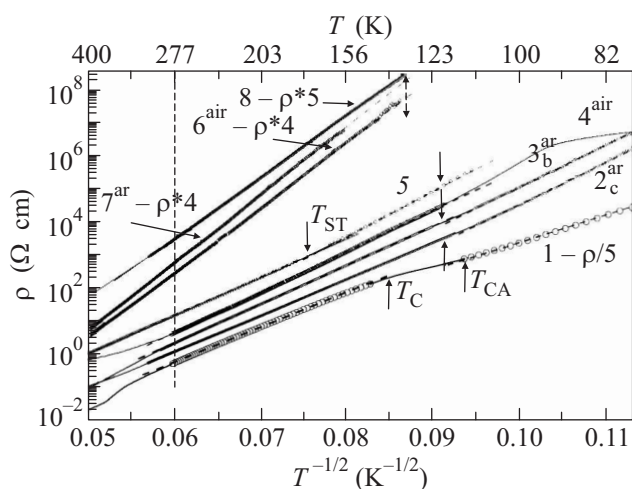


Рис.1. Температурные зависимости электросопротивления монокристаллов манганитов. Обозначения образцов приведены в таблице. Для наглядности изображения значения ρ некоторых образцов умножены на постоянную величину

лов $La_{1-x}A_xMnO_3$ ($A \equiv Ca, Ce, Sr, x = 0, 0.07 \div 0.1$), магнитные и электрические свойства были исследованы ранее [14, 15, 18, 19]. Обозначения и некоторые параметры исследованных монокристаллов приведены в таблице. Температурная зависимость электросопротивления монокристаллов имела активационный характер $\rho \sim \exp(\Delta E_p/k_D T)$ и описывалась с зависящей от температуры энергией активации ΔE_p . Видно, что в широкой области температур и электросопротивления температурная зависимость электросопротивления описывается (обозначены символами) законом Эфроса – Шкловского (ES) [20, 21]: $\lg \rho \sim T^{-1/2}$. В компенсированных образцах 6–8 (ионы церия Ce^{+4} являются донором [18]) линейная зависимость $\lg \rho \sim T^{-1/2}$ начинает выполняться с самых высоких ($T = 400$ К) температур. В образцах 1–4 линейная зависимость $\lg \rho \sim T^{-1/2}$ выполняется в двух областях температур: при $T^* \approx 300 \pm 30 > T > T_C$ и при $T_2 < T_C$. Значение T^* близко к T_C проводящих манганитов с $x = 0.2-0.3$. Для $La_{0.9}Ca_{0.1}MnO_3$ значение T_2 совпадает с температурой установления скошенного антиферромагнитного состояния $T_{CA} = 112$ К. В $La_{0.92}Ca_{0.08}MnO_3$ (5) изменение линейной зависимости $\lg \rho \sim T^{-1/2}$ происходит вблизи температуры структурного перехода $T_{ST} = 175$ К [17].

Линейная зависимость $\lg \rho \sim T^{-1/2}$ наблюдалась в гранулярных композитах [22], которые являются в определенном смысле аналогами фазово-расслоенных систем, и обнаружена в манганитах и кобальтитах [23, 24]. Если объем металлической фракции большой, гранулы (капли) касаются друг друга и проводимость металлическая. При малом объеме в гранулярных композитах, как и в магнитно-неоднородных манганитах, проводимость обусловлена туннелированием (прыжками) носителей между металлическими

частицами, разделенных диэлектриком толщиной s . Линейная зависимость $\lg \rho \sim T^{-1/2}$ в гранулярных металлах объясняется [25] туннелированием носителей с изменяющимся от температуры расстоянием между кластерами.

Линейная зависимость $\lg \rho \sim T^{-1/2}$ наблюдается в компенсированных полупроводниках при низких температурах [20]. Результаты интерпретировались как проводимость с переменной длиной прыжка между локализованными состояниями в присутствии так называемой щели Эфроса–Шкловского в плотности состояний вблизи уровня Ферми. Вычисления [26] показывают, что в манганитах в присутствии некоторого немагнитного беспорядка плотность состояний вблизи уровня Ферми конечна и может иметь параболическую форму, что должно приводить к закону проводимости Эфроса Шкловского [20, 21]:

$$\rho(T) = \rho_1^* \exp[(T_0/T)^{1/2}], \quad (1)$$

где $T_0 = 2.8e^2/4\pi^*k_B^*\varepsilon^*R_{kl}$, e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, ε – диэлектрическая проницаемость, R_{kl} – размер локализованного состояния (кластера), ρ_1^* – слабо зависит от T и R_{kl} . Такой вид проводимости объясняется прыжками между спиновыми поляронами, локализованными электрон-электронным взаимодействием в неупорядоченной среде и возникновением щели Эфроса–Шкловского. Значения T_0 качественно характеризуют изменения R_{kl} с изменением легирования, компенсации, температуры, напряженности магнитного поля. В частности, для $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ значения R_{kl} увеличиваются примерно в 2 раза при переходе в ферромагнитную область (см. таблицу). Значения R_{kl} , оцененные из электрических и магнитных измерений [14], близки друг другу.

На рис.2 приведены температурные зависимости электросопротивления монокристаллов $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ в магнитном поле $H = 0, 3, 6$ и 9 Тл. Для сравнения результатов работы с выводами теории удобнее применять величину относительного магнитосопротивления $MR_H \equiv \rho(H=0)/\rho(H)$. Наибольшее значение магнитосопротивления обнаружено в монокристаллах $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ (вставка на рис.2). Магнитосопротивление растет с увеличением напряженности магнитного поля и при понижении температуры. Такой характер магнитосопротивления предсказывался в работах [13]. Вблизи T_C на зависимости $MR_H(T)$ наблюдается небольшой пик МС. В магнитном поле закон ES не выполняется в парамагнитном состоянии и выполняется в ферромагнитном состоянии. Это свидетельст-

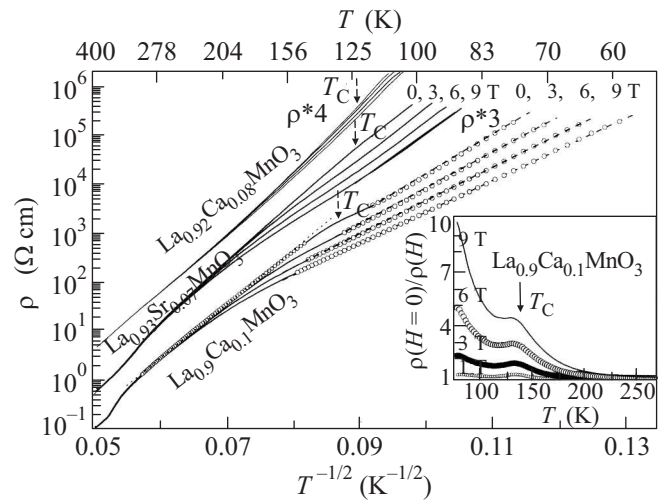


Рис.2. Температурные зависимости электросопротивления монокристаллов $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.92}\text{Ca}_{0.08}\text{MnO}_3$ в магнитном поле 0, 3, 6 и 9 Тл. Для $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ символами отмечена область температур, где выполняется линейная зависимость $\text{Log} \rho \sim T^{-1/2}$. Для ясности изображения значения ρ некоторых образцов умножены на постоянную величину. Стрелками отмечены T_C образцов. На вставке приведены температурные зависимости магнитосопротивления $MR_H = \rho(H=0)/\rho(H)$ монокристалла $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ при $H = 1, 3, 6$ и 9 Тл

вует о сильной температурной зависимости R_{kl} от напряженности магнитного поля в парамагнитном состоянии, в согласии с теоретическими представлениями (см. ниже выражения (4) и (5)).

Магнитосопротивление в фазово-разделенных системах определяется размерами кластеров [26]: уменьшение беспорядка спинов в магнитном поле приводит к увеличению R_{kl} и уменьшению электросопротивления ρ . Выполнение закона ES позволяет определить закономерности изменений размера локализованных состояний в магнитном поле. Из закона ES следует, что относительное изменение размера локализованных состояний (магнитных кластеров) $\Delta R_{kl}/R_{kl}^0$ может быть оценено по изменению электросопротивления $MR_H \equiv \rho(H=0)/\rho(H)$ в магнитном поле:

$$\begin{aligned} \Delta R_{kl}/R_{kl}^0 &\equiv \\ &\equiv [R_{kl}(T, H) - R_{kl}(T, H=0)]/R_{kl}(T, H=0) = \\ &= 1 - 1/[1 - (T/T_0)^{1/2} * \text{Ln} MR_H]^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Минимизация свободной энергии ΔF при образовании металлических кластеров (“температурных” ферронов) [8] в парамагнитной диэлектрической мат-

рице дает следующее выражение для размера кластера в магнитном поле:

$$\Delta R_{kl}/R_{kl}^0 = MH/5k_B T n \text{Ln}(2S + 1). \quad (3)$$

Здесь $R_{kl}(T, H = 0) \equiv R_{kl}^0 = a[t\pi/2k_B T \text{Ln}(2S + 1)]^{1/5}$ [8], t – интеграл переноса, S – спин магнитного иона, a – период решетки, n – плотность носителей тока (или концентрация легирующего двухвалентного металла).

Полагаем, что при $T \gg \theta$ выполняется закон Кюри – Вейса и намагниченность определяется выражением $M = \chi_0 H = CH/(T - \Theta)$, где χ_0 – парамагнитная восприимчивость, C – константа Кюри – Вейса, Θ – парамагнитная температура Кюри [27]. Тогда

$$\begin{aligned} \Delta R_{kl}/R_{kl}^0 &= \chi_0 H^2 / 5k_B T n \text{Ln}(2S + 1) = \\ &= b_{PM} H^2 / [5T(T - \Theta)], \end{aligned} \quad (4)$$

где $b_{PM} = C_0 S(S + 1) d a^3 / [n M_{\text{mol}} \text{Ln}(2S + 1)]$, $C_0 = Ng^2 \mu_B^2 / 3k_B^2$, μ_B – магнетон Бора, N – число Авогадро, g – фактор, M_{mol} и d – молярный вес и плотность соединения. Выражение (4) справедливо при $b_{PM} H^2 \ll 1$. Оценки показывают, что для наших соединений это условие хорошо выполняется для $H \leq 30\text{--}40$ Тл при $T > 200$ К.

В выражении (4) все параметры модели известны, и можно легко проверить соответствие теории эксперименту. На вставках рис.3 представлены поле-

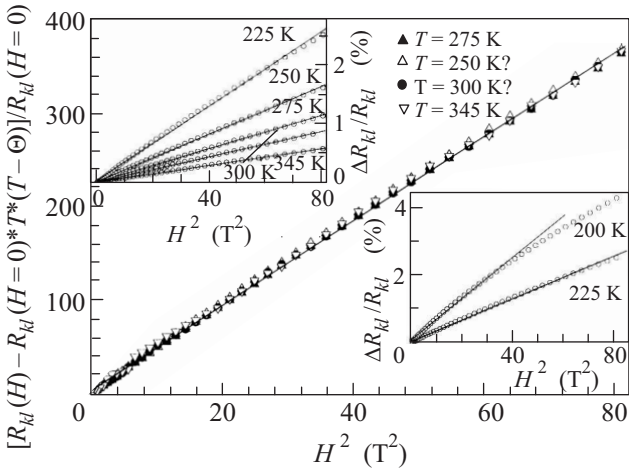


Рис.3. Полевые зависимости $\Delta R_{kl}^* T^*(T - \Theta) / R_{kl}^0$ для $T = 345, 300, 275$ и 250 К. На вставках приведены полевые зависимости $\Delta R_{kl} / R_{kl}$ при 5 значениях температуры

вые зависимости относительного изменения размера кластеров $\Delta R_{kl} / R_{kl}^0$ при 6 фиксированных значениях температур, полученные из измерений ρ и $M R_H$

$\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$. Видно, что $\Delta R_{kl} / R_{kl} \sim H^2$ при $T = 345\text{--}225 \gg \Theta$ и отклоняется от этой зависимости при приближении к $T = \Theta = 161$ К $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$. Значения $\Delta R_{kl}^* T^*(T - \Theta) / R_{kl}^0 \sim H^2$ для $T = 345, 300, 275$ и 250 К (рис.3) при $\Theta = 161$ К укладываются на одну прямую, что подтверждает справедливость выражения (4). Значение $S = 1.90\text{--}1.93$, определенное из наклона прямой (b_{PM}) рис.3 при $g = 2$, $a = 4 \text{ \AA}$, $d = 6 \text{ г/см}^3$, $M_{\text{mol}} = 232 \text{ г}$, $x = 0.1$, близко к экспериментальному значению $S = 1.9$.

Некоторые расхождения линий в малых полях (не заметные на кривых рис.3), могут быть объяснены влиянием полей размагничивания или анизотропии формы кластеров [8] $H_a \approx 1$ Тл. Известно, что кластеры анизотропны при низких температурах [5]. Об анизотропии формы кластеров при $T > T_C$ свидетельствует и обнаруженная в кристаллах $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$ [15] зависимость ρ от направления тока к кристаллографическим осям (кривые 2 и 3 на рис.1).

Следующей проверкой справедливости выражения (4) является определение парамагнитной восприимчивости χ_0 образца из полевых зависимостей $\Delta R_{kl} / R_{kl} \sim H^2$ при постоянной температуре и известных значениях x и S . На вставке рис.4 приведены температурные зависимости χ_0 монокристалла

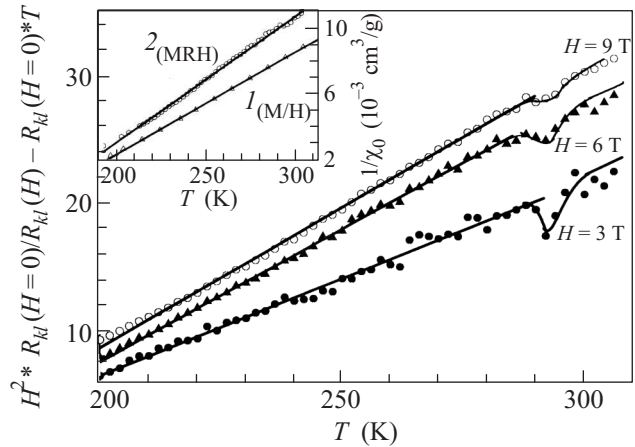


Рис.4. Температурная зависимость $R_{kl}^0 H^2 / \Delta R_{kl} T$ монокристалла $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ при $H = 3, 6$ и 9 Тл. Вставка – температурные зависимости парамагнитной восприимчивости χ_0 , определенные из измерений намагниченности при $H = 1$ Тл ($1_{(M/H)}$) и магнитосопротивления ($2_{(MRH)}$) монокристалла $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$

$\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$, полученные из измерений намагниченности при $H = 1$ Тл ($1_{(M/H)}$) и измерений магнитосопротивления ($2_{(MR)}$), приведенных на вставке рис.2. Абсолютные значения χ_0 различаются на менее 15%, значения $\Theta = 160 \pm 2$ К практически совпа-

дают, значения эффективного момента μ_{ef} различаются примерно на 5%.

На рис.4 приведены температурные зависимости выражения $R_{kl}^0 H^2 / [\Delta R_{kl} T]$ для 3 значений H : 3, 6 и 9 Тл. Наблюдается хорошая линейная зависимость $R_{kl}^0 H^2 / [\Delta R_{kl} T]$ от температуры в соответствии с выражением (4). Видна небольшая аномалия вблизи $T^* \approx 280-290$ К. Зависимость $R_{kl}^0 H^2 / [\Delta R_{kl} T]$ от H может быть исключена также введением поля анизотропии $H_a \approx 1$ Тл.

Результаты, аналогичные приведенным на рис.3 и 4 для $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$, получены и для $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$ с $T^* = 260-270$ К.

Радиус металлического кластера в диэлектрической антиферромагнитной матрице в магнитном поле имеет вид [8, 12]

$$\Delta R_{kl}/R_{kl}^0 = [1/(1-b^{AFM} \cdot H)]^{1/5} - 1 \approx b^{AFM} \cdot H/5 \quad (5)$$

при $b^{AFM} \cdot H \ll 1$, где $R_{kl}^{AFM}(H=0) = a[\pi t/4I_{ff}S^2]^{1/5}$, $b^{AFM} = g\mu_B S/2I_{ff}S^2 n_{drob} z$, I_{ff} – интеграл обменного взаимодействия, z – число ближайших соседей, n_{drob} – концентрация капель (кластеров).

На вставке рис.5 приведены полевые зависимости $\Delta R_{kl}/R_{kl}$ при $73 \text{ К} \leq T < T_{CA} = 112$ К, полученные

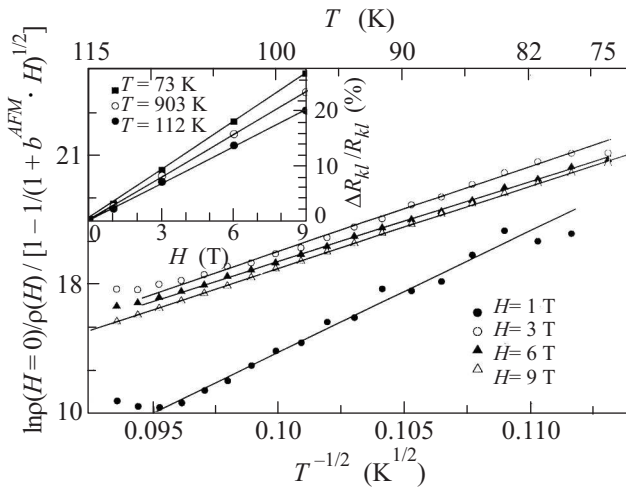


Рис.5. Температурная зависимость приведенного магнитосопротивления $\text{Ln}MR_H/[1 - 1/(1 + b^{AFM} \cdot H)^{1/2}]$ при $H = 1, 3, 6$ и 9 Тл. Вставка – полевые зависимости $\Delta R_{kl}/R_{kl}$ при $73-112$ К

из измерений ρ и MR_H $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ (вставка на рис.2) в предположении выполнения закона ES. Видно (вставка на рис.5), что наблюдается линейная зависимость $\Delta R_{kl}/R_{kl}$ от напряженности магнитного поля при $H > H_a \approx 1$ Тл со слабо зависящими от температуры значениями b^{AFM} . Уменьшение кон-

центрации кластеров $n_{drob} \approx 0.05 < x = 0.1$, оцененные из b^{AFM} $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ при $I_{ff} = 1$ мэВ [17], $z = 6$, согласуется с уменьшением T_0 (с увеличением R_{kl}) примерно в 2 раза при переходе в магнитно упорядоченное состояние (см. таблицу).

Если $\Delta R_{kl}/R_{kl} \sim b^{AFM} \cdot H$, а электросопротивление подчиняется закону Эфроса – Шкловского (1), тогда приведенное магнитосопротивление (зависящее только от T), принимает вид

$$\begin{aligned} \text{Ln}MR_H/[1 - 1/(1 + b^{AFM} \cdot H)^{1/2}] &\approx \\ &\approx 2\text{Ln}MR_H/b^{AFM} \cdot H = (T_0/T)^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Видно на рис.5, что это соотношение хорошо выполняется при $H > 1$ Тл для экспериментально определенных значений b^{AFM} из вставки рис.5. Эти результаты показывают, что существует поле анизотропии $H_a \approx 1$ Тл, выше которого R_{kl} резко увеличивается. Значение $H_a \approx 1$ Тл согласуется с величиной щели в спектре спиновых волн и магнитной анизотропии $H_a = 0.19$ мэВ = 1.6 Тл $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ [5].

В обычных магнитных полупроводниках магнитные поляроны распадаются в непосредственной близости к T_C . В чем причина существования фазового расслоения в манганитах до комнатных температур?

При концентрации акцепторов меньше порога протекания электрон локализуется на ионе Mn^{+3} , образуя Mn^{+4} . Так как все соседние 8 ионов Mn^{+3} эквивалентны, то состояние электрона, очевидно, размазано между всеми ионами Mn , создавая вокруг носителя заряда “ферромагнитную” область – магнитный полярон [26] – элементарную ячейку кластера с размером $R_{kl} = R_{\text{Mn}-\text{Mn}} = 1a \approx 4 \text{ \AA}$, где a – параметр решетки. Вследствие этого электрон оказывается в потенциальной яме кулоновской блокады $E \sim 1/R_{kl}$, а эффективный момент парамагнитной восприимчивости становится выше, чем соответствующий момент ионов Mn^{+3} и Mn^{+4} [26]. Исследования парамагнитной восприимчивости $\text{La}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ [24] говорят о возникновении таких поляронов ниже температуры структурного перехода $T_{O'O''} = 450$ К, то есть при появлении ян-теллеровских искажений. В компенсированных с Ce^{+4} образцах спиновые корреляции сохраняются до 600 К [18], что, по-видимому, признак их высоких значений $T_{O'O''}$.

При $x = 0.07 \div 0.1$ среднее расстояние между акцепторами близко к размеру полярона, в котором локализован электрон, и волновые функции электронов между ближайшими поляронами могут перекрываться, что может способствовать, кроме анизотропии поляронов [5], объединению их в более крупные образования – кластеры. Из-за выигрыша в обменной

энергии и упругих напряжений в решетке магнитные кластеры большого размера могут образоваться путем объединения поляронов малого радиуса и содержать несколько электронов. Вследствие этого ближний порядок в кластере и фазовое расслоение наступают при температуре $T_{ps} \approx 250\text{--}300\text{ K}$, приблизительно равной T_C проводящих манганитов с $x \approx 0.2 \div 0.3$. Такими процессами можно объяснить существование кластеров и, по-видимому, фазы Гриффитса, в слаболегированных манганитах лантана при $T \gg T_C$.

Заключение. В слаболегированных манганитах фазовое расслоение возникает при $T \gg T_C$, электрические свойства описываются в модели металлических капель малого радиуса в диэлектрической парамагнитной и антиферромагнитной матрице.

Работа выполнена в рамках программы научного сотрудничества УрО РАН и ДВО РАН и поддержана Программой ОФН РАН “Физика новых материалов и структур”.

Автор благодарен М. Аньон (M.Hennion) и А.М. Балбашову – за предоставление монокристаллов.

1. Э. Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996); Письма в ЖЭТФ **6**, 484 (1967).
2. Л. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, Science **283**, 2034 (1999).
3. E. Dagotto, New Journal of Physics **7**, 67 (2005).
4. J. Burgy et al., Phys. Rev. Letters **87**, 277202 (2001).
5. M. Hennion, F. Mussa, G. Biotteau et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1957 (1998).
6. P. Л. Algarabel, J. М. De Teresa, J. Blasco et al., Phys. Rev. B **67**, 134402 (2003).
7. С. Ф. Дубинин, В. Е. Архипов, С. Г. Теплоухов и др., ФТТ **43**, 2192 (2003).
8. М. Ю. Коган, К. И. Кугель, УФН **171**, 577 (2001).
9. М. А. Кривоглаз, УФН **106**, 360 (1972); Т. Kasuya, A. Yanase, and Т. Takeda, Solid State Commun. **8**, 1543, 1551 (1970).
10. R. B. Griffiths, Phys. Rev. Letters **23**, 17 (1969).
11. M. B. Salamon, P. Lin, S. H. Chun et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 197203 (2002); C. Magen et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 167201 (2006); S. Huang et al., Phys. Rev. B **73**, 094431 (2006); C. He et al.; Phys. Rev. B **76**, 014401 (2007); J. M. De Teresa et al., Nature **386**, 256 (1997).
12. M. Yu. Kagan et al., J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 9155 (2003).
13. А. О. Сбойчаков, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель и др., ЖЭТФ **122**, 869 (2002); К. И. Кугель, А. Л. Рахманов, А. О. Сбойчаков и др., ЖЭТФ **125**, 648 (2004); A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel et al., Phys. Rev. B **63**, 174424 (2001).
14. Н. И. Солин, ЖЭТФ **128**, 623 (2005).
15. Н. И. Солин, В. А. Казанцев, С. В. Наумов и др., ФТТ **47**, 1826 (2005).
16. M. Hennion, F. Mussa, G. Biotteau et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1957 (1998).
17. F. Mussa, M. Hennion, G. Biotteau et al., Phys. Rev. B **60**, 12299 (1999).
18. Н. Н. Лошкарева, А. В. Королев, Т. И. Арбузова и др., ФТТ **44**, 1827 (2002).
19. Н. Н. Лошкарева, К. Н. Михалев, И. А. Фогель и др., ФММ **95**, 23 (2003).
20. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
21. J. Zhang and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. B **70**, 115317 (2004).
22. P. Sheng, B. Abeles, and Y. Arie, Phys. Rev. Lett. **31**, 44 (1973).
23. А. А. Taskin, А. N. Lavrov, and Yoichi Ando, Phys. Rev. B **71**, 134414 (2005); J. Wu, J. W. Lynn, C. J. Glinka et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 037201 (2005); R. Laiho, K. G. Lisunov, L. Lahderanta et al., J. Phys.: Condens. Matter. **13**, 1233 (2001).
24. Н. И. Солин, С. В. Наумов, Т. И. Арбузова и др., ФТТ **50**, 1831 (2008).
25. J. S. Helman and B. Abeles, Phys. Rev. Lett. **37**, 1429 (1976).
26. С. М. Варма, Phys. Rev. B **54**, 7328 (1996).
27. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.