

Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$

© В.С. Захвалинский, R. Laiho*, К.Г. Лисунов**, Е. Lähderanta***, П.А. Петренко**, Ю.П. Степанов****, В.Н. Стамов**, М.Л. Шубников****, А.В. Хохулин

Белгородский государственный университет,
308015 Белгород, Россия

* Wihuri Physical Laboratory, University of Turku,
FIN-20014 Turku, Finland

** Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
МД-2028 Кишинев, Молдавия

*** Department of Physics, Lappeenranta University of Technology,
FIN-53851 Lappeenranta, Finland

**** Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yustepanov.solid@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 18 июля 2006 г.)

В окончательной редакции 18 сентября 2006 г.)

Исследованы температурные зависимости сопротивления $\rho(T)$ керамических образцов $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ с $\delta = 0.100-0.154$ в температурном интервале $T = 15-350$ К, в магнитных полях $0-10$ Т и под гидростатическим давлением P до 11 кбар. Показано, что в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ выше температуры перехода ферромагнетик-парамагнетик $\rho(T)$ подчиняется закону прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) типа Шкловского-Эфроса: $\rho(T) = \rho_0(T) \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$, где $\rho_0(T) = AT^{9/2}$ (A — константа). Установлено, что плотность $g(\varepsilon)$ локализованных состояний вблизи уровня Ферми содержит кулонову щель Δ и жесткую щель $\gamma(T)$. Величины кулоновой щели принимают значения $\Delta = 0.43, 0.46$ и 0.48 eV, жесткая щель $\gamma(T) \approx \gamma(T_v)(T/T_v)^{1/2}$, где T_v — температура начала ПППДП и $\gamma(T_v) = 0.13, 0.16$ и 0.17 eV для $\delta = 0.100, 0.125$ и 0.154 соответственно. Определен также радиус локализации носителей заряда $a = 1.7, 1.4$ и 1.2 Å для тех же значений δ . Исследовано влияние гидростатического давления на ПППДП в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ с $\delta = 0.154$ и получены зависимости $\Delta(P), \gamma_v(P)$.

Работа финансировалась Вихуревской физической лабораторией университета г. Турку (Финляндия) и поддержана проектом INTAS N 00-728.

PACS: 75.47.Lx, 74.25.Fy, 74.62.Dh, 75.47.Gk, 75.30.Et

1. Введение

$\text{LaMnO}_{3+\delta}$ принадлежит к допированным дырками перовскитам-манганитам с переменной валентностью ($\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{4+}$), обнаруживающим колоссальное магнитосопротивление (КМС) [1]. Их магнитная фазовая диаграмма включает в себя высокотемпературную парамагнитную (ПМ), ферромагнитную (ФМ) области и область спинового стекла [1,2].

Способ допирования дырками $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ отличается от используемого для близких аналогов этого соединения, например $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$. Для последних материалов образование дырок связано с замещением ионов La^{3+} ионами Ca^{2+} в решетке. Поскольку избыточный кислород не может занимать междоузельные позиции в структуре перовскита [3,4], нестехиометрия $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ связана с возникновением катионных вакансий. Концентрация последних $\delta' = (2/3)\delta$ соответствует относительной концентрации дырок (или величине отношения $\text{Mn}^{4+}/\text{Mn}^{3+}$) $c = 2\delta$. Отсутствие атомов Ca приводит к пониженному беспорядку в решетке и более однородному распределению дырок в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ по сравнению с $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ [5].

В соединениях с КМС при температурах выше комнатной наблюдается прыжковая проводимость по ближайшим соседям поляронов малого радиуса (связанных с локальными ян-теллеровскими искажениями решетки), удовлетворяющая закону типа Аррениуса [1]. Ниже комнатных температур прыжковая проводимость сильно зависит от особенностей плотности $g(\varepsilon)$ локализованных состояний (ПЛС) вблизи уровня Ферми μ [6]. В экспериментах по сканирующей туннельной спектроскопии пленок $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$ была обнаружена сложная структура ПЛС вблизи μ , включающая интервал квадратичной зависимости $g(\varepsilon)$ шириной $\Delta \sim 0.5$ eV (мягкая щель) и область $g(\varepsilon) = 0$ шириной $\gamma(T) \sim 0.11$ eV (жесткая щель) [7]. Мягкая щель была объяснена влиянием кулоновского взаимодействия носителей заряда (кулонова щель [8]), жесткая щель — эффектом Яна-Теллера [7].

С понижением температуры носителям заряда энергетически выгоднее совершать прыжки за пределами области ближайших узлов, что приводит к прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) [8,9]. Моттовская проводимость имеет место тогда, когда ПЛС вблизи μ постоянна и конечна [9].

Существование кулоновой щели приводит к другому виду отклонения от закона Аррениуса — ПППДП Шкловского–Эфроса (ШЭ) [8]. Кроме того, жесткая щель также влияет на ПППДП [6]. Детальный анализ сопротивления [6] и термоэдс [10] в $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$ выше температуры Кюри T_C позволил установить величину $\Delta \approx 0.4 \text{ eV}$ и $\gamma(T) \approx \gamma(T_v)(T/T_v)^{1/2}$, где $\gamma(T_v) = 0.16\text{--}0.12 \text{ eV}$ уменьшается с ростом y и характеризуется значениями, близкими к полученным в [7].

В настоящей работе мы исследуем электропроводность и магнитосопротивление образцов $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ с целью получения информации о механизмах проводимости и энергетическом спектре носителей заряда, включая структуру ПЛС вблизи уровня Ферми.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Получение образцов и их характеристика. Керамические образцы $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ с $\delta = 0.100, 0.125$ и 0.154 (обозначенные далее как S100, S125 и S154 соответственно) были получены в рамках обычной твердотельной технологии. Особенности технологии и последующих отжигов в атмосфере Ar, O_2 и на воздухе подробно описаны нами в [5]. В результате рентгенофазового анализа было установлено, что образец S100 имеет кубическую структуру (пространственная группа $Pm\bar{3}m$) с небольшими ромбоэдрическими искажениями, а образцы S125 и S154 — ромбоэдрическую структуру (пространственная группа $R\bar{3}c$). Параметр δ , связанный с концентрацией вакансий La и Mn (δ') и определяющий концентрацию дырок s , установлен при помощи иодометрического титрования [5].

2.2. Температурная зависимость сопротивления. Исследования $\rho(T)$ были проведены четырехзондовым методом в конфигурации поперечного магнитного поля в интервале магнитных полей $B = 0\text{--}10 \text{ T}$. Образцы помещались в гелиевый газообменный сосуд Дюара, где их температура могла изменяться в интервале $4.2\text{--}350 \text{ K}$ с точностью 0.5% . Температурная зависимость сопротивления образцов S100, S125 и S154 приведена на рис. 1 (в том числе и в магнитном поле для одного из образцов). На рис. 1 и 2 светлыми треугольниками отмечены температуры ПМ–ФМ-переходов T_C .

2.3. Анализ и обсуждение зависимостей $\rho(T)$. Анализ сопротивления $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ выше T_C проводился в соответствии с универсальным законом

$$\rho(T) = \rho_0(T) \exp[(T_0/T)^p], \quad (1)$$

где T_0 — характеристическая температура; $p = 1$ для механизма проводимости по ближайшим узлам (в этом случае вместо T_0 обычно вводится энергия активации $E_0 \equiv kT_0$), $p = 1/4$ для ПППДП моттовского типа [9] и $p = 1/2$ в случае ПППДП типа ШЭ [8]. При выполнении условия $\Gamma \equiv [kT(T_0/T)^p a / (2\hbar s)]^2 \gg 1$ предэкспоненциальный множитель в (1) определяется выражением

$$\rho_0(T) = AT^m, \quad (2)$$

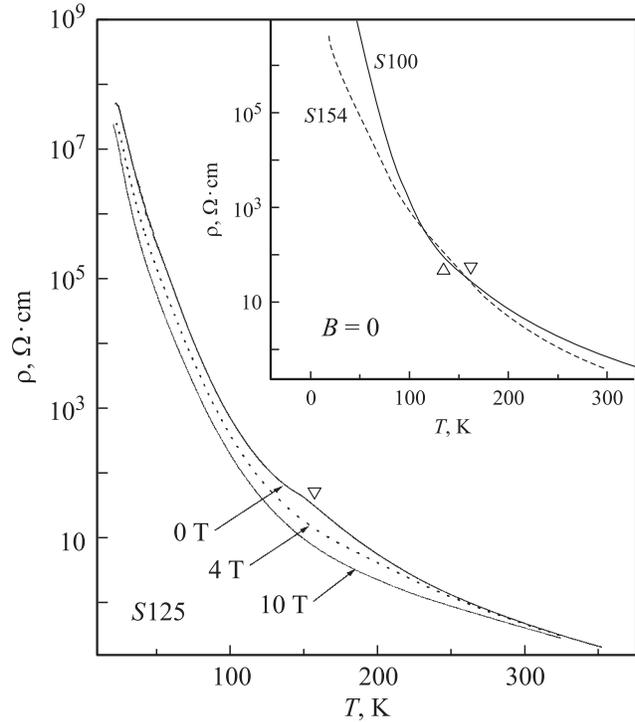


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления образца $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ S125 в магнитных полях $B = 0, 4$ и 10 T и образцов S100 и S154 в нулевом поле (на вставке).

где

$$A = Ca^{11}T_0^{(7+q)p}, \quad (3)$$

a — радиус локализации носителей заряда, s — скорость звука, C — константа [6]. Для механизма ПППДП типа ШЭ $m = 9/2$ или $5/2$, а для моттовской ПППДП $m = 25/4$ или $21/4$, если волновая функция ψ локализованных носителей имеет вид $\psi_1(r) \sim \exp(-r/a)$ при $q = 0$ или $\psi_2(r) \sim r^{-1} \exp(-r/a)$ при $q = 4$ в уравнении (3) соответственно. Волновая функция ψ_2 имеет место, когда флуктуирующий ближкодействующий потенциал, связанный с беспорядком в решетке, оказывает сильное влияние на локализацию носителей заряда [8]. Для (адиабатической) проводимости по ближайшим центрам $m = 1$ для любых ψ, q и Γ [9]. В уравнении (1) $T_0 = T_{0M}$ или T_{0SE} для $p = 1/4$ или $1/2$ соответственно, где

$$T_{0M} = \beta_M / [kg(\mu)a^3], \quad T_{0SE} = \beta_{SE} e^2 / (\kappa ka), \quad (4)$$

κ — диэлектрическая постоянная, $\beta_M = 21$ и $\beta_{SE} = 2.8$ [8]. При наличии жесткой щели $\gamma < \Delta$ ПППДП удовлетворяет уравнению (1) с $p = 1/2$, где T_0 [6] дается выражением

$$T_0 = \left(\frac{\gamma}{2k\sqrt{T}} + \sqrt{\frac{\gamma^2}{4k^2T} + T_{0SE}} \right)^2. \quad (5)$$

Как видно из уравнения (4), T_{0SE} и T_{0M} не зависят от T при постоянных a или $g(\mu)a^3$ соответственно. Из уравнения (5) следует, что T_0 не зависит

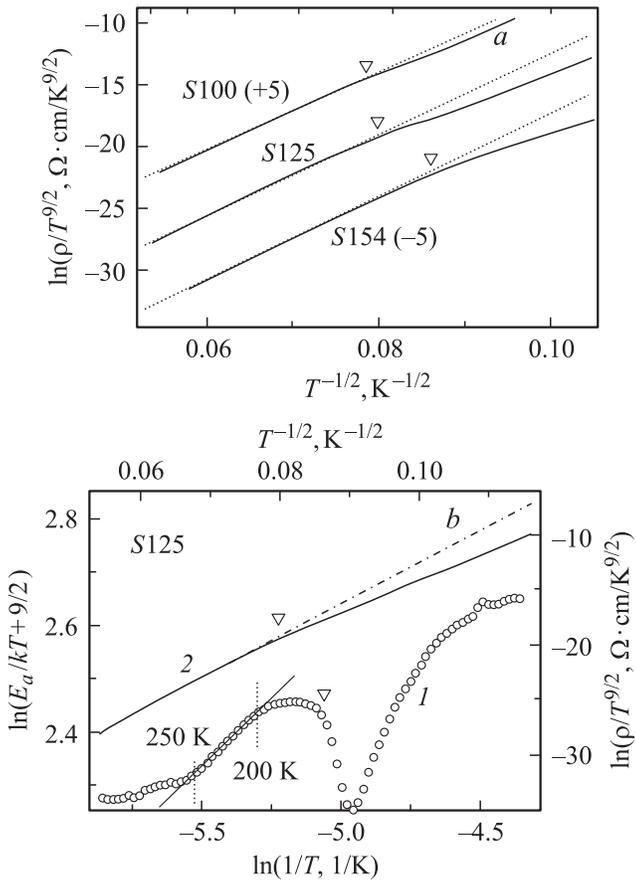


Рис. 2. *a)* Зависимости $\ln(\rho/T^{9/2})$ от $T^{-1/2}$ для образцов $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ S100, S125 и S154. Две кривые сдвинуты вдоль оси y на ± 5 единиц. *b)* Зависимости $\ln(E_a/kT + 9/2)$ от $\ln(1/T)$ (1) и $\ln(\rho/T^{9/2})$ от $T^{-1/2}$ (2) для образца $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ S125.

от T , если, кроме того, выполняется одно из следующих условий: 1) $\gamma/(2kT) \ll (T_{0SE}/T)^{1/2}$ и $\gamma \sim T$ или 2) $\gamma \sim T^{1/2}$. Для случая 1 имеем $T_0 = T_{0SE}$, так как $(T_0/T)^{1/2} \approx (T_{0SE}/T)^{1/2} + \gamma/(2kT)$, и, если $\gamma \sim T$, второе слагаемое не зависит от T и может быть включено в предэкспоненциальный множитель, в то время как для случая 2 выполняется соотношение $T_0 \neq T_{0SE}$.

Лучшая подгонка температурных зависимостей сопротивления с помощью уравнения (1) при постоянной величине T_0 получается для $p = 1/2$ и $m = 9/2$ в пределах интервала, ограниченного температурой, близкой к T_C (рис. 2, *a*). Соответствие $\rho(T)$ в исследованных образцах механизму ПППДП типа ШЭ, отвечающему условиям $\Gamma \gg 1$ и $\psi = \psi_1$ при указанных выше значениях p и m , подтверждается анализом локальной энергии активации $E_a(T) \equiv d \ln \rho(T) / d(kT)^{-1}$ [8]. Как следует из уравнения (1), если T_0 не зависит от T , зависимость $E_a(T)$ может быть записана в виде $\ln[E_a/(kT) + m] = \ln p + p \ln T_0 + p \ln(1/T)$. Из рис. 2, *b* видно, что зависимость $\ln[E_a/kT + 9/2]$ от $\ln(1/T)$ является линейной в том же температурном интервале, что и на рис. 2, *a*, с наклоном, отвечающим значению

$p = 1/2$. По линейным участкам графиков на рис. 2 найдены величины $T_0 = 9.8 \cdot 10^4, 10.8 \cdot 10^4$ и $11.3 \cdot 10^4$ К и температура начала ПППДП $T_v = 250, 250$ и 270 К для образцов S100, S125 и S154 соответственно. Используя эти температурные параметры, с помощью уравнения [6]

$$\Delta \approx k(T_0 T_v)^{1/2} \quad (6)$$

мы определили величины кулоновой щели $\Delta = 0.43, 0.46$ и 0.48 eV для тех же образцов.

Существование температурного интервала, где T_0 постоянна (рис. 2), свидетельствует о том, что имеет место один из случаев, упоминавшихся в комментариях к уравнению (5). Для того чтобы определить, какой именно из случаев реализуется, была изучена температурная зависимость сопротивления в магнитном поле. Радиус локализации малых поляронов в ПМ-фазе изменяется в поле по закону $a(B) = a(0)(1 + b_1 B^2)$, где $b_1 \sim \chi(T)$ [11]. Как следует из уравнений (4)–(6), при $b_1 B^2 \ll 1$ имеем $T_0(B) = T_0(0)(1 - b_2 B^2)$, где $b_2 = b_1 T_{0SE}(0) \{T_0(0) - [T_0(0)/T]^{1/2} \gamma / (2k)\}^{-1}$, при условии независимости γ от B . Это приводит к уравнению

$$\gamma(T) = 2[(b_1/b_2 - 1)/(2b_1/b_2 - 1)]k[T_0(0)T]^{1/2}. \quad (7)$$

Вблизи $T_v \gg T_C$ магнитная восприимчивость χ изменяется с температурой незначительно [5]. Следовательно, в температурном интервале вблизи T_v зависимости T_0 и A от B могут быть найдены из линейной аппроксимации графиков $\ln(\rho/T^{9/2})$ от $T^{-1/2}$ в магнитном поле. Отношение $a(B)/a(0)$ может быть получено из уравнения (3). Было установлено, что зависимости $a(B)/a(0)$ от B^2 и $T_0(B)/T_0(0)$ от B^2 являются линейными функциями вплоть до $B = 10$ Т для образцов S100 и S125 и почти до $B = 8$ Т для образца S154 (данные зависимости на примере образца S125 показаны на рис. 3). Величины отношений $b_1/b_2 = 1.24 \pm 0.04, 1.26 \pm 0.06$ и 1.28 ± 0.05 для образцов S100, S125 и S154 соответственно лежат выше единицы с отклонением от единицы, превышающим величину ошибки. Согласно (7), это означает

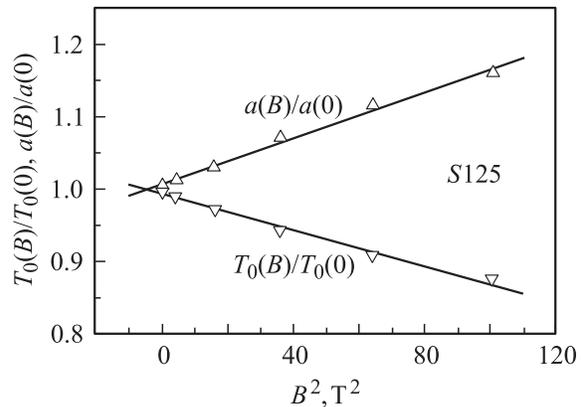


Рис. 3. Зависимости $a(B)/a(0)$ и $T_0(B)/T_0(0)$ от B^2 для образца $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ S125.

существование ненулевой жесткой щели, зависящей от T по закону

$$\gamma(T) \approx \gamma(T_v)(T/T_v)^{1/2}, \quad (8)$$

где $\gamma(T_v) = 0.13, 0.16$ и 0.17 eV для образцов $S100, S125$ и $S154$ соответственно.

Для определения радиуса локализации носителей заряда было использовано выражение для ПЛС вне кулоновой щели: $g_0 \approx N_0 \phi \sigma \eta / W$ [12], где $N_0 = 1.74 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ — концентрация узлов Mn, W — ширина зоны локализованных состояний, $\eta \approx c$, $\phi \approx 0.5$ — геометрический фактор, $\sigma \approx 1 - c$ [12]. Величины W были вычислены с использованием уравнения $kT_C \approx 0.05Wc(1 - c)$ [11], где температуры T_C найдены из измерений намагниченности [5]. Затем из уравнения $g_0 = (3/\pi)(\kappa^3/e^6)[\Delta - \gamma(T_v)]^2$ [6] была определена величина $\kappa \approx 3.5$. Значения $a = 1.7, 1.4$ и 1.2 \AA были получены с помощью уравнений (4) и (5). Используя величины a и T_0 , полученные в этой работе, можно непосредственно показать, что условие $\Gamma \gg 1$ выполняется для всех исследованных образцов $\text{LaMnO}_{3+\delta}$.

Величина $\kappa \approx 3.5$ близка к величинам κ , найденным ранее для $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ [13], $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$ [6] и $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ [14]. Величины κ в этих случаях значительно меньше, чем статическая диэлектрическая постоянная $\kappa_0 = 16$ [15]. С другой стороны, κ гораздо ближе к κ_p , чем к κ_0 , в то время как в легированных полупроводниках $\kappa = \kappa_0$ [16]. Дело в том, что в перовскитах-манганитах концентрация носителей заряда (равная концентрации дырок) гораздо выше, чем в легированных полупроводниках. Кроме того, носители заряда в перовскитах-манганитах являются малыми поляронами, а в немагнитных полупроводниках вклад малых поляронов незначителен [8]. Высокая концентрация поляронов приводит к тому, что среднее расстояние между ними сравнимо с параметрами решетки. С другой стороны, основной вклад в Δ связан с взаимодействием между ближайшими носителями. Однако пространство вокруг полярона характеризуется не параметром κ_0 , а величиной $\kappa_p = (\kappa_\infty^{-1} - \kappa_0^{-1})^{-1}$, где κ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость [9,17]. Электростатическое взаимодействие между поляронами на расстоянии R отличается от обычной кулоновской зависимости, и его можно описать выражением $U \approx e^2/(\kappa_p R)$, т.е. полагая $\kappa \approx \kappa_p$. Полученные нами величины ширины кулоновой щели Δ в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ близки к найденным в $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$ [7] и $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$ [6].

Значения a согласуются с образованием поляронов малого радиуса в перовскитах-манганитах [9]. Кроме того, a уменьшается с ростом δ , как и следует ожидать в соответствии с увеличением степени локализации в результате роста искажений структуры перовскита. Величины $\gamma(T_v)$ сходны с полученными для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$ [7] и $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$ [6]. С другой стороны, они сопоставимы с энергией активации адиабатических прыжков по ближайшим соседям поляронов

малого радиуса $E_0 \approx E_b/2$, где E_b — энергия связи полярона [1]. Следовательно, происхождение жесткой щели в перовскитах-манганитах может быть обусловлено поляронной природой носителей заряда. Совершая прыжок, электрон должен уничтожить поляризацию в исходной позиции и создать ее в конечной позиции. Наличие минимальной энергии, необходимой для прыжка, и приводит к появлению жесткой щели в ПЛС вблизи μ , если локальные искажения решетки являются основной причиной локализации носителей. Случай, когда беспорядок в решетке понижен [5], а искажения решетки растут с увеличением δ , реализуется в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$, и этим может быть объяснено увеличение γ с ростом δ .

2.4. Исследование сопротивления под давлением. Измерения $\rho(T)$ были проведены четырехзондовым методом при приложении гидростатического давления до 11 kbar. Давление создавалось в Ве–Си-ячейке с использованием смеси бензин–масло в качестве передаточной жидкости.

Как видно из рис. 4, *a*, сопротивление образца $S154$ обнаруживает активационное поведение. На кривой $\rho(T)$ видны слабые перегибы вблизи T_C , отмеченные для $P = 1$ bar и 11 kbar светлыми треугольниками. Величина $T_C(1 \text{ bar}) = 129 \text{ K}$ близка к $T_C = 135 \pm 1 \text{ K}$, полученной из измерений намагниченности в отсутствие избыточного давления [5]. Зависимость $T_C(P)$, приведенная на рис. 5, близка к линейной с величинами $dT_C/dP = 1.6 \pm 0.2 \text{ K/kbar}$, $d \ln T_C/dP = 0.012 \pm 0.002 \text{ kbar}^{-1}$ и максимальным изменением $\sim 14\%$ (при 11 kbar). Такая зависимость $T_C(P)$ и величины dT_C/dP типичны для перовскитов-манганитов [18,19]. Как следует из рис. 4, *a*, $\rho(T)$ уменьшается с ростом P при всех температурах.

Выше нами было показано, что в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ при атмосферном давлении и $T > T_C$ зависимость $\rho(T)$ подчиняется закону ПППДП типа ШЭ (уравнение (1) для $p = 1/2$, $m = 9/2$, $A \sim T_0^{7/2}$). Выражение (5) для характеристической температуры T_0 может быть переписано с учетом $\gamma_v \equiv \gamma(T_v)$ в виде

$$T_0 = \left(\frac{\gamma_v}{2k\sqrt{T_v}} + \sqrt{\frac{\gamma_v^2}{4k^2 T_v} + T_{0SE}} \right)^2. \quad (9)$$

Величины Δ и γ_v связаны с температурами T_0 и T_v и ПЛС g_0 вне кулоновой щели посредством уравнения (6) и выражения [6]

$$g_0 \approx (3/\pi)(\kappa^3/e^6)(\Delta - \gamma_v)^2. \quad (10)$$

Как видно из рис. 4, *b*, зависимость $\ln[\rho(T)/T^{9/2}]$ от $T^{-1/2}$ под давлением содержит ниже T_v линейную часть. Отклонения от линейности наблюдаются при $T \rightarrow T_C$ (значения $T_C^{-1/2}$ отмечены светлыми треугольниками для $P = 1$ bar и 11 kbar). Из этих зависимостей получены величины $T_v(P)$, $T_0(P)$ и $A(P)$, которые приведены на рис. 5. Величины $\Delta(P)$, полученные из уравнения (6), представлены на рис. 6, *a*. Относительное

изменение радиуса локализации $a(P)/a^*$ (все символы со звездочками соответствуют $P = 1$ kbar) получено при помощи уравнения (3) и приведено на рис. 6, *b*.

Макроскопические параметры T_0 , T_v и A и микроскопические параметры Δ , γ_v , g_0 и a связаны друг с другом. Взаимосвязь этих параметров описывается урав-

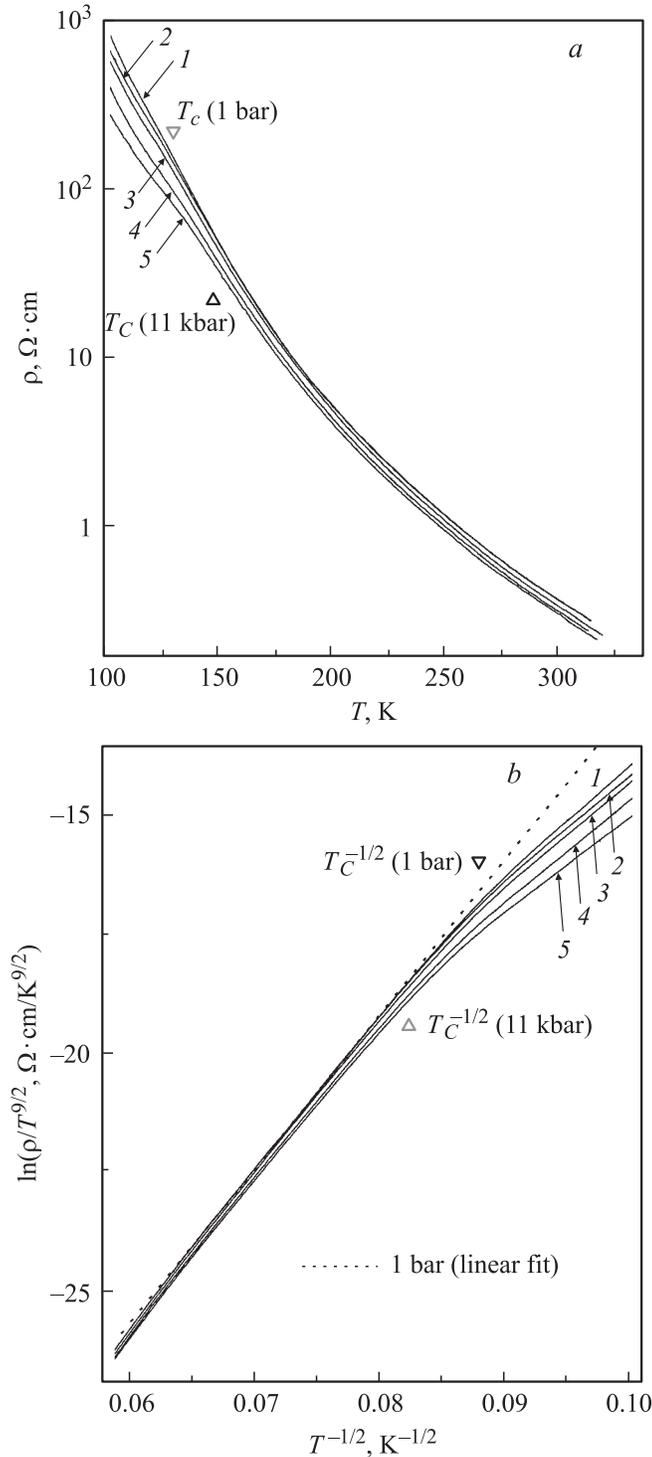


Рис. 4. Зависимости ρ от T (*a*) и $\ln(\rho/T^{9/2})$ от $T^{-1/2}$ (*b*) при различных значениях P . P , kbar: 1 — 0.001, 2 — 5, 3 — 7, 4 — 9, 5 — 11.

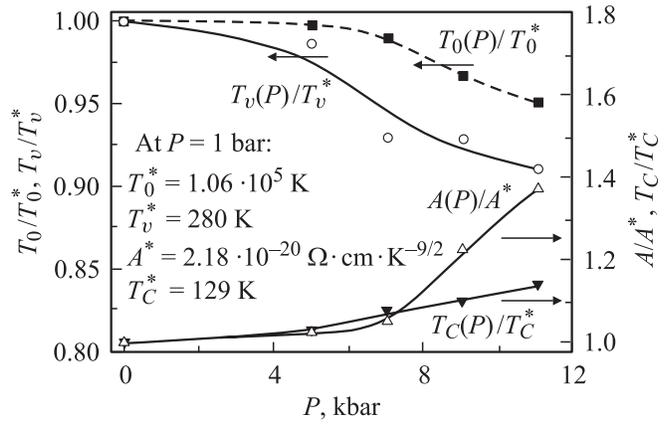


Рис. 5. Зависимости от давления величин T_c/T_c^* , T_0/T_0^* , T_v/T_v^* и A/A^* . Сплошные и штриховые линии проведены для наглядности.

нениями (3)–(10). Поэтому далее проанализируем количественно только зависимость $\Delta(P)$. Из уравнения (8) следует выражение

$$\Delta(P) \approx \gamma_v(P) + (\pi/3)^{1/2} e^3 g_0^{1/2}(P) / (\kappa^{3/2}), \quad (11)$$

а из уравнения (7)

$$\gamma_v(P) = k [T_v(P)/T_0(P)]^{1/2} \times \{T_0(P) - \beta e^2 / [\kappa k a^* a(P)/a^*]\}. \quad (12)$$

С другой стороны, $g_0(P) = \varphi \sigma \eta N(P)/W(P)$ [12], где $\varphi \approx 0.5$, $\sigma = 1 - c$ и $\eta = c$ являются численными параметрами, постоянными для $c = 2\delta = 0.308$ (см. выше); $N(P) = N^*(1 + 3P/G)$; $N^* \approx 1.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ — концентрация Mn в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ при $P = 1$ bar; $G = 5 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$ — модуль Юнга [20]; $W(P) \approx 20kT_c(P)/[c(1 - c)]$ — ширина зоны локализованных носителей [11]. Следовательно, зависимость $\Delta(P)$ можно получить с помощью уравнений (6)–(9), используя зависимости $T_0(P)$, $T_v(P)$, $T_c(P)$, приведенные на рис. 5, *a*, и $a(P)/a^*$, представленные на рис. 6, а также два подгоночных параметра (a^* и κ). Результат расчета $\Delta(P)$ приведен на рис. 6, *a*. Функция $\Delta(P)$ может быть подогнана точно к экспериментальной зависимости при $a^* \approx 1.7 \text{ \AA}$ и $\kappa \approx 3.75$, эти величины согласуются со значениями $a^* \approx 1.2\text{--}1.7 \text{ \AA}$ и $\kappa \approx 3.5$, полученными в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ выше (см. подраздел 2.3) другим методом — на основе измерений магнитосопротивления в отсутствие давления. Кроме того, описанным выше методом также были получены величина $\gamma_v^* \approx 0.144 \text{ eV}$ (ср. со значениями $\gamma_v \approx 0.13\text{--}0.17 \text{ eV}$, найденными выше из уравнения (8)) и функция $\gamma_v(P)$, приведенная на рис. 6, *b*.

Поскольку $T_c(P) \sim W(P)$, наблюдающееся воздействие давления на T_c объясняется соответствующим ростом ширины зоны локализованных носителей заряда. С другой стороны, известно, что изменение W с давлением в перовскитах-манганитах происходит вследствие двух факторов: 1) пространственных эффектов,

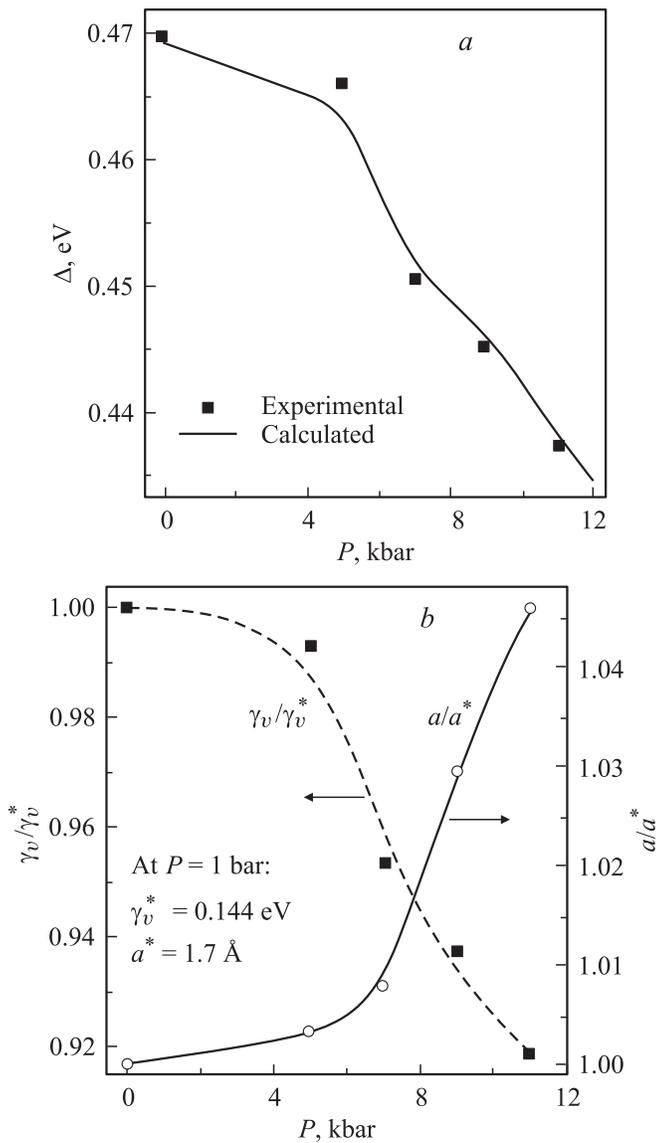


Рис. 6. Зависимости Δ (a) и γ_v/γ_v^* , a/a^* (b) от давления. Сплошные и штриховые линии на части b проведены для наглядности.

или роста углов связи Mn–O–Mn, и уменьшения соответствующих длин связей, что увеличивает электронный интеграл переноса и усиливает двойное обменное взаимодействие; 2) поляронной природы носителей заряда, связанной с влиянием давления на электрон-фононное взаимодействие и соответствующие локальные ян-теллеровские искажения [18,19]. Кроме того, в соответствии с предполагаемым происхождением жесткой щели (см. подраздел 2.3) можем записать $\gamma_v = E_p/2 - E_d/2$, где E_p — глубина поляронной потенциальной ямы, связанной с поляризацией среды, E_d — ширина распределения потенциальной энергии электрона, обусловленная беспорядком. Поскольку степень беспорядка в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ мала [5], наблюдающееся уменьшение γ_v с давлением должно быть связано в

основном с подавлением поляронного эффекта давлением, понижающим E_p . Уменьшение E_p означает понижение степени локализации, что приводит к росту $a(P)$, как показано на рис. 6, b. С другой стороны, воздействие давления на γ_v меньше (до $\sim 8\%$), чем на T_C (до $\sim 14\%$), что может быть объяснено отсутствием или малым влиянием фактора 1 на $\gamma_v(P)$ по сравнению с влиянием на $T_C(P)$.

3. Заключение

В настоящей работе исследованы температурные зависимости электропроводности и магнитосопротивления керамических образцов $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ ($\delta = 0.100, 0.125$ и 0.154). Анализ этих зависимостей показывает, что поведение сопротивления $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ в ПМ-фазе в температурном интервале между T_C и T_v , составляющем $\sim 250\text{--}270$ К, определяется сложным строением ПЛС вблизи уровня Ферми. Установлено наличие мягкой кулоновой щели Δ и жесткой щели γ , ширина которых увеличивается с ростом δ . Рост ширины щели Δ объясняется увеличением концентрации дырок $c = 2\delta$ и соответствующим усилением кулоновского взаимодействия носителей заряда. Существование жесткой щели γ , вероятно, связано с образованием малых поляронов, а ее рост с повышением величины δ объясняется растущими искажениями решетки в условиях пониженного беспорядка. Наблюдаемая зависимость радиуса локализации a от δ объясняется ростом степени локализации дырок вследствие увеличения искажений кристаллической решетки.

Зависимости микроскопических параметров $\Delta(P)$, $\gamma_v(P)$ и $a(P)$, полученные при исследовании влияния гидростатического давления на ПППДП в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$, могут быть объяснены увеличением ширины электронной зоны с ростом P и уменьшением поляронного эффекта с ростом давления.

Список литературы

- [1] J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar. Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
- [2] R. Laiho, E. Lähderanta, J. Salminen, K.G. Lisunov, V.S. Zakhvalinskii. Phys. Rev. B **63**, 094405 (2001).
- [3] J. Töpfer, J.B. Goodenough. J. Solid State Chem. **130**, 117 (1997).
- [4] B. Dabrowski, X. Xoing, Z. Bukowski, R. Dybzinski, P.W. Klamut, J.E. Siewenie, O. Chmaissem, J. Shaffer, C.W. Kimball, J.D. Jorgesen, S. Short. Phys. Rev. B **60**, 7006 (1999).
- [5] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, P.A. Petrenko, J. Salminen, V.N. Stamo, Yu.P. Stepanov, V.S. Zakhvakinskii. J. Phys. Chem. Sol. **64**, 2313 (2003).
- [6] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, P.A. Petrenko, J. Salminen, M.A. Shakhov, M.O. Safontchik, V.N. Stamo, M.L. Shubnikov, V.S. Zakhvalinskii. J. Phys.: Cond. Matter **14**, 8043 (2002).

- [7] A. Biswas, S. Elizabeth, A.K. Raychaudhuri, H.L. Bhat. *Phys. Rev. B* **59**, 5368 (1999).
- [8] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. *Electronic properties of doped semiconductors*. Springer Verlag, Berlin (1984). 388 p.
- [9] N.F. Mott, E.A. Davies. *Electron processes in non-crystalline materials*. Clarendon, Oxford (1979). 590 p.
- [10] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, V.N. Stamov, V.S. Zakhvalinskii, A.I. Kurbakov, A.E. Sokolov. *J. Phys.: Cond. Matter* **16**, 881 (2004).
- [11] C.M. Varma. *Phys. Rev. B* **54**, 7328 (1996).
- [12] M. Viret, L. Ranno, J.M.D. Coey. *Phys. Rev. B* **55**, 8067 (1997).
- [13] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, M.A. Shakhov, V.N. Stamov, V.S. Zakhvalinskii, V.L. Kozhevnikov, I.A. Leonidov, E.B. Mitberg, M.V. Patrakeev. *J. Phys.: Cond. Matter* **17**, 3429 (2005).
- [14] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, V.N. Stamov, V.S. Zakhvalinskii, Ph. Colomban, P.A. Petrenko, Yu.P. Stepanov. *J. Phys.: Cond. Matter* **17**, 105 (2005).
- [15] A.S. Alexandrov, A.M. Bratkovsky. *J. Appl. Phys.* **87**, 5016 (2000).
- [16] T.G. Castner. *Hopping transport in solids* / Eds M. Pollak, B. Shklovskii. Elsevier, Amsterdam (1991). P. 3.
- [17] N.F. Mott. *Metal-insulator transitions*. Taylor and Francis, London (1990).
- [18] *Colossal magnetoresistive oxides* / Ed. Y. Tokura. Gordon and Breach, Amsterdam (2000). 358 p.
- [19] V. Laukhil, J. Fontcuberta, J.L. Garcia-Munoz, X. Obradors. *Phys. Rev. B* **56**, 10 009 (1997).
- [20] V. Moshnyaga, S. Klimm, E. Gommert, R. Tidecks, S. Horn, K. Samwer. *J. Appl. Phys.* **88**, 5305 (2000).