

PACS: 71.27.+a, 71.38.+i, 75.50.Cc

Д.И. Бойченко, В.А. Бойченко, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко,
В.Н. Криворучко

ПОЛЯРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МИКРОКОНТАКТАХ С МАНГАНИТАМИ: ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 30 мая 2006 года

Высокие гидростатические давления использованы как индикатор поляронной динамики в манганитах $La_{0.65}Ca_{0.35}MnO_3$ (LCMO). Исследованы вольт-амперные характеристики объемных образцов и точечных контактов с микрокристаллами LCMO при давлениях $P \leq 10$ kbar. Показано, что давление существенно влияет на динамику поляронов в манганите, сдвигая соответствующий максимум сопротивления $R(T)$ контактов LCMO–металл в область низких температур со скоростью $dT_{max}/dP = -0.7$ K/kbar. В то же время максимум сопротивления $\rho(T)$ массивного образца (при $T = T_C$) сдвигался в сторону более высоких температур $dT_C/dP = +0.91$ K/kbar. Расхождение между поведением $R(P)$ контакта и $\rho(P)$ массивного образца носит фундаментальный характер и объясняется тем, что в манганитах и при низких температурах реализуется поляронный механизм протекания тока, который, тем не менее, еще не обеспечивает эффект гигантского магнитосопротивления (GMR). При реализации GMR в значительной мере участвуют эффекты перколяции заряда между магнитоупорядоченными нанообластями, которые определяют изменение сопротивления объемных образцов при температуре ниже температуры Кюри T_C , но не проявляются при контактных измерениях, зондирующих кристаллы манганита в малом объеме размером $V \leq 100$ Å³.

Введение

В настоящее время начинает преобладать точка зрения, что манганиты подобно высокотемпературным сверхпроводникам являются материалами, в которых неоднородности наномасштабного (~ 10 Å) размера играют существенную роль в формировании их свойств [1,2]. Здесь речь не идет о фазовой неоднородности состава манганита, возможно также имеющей нетривиальный характер [3], а предполагается, что основной внутренней причиной неоднородностей являются магнитные поляроны (ферроны), которые могут определять динамику зарядов даже в области металлической фазы манганитов [4–6]. В области феррона размером порядка 10–15 Å спины ионов мар-

ганца $Mn^{3+\uparrow}-Mn^{4+\uparrow}$ выстроены почти параллельно, что обеспечивает беспрепятственную динамику поляризованного по спину заряда (электрона или дырки со спином \uparrow) через феррон. Объединение таких ферронов в единый ансамбль обеспечивает протекание заряда в объеме манганита. При этом тесный контакт ферронов («магнитных капель») может привести к образованию крупных магнитоупорядоченных областей [7,8]. Моделирование подобной возможности показывает, что в принципе эффекты перколяции позволяют объяснить величину наблюдаемого GMR [1,2]. Но если перколяционная парадигма верна, то измерения микроконтактных и объемных транспортных характеристик манганита должны приводить к разным результатам: в объемном случае протекания тока существенны эффекты перколяции, тогда как микроконтактные измерения «прощупывают» только крайне малую ($\sim 10-100 \text{ \AA}$) часть поверхности монокристалла, где эффекты перколяции отсутствуют.

Другая картина возникает, если GMR объясняется зонными эффектами [5,9], когда при температуре ниже T_C реализуется однородный ферромагнетик. Тогда перколяция отсутствует, но остаются флуктуации, замывающие переход металл–диэлектрик. В таком случае характер протекания тока в манганитах не должен принципиально меняться при изменении масштаба измеряемой области, поэтому измерения $\rho(T)$ объемных образцов и сопротивления $R(T)$ микроконтактов, приготовленных на этих образцах, должны давать близкие результаты. Между тем еще в первых контактных измерениях манганитов было замечено [10,11], что пик в температурной зависимости сопротивления $R(T)$ контакта металла с манганитами при $T = T_{\max}$ не совпадает с температурой магнитного упорядочения T_C этого манганита. Например, для состава LSMO температура Кюри T_C находится в области 370 К, тогда как пик сопротивления наблюдается в районе $T_{\max} = 190 \text{ К}$ [10]. Казалось бы, такое отличие T_C от T_{\max} имеет простое объяснение, связанное с деградацией поверхности манганита, на которой образован металлический контакт [10–12]. Однако, анализируя форму $R(T)$ -зависимости контактов манганит–металл, мы пришли к выводу, что альтернативным объяснением существенного отличия T_C от T_{\max} является динамика решеточных поляронов малого радиуса.

Такие поляроны возникают при столь сильном взаимодействии электронов с решеткой, что происходит автолокализация волновой функции электронов в области порядка элементарной ячейки кристалла [13–16]. При низких температурах динамика поляронов малого радиуса напоминает динамику обычных зонных электронов, но с повышением температуры когерентный (зонный) перенос электронов нарушается из-за рассеяния на фононах. Это приводит к росту сопротивления $\rho(T)$ поляронной среды с повышением температуры. Соответственно растет и сопротивление $R(T)$ контакта металл–поляронная среда (т.е. среда, в которой динамику зарядов обеспечивают поляроны). В обычных металлах увеличение $\rho(T)$ с ростом температуры

имеет монотонный характер. Но в поляронной среде с повышением температуры увеличивается термоактивированная вероятность перескока электрона из одной поляронной ямы в другую. Когда прыжковый механизм преобладает, сопротивление $\rho(T)$ среды начинает уменьшаться, проходя через максимум при температуре T_{\max} , величина которой определяется конкуренцией зонного и прыжкового механизмов динамики поляронов [13,14]. Если манганиты при низких температурах являются поляронными средами, то пик при $T = T_{\max}$ в сопротивлении $R(T)$ контакта манганит–металл также может быть обусловлен не магнитным упорядочением приконтактной области, а изменением характера динамики поляронов в манганите.

В большинстве случаев динамикой поляронов объясняют активационный характер температурной зависимости сопротивления манганитов $\rho(T)$ при высоких температурах $T > T_C$ [17,18]. В настоящей работе предполагается, что поляроны определяют динамику заряда *во всей температурной области* $0 < T < T^{\text{pol}}$, где T^{pol} – температура, ниже которой начинают формироваться индивидуальные поляроны. Всегда выполняется неравенство $T_C < T^{\text{pol}}$ [2,19,20]. В таком случае пик в температурной зависимости сопротивления $R(T)$ микроконтакта при T_{\max} объясняется *спецификой динамики поляронов* и поэтому не связан с фазовым переходом металл–диэлектрик, который реализуется при температуре магнитного упорядочения T_C . Иными словами, пик сопротивления контакта при T_{\max} и пик в $\rho(T)$ манганита при T_C обусловлены *разными физическими механизмами*. Исходя из этого обстоятельства, можно было ожидать, что реакции на давление поляронного пика при T_{\max} и пика $\rho(T)$ при T_C будут разными.

Для обоснования этой гипотезы в данной работе проведено исследование влияния давления на сопротивление контакта LCMO–In. Обнаружено, что давление приводит к уменьшению температуры максимума $R(T)$ -характеристики контакта при одновременном увеличении температуры Кюри манганита. Этот результат нельзя объяснить наличием деградированных малых участков манганита в площади контакта, так как для всей фазовой диаграммы LCMO давление увеличивает фактор толерантности, что при $T_C < 350$ К автоматически означает рост $T_C(P)$, причем чем меньше температура перехода T_C , тем быстрее она возрастает [20–23]. В то же время наблюдаемое нами понижение положения максимума $T_{\max}(P)$ вполне объяснимо в рамках модели, основанной на динамике решеточных поляронов малого радиуса.

Эксперимент

Для получения спектроскопических контактов использовали текстурированные пластинки LCMO размером $10 \times 1 \times 0.1$ mm, приготовленные одноосным прессованием порошка манганита при давлении $P \approx 30$ kbar. После прессования образцы подвергали термообработке при температуре $T = 1250^\circ\text{C}$ в течение нескольких часов в атмосфере кислорода. Хорошо раз-

витая текстура (ориентация микрокристаллов в плоскости образца) появлялась после вторичного прессования и аналогичной термической обработки образцов. Средний размер микрокристаллов манганита составлял 20–30 μm . На этих микрокристаллах приготавливали качественные контакты типа металл–манганит с диаметром контакта $d \sim 100 \text{ \AA}$, что меньше длины пробега в манганите (соответствующие оценки приведены в работе [24]). Измерения сопротивления образцов выполняли по стандартной четырехзондовой методике, токовые и потенциальные площадки приготавливали термической диффузией серебра в поверхность пластин. Контактное сопротивление таких площадок составляло тысячные доли Ома.

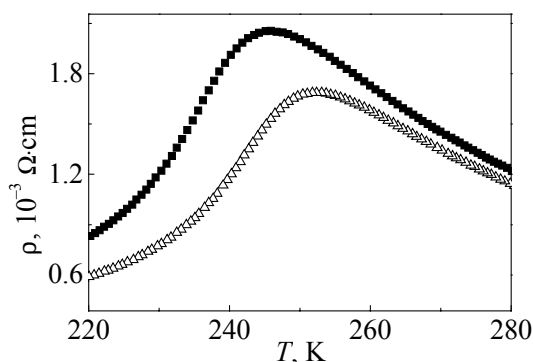


Рис. 1. Влияние давления P на температурную зависимость сопротивления микрокристалла манганита $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$: \blacksquare – $P = 0$, \triangle – $P = 7 \text{ kbar}$; $T_C(P) = 252.4 \text{ K}$, $T_C(0) = 246 \text{ K}$

образцы не показывали заметного низкополевого магниторезистивного эффекта, что свидетельствует о хорошей металлической связи между гранулами в пластинке [25], соответствующий вклад в сопротивление межзеренных границ не превышал 0.1%. В поле $H = 3 \text{ T}$ образцы демонстрировали стандартную для данного состава величину «гигантского» магнитосопротивления $dR(H)/R(0) \sim 60\%$.

Для спектроскопических измерений контакты приготавливали по методике «скользящий контакт»: острая игла металла приводилась в регулируемое соприкосновение с манганитом и смещалась по его поверхности на расстояние порядка одного миллиметра. При такой методике металлический контакт образовывался в результате стирания поверхностного слоя микрокристалла. Как показывают ранее проведенные исследования [24–26], в этом случае образуется преимущественно один металлический контакт с наибольшей проводимостью, поскольку другие возможные контакты имеют сопротивление на несколько порядков больше. Высокое качество поверхности в контактах, приготовленных по такой «скользящей» методике, демонстрирует на образцах типа Pb/LCMO и MgB_2/LCMO андреевское отражение с высокой степенью поляризации $P = 85\%$ спина электронов в манганите [24]. Аналогичная поляризация наблюдалась ранее для туннельных контактов с высокой однородностью поверхностного слоя [27]. Исследуемые нами контакты не показывали магниторезистивный эффект в слабых магнитных полях, что свидетельствует в пользу отсутствия на поверхности контактов не-

Зависимость сопротивления ρ пластинки манганита от температуры T приведена на рис. 1. Как видим, температура перехода металл–диэлектрик T_C находится в районе $T \approx 270 \text{ K}$, что соответствует температуре перехода качественных монокристаллов аналогичного состава [18,20]. Образцы не показывали заметного низкополевого магниторезистивного эффекта, что свидетельствует о хорошей металлической связи между гранулами в пластинке [25], соответствующий вклад в сопротивление межзеренных границ не превышал 0.1%. В поле $H = 3 \text{ T}$ образцы демонстри-

стехиометрического поверхностного слоя [25]. Но решающим аргументом в пользу однородности поверхностного слоя контактов являются проведенные в данной работе исследования при высоких давлениях.

Гидростатическое давление создавали в камере Ицкевича типа цилиндр–поршень с передающей средой типа керосин–масло. Датчики температуры и давления размещали в непосредственной близости с образцом. Температуру внутри камеры определяли по сопротивлению медного термометра, а давление – по сопротивлению манганинового датчика. Погрешность при определении температуры не превышала 0.5 К, а давления – 0.5 kbar.

Результаты и обсуждение

Под действием давления температура T_C магниторезистивного перехода (соответствующая пику на кривой $\rho(T)$ манганита, рис. 1) смещалась в сторону более высоких температур со скоростью $dT_C/dP = +0.9$ К/kbar, что согласуется с данными других авторов [22,23]. В то же время пик сопротивления $R(T)$ контакта манганит–металл смещался в обратную сторону, в сторону низких температур (рис. 2) со скоростью $dT_{max}/dP = -0.7$ К/kbar. То есть пики сопротивления для контакта манганит–металл и манганитовой пластины смещались под давлением в *разные стороны*. Такое поведение не характерно для фазовой диаграммы манганитов, которая показывает *положительное* приращение температуры Кюри $T_C(P)$ для *всех составов* в области металлической фазы, а для манганита LCMO – и в области малых T_C , когда концентрация носителей находится на пороге металлизации [20,22].

В первом приближении положительный знак $dT_C/dP > 0$ в манганите можно объяснить как следствие роста эффективной ширины W зоны e_g -орбиталей и пропорции $T_C \sim W$ [9,19]. Поскольку при сжатии решетки $dW/dP > 0$, то и $dT_C/dP > 0$, причем для составов с малыми температурами T_C величина dT_C/dP существенно больше [22,23]. В результате возможна даже металлизация приповерхностного слоя манганита под давлением [25,28]. Но в нашем

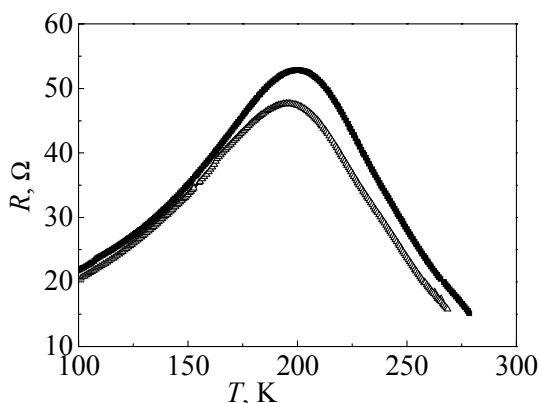


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления контакта $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3\text{-In}$ при $P = 0$ (■) и $P = 7$ kbar (Δ)

случае давление *уменьшало* величину T_{max} . Поэтому пик в $R(T)$ -зависимости контакта при $T = T_{max}$ нельзя объяснить как «температуру Кюри» деградированного поверхностного слоя.

Для объяснения наблюдаемой аномалии в сопротивлении контакта $R(T)$ (рис. 2) и знака $dT_{max}/dP < 0$ предполагаем, что даже при низких температурах манганиты являются поляронными металлами. Тогда пик

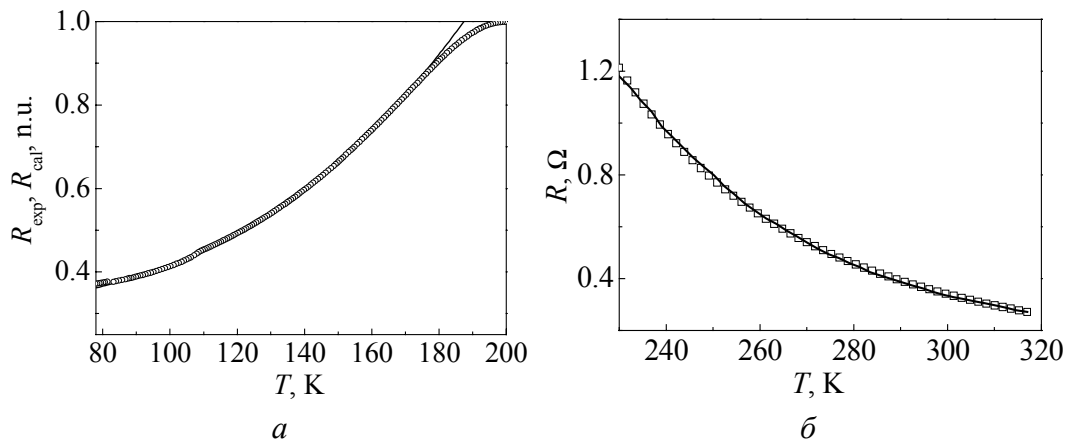


Рис. 3. Сравнение экспериментальной зависимости сопротивления контакта $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ от температуры с расчетом, выполненным в модели поляронов малого радиуса: *a* – низкотемпературная часть $R(T)$ -зависимости, $\omega_s = 7 \text{ meV}$, — — теория, $-\circ-$ — эксперимент; *б* – высокотемпературная часть, где наблюдается термическая активация динамики поляронов, $T_C = 265 \text{ K}$, $E_a/k_B \sim 1150 \text{ K}$, — — теория, $-\square-$ — эксперимент

в $R(T)$ -зависимости при $T = T_{\text{max}}$ связан не с деградацией поверхности, а с особенностями динамики поляронов в манганите. На рис. 3 приведен анализ температурной зависимости сопротивления контакта $R(T)$ в рамках модели орбитально-решеточных поляронов малого радиуса. Низкотемпературная часть $R(T)$ -зависимости имеет форму, характерную для динамики поляронов малого радиуса [14]:

$$R(T) = R_0 + A / \sinh^2(\hbar\omega_s / 2k_B T), \quad T \leq 100 \text{ K}, \quad (1)$$

а за температурой максимума $T_{\text{max}} \sim 200 \text{ K}$ наблюдается активационная зависимость

$$R(T) = R_1 + B \exp(E_a / k_B T), \quad T > T_{\text{max}} \approx 200 \text{ K}. \quad (2)$$

Здесь ω_s – нижняя частота бозонных возбуждений, рассеивающих полярон малого радиуса. В работе [29] предполагалось, что динамику поляронов расстраивают фононы, но в силу строения решетки и электронной конфигурации манганитов [2,18] структура поляронов в этих материалах может быть исключительно сложной, когда при динамике поляронов одновременно задействованы решеточные, спиновые, ян-теллеровские и орбитальные степени свободы. Тем не менее простые соотношения (1), (2) схватывают основные черты динамики подобных поляронов. При низких температурах когерентная «зонная» динамика зарядов расстраивается рассеянием на низкочастотных бозонах, в результате сопротивление (1) растет, а при высоких ($T > T_{\text{max}}$) температурах квантовые уровни поляронных ям подстраиваются термическими флуктуациями под резонансные условия, вероятность прохождения заряда через узлы решетки возрастает, поэтому сопротивление контакта (2) с повышением температуры уменьшается.

Поляронная модель (1), (2) позволяет на качественном уровне понять, почему пик сопротивления $R(T)$ контакта смещается под давлением в сторону более низких температур. Давление приводит к росту ширины W поляронной зоны (растет температура упорядочения $T_C \sim W$), но в еще большей степени давление увеличивает рассеяние поляронов на фононах (уменьшается соответствующее «время релаксации» $\tau \propto W^{-4}$). В результате вклад зонного механизма динамики поляронов в их подвижность $\mu_B \propto W^2 \tau \propto W^{-2}$ с ростом давления убывает, поэтому начинают преобладать термоактивационные процессы и пик $R(T)$ при $T = T_{\max}$ должен сдвигаться в сторону более низких температур. К аналогичному выводу можно прийти, анализируя результаты машинного моделирования, выполненного в одномерной модели Холстейна [30]. Введем параметр адиабатичности $\gamma = \omega_0/W$, где ω_0 – характерная частота спектра оптических фононов, формирующих полярон, W – ширина поляронной зоны (неперенормируемая). Частота ω_0 гораздо выше введенной ранее частоты ω_s возбуждений, рассеивающих поляроны малого радиуса. Адиабатическое приближение при динамике поляронов реализуется при $\gamma \ll 1$. В нашем случае для ян-теллеровских фононов $\hbar\omega_0 \leq 0.1$ eV [31], $W \sim 1$ eV, так что условие адиабатического предела $\gamma \ll 1$ хорошо выполнено. Тогда согласно расчету [30] рост ширины зоны W с повышением давления приведет к уменьшению параметра γ и сдвигу пика в $R(T)$ к низким температурам.

Подгонка параметров формул (1), (2) под эксперимент приводит к значениям $\hbar\omega_s/k_B \approx 75\text{--}85$ K и $E_a \approx 90\text{--}110$ meV (рис. 3). Для разных образцов параметры $\hbar\omega_s$ и E_a отличались (в пределах 10%), что естественно ожидать для такой сложной электрон-решеточной системы, как LCMO. Однако при измерении на одном образце значения ω_s и E_a , полученные при подгонке сопротивления всей пластинки $\rho(T)$ под формулы

$$\rho(T) = \rho_0 + A / \sinh^2(\hbar\omega_s / 2k_B T), \quad T \leq 100 \text{ K}, \quad (3)$$

$$\rho(T) = B \exp(E_a / k_B T), \quad T > T_C, \quad (4)$$

дают значения в том же диапазоне: $\hbar\omega_s/k_B \sim 80$ K и $E_a \sim 100$ meV. Это означает, что характер динамики поляронов малого радиуса сохраняется практически неизменным во всей области температур $0 < T < T^{\text{pol}}$, причем поляроны в области контакта металл–LCMO и в объеме манганита LCMO идентичны. В то же время, как известно [32], уменьшение концентрации носителей понижает T_C манганита и существенно увеличивает энергию активации. Так, при $T_C \approx T_{\max} \approx 200$ K энергия активации $E_a \approx 150$ meV существенно выше наблюдаемой нами ($E_a \approx 100$ meV). Близкие к нашим значения $\hbar\omega_s \sim 75$ K и $E_a \sim 100$ meV были получены ранее на пленочных образцах и на монокристаллах $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ [29] и $\text{La}_{0.672}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ [33]. Было показано, что формула (3) лучше аппроксимирует температурную зависимость сопро-

тивления монокристалла манганита при $T < 50$ К, чем обычное приближение квадратичной зависимостью $\rho(T) \sim T^2$ [18,20]. Но при более высоких температурах вклад в сопротивление дает также рассеяние зарядов на спиновых возбуждениях [33], тогда

$$\rho(T) = \rho_0 + A / \sinh^2(\hbar\omega_s / 2k_B T) + CT^{7/2}, \quad T \leq 200 \text{ К.} \quad (5)$$

И в нашем случае $R(T)$ -зависимости контактов лучше аппроксимировались формулой (5), чем выражением (1).

Исключительно хорошее согласование формул (3), (5) с экспериментом дало основание авторам [29], [33] утверждать, что низкотемпературная динамика зарядов в манганите обусловлена поляронами малого радиуса. Наше заключение даже более широкое: орбитально-решеточные поляроны при высоких и низких температурах в манганитах одни и те же, т.е. нет скачкообразного изменения характера поляронов при переходе через температуру Кюри. В таком случае резкий характер изменения сопротивления $\rho(T)$ при $T < T_C$ объясняется не перестройкой «поляронной зоны», а эффектом перколяции, обусловленным «слиянием» ферромагнитно-упорядоченных «магнитных капель» [2,4].

Но если в области высоких ($T > T_C$) температур, где наблюдается активационный характер $\rho(T) \sim \exp(-E_a/k_B T)$, поляронный механизм считается общепризнанным [18], то преобладает мнение, что в области низких температур манганиты являются однородными ферромагнетиками, в которых перенос заряда осуществляется обычными блоховскими электронами [9]. В частности, на этих представлениях базируются зонные расчеты манганитов, на основе которых определена степень спиновой поляризации электронов на уровне Ферми [34]. Тем не менее на основании обнаруженного в данной работе эффекта «отрицательного смещения» T_{\max} под давлением можно сделать вывод, что в манганитах и при низких температурах динамика носителей зарядов осуществляется поляронами малого радиуса. Эта позиция находит поддержку в недавно выполненных исследованиях оптических спектров [35], нейтронной спектроскопии [36], изотопического эффекта [37], а также исследованиях комбинированными спектроскопическими методами [38]. Приведенная выше аргументация согласуется с данными других авторов, разбивающих $\rho(T)$ -зависимость манганита минимум на 3 участка (см. рис. 1) [18,20]. Первый участок соответствует металлической проводимости (у нас – это динамика поляронов), высокотемпературная часть – активационной динамике поляронов [20,21], а средняя – уплотнению перколяционного кластера [2].

Согласно общей теории поляронов малого радиуса, основы которой были заложены в 60-х гг. прошлого века [14], в области низких температур реализуется «блоховская» (зонная) динамика заряда, которая нарушается рассеянием на фононах. Это приводит к росту сопротивления образца (1). В обычных металлах также наблюдается рост сопротивления с повышением температуры [39]. Но в поляронном металле механизм декогерентности зонной динамики заряда существенно иной [13,14,37], а при достаточно высоких

температурах динамика заряда даже облегчается благодаря процессам термической активации, которые подстраивают потенциальные ямы в соседних узлах решетки так, чтобы энергетические уровни в этих ямах совпадали. При таком совпадении возникает возможность резонансного переноса заряда на соседний узел кристаллической решетки, что уменьшает сопротивление. Аналогичные процессы регулируют и туннельное (контактное) сопротивление манганит–металл. В общем случае проводимость контакта $dI/dV \equiv R^{-1}$ пропорциональна соответствующей «туннельной» плотности состояний [40] $dI/dV \propto \langle N(\epsilon)v_F \rangle$, где $N(\epsilon)$ – плотность состояний в металле, v_F – скорость зарядов на поверхности Ферми. В обычных металлах плотность состояний $N(\epsilon)$ практически не зависит от температуры. Иная ситуация реализуется, если при туннельном процессе происходит «одевание» свободного заряда. Например, в сверхпроводниках $N(\epsilon, T) = N(0)\epsilon / \sqrt{\epsilon^2 - \Delta(T)^2}$, где Δ – энергетическая щель сверхпроводника, которая зависит от температуры и энергии ϵ . Можно показать, что в поляронных металлах процессы рассеяния на бозонах уменьшают, а эффекты термической активации увеличивают эффективную плотность состояний зонных электронов на уровне Ферми $N(T)$. В результате конкуренции этих двух процессов $R(T)$ -зависимость контакта (1), (2) приобретает максимум, характерный вид которого приведен на рис. 2.

Аналогичную форму имела бы $\rho(T)$ -зависимость всей пластины манганита, если бы при $T \leq T_C$ динамика поляронов преобладала бы над эффектом магнитного упорядочения. В действительности же согласно современным представлениям при T_C происходит упорядочение магнитных моментов ферромагнитных областей, поэтому переход манганита в металлическую фазу реализуется посредством образования перколяционного кластера [2,18], в результате сопротивление образца $\rho(T)$ при $T < T_C$ резко падает. Характер изменения $\rho(T)$ при $T \leq T_C$ преимущественно зависит от структуры соответствующего перколяционного кластера, поскольку в этой области сопротивление определяется механизмом уплотнения. Но при более низких ($T < 100$ К) температурах, когда ферромагнитный кластер уже сформирован, сопротивление образца обусловлено динамикой поляронов в ферромагнитных областях. В «чистом» виде (т.е. без участия кластера) динамика поляронов наблюдается в контактных измерениях, которые «зондируют» поверхность монокристалла на малую глубину порядка длины l свободного пробега электрона (при температурах $T \sim 200$ К величина $l \sim 30\text{--}50$ Å [18]). В то же время характерный размер магнитных структур, образующих кластер, гораздо больше – порядка $1 \mu\text{m}$ [2,7]. Поэтому контактные измерения «прощупывают» эффективную плотность состояний манганита $N(\epsilon)$, которая характеризуется особенностью при $T_{\text{max}} \sim 200$ К, тогда как объемные измерения чувствуют структуру перколяционного кластера, формирующегося при температуре ниже T_C . Кроме того, подвижность μ поляронов, определяющая величину $\rho(T)$ при объемных измерениях, дается комбинацией соотношений (3), (4) [14,37], которая не сов-

падает с выражением для плотности состояний $N(\epsilon)$. Формулы (1), (2) дают только асимптотическое поведение $1/N(T)$ при малых и больших температурах соответственно. Поэтому в $\rho(T)$ особенность при $T = T_{\max} \approx 200$ К, соответствующая пику сопротивления в $R(T)$ -характеристике туннельного контакта, не наблюдается. Особенность при $T \approx T_{\max}$ в $\rho(T)$ возникает в недостаточно однородных образцах LCMO [41]. Но чаще этим недостатком страдают манганиты типа $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (LSMO) [20]. Однако в пленках LSMO с более совершенным контактом гранул такая особенность, связанная с протеканием тока через точечные контакты, отсутствует [42].

В заключение отметим, что при низких ($T < 50$ К) температурах сопротивление исследуемых нами контактов от давления практически не зависело. Это объясняется когерентной «металлической» динамикой решеточных поляронов при таких температурах. В то же время, сравнивая характерную энергию активации решеточных поляронов в области контакта (2) с энергией активации поляронов объемного образца (4), приходим к заключению, что в обоих случаях величина $E_a \approx 100$ meV. А это говорит о том, что при высоких и низких температурах орбитально-решеточные поляроны имеют одинаковую природу.

Таким образом, проведенные нами эксперименты показывают преобладание поляронного механизма динамики заряда в манганитах при низких температурах. Этот вывод согласуется с результатами исследований оптических спектров и нейтронной спектроскопии манганитов. Подчеркнем, что речь идет не о магнитных, а об орбитально-решеточных поляронах малого радиуса, которые могут свободно перемещаться в магнитоупорядоченных структурах, образованных слиянием (по-видимому, частичным) ферромагнитных капель (ферронов). Чисто «поляронный» механизм динамики заряда преобладает только в малых областях, в объеме самих «ферромагнитных капель» размером порядка $\sim 20 \text{ \AA}^3$. Такие малые области и зондируются при микроконтактной спектроскопии. Перескок поляронов между «ферромагнитными каплями» зависит от взаимной ориентации их магнитных моментов. Упорядочение магнитных моментов при $T < T_C$ приводит к резкому падению сопротивления $\rho(T)$ всего образца, т.е. к эффекту GMR. При этом характер поляронов в «каплях» не меняется, но благодаря подстройке магнитных моментов капель скачком возрастает вероятность перескока заряда между ними, что и обеспечивает переход от «диэлектрической» фазы манганита в металлическое состояние. Точнее, в новое особое состояние «поляронного металла».

1. *E. Dagotto*, cond-mat/0509041 (2005).
2. *E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo*, Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
3. *B.I. Belevtsev*, ФНТ **30**, 563 (2004).
4. *Э.Л. Нагаев*, УФН **168**, 917 (1998).
5. *В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов*, ФНТ **26**, 231 (2000).

6. *A.O. Сбойчаков, А.Л. Рахманов, К.И. Кугель, М.Ю. Каган, И.В. Бродский*, ЖЭТФ **122**, 869 (2002).
7. *M. Fäth, S. Freisem, A.A. Menovsky, Y. Tomioka, J. Aarts, J.A. Mydosh*, Science **285**, 1540 (1999).
8. *M. Uehara, S. Mori, C.H. Chen, S. Cheong*, Nature **399**, 560 (1999).
9. *Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин*, УФН **171**, 121 (2001).
10. *M. Viret*, Europhys. Lett. **39**, 545 (1997).
11. *M.G. Blamire, C.W. Schneider, G. Hammerl, J. Mannhart*, Appl. Phys. Lett. **82**, 2670 (2003).
12. *R. Gross, L. Alff, B. Büchner, B.H. Freitag, C. Höfener, J. Klein, Yafeng Lu, W. Mader, J.B. Philipp, M.S.R. Rao, P. Reutler, S. Ritter, S. Thienhaus, S. Uhlenbruck, B. Wiedenhorst*, JMMM **211**, 150 (2000).
13. *T. Holstein*, Ann. Phys. **8**, 325 (1959).
14. *И.Г. Ланг, Ю.А. Фирсов*, ЖЭТФ **43**, 1843 (1962).
15. *I.G. Austin, N.F. Mott*, Adv. Phys. **50**, 757 (2001).
16. *P.E. Spencer, J.H. Samson, P.E. Kornilovitch, A.S. Alexandrov*, cond-mat/0407250 (2004).
17. *A.J. Millis, P.B. Littlewood, B.I. Shraiman*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5144 (1995).
18. *M.B. Salamon, M. Jaime*, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
19. *D.M. Edwards*, Adv. Phys. **51**, 1259 (2002).
20. *M. Ziese*, Rep. Prog. Phys. **65**, 143 (2002).
21. *A. Congeduti, P. Postorino, P. Dore, A. Nucara, S. Lupi, S. Mercone, P. Calvani, A. Kumar, D.D. Sarma*, Phys. Rev. **B63**, 184410 (2001).
22. *Cui Congwu, T.A. Tyson, Z. Zhong, J.P. Carlo, Yuhai Qin*, Phys. Rev. **B67**, 104107 (2003).
23. *P. Postorino, A. Congeduti, P. Dore, F.A. Gorelli, L. Ulivi, A. Sacchetti, A. Kumar, D.D. Sarma*, Phys. Rev. Lett. **91**, 175501 (2003).
24. *А.И. Дьяченко, В.А. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко*, ФТТ **48**, 407 (2006).
25. *В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко*, ЖЭТФ **120**, 205 (2001).
26. *И.К. Янсон, Ю.Г. Найдюк*, ФНТ **30**, 355 (2004).
27. *Moore-Ho Jo, N.D. Mathur, N.K. Todd, M.G. Blamire*, Phys. Rev. **B61**, 14905 (2000).
28. *J.-S. Zhou, J.B. Goodenough*, Phys. Rev. Lett. **89**, 087201 (2002).
29. *Guo-meng Zhao, V. Smolyaninova, W. Prellier, H. Keller*, Phys. Rev. Lett. **84**, 6086 (2000).
30. *S. Fratini, S. Ciuchi*, Phys. Rev. Lett. **91**, 256403 (2003).
31. *A. Congeduti, P. Postorino, E. Caramagno, M. Nardone, A. Kumar, D.D. Sarma*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1251 (2001).
32. *J.L. Cohn*, J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism **13**, 291 (2000).
33. *X.J. Chen, H.-U. Habermeier, C.L. Zhang, H. Zhang, C.C. Almasan*, Phys. Rev. **B67**, 134405 (2003).
34. *W.E. Pickett, D.J. Singh*, Phys. Rev. **B53**, 1146 (1996).
35. *Ch. Hartinger, F. Mayr, J. Deisenhofer, A. Loidl, T. Kopp*, Phys. Rev. **B69**, 100403 (2004).
36. *Pengcheng Dai, J.A. Fernandez-Baca, N. Wakabayashi, E.W. Plummer, Y. Tomioka, Y. Tokura*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2553 (2000).

37. A.S. Alexandrov, Guo-meng Zhao, H. Keller, B. Lorenz, Y.S. Wang, C.W. Chu, Phys. Rev. **B64**, 140404 (2001).
38. N. Mannella, A. Rosenhahn, C.H. Booth, S. Marchesini, B.S. Mun, S.-H. Yang, K. Ibrahim, Y. Tomioka, C.S. Fadley, Phys. Rev. Lett. **92**, 166401 (2004).
39. Дж. Займан, Принципы теории твердого тела, Мир, Москва (1974).
40. I.I. Mazin, Europhys. Lett. **55**, 404 (2001).
41. J.H. Zhao, H.P. Kunkel, X.Z. Zhou, G. Williams, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 5785 (2001).
42. J.C. Chen, S.C. Law, L.C. Tung, C.C. Chi, W. Guan, Phys. Rev. **B60**, 12143 (1999).

D.I. Boichenko, V.A. Boichenko, V.Yu. Tarenkov, A.I. Dyachenko, V.N. Krivoruchko

POLARONIC EFFECTS IN MICROJUNCTIONS WITH MANGANITES: PRESSURE EFFECT

High hydrostatic pressures have been used as polaron dynamics indicator in manganites $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$ (LCMO). Current-voltage characteristics of bulk samples and point junctions with the LCMO microcrystals have been investigated for $P \leq 10$ kbar. It has been shown that pressure highly influences the dynamics of polarons in the manganite as shown by shifting the maximum of resistance $R(T)$ of LCMO–metal junctions to the low-temperature region at a rate $dT_{max}/dP = -0.7$ K/kbar. At the same time, for the bulk sample the maximum of resistance $\rho(T)$ ($T = T_C$) shifted towards higher temperatures $dT_C/dP = +0.91$ K/kbar. The discrepancy in the behavior of $R(P)$ of the junction and $\rho(P)$ of the bulk sample is of fundamental character. It is explained by the fact that in manganites the polaronic mechanism of current flow is realized at the low temperatures as well, but it does not yet provide the effect of giant magnetoresistance (GMR). Under the GMR realization the effects of charge percolation between magnetically ordered nanoregions participate to a considerable extent. They govern changes in resistance of bulk samples at a temperature lower than T_C , but are not evident under contact measurements probing the manganite crystals in a small volume of size $V \leq 100 \text{ \AA}^3$.

Fig. 1. Effect of pressure P on temperature dependence of resistance of manganite $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$ microcrystal: \blacksquare – $P = 0$, Δ – $P = 7$ kbar; $T_C(P) = 252.4$ K, $T_C(0) = 246$ K

Fig. 2. Temperature dependence of resistance of $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$ –In junction for $P = 0$ (\blacksquare) and $P = 7$ kbar (Δ)

Fig. 3. Comparison of experimental dependence of resistance of $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ junction on temperature with calculation done within the model of small-radius polarons: a – low-temperature part of the $R(T)$ dependence, $\omega_s = 7$ meV, — — theory, -○- - experiment; \bar{b} – high-temperature part with thermally activated dynamics of polarons, $T_C = 265$ K, $E_d/k_B \sim 1150$ K, — — theory, -□- - experiment