

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

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

## ЭЛЕКТРОН-ФОНОННАЯ СВЯЗЬ В МАНГАНИТЕ LСМО

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

Статья поступила в редакцию 15 мая 2008 года

*Методом микроконтактной спектроскопии на комбинированных контактах Ag–Ag/LСМО исследована функция электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ)  $g(\omega)$  манганита  $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$  (LСМО). Здесь Ag–Ag – микроконтакт Шарвина диаметром  $D \sim 100 \text{ \AA}$ , а Ag/LСМО – монокристалл манганита, покрытый слоем серебра толщиной  $d_{Ag}$ . Показано, что при  $l_\varepsilon \ll D \ll d_{Ag}$  комбинированный контакт позволяет исследовать материалы с малой энергетической длиной свободного пробега  $l_\varepsilon$ , причем величина неупругих эффектов в проводимости контакта может составлять 20%, а соответствие  $d^2I/dV^2 \propto g(\omega)$  выполняется с одинаковой точностью для всей области фононных частот. Спектр  $g(\omega)$  продемонстрировал аномально-сильное взаимодействие электронов в манганите с высокочастотными фононными модами, участвующими в эффекте Яна–Теллера (ЯТ). Полученные результаты показывают, что в металлической фазе манганита LСМО даже при низких температурах реализуется особое состояние поляронной среды, отличное от состояния классической ферми-жидкости.*

### Введение

Манганиты LСМО являются типичным примером материалов, демонстрирующих эффект колоссального магнитосопротивления [1–3], интенсивное исследование которого так и не привело к однозначной трактовке наблюдаемого резкого падения сопротивления манганитов  $\rho(T)$  при переходе из парамагнитного ( $T > T_C$ ) в ферромагнитное ( $T < T_C$ ) состояние [4]. То, что при  $T > T_C$  переход  $\rho(T)$  сопровождается поляронными ЯТ-эффектами, сомнений не вызывает [1,2,4]. Однако в последнее время появляется все больше экспериментальных свидетельств того, что даже при низких температурах  $T \ll T_C$  динамика заряда в металлической фазе манганитов обусловлена поляронами малого радиуса [5–7]. Эти результаты в корне противоречат традиционным представлениям о поляронах малого радиуса, согласно которым в поляронной среде должно быть сужение ширины  $W$  зоны проводимости:  $W \rightarrow W_p \ll W$  [1,3,8], тогда как в действительности измеренная ширина

$W \approx 1.2$  eV [9,10] сопоставима с зонными расчетами [11,12]. Противоречие, однако, разрешимо, если признать, что в металлической фазе манганиты являются сильнокоррелированными системами, для которых неприменимы развитые ранее теории поляронов малого радиуса [13], основанные на одно-электронном приближении.

В настоящей работе поставлен эксперимент, позволяющий определить, насколько интенсивно взаимодействуют электроны с высокочастотными фоннными модами, характерными для поляронов малого радиуса и для эффекта ЯТ. В обычных металлах матричный элемент электрон-фоннной связи  $\alpha^2(\omega)$  с ростом частоты  $\omega$  убывает [14]. Если бы аналогичное поведение наблюдалось в манганите, это был бы аргумент против поляронной гипотезы. И, наоборот, если манганиты – поляронные металлы [13], то наиболее сильное взаимодействие электронов с фононами следует ожидать для энергий, соответствующих ЯТ-искажениям решетки.

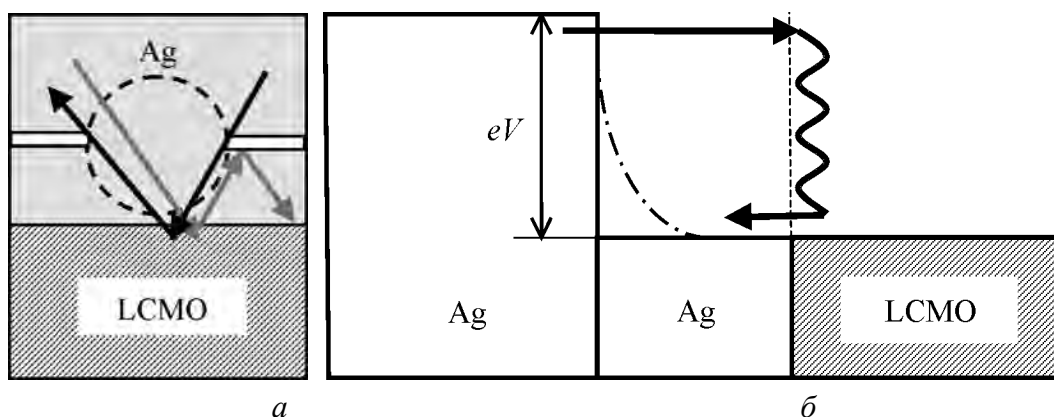
Однако определить зависимость  $g$  от частоты  $\omega$  затруднительно, особенно в области больших частот. Традиционный метод туннельной спектроскопии функции  $g(\omega)$  применим только к сверхпроводникам [14,15]. Для металлов в нормальном состоянии высокую эффективность показал альтернативный метод микроконтактной спектроскопии [16,17], основанный на инжекции носителей высокой энергии в металл с помощью микроконтакта Шарвина [18]. Электрическое поле, приложенное к контакту Шарвина диаметром  $D$ , проникает в металл на глубину порядка  $D$  [17]. В этой области реализуется ускорение инжектируемых электронов, в результате чего они приобретают дополнительную энергию  $\varepsilon = eV$ . Если выполняется условие  $eV = \hbar\omega$ , электрон может испустить фонон с частотой  $\omega$ , причем часть электронов рассеивается в сторону отверстия контакта. Возникающий противоток электронов уменьшает ток через контакт. Это приводит к излому зависимости  $I(V)$  при  $eV = \hbar\omega$ , что соответствует уменьшению проводимости контакта при  $eV \geq \hbar\omega$ . В результате суммирования таких процессов в спектре контакта Шарвина непосредственно отражается функция  $g(\omega)$ :  $g(\omega) \propto -d^2I/dV^2|_{eV = \hbar\omega}$  [17]. Условием этого является выполнение неравенств  $l \gg D$ ,  $l_\varepsilon \gg D$ , где  $l$ ,  $l_\varepsilon$  – соответственно упругая и неупругая длины свободного пробега электрона с избыточной энергией  $\varepsilon$ . Если нарушается неравенство  $l \gg D$ , то контакт не является баллистическим. Такая ситуация обычно и реализуется в микроконтактах Шарвина с манганитами, которые являются плохими проводниками даже при низких температурах. В результате контакты с диаметром  $D = 100$  Å не являются баллистическими, а приготовление стабильных контактов существенно меньшего размера затруднительно. В принципе можно получить определенную информацию о спектре  $g(\omega)$  и на контактах Шарвина с диффузным характером проводимости [19]. Однако нас интересует эффективность взаимодействия электронов с высокочастотными фоннными модами в ЛСМО. В манганитах скорость электронов на уровне Ферми на порядок меньше, чем в обычных металлах, а характерные энергии фононов –

на порядок больше. В результате для электронов с избыточной энергией  $\varepsilon = 50 \text{ meV}$  длина пробега в LCMO  $l_\varepsilon \sim 10 \text{ \AA}$  оказывается порядка постоянной решетки, поэтому нарушается второе, наиболее важное спектроскопическое условие для контактов Шарвина, согласно которому *обязательно* должно быть  $l_\varepsilon \gg D$ . При обратном неравенстве  $l_\varepsilon \ll D$  только малая часть электронов достигает энергии  $\varepsilon = eV$  без рассеяния, поэтому информация об интенсивности высокочастотной части спектра  $g(\omega)$  оказывается искаженной (тепловой режим [19]).

Совсем иная ситуация реализуется в комбинированных контактах Ag–Ag|LCMO, в которых ускорение электронов реализуется в «идеальном» контакте Шарвина Ag–Ag, а релаксация энергии «горячих» электронов – в узком слое манганита на границе Ag|LCMO. В таком случае малая энергетическая длина пробега  $l_\varepsilon$  в манганите не мешает, а способствует наблюдению спектра  $g(\omega)$ , который, как и в обычном контакте Шарвина, находится из соответствия  $g(\omega) \propto -d^2I/dV^2$ . При этом комбинированный контакт Шарвина Ag–Ag|LCMO имеет одинаковые спектроскопические характеристики для всего диапазона частот фононного спектра манганита.

### Эксперимент

В комбинированном контакте Ag–Ag|LCMO первый слой серебра Ag|LCMO должен наноситься на атомарно совершенную и чистую поверхность манганита, что лучше всего выполняется для микрокристаллов и эпитаксиальных пленок. Только в таком случае будет сохраняться компонента импульса электрона, параллельная границе раздела Ag|LCMO. Микрокристаллы LCMO приготавливали в процессе прессования тонких ( $\sim 0.1 \text{ mm}$ ) керамических пластин LCMO при давлениях  $\sim 30 \text{ kbar}$  с последующей термообработкой при температуре  $T = 1250^\circ\text{C}$  [20]. Эпитаксиальные пленки получали методом магнетронного напыления.



**Рис. 1.** Схема комбинированного контакта Ag–Ag|LCMO (a) и распределение в нем потенциала  $eV$  (б): стрелки – релаксация энергии горячего электрона на фоне (волнистая линия)

Потенциал, приложенный к комбинированному контакту, будет локализоваться на «ускоряющем» контакте Шарвина Ag–Ag, если выполняются условия  $\rho_{\text{LCMO}} \ll R_0\phi$  (для монокристаллов) и  $R_{\square} \ll R_0$  (для пленок). Здесь  $R_0$  – сопротивление микроконтакта Шарвина Ag–Ag,  $\phi$  – размер покрытия Ag|LCMO,  $R_{\square}$  – сопротивление пленки на квадрат площади. Нарушение этих условий не искажает спектр  $g(\omega)$ , но приводит к масштабированию шкалы потенциала  $V$ . Она «растягивается» в отношении  $\zeta \approx 1 + \rho_{\text{LCMO}}/(2\phi R_0)$  (кристалл) и  $\zeta \approx 1 + R_{\square}/2R_0$  (пленки). Исследовали монокристаллы LCMO (температура Кюри  $T_C = 260$  К) размером  $\phi \sim 5 \mu\text{m}$  и эпитаксиальные пленки LCMO ( $T_C = 270$  К) оптимального состава  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  с сопротивлением  $R_{\square} \sim 0.5 \Omega$  ( $T = 4.2$  К). Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводили стандартным четырехзондовым методом при температуре 4.2 К в среде жидкого гелия. Температурный датчик размещали непосредственно на поверхности образца. Производные  $dI/dV$ ,  $d^2I/dV^2$  находили как численным дифференцированием  $I$ – $V$ -зависимостей, так и непосредственно, с помощью стандартной мостовой схемы [14,15].

Согласно рис. 2,а ВАХ комбинированного контакта характеризуется законом Ома при  $V \leq 50$  мВ, отклонение от которого при больших напряжениях вызвано неупругим взаимодействием с фононами. На рис. 2,б приведена соответствующая проводимость контакта Ag–пленка LCMO. Как видим, наиболее сильное отклонение от закона Ома наблюдается в области напряжений  $V \leq 80$  мВ, что соответствует верхней границе фононного спектра манганита LCMO, найденного разными методами [21–25].

На рис. 3 приведена вторая производная тока через комбинированный микроконтакт, которая, как показано ниже, пропорциональна функции ЭФВ манганита,  $d^2I/dV^2 \propto g(\omega)$ . Как видим, при общем возрастании интенсивности спектра  $g(\omega)$  на высоких частотах четко проявляются особенности (пики) при  $\hbar\omega = 21, 36, 45, 55, 66$  и  $73$  meV (монокристалл), а также не всегда выраженный пик при низких энергиях в диапазоне 7–10 meV. Наблюдается хорошее

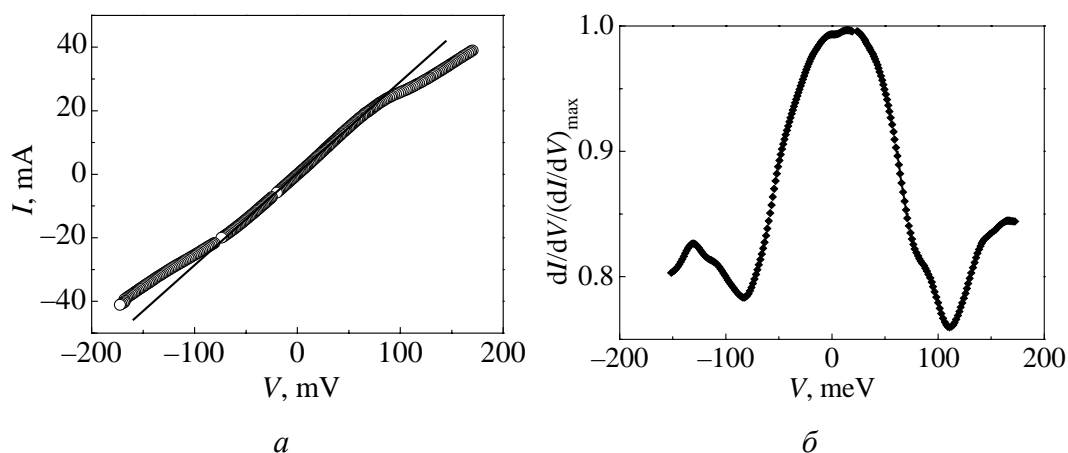
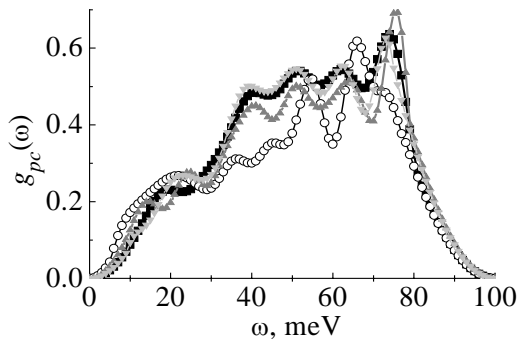


Рис. 2. ВАХ (а) и проводимость контакта Ag–Ag|LCMO (б)



**Рис. 3.** Спектр  $g_{pc}(\omega) \propto d^2I/dV^2$  для пленок (▲, ▼, ■) и монокристалла (○) LCMO

которые возникают при вытягивании Mn–O-связей (bond stretching modes). Эта мода особенно ярко проявилась в спектре  $d^2I/dV^2$  пленки (рис. 3), она соответствует ЯТ-деформации (растяжению) Mn–O-связи [27]. Согласно [28] этой моде соответствует частота 18 THz (75 meV). «Растягивающая» (bond stretching) ЯТ-мода  $\omega_{JT}(\mathbf{q})$  показывает аномальное смягчение от 73 до 50 meV, когда импульс  $\mathbf{q}$  фонона приближается к границе зоны Бриллюэна [27], т.е. отражается в спектре «дважды». Сильное взаимодействие электронов с аналогичными «вытягивающими» колебаниями CuO-связи (с энергией  $\hbar\omega \approx 70$  meV) характерно и для купратов, но в манганитах эффективность ЭФВ представляется более сильной. Об эффективности взаимодействия электронов с bond stretching фононами говорит сравнение амплитуды пика в  $g_{pc}(\omega)$  при  $\hbar\omega = 75$  meV с особенностями при  $\hbar\omega \sim 20\text{--}30$  meV. Особенность при  $\hbar\omega \approx 51$  meV наблюдается также в спектре  $d^2I/dV^2$  пленок.

Согласно данным [28] закон дисперсии  $\omega_{\mathbf{q}}$  акустических мод в манганите LCMO, начиная с вектора  $\mathbf{q} = 0.2(\pi/a, 0)$  и до границы зоны Бриллюэна, имеет плоский участок, т.е. расширенную сингулярность Ван-Хова при  $\nu = 1.6$  THz (6.6 meV) и 2.7 THz (11 meV). Возможно, именно эти моды проявляются в спектре  $d^2I/dV^2$  при  $\hbar\omega \approx 9$  meV (рис. 3). Следы таких мод при  $\hbar\omega \sim 10$  meV видны также в фононном спектре  $F(\omega)$ , полученном методом неупругого рассеяния нейтронов [22]. В обзоре [1] отсутствие прямого подтверждения взаимодействия низкочастотных мод с электронами послужило главным аргументом против поляронной гипотезы. Поэтому наблюдаемая заметная связь электронов с фононами малой энергии  $\hbar\omega \sim 10$  meV подтверждает поляронную гипотезу, согласно которой такие фононы вносят преобладающий вклад в температурную зависимость сопротивления  $\rho(T)$  манганитов [29,30].

Таким образом, эксперимент демонстрирует четкий спектр функции ЭФВ  $g(\omega)$ , пропорциональный второй производной тока через микроконтакт Ag–Ag|LCMO (рис. 3), а также аномально-большой ( $\sim 20\%$ ) вклад неупругих процессов в проводимость контакта  $dI/dV$  (см. рис. 2,б). В следующем разделе показано, что возможность спектроскопии высокочастотных мод в комбинированных контактах обусловлена в первую очередь «разделением

согласие этих энергий с характерными фононными частотами манганита. Нижняя ветвь при 21 meV соответствует колебаниям La/Ca-ионов относительно MnO<sub>6</sub>-октаэдра [23,26]. Ветви с энергиями в центре зоны при 37 и 45 meV обязаны возбуждению двух ЯТ-фононных мод с изгибными и линейно-дышащими характеристиками [27].

Наибольшей энергией обладают колебания с энергией  $\hbar\omega = 72\text{--}74$  meV,

функций» ускорения (Ag–Ag)-электронов и их релаксации на фонах (Ag|LCMO). Такое разделение сохранило возможность спектроскопии в баллистическом режиме, при этом в спектре  $d^2I/dV^2$  отсутствует так называемый [16] фон (рис. 3), обязанный неравновесным фонам [19]. В комбинированном контакте последние быстро уходят из тонкой ( $\sim l_\epsilon$ ) «рабочей» области на Ag|LCMO-границе в прослойку серебра, толщина которой намного больше ( $d_{Ag} \gg l_\epsilon$ ), где и релаксируют, не давая вклад в процессы неупругого рассеяния в LCMO. В результате фон в спектре  $d^2I/dV^2$  не проявляется.

### Теория

Рассмотрим динамику заряда в комбинированных контактах Ag–Ag|LCMO (см. рис. 1), где Ag–Ag – баллистический микроконтакт Шарвина, а граница раздела Ag|LCMO совершенная, т.е. при ее прохождении электрон сохраняет продольную (вдоль границы) компоненту импульса. Тем не менее из-за разности скоростей Ферми в серебре  $v_{Ag}$  и манганите  $v_{LCMO}$  электроны частично отражаются от границы с эффективным коэффициентом прохождения

$$D_{\text{eff}} = \frac{4v_{Ag}v_{LCMO}}{(v_{Ag} + v_{LCMO})^2}.$$

Согласно данным зонной структуры [11] отношение  $v_{Ag}/v_{LCMO} \approx 10$ , поэтому для границы Ag|LCMO параметр  $D_{\text{eff}} \approx 0.3$ . В условиях баллистической динамики зарядов контактным сопротивлением границы Ag|LCMO можно пренебречь при выполнении условия  $d_{Ag}^2 \ll \phi^2 D_{\text{eff}}$ , что при  $d_{Ag} \sim 300 \text{ \AA}$ ,  $\phi \sim 10^4 \text{ \AA}$  и  $D_{\text{eff}} \approx 0.3$  выполняется с большим запасом. Предполагаем также выполненными условия четырехзондовой схемы, когда параметр  $\zeta \approx 1$  (см. выше), поэтому весь внешний потенциал  $V$  приложен непосредственно к контакту Ag–Ag.

На рис. 1,а приведена схема контакта, штриховой окружностью показана область в окрестности отверстия контакта Шарвина Ag–Ag, в которой локализовано электрическое поле. На рис. 1,б положительный потенциал приложен к LCMO, на границе Ag|LCMO падение напряжения равно нулю. При  $D \ll d_{Ag}$  область, где приложен потенциал  $V$  (штрихпунктирная кривая), сосредоточена в окрестности контакта Шарвина, для которого всегда выполнено условие  $D \ll l^{Ag}$ . Сопротивление баллистического контакта Шарвина  $R_0$  дается формулой Ландауэра  $R_c / R_0 = Sk_F^2 / 4\pi$ ,  $R_c = \pi\hbar / e^2 = 12.9 \text{ k}\Omega$ , где  $k_F$  – волновое число электрона на уровне Ферми Ag,  $S = \pi a^2$  – площадь отверстия контакта. При сопротивлении  $R_0 = 10 \text{ }\Omega$  радиус контакта  $a \sim 100 \text{ \AA}$ , что намного меньше длины свободного пробега электрона в серебре  $l^{Ag} \geq \geq 10^4 \text{ \AA}$ . Поэтому электроны движутся через контакт Шарвина без рассеяния, ускоряясь в области размером  $\sim a$ . Решение соответствующего бесстолкновительного кинетического уравнения

$$\mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (1)$$

находится при граничных условиях  $f(\mathbf{p}, \mathbf{r})|_{\mathbf{r} \rightarrow \pm\infty} = f(\epsilon_{\mathbf{p}})$ ;  $f^{\rightarrow} = f(\epsilon_{\mathbf{p}} + eV(1 - \Omega/4\pi))$  для электронов, падающих на манганит, и  $f^{\leftarrow} = f(\epsilon_{\mathbf{p}} - eV\Omega/4\pi)$  для электронов, отраженных от манганита [17]. Здесь  $f(\epsilon_{\mathbf{p}}) = 1/(\exp(\epsilon_{\mathbf{p}}/kT) + 1)$  – равновесная функция распределения Ферми, энергия  $\epsilon_{\mathbf{p}}$  электрона с импульсом  $\mathbf{p}$  отсчитывается от уровня Ферми,  $\Omega$  – телесный угол, под которым видно отверстие контакта с точки  $\mathbf{r}$  (см. рис. 1,а). На оси симметрии контакта  $|\mathbf{r}| = d_{\text{Ag}}$ ,  $\Omega = 2\pi(d_{\text{Ag}} - \sqrt{d_{\text{Ag}}^2 - a^2})/d_{\text{Ag}}$  ( $a$  – радиус отверстия,  $d_{\text{Ag}}$  – толщина покрытия Ag на поверхности LCMO). Как видим, с ростом  $d_{\text{Ag}}$  поправки  $\Omega/4\pi \approx (1/4)(a/d_{\text{Ag}})^2$  быстро убывают, поэтому в комбинированном контакте при условии  $d_{\text{Ag}} \geq 2a = D$  практически все ускорение электронов приходится на контакт Шарвина Ag–Ag. Заметим, при выполнении неравенств  $\rho_{\text{Ag}}/d_{\text{Ag}} \ll R_0$  и  $d_{\text{Ag}}^2 \ll \phi^2 D_{\text{eff}}$  электрон, проникающий через границу Ag|LCMO, далее не ускоряется, а только может релаксировать, что делает контакт спектроскопическим даже при нарушении «строгого» неравенства  $a \ll d_{\text{Ag}}$ .

На границе Ag|LCMO реализуется неупругое рассеяние электронов, разогнанных в области контакта Шарвина. В результате часть электронов рассеивается назад и *возвращается обратно через отверстие* контакта Ag–Ag в серебряный инжектор (см. рис. 1). Этот эффект и приводит к нелинейности ВАХ при энергиях, соответствующих фононным частотам  $eV \approx \hbar\omega$ .

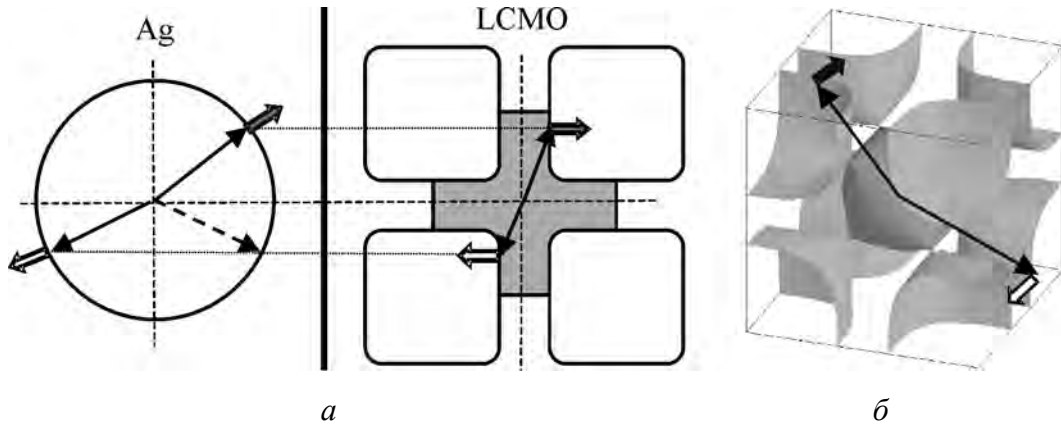
Упругая компонента тока  $I_{el}$  через комбинированный контакт равна току через контакт Шарвина Ag–Ag и поэтому имеет омический характер:

$$I_{el} = (1/eR_0) \int [f(E + eV) - f(E)] dE = V/R_0. \quad (2)$$

При вычислении неупругой компоненты тока рассмотрим предел малой энергетической длины свободного пробега в манганите  $l_{\epsilon} \ll D$ , обратный тому, который анализировался в работе [17] для баллистических контактов Шарвина. В манганите константа ЭФВ  $\lambda = 2[d\omega\alpha^2 F(\omega)/\omega \approx 1.2$  [31], скорость Ферми  $v_F^{\text{LCMO}} \approx 2 \cdot 10^7$  cm/s [11], поэтому для мод с энергией  $\epsilon = \hbar\omega = 50\text{--}70$  meV длина пробега  $l_{\epsilon} \sim \hbar v_F^{\text{LCMO}}/\lambda(1 + \lambda)\epsilon \sim 10$  Å  $\ll a \sim 100$  Å. Предполагаем также выполненным условие  $d_{\text{Ag}} \gg D$ , тогда «разгон» электронов реализуется еще до достижения Ag|LCMO-границы. Поэтому длина  $l_{\epsilon}$  является наименьшим параметром теории.

Разогнанные на потенциале  $eV$  (рис. 1,б) электроны долетают до Ag|LCMO-границы без рассеяния. Однако, проникая в манганит, «горячие» электроны сразу же неупруго рассеиваются на фононах в тонком ( $\sim 10$  Å)

приповерхностном слое границы Ag|LCMO. При таком неупругом рассеянии на фононе с энергией  $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$  электрон теряет энергию, но приобретает дополнительный импульс  $\mathbf{q}$  и в результате получает возможность отразиться «назад» на свободные состояния распределения  $f$  (рис. 4,а). В манганите функция распределения  $f_{in}(\mathbf{p},\mathbf{r})$  рассеянных электронов находится из решения кинетического уравнения Больцмана



**Рис. 4.** Процесс рассеяния электронов на границе Ag|LCMO (а) и на дырочной поверхности Ферми манганита LCMO (б): окружность – сечение поверхности Ферми Ag, затененный участок – занятые электронные состояния LCMO, тонкие стрелки – волновые векторы, широкие короткие стрелки – направления групповых скоростей электрона до (темная стрелка) и после (светлая стрелка) рассеяния на фононе

$$\mathbf{v}_F \frac{\partial f_{in}}{\partial \mathbf{r}} = I_{col}(\mathbf{p}, \mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $I_{col}$  – интеграл столкновений электронов с фононами манганита,

$$I_{col} = \int \frac{d^3 \mathbf{q}}{(2\pi)^3} W_{\mathbf{q}} \left\{ \begin{aligned} & \left( f_{\mathbf{p}+\mathbf{q}}(1-f_{\mathbf{q}})(N_{\mathbf{q}}+1) - f_{\mathbf{p}}(1-f_{\mathbf{p}+\mathbf{q}})N_{\mathbf{q}} \right) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{p}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) + \\ & \left( f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}(1-f_{\mathbf{p}})N_{\mathbf{q}} - f_{\mathbf{p}}(1-f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}})(N_{\mathbf{q}}+1) \right) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{p}} + \hbar\omega_{\mathbf{q}}) \end{aligned} \right\}; \quad (4)$$

$W_{\mathbf{q}}$  – квадрат матричного элемента ЭФВ;  $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$  – энергия фонона с импульсом  $\mathbf{q}$ ;  $N_{\mathbf{q}} = 1/(\exp(\omega_{\mathbf{q}}/kT) - 1)$  – равновесная функция распределения Бозе;  $f_{\mathbf{p}} = f(\varepsilon_{\mathbf{p}})$  – функция распределения Ферми;  $\mathbf{v}_F$  – скорость электрона в манганите на поверхности Ферми. В отличие от кинетического уравнения (1), записанного для серебра, в (3) нет слагаемого с электрическим полем, т.к. по условию задачи все электрическое поле приложено непосредственно к контакту Ag–Ag. Величина неупругого тока  $I_{in}$  (потока электронов, отброшенных назад от Ag|LCMO-границы в отверстие контакта Ag–Ag, рис. 1,а) дается формулой

$$I_{in} = e \int_S d^2 \mathbf{r} \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} f_{in}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \mathbf{v}, \quad (5)$$



где поверхностный интеграл по  $d^2\mathbf{r}$  берется по границе раздела Ag|LCMO. Используя решение уравнения (3) и формулу (4), ток  $I_{in}$  (5) можно представить в виде

$$I_{in} = -\frac{e}{(2\pi)^6} \times \int d^2\mathbf{r} \int_0^\infty d\tau \int_0^\infty d\omega L(\omega, eV, T) \int \frac{dS_{\mathbf{p}}}{v_{\perp}} \int \frac{dS_{\mathbf{p}'}}{v'_{\perp}} |v_z| \Theta(\mathbf{p}'_{Ag}, \mathbf{p}_{Ag}, \mathbf{r}) W_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'} \delta(\omega - \omega_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}), \quad (6)$$

где функция

$$L(\omega, eV, T) = M(\omega, eV, T) - M(-\omega, eV, T), \\ M(\omega, eV, T) = \frac{eV - \omega}{\exp((eV - \omega)/kT) - 1} \frac{\exp(eV/kT) - 1}{\exp(\omega/kT) - 1}.$$

Интеграл по параметру  $\tau = l/v_F$  выполняется в (6) вдоль траектории электрона в манганите;  $Z$  – ось симметрии контакта; импульсы и скорости электрона берутся на поверхности Ферми LCMO. При пересечении электроном с энергией  $\varepsilon_{\mathbf{p}}^{Ag}$  границы Ag|LCMO сохраняются энергия электрона  $\varepsilon_{\mathbf{p}_{Ag}}^{Ag} = \varepsilon_{\mathbf{p}_{LCMO}}^{LCMO}$  и продольная (вдоль границы) компонента импульса  $\mathbf{p}$ :  $\mathbf{p}_{\parallel}^{Ag} = \mathbf{p}_{\parallel}^{LCMO}$ . Аналогичные условия выполняются и для электронов, возвращающихся после рассеяния из манганита в серебро. Пример согласования значений импульсов  $\mathbf{p}$  при  $\mathbf{p}_{\parallel}^{Ag} = \mathbf{p}_{\parallel}^{LCMO}$  приведен на рис. 4,а. В интеграле (6) подразумевается, что векторы  $\mathbf{p}_{Ag}$  и  $\mathbf{p}'_{Ag}$  для электрона в серебре задаются импульсами  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{p}'$  этого электрона в манганите в соответствии с упомянутыми законами сохранения на границе Ag|LCMO.

Функция  $\Theta(\mathbf{p}_{Ag}, \mathbf{p}'_{Ag}, \mathbf{r}) = \theta(\mathbf{p}'_{Ag} \in \Omega(\mathbf{r}))\theta(\mathbf{p}_{Ag} \in \Omega(\mathbf{r}))$  ( $\theta(x > 0) = 1$ ,  $\theta(x < 0) = 0$ ) отбирает процессы рассеяния, при которых импульсы электрона в серебре до ( $\mathbf{p}_{Ag}$ ) и после ( $\mathbf{p}'_{Ag}$ ) рассеяния попадали в телесный угол  $\Omega(\mathbf{r})$ , под которым отверстие контакта Ag–Ag видно с точки  $\mathbf{r}$  на интерфейсе Ag|LCMO (см. рис. 1,а). Все остальные отраженные электроны релаксируют в самой структуре Ag|LCMO и поэтому не влияют на «обратный» поток электронов через отверстие контакта Ag–Ag (серые стрелки на рис. 1,а). В результате, хотя интеграл  $\int d^2\mathbf{r}$  в (6) берется по *всей* площади контакта Ag|LCMO, основной вклад дают участки, удаленные от оси симметрии контакта на расстояние порядка  $d_{Ag}$ .

Анализ геометрии неупругого рассеяния электронов в манганите существенно упрощается условием  $l_{\varepsilon} \ll d_{Ag}$ . Тогда расчет функции  $\Theta$  с погрешностью порядка  $l_{\varepsilon}/d_{Ag} \ll 1$  можно выполнять на самой границе Ag|LCMO. Кроме того, при малых характерных значениях  $l_{\varepsilon}$  интеграл по (6) ограничен диапазоном «времен»  $\tau \sim l_{\varepsilon}/v_z$ . В результате в интеграле (6) можно выделить

часть («эффективную длину»), зависящую только от импульсов электронов в серебре и манганите:

$$l_{\text{eff}}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \frac{1}{D^2} \int d^2\mathbf{r} \int_0^\infty d\tau \Theta(\mathbf{p}'_{\text{Ag}}, \mathbf{p}_{\text{Ag}}, \mathbf{r}) |v_z|. \quad (7)$$

Диссипация энергии электронов в манганите происходит на границе Ag/LСМО в объеме размером  $\sim l_\epsilon d_{\text{Ag}}^2$ , однако телесный угол  $\Omega$ , попав в который отраженный электрон возвращается в отверстие контакта Ag–Ag, убывает с ростом толщины  $d_{\text{Ag}}$  слоя серебра как  $(D/d_{\text{Ag}})^2$ . В результате множители  $\sim d_{\text{Ag}}^2$  и  $\sim d_{\text{Ag}}^{-2}$  в интеграле (7) взаимно компенсируются, и по порядку величины  $l_{\text{eff}} \sim l_\epsilon$ . В общем случае можно записать

$$l_{\text{eff}} = l_\epsilon K(\mathbf{v}, \mathbf{v}'), \quad (8)$$

где форм-фактор  $K(\mathbf{v}, \mathbf{v}')$  выражен через скорости падающего и отраженного электронов в манганите. Величина  $K(\mathbf{v}, \mathbf{v}')$  определяется геометрией процесса, при котором электроны с поверхности Ферми серебра попадают на поверхность Ферми манганита (рис. 4,а), которая имеет протяженные «плоские» участки (рис. 4,б) [12]. С учетом уравнений (6) и (8) неупругий «возвратный» ток составляет

$$I_{\text{in}}(V) = -\frac{e}{(2\pi)^6} D^2 l_\epsilon \int_0^\infty d\omega L(\omega, eV, kT) \int_{v_\perp} \frac{dS_{\mathbf{p}}}{v_\perp} \int_{v'_\perp} \frac{dS}{v'_\perp} K(\mathbf{v}, \mathbf{v}') W_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'} \delta(\omega - \omega_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}). \quad (9)$$

(Здесь стоит заряд  $e$ , а не  $2e$ , так как манганит – половинный металл, поэтому в неупругих процессах участвуют только электроны с выделенным направлением спина  $\uparrow$ ). Ток  $I_{\text{in}}$  «возвратных» электронов уменьшает полный ток  $I$  через контакт:  $I = I_{\text{el}} + I_{\text{in}}$ , что и приводит к излому на ВАХ при  $eV$  в области характерных фононных энергий  $\hbar\omega$  (см. рис. 2,а). Согласно (2), (9) вторая производная тока через комбинированный контакт  $d^2I/dV^2 = d^2I_{\text{in}}/dV^2$  непосредственно отражает спектральную функцию ЭФВ  $g(\omega)$ :

$$\frac{d^2I}{dV^2} \approx -\frac{C}{R_0} \frac{el_\epsilon}{\hbar v_F} \int_0^\infty \frac{d\omega}{T} g(\omega) \chi\left(\frac{\omega - eV}{T}\right), \quad (10)$$

где  $C$  – безразмерная константа порядка единицы, определяемая форм-фактором  $K(\mathbf{v}, \mathbf{v}')$  из уравнений (7), (8);  $R_0$  – сопротивление отверстия; температурное уширение (в масштабе  $\Delta\omega = 5.4kT$ ) задается функцией

$$\chi(x) = \frac{d^2}{dx^2} \left( \frac{x}{e^x - 1} \right),$$

а эффективная микроконтактная функция ЭФВ

$$g_{pc}(\omega) = \alpha_{pc}^2(\omega)F(\omega) = \frac{\sum_s \int \frac{dS_p}{(2\pi)^3 v_\perp} \int \frac{dS_{p'}}{(2\pi)^3 v'_\perp} K(\mathbf{v}, \mathbf{v}') W_{\mathbf{p}-\mathbf{p}',s} \delta(\omega - \omega_{\mathbf{p}-\mathbf{p}',s})}{\int \frac{dS_p}{(2\pi)^3 v_\perp}}. \quad (11)$$

Здесь все переменные относятся к манганиту. В пределе  $T \rightarrow 0$

$$\frac{d^2 I}{dV^2} \approx -\frac{C}{R_0} \frac{e l_\varepsilon}{\hbar v_F} g_{pc}(\hbar\omega = eV). \quad (12)$$

В манганите LCMO поверхность Ферми характеризуется плоскими участками (рис. 4) [12,32,33]. Как видим (рис. 4,а), для таких участков рассеяние электронов на фононах с большой передачей импульса  $\mathbf{q}$  с высокой вероятностью обеспечивает возвращение неупругорассеянных электронов в сторону отверстия контакта Шарвина. Согласно (12) амплитуду нелинейностей в ВАХ комбинированного контакта Ag–Ag|LCMO можно оценить как

$$\frac{1}{R_0} \frac{dR}{d(eV)} \sim C \frac{l_\varepsilon}{\hbar v_F} g(eV) \sim \frac{C}{\hbar\omega_D}, \quad (13)$$

где  $R = dV/dI$  – динамическое сопротивление,  $l_\varepsilon = v_F \tau_\varepsilon$  ( $1/\tau_\varepsilon \sim \omega_D g$ ,  $\omega_D$  – характерная частота фононного спектра LCMO). То есть в комбинированных контактах отклонение от омического закона  $\delta R/R_0 \sim CeV/\hbar\omega_D$ . При  $eV \sim \hbar\omega_D$  и  $C \sim 1$  это составляет величину порядка самого сопротивления  $R_0$ . Максимум нелинейных эффектов в проводимости может даже превысить наблюдаемую 20%-ную величину (рис. 2,б), если барьер, разделяющий два электрода Ag (см. рис. 1), предельно тонкий и размер  $d_{Ag} \gg D$ . Тогда электроны, испускаемые из инжектора под большими углами  $\theta \leq (2/3)\pi$ , благодаря большой длине пробега в серебре также возвращаются в инжектор, поэтому доля неупругого тока в проводимости контакта может достигать 30% ( $\theta/2\pi \sim 1/3$ ).

Для баллистического контакта Шарвина типа металл–металл с энергетической длиной пробега в металле  $l_\varepsilon$  аналогичные оценки [19] приводят к результату

$$\frac{1}{R_0} \frac{dR}{d(eV)} \sim \frac{D}{\hbar v_F} g(eV) \sim \frac{1}{\hbar\omega_D} \frac{D}{l_\varepsilon} \ll \frac{1}{\hbar\omega_D}, \quad (14)$$

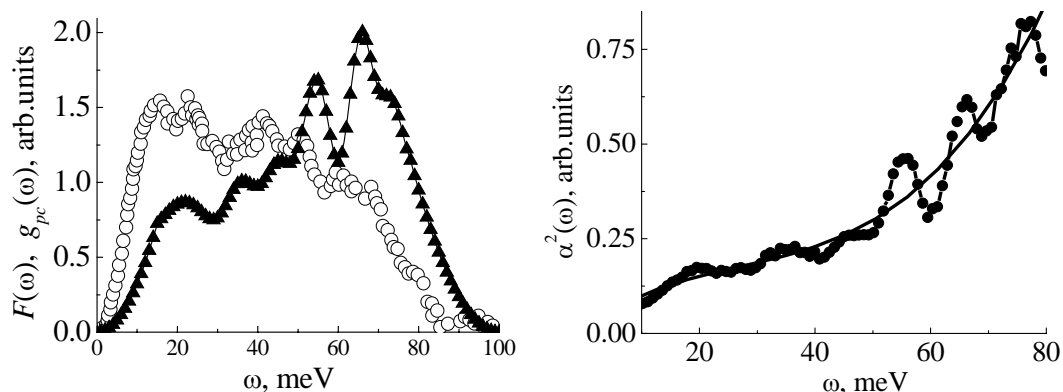
так как баллистический режим в контактах Шарвина реализуется только при условии  $D \ll l_\varepsilon$ . При технологически достижимом диаметре контакта  $D = 100 \text{ \AA}$  условие  $D/l_\varepsilon \ll 1$  выполняется, например, для простых металлов типа Pb, Hg, Sn [16].

Как видим, оценка (14) для контакта Шарвина в отношении  $D/l_\varepsilon \ll 1$  меньше оценки (13). Однако главное преимущество комбинированных контактов над контактами Шарвина не столько в величине нелинейных эффектов в проводимости  $dI/dV$  контакта, сколько в *сохранении баллистического режима* для материалов с малой энергетической длиной свободного пробега  $l_\varepsilon$  (манганиты,

купраты). В микроконтактах с этими материалами вместо условия  $D/l_\epsilon \ll 1$ , как правило, выполняется обратное неравенство  $D/l_\epsilon \gg 1$ , т.е. диаметр контакта  $D \sim 100 \text{ \AA}$  превосходит длину  $l_\epsilon \approx 10 \text{ \AA}$ . Тем не менее комбинированные контакты типа Ag–Ag|LCMO позволяют исследовать ЭФВ и в таких материалах, причем в баллистическом режиме, когда соответствие  $d^2I/dV^2 \propto g_{pc}(\omega) \propto \alpha^2(\omega)F(\omega)$  выполняется для всех частот  $\omega$  фононного спектра.

### Заключение

Таким образом, проведенный теоретический анализ показывает, что при  $l_\epsilon \ll D \leq d_{Ag}$  для спектра комбинированного контакта Ag–Ag|LCMO выполняется соответствие  $d^2I/dV^2 \propto g_{pc}(\omega)$ .



**Рис. 5.** Сопоставление фоновой плотности состояний  $F(\omega)$  ( $\blacktriangle$ ) (нейтронные измерения [23]) со спектральной функцией  $g_{pc}(\omega) \propto d^2I/dV^2|_{eV=\hbar\omega}$  манганита LCMO ( $\circ$ )

**Рис. 6.** Матричный элемент  $\alpha^2(\omega)$  ЭФВ в манганите LCMO ( $\bullet$ ) (приведена интерполяция полиномом третьего порядка)

Функция  $g_{pc}(\omega)$  отличается от стандартной функции ЭФВ  $g(\omega) = \alpha^2(\omega)F(\omega)$  [14,15] форм-фактором  $\langle K(\mathbf{v},\mathbf{v}') \rangle$ , который определяется граничными условиями на интерфейсе Ag|LCMO и строением поверхности Ферми манганита LCMO (рис. 4). Существенно, что при условии  $l_\epsilon \ll d_{Ag}$  этот форм-фактор *не зависит* от фононных частот манганита. Поэтому для определения относительного вклада фононных мод в матричный элемент ЭФВ  $\alpha^2(\omega)$  достаточно использовать отношение  $\alpha^2(\omega) \propto g_{pc}(\omega)/F(\omega)$ , где  $g_{pc}(\omega)$  – спектр манганита, определяемый из соотношения  $-d^2I/dV^2 \propto g_{pc}(\omega)$ , а  $F(\omega)$  – фоновая плотность состояний в LCMO. На рис. 5 показаны функция  $F(\omega)$  [22] и функция  $g_{pc}(\omega)$  для монокристалла LCMO, найденная из соответствия  $-d^2I/dV^2 \propto g_{pc}(\omega)$ . Обе функции нормированы на одну площадь. Как видим, общим для функции  $F(\omega)$  и  $g_{pc}(\omega)$  являются начало и конец спектров, а также характерный для функции  $F(\omega)$  в перовскитах провал в районе энергий  $\hbar\omega \sim 30 \text{ meV}$ , отделяющих преимущественно звуковые моды от массива оптических колебаний ио-

нов кислорода. Согласно рис. 6 в LCMO существует аномально-сильная связь  $\alpha^2(\omega)$  электронов с деформациями  $\text{MnO}_6$ -октаэдров, характерными для «остаточного» ЯТ-эффекта в металлической фазе манганитов. Наиболее значительно взаимодействие с высокочастотными (oxygen bond stretching) [27] фононами. Эти результаты хорошо согласуются с поляронной гипотезой [4–7], согласно которой поляроны «выживают» и в металлической фазе манганитов, что возможно только для сильнокоррелированных систем.

1. *M.B. Salamon, M. Jaime*, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
2. *E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo*, Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
3. *В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов*, ФНТ **26**, 231 (2000).
4. *C. Shen, G. Alvarez, E. Dagotto*, Phys. Rev. Lett. **98**, 127202 (2007).
5. *N. Mannella, W.L. Yang, K. Tanaka, X.J. Zhou, H. Zheng, J.F. Mitchell, J. Zaanen, T.P. Devereaux, N. Nagaosa, Z. Hessian, Z.-X. Shen*, Phys. Rev. **B76**, 233102 (2007).
6. *S. Seiro, Y. Fasano, I. Maggio-Aprile, E. Koller, O. Kuffer, Ø. Fisher*, Phys. Rev. **B77**, 020407 (2008).
7. *S. Röfler, S. Ernst, B. Padmanabhan, S. Elizabeteth, H.L. Bhat, F. Steglich, S. Wirth*, cond-mat/0705.4243 (2008).
8. *E.L. Nagaev*, Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
9. *Z. Sun, Y.-D. Chuang, A.V. Fedorov, J.F. Douglas, D. Reznik, F. Weber, N. Aliouane, D.N. Argyriou, H. Zheng, J.F. Mitchell, T. Kimura, Y. Tokura, A. Revcolevschi, D.S. Dessau*, Phys. Rev. Lett. **97**, 056401 (2006).
10. *В.А. Бойченко, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко, В.Ю. Таренков*, ФТВД **16**, № 4, 115 (2006).
11. *W.E. Pickett, David J. Singh*, Phys. Rev. **B53**, 1146 (1996).
12. *E.A. Livesay, R.N. West, S.B. Dugdale, G. Santi, T. Jarlborg*, J. Phys.: Condens. Matter **11**, L279 (1999).
13. *A.S. Alexandrov, N.F. Mott*, Rep. Prog. Phys. **57**, 1197 (1994).
14. *Е.Л. Вольф*, Принципы электронной туннельной спектроскопии, Наукова думка, Киев (1990).
15. *В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский*, Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах, Наукова думка, Киев (1986).
16. *И.К. Янсон*, ФНТ **17**, 275 (1991).
17. *И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер*, ФНТ **3**, 1543 (1977).
18. *Ю.В. Шарвин*, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
19. *И.О. Кулик*, ФНТ **18**, 450 (1992).
20. *А.И. Дьяченко, В.А. Дьяченко-Бойченко, В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко*, ФТТ **48**, 407 (2006).
21. *D. Reznik, W. Reichardt*, cond-mat/0312368 (2003).
22. *C.P. Adams, J.W. Lynn, V.N. Smolyaninova, A. Biswas, R.L. Greene, W. Ratcli II, S-W. Cheong, Y.M. Mukovskii, D.A. Shulyatev*, cond-mat/0304031 (2003).
23. *N.E. Massa, H.C.N. Tolentino, H. Salva, J.A. Alonso, M.J. Martinez-Lope, M.T. Casais*, cond-mat/0304584 (2003).
24. *A.E. Pantoja, H.J. Trodahl, R.G. Buckley, Y. Tomioka, Y. Tokura*, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 3741 (2001).

25. A. Congeduti, P. Postorino, E. Caramagno, M. Nardone, A. Kumar, D.D. Sarma, Phys. Rev. Lett. **86**, 1251 (2000).
26. H. Kim, J.Y. Gu, H.S. Choi, G.W. Park, T.W. Noh, Phys. Rev. Lett. **77**, 1877 (1996).
27. J. Zhang, P. Dai, J.A. Fernandez-Baca, E.W. Plummer, Y. Tomioka, Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. **86**, 3283 (2001).
28. W. Reichardt, M. Braden, Physica **B263–264**, 416 (1999).
29. Guo-meng Zhao, V. Smolyaninova, W. Prellier, H. Keller, Phys. Rev. Lett. **84**, 6086 (2000).
30. Д.И. Бойченко, В.А. Бойченко, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко, ФТВД **16**, № 3, 76 (2006).
31. C. Şen, G. Alvarez, E. Dagotto, cond-mat/0702426 (2007).
32. M. Shi, M.C. Falub, P.R. Willmott, J. Krempasky, R. Herger, K. Hricovini, L. Patthey, Phys. Rev. **B70**, 140407 (2004).
33. Y.-D. Chuang, A.D. Gromko, D.S. Dessau, T. Kimura, Y. Tokura, Science **292**, 1509 (2001).

V.A. Boychenko, A.I. Dyachenko, V.Yu. Tarenkov, V.N. Krivoruchko

## ELECTRON-PHONON COUPLING IN MANGANITE LCMO

The electron-phonon interaction (EPI) function  $g(\omega)$  of manganite  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  (LCMO) has been investigated on composite junctions Ag–Ag|LCMO by microjunction spectroscopy method. Here Ag–Ag is the Sharvin microjunction of  $\sim 100 \text{ \AA}$  diameter, Ag|LCMO is the manganite single crystal covered by argentum layer having thickness  $d_{\text{Ag}}$ . It is shown that for  $l_e \ll D \ll d_{\text{Ag}}$  the composite junction enables studies of materials with small energy free path  $l_e$ ; value of inelastic effects in junction conductivity may reach 20% and conformity  $d^2I/dV^2 \propto g(\omega)$  is satisfied for the whole of the phonon frequency range to the identical accuracy. The  $g(\omega)$  spectrum has demonstrated anomalously strong interaction of electrons in the manganite with high-frequency phonon modes participating in the Jahn-Teller effect. It is demonstrated that in the metallic phase of manganite LCMO a specific state of polaron medium different from the state of classical Fermi liquid is realized even at low temperatures.

**Fig. 1.** A scheme of composite junction Ag–Ag|LCMO (a) and distribution of potential  $eV$  there (b): arrows – hot-electron energy relaxation at the phonon (wavy line)

**Fig. 2.** CVC (a) and conductivity of junction Ag–Ag|LCMO (b)

**Fig. 3.** Spectrum of  $g_{pc}(\omega) \propto d^2I/dV^2$  for films ( $\blacktriangle$ ,  $\blacktriangledown$ ,  $\blacksquare$ ) and single crystal ( $\circ$ ) of LCMO

**Fig. 4.** Electron scattering process at the boundary of Ag|LCMO (a) and on the hole Fermi surface of manganite LCMO: circle – cross-section of Ag Fermi surface, shaded part – occupied electronic states of LCMO, thin arrows – wave vectors, thick short arrows – directions of electron group velocities before (dark arrow) and after (light arrow) the phonon scattering

**Fig. 5.** Comparison of the phonon density of states  $F(\omega)$  ( $\blacktriangle$ ) (neutron measurements [23]) and spectral function  $g_{pc}(\omega) \propto d^2I/dV^2|_{eV=\hbar\omega}$  for manganite LCMO ( $\circ$ )

**Fig. 6.** Matrix element  $\alpha^2(\omega)$  of EPI in manganite LCMO ( $\bullet$ ) (third-order polynomial interpolation is shown)