

# Прыжковая поляронная проводимость в монокристаллическом $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$

Э. А. Нейфельд<sup>1)</sup>, В. Е. Архипов, Н. А. Тумалевич, Я. М. Муковский\*

Институт физики металлов Уральского отд. РАН 620219 Екатеринбург, Россия

\*Московский институт стали и сплавов 117939 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2001 г.

Измерена температурная зависимость электросопротивления и термоэдс для монокристалла  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  в парамагнитной и ферромагнитной диэлектрических фазах. Показано, что в обеих фазах перенос заряда осуществляется прыжками поляронов по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка. Энергия активации в обеих фазах линейно зависит от  $T^{3/4}$ , но отличается на постоянную составляющую, примерно равную энергии обмена  $kT_c$ . Полученные результаты согласуются с представлением о перколяционном характере перехода металл – диэлектрик в манганитах.

PACS: 72.15.If, 72.20.-i, 72.80.Ga

Электропроводимость в диэлектрической фазе манганитов лантана при температурах выше температуры Кюри объясняется либо активацией носителей заряда на край подвижности ( $\rho \sim \exp(\varepsilon/kT)$ ) [1], либо прыжками адиабатических поляронов малого радиуса по локализованным состояниям с постоянной ( $\rho \sim T^* \exp(\varepsilon/kT)$ ) [2] или с переменной ( $\rho \sim \exp(T_0/T)^{1/4}$ ) длиной прыжка [3]. Во всех случаях выводы о механизме проводимости обосновываются возможностью линейной экстраполяции логарифмической зависимости сопротивления от  $T^{-1}$  или  $T^{-1/4}$ . Однако такая обработка экспериментальных результатов не критична, так как температура в интервале активационной проводимости изменяется всего в 1.5–2 раза, а сопротивление – менее, чем на порядок. Например, обсуждаемая ниже экспериментальная зависимость  $\rho(T)$  при  $T = 360–280$  может быть удовлетворительно аппроксимирована линейной зависимостью и от  $T^{-1}$  и от  $T^{-1/4}$ .

В данной работе приведены результаты исследования механизма проводимости на активационных участках температурной зависимости электросопротивления выше и ниже температуры Кюри для монокристаллического образца  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ , который по составу находится на диэлектрическом краю перехода металл – диэлектрик в этой системе. Выше температуры Кюри это парамагнитный изолятор (ПМД), ниже – ферромагнитный изолятор (ФМД). Измерения сопротивления выполнены по четырехконтактной схеме в интервале температур 4.2–420 К. При измерении термоэдс, 100–420 К, образец находился в ва-

кууме, температура измерялась термопарами медь – константан, а эдс – между медными концами термопар. Индиевые контакты к образцу припаивались ультразвуковым паяльником.

На рис.1 показаны температурные зависимости удельного сопротивления ( $\rho$ ), термоэдс ( $S$ ), и ука-

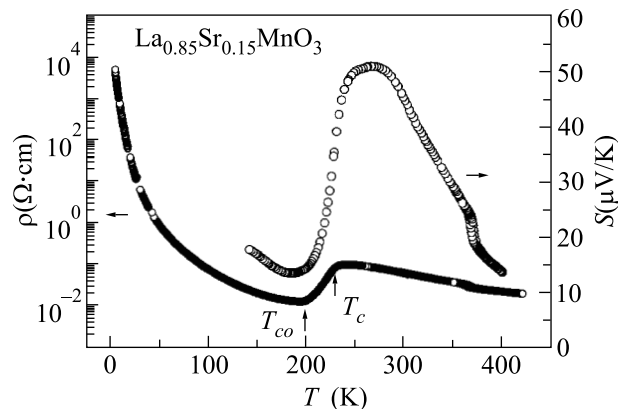


Рис.1. Температурные зависимости удельного электросопротивления и термоэдс  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ . Указаны температура Кюри ( $T_c$ ) и температура зарядового упорядочения ( $T_{co}$ )

заны температуры Кюри ( $T_c$ ) и зарядового упорядочения ( $T_{co}$ ), определенные для исследуемого образца по магнитометрическим и нейтронографическим данным [4]. Гистерезис при  $T = 360–380$  К соответствует переходу из высокотемпературной ромбоэдрической фазы в низкотемпературную орторомбическую.

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

Проанализируем вначале температурные зависимости  $\rho(T)$  и  $S(T)$  в интервале температур между структурным переходом и температурой Кюри, то есть в ПМД фазе. Полагая, что перенос заряда осуществляется адиабатическими поляронами малого радиуса, для  $\rho(T)$  используем формулу  $\rho = AT \exp(\varepsilon_\rho/kT)$ , а для термоэдс  $-S = k/\exp(\varepsilon_s/kT + B)$ . На рис.2 показаны температурные зависимости  $\varepsilon_\rho(T)$  и  $\varepsilon_s(T)$ , вычисленные из экспериментальных данных, как

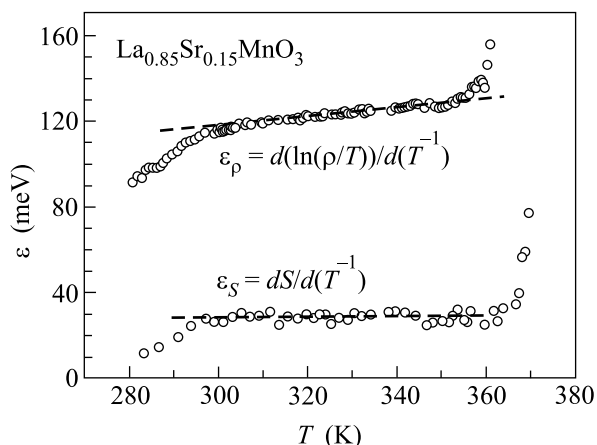


Рис.2. Температурные зависимости энергий активаций, определенных из электросопротивления ( $\varepsilon_\rho$ ) и термоэдс ( $\varepsilon_s$ ) для парамагнитной диэлектрической фазы

$\varepsilon_\rho = d(\ln(\rho/T))/d(T^{-1})$  и  $\varepsilon_s = dS/d(T^{-1})$ . Видно, во-первых, что энергии активации, определяющие поведение термоэдс и сопротивления, различаются более чем в три раза и, во-вторых, энергия активации  $\varepsilon_\rho$  монотонно уменьшается с понижением температуры, а  $\varepsilon_s$  в том же интервале температур остается постоянной. Известно [5], что при активации носителей из локализованных состояний на край подвижности  $\varepsilon_\rho$  не зависит от температуры и  $\varepsilon_s = \varepsilon_\rho$ , а при прыжковой поляронной проводимости  $\varepsilon_\rho = \varepsilon_s + W$ , где  $W$  – энергия, необходимая для прыжка полярона. Поэтому представленные на рис.2 экспериментальные результаты означают, что в этом интервале температур в  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  проводимость осуществляется прыжками поляронов по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка (VRH-механизм).

Рассмотрим теперь температурную зависимость сопротивления в ФМД фазе 4.2–130 К. В отличие от активационной проводимости при  $T > T_c$ , где температура менялась всего в  $\sim 1.5$  раза, а сопротивление в  $\sim 5$  раз, в этом интервале температура изменяется в  $\sim 40$  раз, а сопротивление образца возрастает

на три порядка. Поэтому отчетливо наблюдаемая линейная зависимость  $\ln \rho(T_0/T)^{1/4}$  однозначно свидетельствует о VRH-проводимости в этом интервале температур. Однако, чтобы проанализировать температурную зависимость энергии активации, определим  $\varepsilon_\rho(T)$  из экспериментальных данных так же, как это было сделано выше для интервала  $T > T_c$ . Поскольку энергия активации VRH-проводимости зависит от температуры как

$$\varepsilon_a(T) = \frac{(kT)^{3/4}}{(N(\varepsilon_F)a^3)^{3/4}} \quad (1)$$

[6], где  $N(\varepsilon_F)$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $a$  – радиус локализованного состояния, на рис.3 показана зависимость экспериментальных значений  $\varepsilon_\rho$  от  $T^{3/4}$  для обоих температурных интервалов с активационной проводимостью. В согласии с (1)  $\varepsilon_\rho$  линейно зависит от  $T^{3/4}$ , причем наклон прямых практически одинаков для ПМД и ФМД фаз и соответствует  $N(\varepsilon_F)a^3 = 0.2 \text{ эВ}^{-1}$ , а не зависящая от температуры разница между ними составляет  $\sim 24 \text{ мэВ}$ , то есть приблизительно равна энергии обмена  $kT_c = 20 \text{ мэВ}$ . Это позволяет утверждать, что механизм проводимости и плотность локализованных вблизи уровня Ферми состояний одинаковы в ПМД и ФМД фазах. Постоянная разница энергий активации ( $\sim 24 \text{ мэВ}$ ) означает, что в образовании поляронного состояния участвуют решеточные и магнитные взаимодействия. В ферромагнитной фазе прыж-

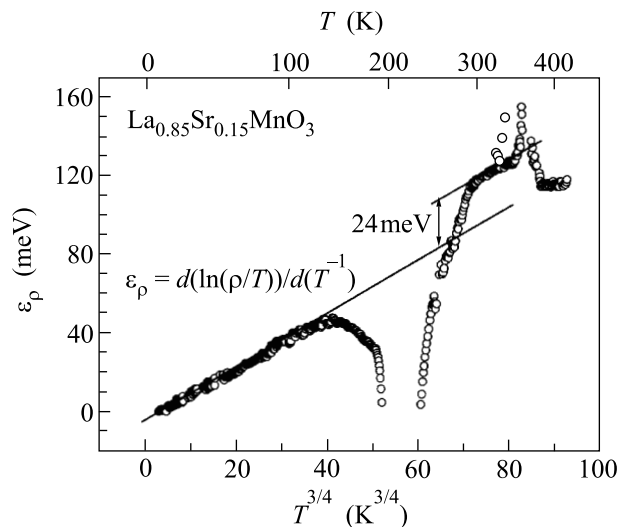


Рис.3. Температурные зависимости энергий активации ( $\varepsilon_\rho$ ) для парамагнитной и ферромагнитной диэлектрических фаз

ки поляронов происходят между центрами с одинаковым направлением магнитного момента. Поэтому

энергия активации в этой фазе меньше, чем в парамагнитной, на величину примерно равную обменной энергии.

В целом температурную зависимость электропроводимости  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  в орторомбической фазе можно описать следующим образом. При понижении температуры сразу после структурного перехода в ПМД фазе перенос заряда осуществляется поляронами по VRH-механизму, а энергия активации зависит от решеточных и магнитных взаимодействий. Вблизи температуры Кюри сопротивление образца резко падает из-за появления металлических кластеров. Образование металлических кластеров обусловлено неравномерным распределением стронция в образце, о чем свидетельствуют нейтронографические исследования. Наблюдаемый на нейтронограммах сверхструктурный рефлекс вблизи  $T_{co}$  соответствует зарядовому упорядочению для состава с  $x = 0.125$  при технологическом значении  $x = 0.15$  [6]. Это означает, что в образце существуют обедненные стронцием области в количестве, достаточном для появления сверхструктурного рефлекса, и, следовательно, существуют области с содержанием стронция  $x > 0.15$ , в которых и возникает металлическая проводимость. Однако рост металлической фазы не завершается образованием односвязного металлического кластера. Поэтому, когда при дальнейшем понижении температуры процесс металлизации прекращается, температурная зависимость сопротивления образца определяется диэлектрической, но уже ферромагнитной фазой, поскольку сопротивление метал-

лической фазы практически не зависит от температуры [7]. Носители заряда и механизм проводимости в этой фазе такие же, как и в парамагнитной фазе, но энергия активации меньше на величину, примерно равную  $kT_c$ .

Авторы выражают благодарность А. С. Москвину за полезные обсуждения экспериментальных результатов и А. В. Королеву за измерение температуры Кюри на магнитометре SQUID. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 99-02-16280).

1. Н. Г. Бебенин, Р. И. Зайнуллина, В. В. Машкауцан и др., *ЖЭТФ* **117**, 1181 (2000); Р. И. Зайнуллина, Н. Г. Бебенин, В. В. Машкауцан и др., *ЖЭТФ* **120**, 139 (2001).
2. M. Jaime, P. Lin, S. H. Cyun et al., *Phys. Rev.* **B60**, 1028 (1999); D. C. Worledge, L. Mievil, T. H. Geballe et al., *Phys. Rev.* **B57**, 15267 (1998).
3. M. Jaime, M. B. Salamon, K. Pettit et al., *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1576 (1996).
4. С. Ф. Дубинин, В. Е. Архипов, В. Е. Найш и др., *ФММ* **93**, в.3 (2002).
5. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М.: Мир, 1974 (N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic processes in non-crystalline materials*, Clarendon press, Oxford, 1971).
6. Б. И. Шкловский, А. А. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
7. A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima et al., *Phys. Rev.* **B51**, 14103(1995).