

# Упругие и кинетические свойства монокристалла $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$

© Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебенин, В.В. Машкауцан, В.В. Устинов, Я.М. Муковский\*, А.А. Арсенов\*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

\* Московский государственный институт стали и сплавов,  
117936 Москва, Россия

E-mail: bebenin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 11 февраля 2003 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей скорости продольного звука, внутреннего трения, сопротивления и термоэдс монокристалла  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ . При  $T_S \approx 170$  К обнаружен структурный переход, сопровождающийся большим (18%) скачком скорости звука. В интервале 156–350 К на температурных зависимостях скорости звука и внутреннего трения наблюдается температурный гистерезис. Обнаружен пик внутреннего трения, обусловленный релаксационными процессами. Между областями металлической и полупроводниковой проводимости имеется переходная область протяженностью около 80 К, расположенная ниже температуры Кюри  $T_c = 300$  К.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 00-02-17544 и 00-15-96745), а также УрО РАН (конкурс научных проектов молодых ученых за 2002 г.).

В манганитах лантана  $\text{La}_{1-x}\text{D}_x\text{MnO}_3$  ( $D = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ ) сильное взаимодействие магнитной, электронной и решеточной подсистем приводит к многообразию особенностей физических свойств. В них наблюдаются структурные превращения, магнитные переходы, концентрационные переходы металл–диэлектрик, переходы металл–диэлектрик по температуре и т.д. Фазовые диаграммы манганитов редких земель собраны в [1]. Решетка кристаллов  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  является орторомбической при  $T < 700$  К; при более высоких температурах наблюдается переход в ромбоэдрическую фазу. Фазовая диаграмма  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  является более сложной; в частности, переход между орторомбической и ромбоэдрической фазами может происходить при температурах, близких к комнатной как по концентрации, так и по температуре, а при  $0.2 < x < 0.7$  решетка является ромбоэдрической при всех  $T$ .

Насколько нам известно, для системы  $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$  в литературе имеются сведения о свойствах лишь отдельных составов. Так, параметры решетки приведены в [2] для  $x \leq 0.24$  только для комнатной температуры. Температурная зависимость параметров решетки известна лишь для монокристалла  $\text{La}_{0.80}\text{Ba}_{0.20}\text{MnO}_3$ , в котором обнаружен переход между орторомбической  $Pnma$  и ромбоэдрической  $R\bar{3}c$  фазами при  $T_S \approx 190$  К [3]. Кинетические эффекты исследовались главным образом на поликристаллических образцах и тонких пленках с  $x \approx 1/3$  (см., например, [4,5]) и на упомянутом монокристалле  $\text{La}_{0.80}\text{Ba}_{0.20}\text{MnO}_3$  [6].

Исследования упругих свойств лантан-бариевых манганитов, по-видимому, не проводились, хотя они могут быть весьма информативными. Например, измерения скорости звука и внутреннего трения в монокристаллах  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  позволили подробно изучить структурные переходы как между  $Pnma$  и  $R\bar{3}c$  фазами, так и между различными модификациями ( $O'$  и  $O^*$ ) орторомби-

ческой фазы, а обнаружение гигантского температурного гистерезиса скорости звука привело к выводу о сосуществовании орторомбической и ромбоэдрической фаз в  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  в широком температурном интервале [7].

В настоящей статье продолжается исследование монокристаллов системы  $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ , начатое в наших работах [3,6]. Измерения температурных зависимостей скорости продольного звука  $V$ , внутреннего трения  $Q^{-1}$ , сопротивления  $\rho$  и термоэдс  $S$  проводились на выращенном впервые монокристалле  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ .

## 1. Образцы и методика измерений

Поликристаллы  $(\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25})_{0.95}\text{MnO}_3$  получены спеканием смеси  $\text{BaCO}_3$ ,  $\text{La}_2\text{O}_3$  и  $\text{Mn}_3\text{O}_4$  при  $1100^\circ\text{C}$  в течение 24 часов. После измельчения и повторного прессования полученный брусок отжигали 24 часа при  $1350^\circ\text{C}$ . Плотность синтезированного поликристалла составляла около 80% от теоретического значения. Рост монокристалла из поликристаллической заготовки осуществлялся методом плавающей зоны с радиационным нагревом со скоростью 5 mm/h в атмосфере Ar. В результате получены монокристаллические цилиндрические стержни диаметром 4 и длиной 30–40 mm без включений других фаз. Направление роста кристаллов было близко к оси [110]. Исследование с помощью сканирующего электронного микроскопа-микроанализатора Super-Probe 733 фирмы JEOL показало, что в центральной части слитка состав близок к  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ , а на концах слитка содержание бария может отличаться на 1–2%.

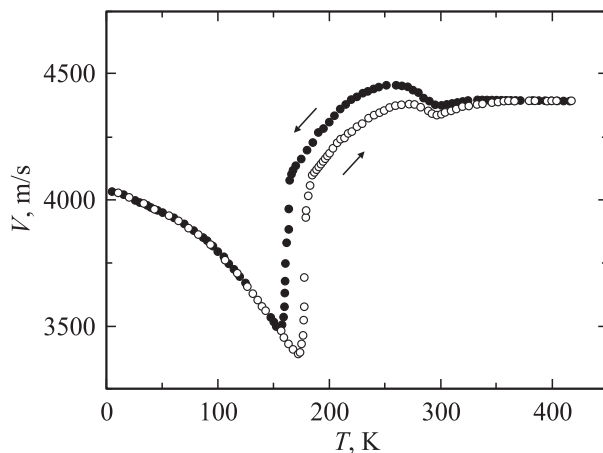
Для измерения скорости звука и внутреннего трения использовались стержни длиной 20 mm. Скорость звука и внутреннее трение измерялись в интервале 5–420 К методом составного вибратора на частотах порядка 100 kHz. Этот метод основан на измерении

резонансной частоты и добротности механической системы, состоящей из исследуемого образца и приклеенного к нему пьезоэлектрического преобразователя [8]. В качестве пьезопреобразователя использовался кварцевый вибратор X-среза, возбуждающий продольные колебания. Измерения упругих свойств проводились в атмосфере газообразного гелия со средней скоростью изменения температуры 20 К/ч.

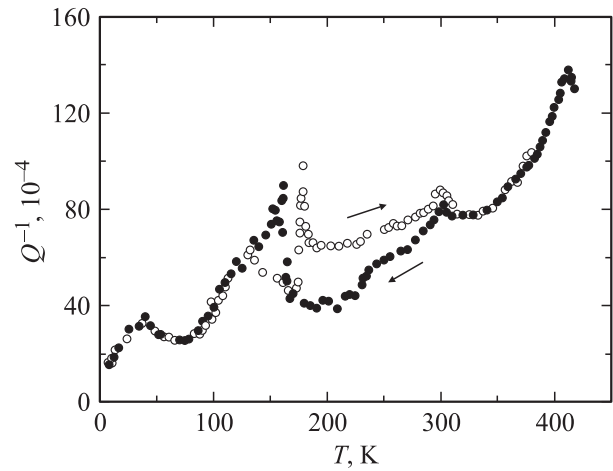
Образцы для исследования электросопротивления и термоэдс вырезались из средней части исходного монокристалла и имели форму пластин размером  $7 \times 2.6 \times 1.4$  мм. Электросопротивление измерялось обычным четырехконтактным методом. Измерения термоэдс осуществлялись при разности температур  $\approx 2$  К, которая создавалась нагревателем, расположенным вблизи одного края образца. Магнитное поле напряженностью до 15 кОе прикладывалось перпендикулярно пластине.

## 2. Результаты измерений

На рис. 1 приведены кривые температурной зависимости скорости звука  $V(T)$ , снятые при охлаждении и нагреве. При  $T > 300$  К скорость звука почти не зависит от  $T$ . При  $T = 297$  К наблюдается слабый минимум. С понижением температуры скорость звука растет до 250 К, затем начинает уменьшаться. При достижении  $T = 165$  К происходит резкое уменьшение  $V(T)$ , которое продолжается до  $T = 156$  К; дальнейшее понижение температуры приводит к росту  $V$ . Значения  $V(T)$ , измеренные при охлаждении и нагреве, совпадают в интервале от гелиевой температуры до 156 К. При нагреве резкий рост скорости звука начинается при 173 К и завершается при 180 К. Принимая во внимание результаты для  $\text{La}_{0.80}\text{Ba}_{0.20}\text{MnO}_3$  [3] и  $\text{La}_{0.80}\text{Sr}_{0.20}\text{MnO}_3$  [7], можно полагать, что в интервале 156–180 К происходит структурный переход от низкотемпературной орторомбической



**Рис. 1.** Температурные зависимости скорости продольного звука в монокристалле  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ , снятые при нагреве и охлаждении.



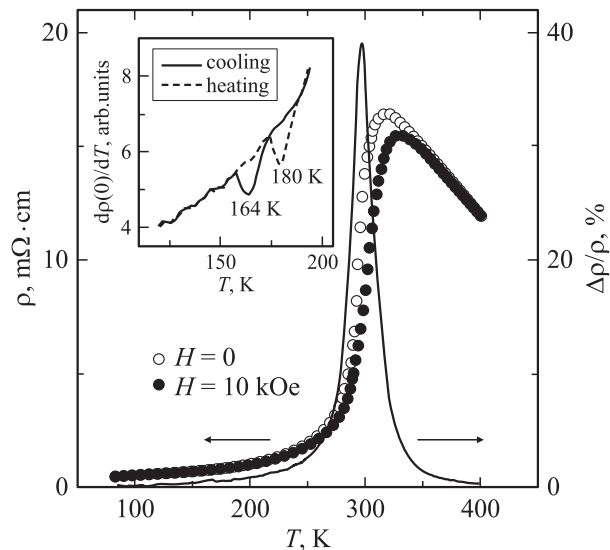
**Рис. 2.** Температурные зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}$  монокристалла  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ , снятые при нагреве и охлаждении.

ческой  $Pnma$  к высокотемпературной ромбоэдрической структуре  $R\bar{3}c$ . Температурный гистерезис наблюдается в интервале от 156 до 350 К.

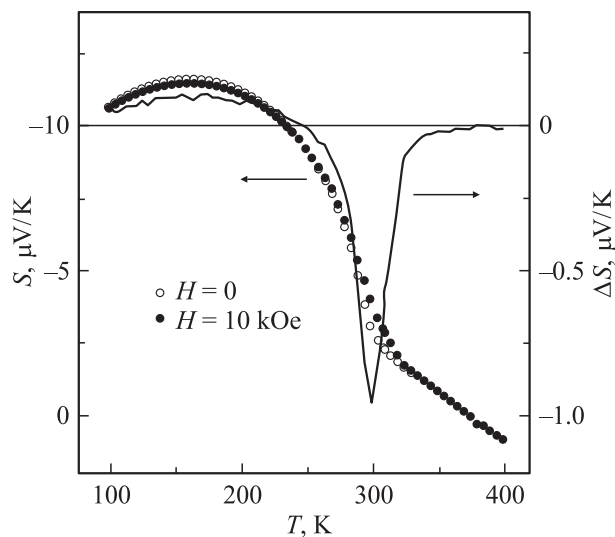
Следует отметить, что при  $T < T_c$  помимо основного резонанса наблюдался дополнительный резонанс на более низкой частоте. Кривые  $V(T)$ , определенные из характеристик основного и дополнительного сигналов, близки друг к другу. В области структурного перехода наблюдался еще один дополнительный резонанс. Наличие дополнительного сигнала в ферромагнитной области, по-видимому, обусловлено магнитоупругим взаимодействием. Возникновение третьего резонанса в области структурного перехода обусловлено, очевидно, сосуществованием орторомбической и ромбоэдрической фаз.

На рис. 2 показаны кривые температурной зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}$ , измеренные на образце длиной около 20 мм. Заметна тенденция к уменьшению  $Q^{-1}$  с понижением температуры. На кривой, снятой при охлаждении, наблюдаются пики внутреннего трения при 412, 302, 162 и 40 К. Положение указанных пиков не зависит от того, при охлаждении или нагреве производятся измерения, за исключением пика, связанного со структурным переходом (при охлаждении — 162 К, при нагреве — 172 К). Кривые, снятые при нагреве и охлаждении, совпадают при  $T < 156$  и  $T > 350$  К.

Температурные зависимости сопротивления  $\rho(T)$  при  $H = 0$  и 10 кОе и магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho = [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$ , снятые при охлаждении, показаны на рис. 3. В интервале температур 80–300 К производная  $d\rho/dT > 0$ . При  $T > 250$  К сопротивление круто растет с температурой и достигает максимума при  $T = 320$  К, а затем поведение становится полупроводниковым ( $d\rho/dT < 0$ ). Максимум  $d\rho/dT$  имеет место при  $T = 294$  К. Магнитное поле понижает сопротивление и смещает максимум в сторону более высоких температур.



**Рис. 3.** Температурные зависимости удельного электропроводности  $\rho(T)$  при  $H = 0$  и  $10 \text{ kOe}$  и магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  монокристалла  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ . На вставке приведены температурные зависимости  $d\rho(0)/dT$ , снятые при нагреве и охлаждении.



**Рис. 4.** Температурные зависимости термоэдс  $S$  при  $H = 0$  и  $10 \text{ kOe}$  и  $\Delta S = S(0) - S(H = 10 \text{ kOe})$  монокристалла  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ .

Магнитосопротивление достигает максимального значения 40% при  $T = 297 \text{ K}$ . Структурный переход и связанный с ним гистерезис выявляются только на температурной зависимости  $\rho/dT$  (вставка на рис. 3).

Полевые зависимости магнитосопротивления  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$  имеют вид, характерный для монокристаллов:  $\Delta\rho/\rho \sim H$  при  $T \ll T_c$  и  $\Delta\rho/\rho \sim H^2$  при  $T \gg T_c$ .

На рис. 4 представлены температурные зависимости термоэдс при  $H = 0$  и  $10 \text{ kOe}$ . При низких темпера-

турах  $S(0)$  и  $S(H = 10 \text{ kOe})$  положительны, достигают максимума при  $T = 160 \text{ K}$ , а при  $T = 234 \text{ K}$  меняют знак. Разность  $\Delta S = S(0) - S(H = 10 \text{ kOe})$  достигает экстремума при  $T = 299 \text{ K}$ .

### 3. Обсуждение результатов измерений

Как известно, переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние сопровождается особенностями на температурных зависимостях  $V(T)$ ,  $Q^{-1}(T)$ ,  $d\rho/dT$ ,  $\Delta\rho/\rho(T)$  и  $\Delta S(T)$ . Из приведенных выше данных следует, что температура Кюри  $T_c$  в нашем образце  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$  равна приблизительно  $300 \text{ K}$ .

Рассмотрим особенности, связанные со структурным превращением  $Pnma - R\bar{3}c$ . Прежде всего обращает на себя внимание большая — порядка  $200 \text{ K}$  — протяженность температурного гистерезиса. Ранее такой гигантский температурный гистерезис наблюдался нами для монокристалла  $\text{La}_{0.80}\text{Sr}_{0.20}\text{MnO}_3$  [7]. Скачок скорости звука составляет 18%, тогда как в  $\text{La}_{0.80}\text{Sr}_{0.20}\text{MnO}_3$  при аналогичном структурном переходе скачок не превышает 5%. Это указывает на то, что перестройка кристаллической решетки при  $Pnma - R\bar{3}c$ -превращении в La–Ba-манганитах является более существенной, чем в кристаллах  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ , что может быть связано с большей величиной радиуса иона  $\text{Ba}^{2+}$ .

Пик на кривой  $Q^{-1}(T)$  при  $412 \text{ K}$ , по-видимому, обусловлен релаксационными процессами. Подобные максимумы обнаружены нами ранее в  $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$  [7] и в  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  [9].

Происхождение максимума внутреннего трения при  $40 \text{ K}$  остается неизвестным.

Перейдем к обсуждению температурных зависимостей сопротивления и термоэдс. Как известно, при  $T = 0$  материал обладает конечной проводимостью, т.е. является металлом, если уровень Ферми  $E_F$  лежит в области делокализованных состояний [10]. Изменение концентрации примесей или иных дефектов может привести к совпадению  $E_F$  и края подвижности  $E_c$ , который разделяет области локализованных и делокализованных состояний, в этом случае происходит переход металл–диэлектрик. В манганитах существенную роль играет магнитный беспорядок, роль которого возрастает при приближении к температуре Кюри. Как следствие, возможен переход от металлической проводимости, имеющей место при  $T < T_c$ , к проводимости полупроводникового типа в парамагнитной области. Вообще говоря, край подвижности не является резким, его уширение обусловлено, во-первых, неупругим взаимодействием носителей тока с фононами и, во-вторых, электрон–электронным взаимодействием [11]. Учитывая, что с ростом  $T$  взаимодействие с фононами растет, как и размытие электронной функции распределения, можно сделать вывод о том, что переход металл–изолятор при изменении температуры не может быть резким и должна существовать более или менее широкая переходная

область — область перехода металл–диэлектрик — от чисто металлического к полупроводниковому типу проводимости.

В области металлической проводимости для манганитов характерна квадратичная зависимость сопротивления от температуры:  $\rho(T) = \rho_0 + AT^2$ . В переходной области при росте  $T$  постепенно нарастает вклад локализованных носителей в кинетические коэффициенты, а на диэлектрической стороне перехода проводимость осуществляется активацией носителей в область делокализованных состояний (на край подвижности) и перескоками между локализованными состояниями. Проводимость можно представить в виде  $\sigma = \sigma_{\text{deloc}} + \sigma_{\text{hop}}$ , где  $\sigma_{\text{deloc}}$  — вклад делокализованных состояний, а  $\sigma_{\text{hop}}$  — прыжковая проводимость. Для термоэдс можно написать:  $S = S_{\text{deloc}} \frac{\sigma_{\text{deloc}}}{\sigma} + S_{\text{hop}} \frac{\sigma_{\text{hop}}}{\sigma}$ . Поскольку термоэдс делокализованных носителей  $S_{\text{deloc}}$  может быть существенно меньше  $S_{\text{hop}}$  (в металлах  $S$  порядка  $1 \mu\text{V/K}$ , тогда как в полупроводниках термоэдс порядка  $10^2 - 10^3 \mu\text{V/K}$ ), вклад локализованных носителей в термоэдс может быть значительно больше, чем в проводимость.

Обратимся к анализу экспериментальной зависимости  $\rho(T)$ . При  $T < 320 \text{ K}$  производная  $d\rho/dT > 0$ , что многими авторами рассматривается как указание на металлическую проводимость. В обзоре [12], однако, указывается, что в модели свободных электронов при типичных для манганитов значениях параметров средняя длина свободного пробега становится равной параметру решетки, когда сопротивление достигает  $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ . Это значение близко к сопротивлению монокристалла  $\text{La}_{0.83}\text{Sr}_{0.17}\text{MnO}_3$  при  $T = 4 \text{ K}$  [13] (в системе  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  при  $x = 0.17$  происходит концентрационный переход металл–диэлектрик). При всей условности такого рода оценок они показывают, что в нашем монокристалле  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$  окрестность  $T_c$ , где  $\rho$  порядка  $10 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$  и выше, не относится к области существования металлической фазы. Чтобы определить область температур, в которой исследуемый манганит находится в металлическом состоянии, мы построили зависимость  $\rho$  от  $T^2$  (вставка на рис. 5). Видно, что при  $T < 180 \text{ K}$  сопротивление следует закону  $T^2$  с параметрами  $\rho_0 = 3.4 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$  и  $A = 1.7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm/K}^2$ . Величина  $A$  близка к значению, полученному для монокристалла  $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$  [14]. Найденное для  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$  значение  $\rho_0$  примерно в 4 раза превосходит сопротивление  $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$  при  $T = 4 \text{ K}$ , что связано, по-видимому, с большим радиусом иона бария и обусловленным этим более сильным немагнитным беспорядком в  $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$  по сравнению с  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  при одинаковом содержании двухвалентных ионов [15].

При температурах  $T > 180 \text{ K}$  зависимость сопротивления от температуры усиливается, но какие-либо особенности, на первый взгляд, отсутствуют вплоть до окрестности  $T_c$ . Рассмотрим, однако, геометрические свойства кривой  $\rho(T)$ . Положим  $\tau = T/T_c$ ,

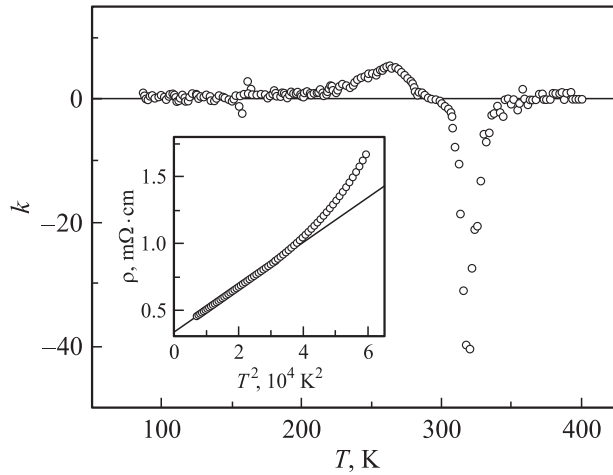


Рис. 5. Кривизна  $k$  как функция температуры  $T$ . На вставке приведена зависимость  $\rho$  от  $T^2$ .

$\tilde{\rho} = \rho(T)/\rho(T_c)$  и вычислим кривизну  $k$  по формуле:  $k = \tilde{\rho}'' / [1 + (\tilde{\rho}')^2]^{3/2}$ , где штрих означает дифференцирование по  $\tau$ ; результат представлен на рис. 5. При  $T \ll T_c$  кривизна мала, а особенность при  $T \approx 160 \text{ K}$  связана, очевидно, что структурным  $Pnma - R\bar{3}c$ -превращением. Заметный рост  $k$  начинается вблизи  $200 \text{ K}$ , при  $T \approx 260 \text{ K}$  кривизна достигает выраженного максимума, а в точке перегиба (максимума  $d\rho/dt$ ) обращается в нуль. При  $320 \text{ K}$  кривизна имеет глубокий минимум, соответствующий максимуму  $\rho$ . Таким образом, происхождение особенностей на кривой  $k(T)$  вполне понятно, за исключением максимума кривизны при  $260 \text{ K}$ . Учитывая приведенные выше общие соображения и что  $\rho(T = 260 \text{ K}) = 2.2 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ , можно принять, что эта температура является верхней границей области перехода металл–диэлектрик, лежащей между областями существования металлической и полупроводниковой проводимости. За нижнюю границу переходной области можно принять  $T = 180 \text{ K}$ .

В парамагнитной области при  $T > 320 \text{ K}$  производная  $d\rho/dT$  отрицательна, но определить, каким образом сопротивление зависит от температуры — как  $\exp(E_{\text{activ}}/T)$  или иначе — из наших данных не представляется возможным.

Температурная зависимость  $S(T)$  (рис. 4) в исследованном нами  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$  имеет тот же вид, что и в  $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$  [16], но максимальное значение  $S$  ( $1.6 \mu\text{V/K}$ ) примерно в 3 раза меньше. Ниже  $160 \text{ K}$  термоэдс мала по величине, положительна и возрастает при увеличении  $T$ , что указывает на преобладание дырочного вклада и металлическую проводимость. Уменьшение  $S$  при  $T > 160 \text{ K}$  означает наличие отрицательного вклада, который обусловлен носителями тока с энергией  $E > E_F$ . Поскольку температура максимума термоэдс ( $160 \text{ K}$ ) лишь на  $20 \text{ K}$  ниже температуры, при которой начинается переход от металлической проводимости к полупроводниковой ( $180 \text{ K}$ ), можно сделать

вывод о том, что отрицательный вклад в  $S$  обусловлен локализованными носителями. При  $T > 234$  К вклад таких носителей в термоэдс преобладает, что, однако, не означает  $\sigma_{\text{hop}} \gg \sigma_{\text{deloc}}$ . Абсолютная величина  $S$  не превышает  $12 \mu\text{V}/\text{K}$  вплоть до 400 К, что указывает на сохраняющуюся конкуренцию вкладов от делокализованных ( $S_{\text{deloc}} > 0$ ) и локализованных ( $S_{\text{hop}} < 0$ ) носителей. К сожалению, разделить эти вклады на основе имеющихся экспериментальных данных не представляется возможным.

Таким образом, в работе впервые проведены исследования монокристалла  $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$ . Обнаружен структурный переход между низкотемпературной орторомбической и высокотемпературной ромбоэдрической фазами при  $T_3 \approx 170$  К. Скачок скорости звука при этом переходе составляет 18%. На температурных зависимостях скорости звука и внутреннего трения наблюдается гигантский по протяженности (порядка 200 К) температурный гистерезис.

При низких температурах проводимость имеет металлический характер, а в окрестности температуры Кюри  $T_c = 300$  К и в парамагнитной области кристалл находится в диэлектрическом состоянии. Переход металл–диэлектрик по температуре не является резким; переходная область лежит ниже температуры Кюри в интервале 180–260 К.

Показано, что температурная зависимость термоэдс при  $T > 160$  К определяется конкуренцией вкладов от делокализованных и локализованных носителей.

## Список литературы

- [1] В.Е. Найш. ФММ **92**, 5, 16 (2001).
- [2] B. Dabrowski, K. Rogacki, X. Xiong, P.W. Klamut, R. Dyb-zinski, J. Shaffer, J.D. Jorgensen. Phys. Rev. B **58**, 5, 2716 (1998).
- [3] V.E. Arkhipov, N.G. Bebenin, V.P. Dyakina, V.S. Gaviko, A.V. Korolev, V.V. Mashkautsan, E.A. Neifeld, R.I. Zainullina, Ya.M. Mukovskii, D.A. Shulyatev. Phys. Rev. B **61**, 17, 11 229 (2000).
- [4] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Машкауцан, А.М. Бурханов, В.Г. Васильев, Б.В. Слободин, В.В. Устинов. ЖЭТФ **113**, 2, 981 (1998).
- [5] R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Schultz, K. Samwer. Phys. Rev. Lett. **71**, 14, 2331 (1993).
- [6] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Машкауцан, В.С. Гавико, В.В. Устинов, Я.М. Муковский, Д.А. Шулятев. ЖЭТФ **117**, 6, 1181 (2000).
- [7] R.I. Zainullina, N.G. Bebenin, A.M. Burkhanov, V.V. Ustinov, Ya.M. Mukovskii. Phys. Rev. B **66**, 064 421 (2002).
- [8] H.J. McSkimin. In: Physical Acoustics. Principle and Methods / Ed. by W.P. Mason. Academic Press, N. Y.–London (1964). Vol. 1. Part A. P. 272. [Пер. Г. Мак-Скимин. В кн.: Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований / Под ред. У. Мэзона. Т. 1А. Мир, М. (1966). С. 327].
- [9] Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебенин, В.В. Машкауцан, А.М. Бурханов, Ю.П. Сухоруков, В.В. Устинов, В.Г. Васильев, Б.В. Слободин. ФТТ **42**, 2, 284 (2000).

- [10] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1982). Т. 1. 368 с.
- [11] N. Mott. J. Phys. C: Solid State Phys. **20**, 3075 (1987).
- [12] M.B. Salamon, M. Jaime. Rev. of Modern Physics **73**, 3, 583 (2001).
- [13] T. Okuda, A. Asamitsu, Y. Tomioka, T. Kimura, Y. Taguchi, Y. Tokura. Phys. Rev. Lett. **81**, 15, 3203 (1998).
- [14] A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura. Phys. Rev. B **51**, 20, 14 103 (1995).
- [15] M.M. Savosta, A.N. Ulyanov, N.Yu. Starostyuk, M. Marysko, P. Novak. Eur. Phys. J. **B12**, 393 (1999).
- [16] A. Asamitsu, Y. Moritomo, Y. Tokura. Phys. Rev. B **53**, 6, R2952 (1996).