

# Кинетические, оптические и упругие свойства $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$

© Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебенин, В.В. Машкауцан, А.М. Бурханов, Ю.П. Сухоруков,  
В.В. Устинов, В.Г. Васильев\*, Б.В. Слободин\*

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

\* Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: elph@ifm.e-burg.su

(Поступила в Редакцию 8 июня 1999 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей электро- и магнитосопротивления, термо- и магнитотермоэдс, эффекта Холла, оптического отражения, скорости звука и внутреннего трения поликристаллического манганита лантана  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  в интервале температур 77–430 К. Обнаружено, что замещение малого количества лантана европием приводит к значительному уменьшению сопротивления и изменению характера его температурной зависимости. Выявлено наличие четырех характерных температур, при которых наблюдаются особенности указанных свойств. Обсуждение механизмов проводимости основано на представлении о движении края подвижности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 97-02-16008).

Активные исследования манганитов лантана начались в 1993 г. после обнаружения так называемого "колоссального" магнитосопротивления (КМС) в области температур, близких к комнатной (см. обзоры [1,2]). Несмотря на обилие работ, посвященных исследованию свойств этих материалов, природа КМС остается неясной. Это в какой-то степени обусловлено тем, что публикуемые экспериментальные результаты относятся, как правило, к каким-либо отдельным свойствам (главным образом, к сопротивлению и магнитосопротивлению). Тем не менее можно считать установленным, что колоссальное магнитосопротивление — это только одно из специфических свойств манганитов, которые определяются сильным взаимодействием магнитной, электронной и упругой подсистем кристалла. Отсюда следует, что понимание природы КМС может быть достигнуто только при комплексном исследовании свойств, в которых проявляются указанные взаимодействия. Исходя из этого, нами были предприняты исследования магнитных, электрических, термоэлектрических, гальвано- и термомагнитных, оптических и упругих свойств поликристаллического манганита  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ . Выбор такого состава обусловлен тем, что легирование  $\text{LaMnO}_3$  33% стронция позволяет получить материал с высоким магнитосопротивлением, а добавочное замещение лантана 7% европия понижает температуру Кюри  $T_C$  до значений, близких к комнатной температуре [3]. Такое замещение приводит, как будет показано далее и к значительному уменьшению сопротивления  $\rho$ , сопровождающемуся изменением характера температурной зависимости  $\rho(T)$ .

## 1. Образцы и методика эксперимента

Порошки номинального состава  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  готовились методом осаждения из растворов [4]. Поликристаллические

образцы были получены прессованием при комнатной температуре при давлении  $5 \text{ T/cm}^2$  с последующим отжигом в токе кислорода при  $1200^\circ\text{C}$  в течение 12 ч. Плотность полученных образцов равна  $5.2 \text{ g/cm}^3$ , что составляет около 83% от расчетной. Рентгенофазовый анализ показал однофазность образцов.

Образцы для измерения кинетических свойств (сопротивления  $\rho$ ; термоэдс  $S$  и эффекта Холла) имели форму параллелепипеда с размерами  $10 \times 3 \times 0.9 \text{ mm}$ . Кривые намагничивания снимались на вибрационном магнитометре на подобных пластинах меньших размеров в магнитном поле, направленном так же, как при измерении эффекта Холла. Температура Кюри определялась по методу термодинамических коэффициентов. Измерения сопротивления и эффекта Холла проводились на постоянном токе стандартным четырехточечным методом. При измерении термоэдс градиент температуры  $\Delta T \approx 3 \text{ K}$  создавался нагревателем, помещенным у одного из концов образца. Температуры концов образца контролировались двумя термодарами медь-константан. Термоэдс образца измерялась потенциометрическим методом между медными концами термодар. Во всех случаях магнитное поле напряженностью до  $15 \text{ kOe}$  было направлено перпендикулярно плоскости пластины. Использовались индиевые контакты, изготовленные с помощью ультразвукового паяльника.

Оптическое отражение измерялось в диапазоне длин волн  $\lambda$   $0.8\text{--}36 \mu\text{m}$  в температурном интервале 293–430 К.

Скорость звука  $V$  и внутреннее трение  $Q^{-1}$  измерялись методом составного вибратора на частотах 50–100 kHz с использованием в качестве пьезоактивного элемента кварцевых преобразователей. Измерения проводились в среде газообразного гелия в интервале температур 80–430 К.

## 2. Результаты измерений

Кривые намагничивания имеют вид, типичный для ферромагнетиков. Температура Кюри, определенная по методу термодинамических коэффициентов, равна  $T_C = 328$  К. Анализ кривых намагничивания показывает, однако, что слабый спонтанный момент сохраняется вплоть до 350 К. При  $T < T_C$  в полях  $H \geq 6$  кОе намагниченность  $M$  описывается соотношением  $M = M_s + \chi \cdot H$ . В интервале температур  $77 < T < 200$  К температурная зависимость  $M_s$  хорошо описывается соотношением  $M_s(T) = M_s(0) - \alpha \cdot T^{3/2}$ , где  $\alpha = 1.35 \cdot 10^{-5} \text{ G} \cdot \text{K}^{-3/2}$ ,  $M_s(0) = 425 \text{ G}$ , что соответствует  $3.3 \mu_B/\text{Mn}$ . В области  $T < 250$  К при увеличении  $T$  наблюдается слабое уменьшение восприимчивости  $\chi$ , сменяющееся крутым ростом при приближении к  $T_C$ .

На рис. 1 приведены кривые температурной зависимости удельного сопротивления и термоэдс. При низких температурах сопротивление имеет "металлический" характер ( $d\rho/dT > 0$ ), достигает максимума при  $T_R = 349$  К, а при дальнейшем повышении температуры уменьшается. Термоэдс при низких температурах положительна, имеет максимум при  $T = 146$  К, после чего монотонно убывает с ростом температуры, меняя знак

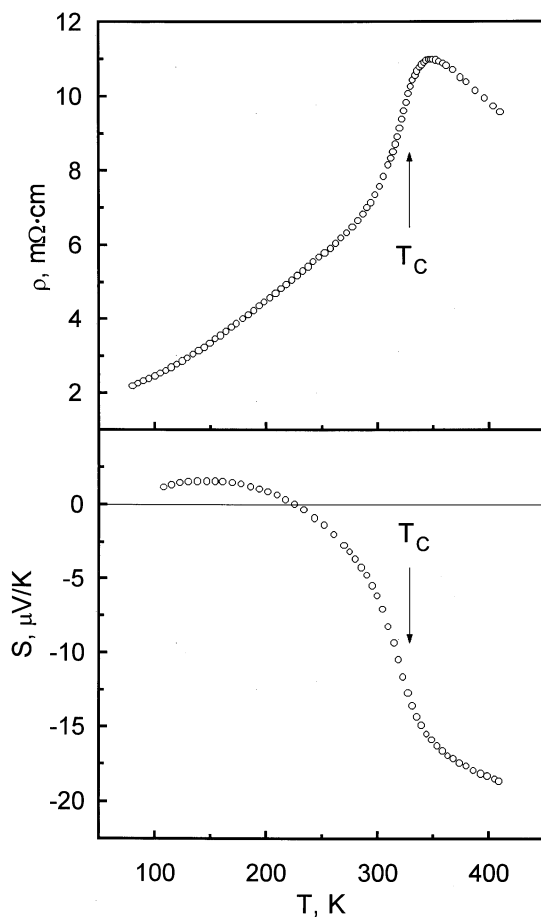


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления ( $\rho$ ) и термоэдс ( $S$ ) образца  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ .

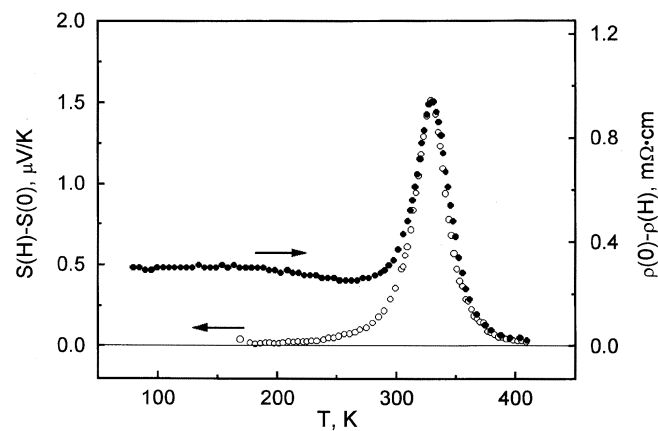


Рис. 2. Температурные зависимости  $[\rho(0) - \rho(H)]$  и  $[S(H) - S(0)]$  при  $H = 10$  кОе.

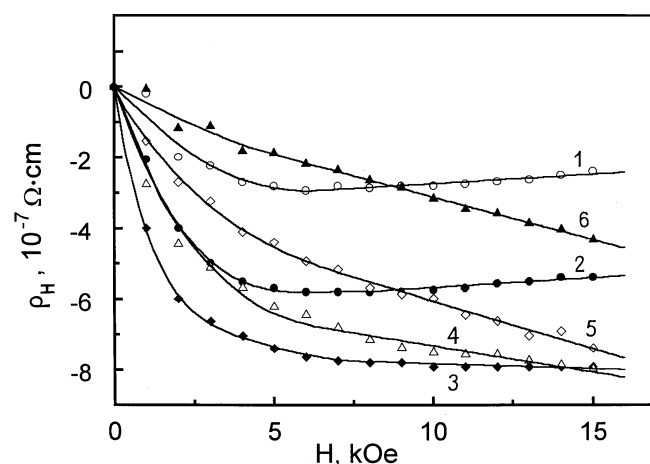


Рис. 3. Изотермы холловского сопротивления в  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  при различных температурах.  $T$  (К): 1 — 250; 2 — 293; 3 — 324; 4 — 332; 5 — 340; 6 — 360.

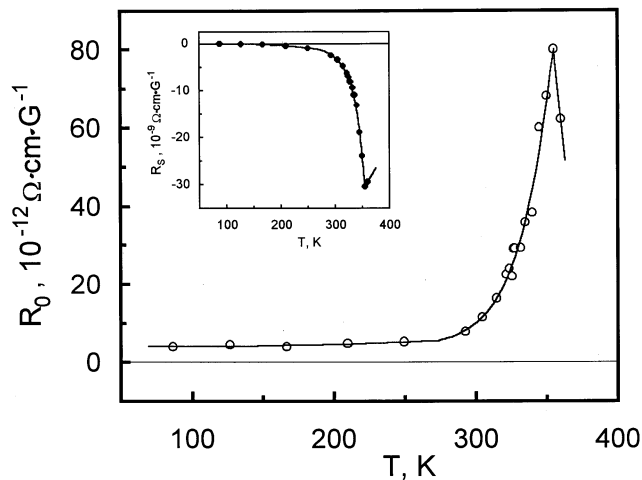
при  $T = 225$  К. Модули производных  $d\rho/dT$  и  $dS/dT$  имеют максимум при одной и той же температуре  $T = 324$  К, близкой к  $T_C$ .

На рис. 2 показана температурная зависимость разностей  $S(H) - S(0)$  и  $\rho(0) - \rho(H)$  при  $H = 10$  кОе. Обе кривые имеют максимум при  $T = T_C$  и в окрестности  $T_C$  практически совпадают по форме. Разность  $S(H) - S(0)$  стремится к нулю при удалении от точки фазового перехода, тогда как величина  $\rho(0) - \rho(H)$  в ферромагнитной области от температуры практически не зависит.

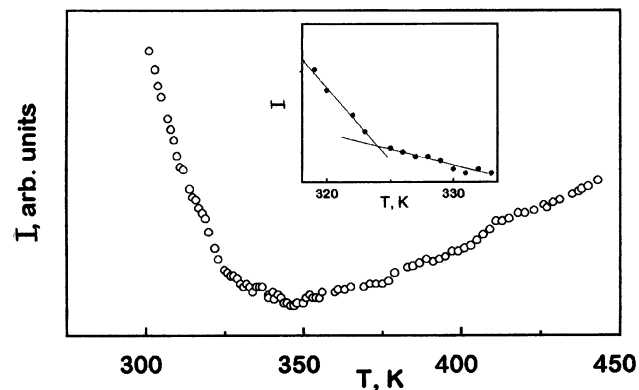
На рис. 3 для некоторых температур приведены полевые зависимости холловского сопротивления  $\rho_H = R_0 B + R_s M$ , где  $R_0$  и  $R_s$  — нормальный и аномальный (спонтанный) коэффициенты Холла,  $B$  — индукция в образце,  $M$  — намагниченность [5]. При нашей геометрии образца размагничивающий фактор близок к единице, поэтому можно полагать  $B = H$ .

На рис. 4 представлены температурные зависимости  $R_0$  и  $R_s$ , рассчитанные из кривых  $\rho_H(H)$  так же, как в работах [6,7]. В исследованном интервале температур нормальный коэффициент Холла положителен, что указывает на преобладание дырочного вклада в проводимость. При  $T < 300$  К коэффициент  $R_0$  слабо зависит от температуры и равен в среднем  $4.9 \cdot 10^{-12} \Omega \cdot \text{cm}/\text{G}$ . При  $T > 300$  К наблюдается значительный рост  $R_0$ , который заканчивается приблизительно при  $T = 350$  К, после чего  $R_0$  уменьшается. Аномальный коэффициент Холла (вставка к рис. 4) отрицателен и имеет минимум при  $T = 355$  К. Следует отметить, что при  $T > 340$  К коэффициенты Холла определяются со значительной (порядка 30%) погрешностью. Особенности вблизи  $T_C$  на кривых  $R_0(T)$  и  $R_s(T)$  не видны, однако производные  $dR_0/dT$  и  $dR_s/dT$  имеют экстремумы при  $T = 327$  К.

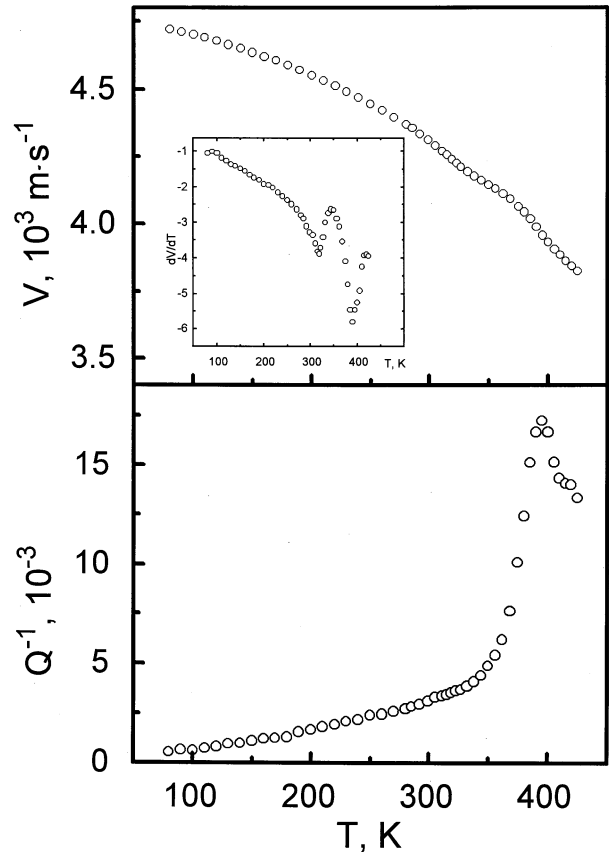
На рис. 5 показана температурная зависимость интенсивности отраженного света  $I$  при длине волны  $\lambda = 14 \mu\text{m}$ . Это длина волны удобна для исследования



**Рис. 4.** Температурная зависимость нормального  $R_0$  и аномального  $R_s$  (вставка к рис.) коэффициентов Холла в  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ .



**Рис. 5.** Температурная зависимость интенсивности отраженного света при длине волны  $\lambda = 14 \mu\text{m}$  образца  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ .



**Рис. 6.** Температурная зависимость скорости звука ( $V$ ) и внутреннего трения ( $Q^{-1}$ ) в  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ .

свойств носителей заряда в манганитах лантана, поскольку она соответствует температурно независимому минимуму перед фоновым максимумом в нелегированном  $\text{LaMnO}_3$  [8]. На кривой  $I(T)$  видны излом при  $T = 324$  К (см. вставку) и широкий минимум при  $T \approx 350$  К.

На рис. 6 представлены кривые температурной зависимости скорости звука  $V(T)$  и внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$ . На кривой  $V(T)$  имеются слабые особенности, которым на кривой  $dV(T)/dT$  (см. вставку) соответствуют четкие минимумы вблизи  $T_C$  при 318 К и при  $T_{\text{lat}} \approx 395$  К. Внутреннее трение  $Q^{-1}$  растет при повышении температуры и достигает максимума при  $T_{\text{lat}} \approx 395$  К. Какие-либо особенности вблизи температуры Кюри на кривой  $Q^{-1}(T)$  не обнаружены.

### 3. Обсуждение результатов

Ранее нами изучались свойства образцов  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.60}\text{Ce}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  [7], приготовленных таким же образом, как и исследуемый в настоящей работе  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ . Все эти образцы имеют плотность около 80% от теоретической и при  $T = 77$  К практически одинаковый магнитный момент, приходящийся на ион марганца,  $\approx 3.3 \mu_B$ . В отличие от легирования церием легирование европием приводит к

существенному (около 40 К) понижению температуры Кюри. Наблюдаемый в ферромагнитной области рост восприимчивости парапроцесса при понижении температуры свидетельствует о наличии парамагнитных ионов и/или о существовании небольшого количества ферромагнитной фазы с низкой (ниже 77 К) температурой Кюри. Можно полагать, что указанными парамагнитными ионами являются ионы европия в лантановых позициях, причем взаимодействие магнитных моментов европия с моментами марганца является слабым. Ферромагнитной фазой может являться  $\text{EuO}$  с  $T_C < 77$  К.

Сохранение спонтанной намагниченности вплоть до 350 К свидетельствует о магнитной неоднородности образца. Заметим, что в работе [9] наличие такой неоднородности отмечалось даже для монокристаллов  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ .

Температурная зависимость сопротивления исследуемого манганита значительно отличается от наблюдавшейся нами на близких по составу образцах  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.60}\text{Ce}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ , где эта зависимость имела вид, характерный для поликристаллических образцов с типичным значением  $\rho$  около 30–40  $\text{m}\Omega \cdot \text{cm}$ . Легирование европием привело к тому, что сопротивление значительно уменьшилось (до 2  $\text{m}\Omega \cdot \text{cm}$  при 77 К), а его температурный ход стал аналогичным зависимости  $\rho(T)$  в монокристаллических образцах. Подобные изменения температурной зависимости сопротивления поликристаллических образцов наблюдались при увеличении размеров кристаллитов, что достигалось существенным повышением температуры отжига, см. статью [10] и ссылки в ней. Можно предположить, что легирование европием способствует росту размеров кристаллитов во время отжига. Второй возможной причиной уменьшения сопротивления является выделение на границах кристаллитов фазы с относительно низким удельным сопротивлением. В нашем случае такой фазой может быть  $\text{EuO}$ , естественным образом легированный за счет кислородных вакансий и/или трехвалентного лантана, поскольку известно [11,12], что сопротивление такого материала может быть сравнительно небольшим. Следует, однако, подчеркнуть, что величина  $\rho(T)$  в ферромагнитной области примерно на порядок превышает сопротивление монокристаллических образцов с близкой температурой Кюри [9,13].

Приведенные в предыдущем параграфе экспериментальные результаты позволяют выделить три температуры, при которых наблюдаются особенности тех или иных свойств. Во-первых, это температура магнитного фазового перехода  $T_C = 328$  К, вблизи которой наблюдаются особенности дифференциальных характеристик, а именно: экстремумы производных  $d\rho/dT$ ,  $dS/dT$ ,  $dR_0/dT$ ,  $dR_s/dT$ ,  $dV/dT$ , максимумы  $S(H) - S(0)$  и  $\rho(0) - \rho(H)$  и излом на кривой  $I(T)$ . Небольшое различие в положении особенностей этих величин может быть вызвано указанной выше неоднородностью образца. Во-вторых, это температура  $T_R \approx 350$  К, вблизи которой имеют особенности величины, связанные с процессами переноса

заряда, т.е.  $\rho$ ,  $R_0$ ,  $R_s$  и  $I$ . В-третьих, это температура  $T_{\text{lat}} \approx 395$  К, при которой наблюдаются особенности решеточных свойств — скорости звука и внутреннего трения. Поскольку в рассматриваемом диапазоне длин волн оптическое отражение мало чувствительно к межкристаллитным границам, существование особенностей при  $T = T_C$  и  $T_R$  связано в основном с процессами внутри кристаллитов.

Перейдем к рассмотрению механизмов проводимости. Слабая температурная зависимость нормального коэффициента Холла при  $T < 300$  К указывает на то, что внутри кристаллитов материал находится в металлическом состоянии. Формальная оценка концентрации носителей  $n$  с помощью соотношения  $R_0 = (enc)^{-1}$  дает  $n = 0.75$  носителей/ячейку. Положительный знак  $R_0$  показывает, что доминирующими носителями являются дырки. Значительное отличие величины  $n$  от значения, которое следует из химической формулы, позволяет предположить, что имеются носители и электронного типа.

При  $T \approx 300$  К плавное увеличение  $\rho$  и нормального коэффициента Холла сменяется их резким ростом, что свидетельствует об уменьшении проводимости вследствие уменьшения концентрации носителей заряда. Максимумы на кривых  $\rho(T)$  (рис. 1) и  $R_0(T)$  (рис. 4) расположены при одной и той же температуре  $T_R \approx 350$  К, откуда следует, что максимум сопротивления при этой температуре обусловлен минимумом концентрации носителей, вносящих вклад в проводимость.

Полагаем, что температурную зависимость сопротивления и эффекта Холла можно объяснить движением дырочного края подвижности  $\varepsilon_C$  (без учета электронного вклада). Поскольку температурная зависимость  $\varepsilon_C$  вблизи  $T_C$  обусловлена нарастанием спиновых флуктуаций [14], все дифференциальные характеристики, описывающие перенос заряда, должны иметь особенности вблизи этой температуры, что и наблюдается. Для малых значений относительной намагниченности  $m = M/M_s(0)$  можно написать:  $\varepsilon_C = \Delta_0 - \Delta_1 \cdot m^2$ , где  $\varepsilon_C$  — край подвижности для дырок,  $\Delta_0$  и  $\Delta_1$  — феноменологические параметры, подлежащие определению из эксперимента. Вообще говоря,  $\Delta_0$  и  $\Delta_1$  являются функциями  $T$ , однако для простоты будем считать их константами. Как будет видно далее, край подвижности при всех температурах расположен вблизи дырочного уровня Ферми  $\varepsilon_F$ . Согласно Мотту [15], в этом случае для проводимости справедливо выражение

$$\sigma = \sigma_{\min} f(\varepsilon_C), \quad (1)$$

где  $\sigma_{\min}$  — минимальная металлическая проводимость,  $f$  — функция Ферми. Таким образом, для сопротивления вблизи температуры фазового перехода получаем

$$\rho = \rho_m \left( \exp \left( \frac{E_A - \Delta_1 m^2}{T} \right) + 1 \right), \quad (2)$$

где  $\rho_m = \text{const}$ ,  $E_A = \Delta_0 - \varepsilon_F$  — энергия активации в парамагнитной области при  $H = 0$ . Из температурной

зависимости сопротивления в интервале 380–410 К мы получили оценки для  $\rho_m$  и  $E_A$ :  $\rho_m = 2.2 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ ,  $E_A = 530 \text{ K}$ , а сравнив температурные зависимости сопротивления при  $H = 0$  и 10 кОе, нашли  $\Delta_1 \approx 2000 \text{ K}$ . Величина  $\Delta_1$  оказывается значительно меньше энергии Ферми дырок, которая порядка  $2 \cdot 10^4 \text{ K}$  [16,17], что оправдывает применение формул (1) и (2). Оценив минимальную металлическую проводимость, согласно [18], находим  $1/\sigma_{\min} \approx 7 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ , что по порядку величины совпадает с  $\rho_m$ . Вычисление сопротивления по формуле (2) для  $H = 0$  при не зависящих от температуры  $E_A$  и  $\Delta_1$  дает острый пик в точке Кюри, а неразмытый максимум — при  $T = T_R > T_C$ , как это наблюдается на эксперименте. Это несоответствие может быть вызвано, во-первых, отмеченной выше магнитной неоднородностью образца, которая должна приводить к сглаживанию пика сопротивления и его сдвигу в сторону более высоких температур, так как при  $T > T_C$  зависимость  $\rho$  от  $T$  является значительно более слабой, чем в ферромагнитной области вблизи  $T_C$ . Во-вторых, в расчетах не учитывалась температурная зависимость  $\Delta_0$  и  $\Delta_1$  в парамагнитной области вблизи  $T_C$ , которая также приводит к сдвигу максимума сопротивления в сторону более высоких температур и его размытию. Оценка этих факторов представляется затруднительной, однако их роль значительно ослабевает при наложении достаточно сильного магнитного поля, поскольку температурная зависимость  $\varepsilon_C$  определяется в этом случае преимущественно температурной зависимостью намагнитченности.

На рис. 7 приведена экспериментальная и расчетная кривые  $\rho(T)$  при  $H = 10 \text{ кОе}$ . Расчет проводился по формуле (2) с использованием найденных значений  $E_A$  и  $\Delta_1$  и экспериментальных данных по намагнитченности для  $H = 10 \text{ кОе}$ . Видно, что с помощью (2) удается удовлетворительно описать форму кривой  $\rho(T, H = 10 \text{ кОе})$  вблизи максимума, хотя у нас не было возможности учесть роль межкристаллитных границ. Уменьшение сопротивления в ферромагнитной области, найденное в результате расчета, является значительно более резким, чем экспериментальное. Легко, однако, заметить, что рассчитанная кривая температурной зависимости сопротивления очень похожа на зависимость  $R_0(T)$ , см. рис. 4. Поскольку эффект Холла в поликристаллах отражает ситуацию внутри кристаллитов и значительно меньше зависит от процессов на их границах, чем сопротивление [19], можно полагать, что рассчитанная кривая в целом верно передает температурный ход сопротивления внутри кристаллитов, притом не только при  $T > T_C$ , но и в ферромагнитной области, по крайней мере, вблизи  $T_C$ .

Температура перехода металл–изолятор  $T_{MI}$ , т.е. температура, при которой происходит пересечение края подвижности с уровнем Ферми, определяется условием  $m^2 = E_A/\Delta_1$ . При  $H = 0$  она лежит ниже  $T_C$ . Подстановка указанных значений  $E_A$  и  $\Delta_1$  дает  $T_{MI} \approx 300 \text{ K}$ , что совпадает с температурой, при которой начинается быстрый рост сопротивления и нормального коэффициента Холла. Подчеркнем, что рост сопротивления в области

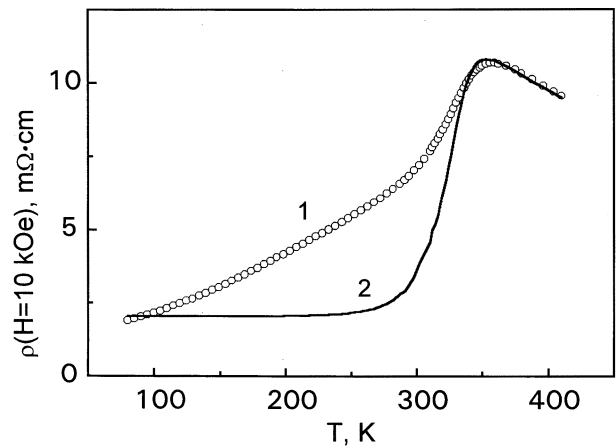


Рис. 7. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые  $\rho(T, H = 10 \text{ кОе})$ .

$T_{MI} < T < T_R$ , относящейся уже к диэлектрической фазе, обусловлен быстрым возрастанием разности  $\varepsilon_C - \varepsilon_F$ .

Перейдем к обсуждению результатов по термоэдс. Преобладание дырочной проводимости (металлического типа при  $T < 300 \text{ K}$ ) должно приводить к положительному знаку  $S$  и линейному росту термоэдс с температурой при  $T < 300 \text{ K}$  с дальнейшим возрастанием вблизи  $T_{MI}$  до величин порядка  $100 \mu\text{V/K}$  и последующим переходом к зависимости типа  $\text{const}/T$  в парамагнитной области. Из рис. 1 видно, что  $S > 0$  и растет с температурой, но только при  $T < 146 \text{ K}$ . Оценив для этой области наклон кривой  $S(T)$  и воспользовавшись известной формулой для параболической зоны, находим, что энергия Ферми дырок составляет примерно 1–2 эВ, что вполне разумно. Однако при дальнейшем возрастании температуры термоэдс уменьшается, а при  $T > 225 \text{ K}$  становится отрицательным. На первый взгляд это противоречит сделанному выше предположению о преобладании дырочного вклада в проводимость, а также результатам зонных расчетов [16], согласно которым концентрация электронов на порядок меньше концентрации дырок. Однако это противоречие снимается, если учесть, что согласно [16], характеристики дырок и электронов сильно отличаются. Эффективная масса дырок меньше массы свободного электрона  $m_0$ , что обеспечивает их металлическое поведение вплоть до окрестности  $T_C$ . Напротив, масса электронов значительно превышает  $m_0$ , что обуславливает сильную тенденцию к локализации. Это дает возможность предположить, что отрицательный знак термоэдс связан не с преобладанием электронного вклада в проводимость, а с большой величиной электронной термоэдс в изоляторном состоянии. Поскольку при  $T = T_{MI}$  дырочная термоэдс также достигает больших значений, происходит взаимная компенсация электронного и дырочного вкладов, в результате чего величина термоэдс даже в изоляторной фазе сравнительно невелика.

Из рис. 2 видно, что магнитное поле приводит к увеличению дырочного вклада в термоэдс. По-видимому,

причина изменения как  $\rho$ , так и  $S$  вблизи  $T_C$  состоит в увеличении числа дырок в делокализованных состояниях. Разность  $\rho(0) - \rho(H)$  в ферромагнитной области практически не зависит от температуры. Величина этой разности — около  $0.3 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$  — характеризует вклад спин-зависящего рассеяния на границах кристаллов. Можно предположить, что полный вклад рассеяния на границах в сопротивление образца должен быть в несколько раз больше и, следовательно, составлять величину порядка  $1-2 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ , что согласуется с данными измерений при низких температурах.

Особенности вблизи  $T_{\text{lat}} \approx 395 \text{ K}$  связаны в основном с изменением решеточных характеристик, о чем свидетельствует наличие выраженного максимума на температурной зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$  и минимума на  $dV(T)/dT$ . Эти особенности можно было бы объяснить наличием структурного перехода или появлением зарядового упорядочения. Последнее, впрочем, представляется маловероятным из-за слишком высокой температуры. Для того чтобы выявить наличие изменений в решетке, происходящих при  $395 \text{ K}$ , были сняты рентгенограммы при  $380$  и  $420 \text{ K}$ . Их сравнение между собой, а также сопоставление с рентгенограммами, снятыми при комнатной температуре, показало, что все рентгенограммы практически одинаковы. Следовательно, если какие-то изменения в решетке при  $395 \text{ K}$  и происходят, они являются чрезвычайно слабыми. В целом вопрос о происхождении наблюдавшейся нами сильной аномалии внутреннего трения остается открытым.

Таким образом, проведенное комплексное исследование свойств манганита лантана  $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  позволяет сделать следующие выводы.

Малое замещение лантана европием приводит к значительному понижению удельного сопротивления  $\rho$ , а зависимость  $\rho(T)$  становится подобной температурной зависимости сопротивления монокристаллов. Ранее такие изменения наблюдались только при существенно более высоких температурах отжига.

Показано, что в ферромагнитной области доминирующими носителями являются дырки, хотя имеются и носители электронного типа. Малая величина термоэдс может быть объяснена конкуренцией дырочного и электронного вкладов.

Выделены четыре характерные температуры:  $T_M \approx 300 \text{ K}$  — температура перехода металл-диэлектрик;  $T_C = 328 \text{ K}$  — температура Кюри;  $T_R \approx 350$  и  $T_{\text{lat}} \approx 395 \text{ K}$ , из которых первые три связаны с процессами в электронной и магнитной подсистемах, а последняя — с решеткой. Показано, что особенности при  $T = T_R$  обусловлены минимумом концентрации носителей в делокализованных состояниях, а не с переходом металл-диэлектрик. Температурная зависимость сопротивления и эффекта Холла вблизи  $T_C$  может быть удовлетворительно объяснена в рамках представления о движении дырочного края подвижности.

Авторы признательны Н.И. Талуц за помощь в проведении рентгеновских измерений.

## Список литературы

- [1] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 8, 833 (1996).
- [2] A.P. Ramirez. J. Phys.: Condens. Matter. **9**, 39, 8171 (1997).
- [3] A. Nossov, J. Pierre, J. Beille, V. Vassiliev, B. Slobodin. Eur. Phys. J. **B6**, 467 (1998).
- [4] В.Г. Васильев, А.А. Ивакин, А.А. Фотиев. ЖНХ **39**, 1, 3 (1994).
- [5] C.M. Hurd. Hall effect in Metal and Alloys. Plenum Press. N.Y. (1972). 400 p.
- [6] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Машкауцан, А.М. Бурханов, В.Г. Васильев, Б.В. Слободин, В.В. Устинов. ЖЭТФ **113**, 3, 981 (1998).
- [7] Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебенин, В.В. Машкауцан, В.В. Устинов, В.Г. Васильев, Б.В. Слободин. ФТТ **40**, 11, 2085 (1998).
- [8] T. Arima, Y. Tokura. J. Phys. Soc. Japan **64**, 2488 (1995).
- [9] S.E. Lofland, S.M. Bhagat, K. Ghosh, R.L. Green, S.G. Karabasher, D.A. Shulyatev, A.A. Arsenov, Y. Mukovskii. Phys. Rev. **B56**, 21, 13 705 (1997).
- [10] A.K.M. Akther Hossain, L.F. Cohen, F. Damay, A. Berenov, J. MacManus-Driscoll, N. McNAlford, N.D. Mathur, M.G. Blamire, J.E. Evetts. J. Magn. Magn. Mater. **192**, 263 (1999).
- [11] А.А. Самохвалов. Магнитные редкоземельные полупроводники. В. кн.: Редкоземельные полупроводники. Наука, Л. (1997). С. 5–47.
- [12] M. Gusgnier. Phys. Stat. Sol. (a) **114**, 1, 11 (1989).
- [13] A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura. Phys. Rev. **B51**, 20, 14 103 (1995).
- [14] N.G. Bebenin, V.V. Ustinov. J. Phys.: Condens. Matter. **10**, 28, 6301 (1998).
- [15] N.F. Mott. Phil Mag. **31**, 1, 217 (1975).
- [16] W.E. Pickett, D.J. Singh. J. Magn. Magn. Mater. **172**, 3, 237 (1997).
- [17] D.A. Papaconstantopoulos, W.E. Pickett. Phys. Rev. **B57**, 20, 12 751 (1998).
- [18] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, Мир, М. (1982). 368 с.
- [19] Е.В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. Радио и связь, М. (1990). 264 с.