

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 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 ρ , 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 Т/см^2 с последующим отжигом в токе кислорода при 1200°C в течение 12 ч. Плотность полученных образцов равна 5.2 г/см^3 , что составляет около 83% от расчетной. Рентгенофазовый анализ показал однофазность образцов.

Образцы для измерения кинетических свойств (сопротивления ρ ; термоэдс S и эффекта Холла) имели форму параллелепипеда с размерами $10 \times 3 \times 0.9\text{ мм}$. 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 $\Delta T \approx 3\text{ К}$ создавался нагревателем, помещенным у одного из концов образца. Температуры концов образца контролировались двумя термопарами медь-константан. Термоэдс образца измерялась потенциометрическим методом между медными концами термопар. Во всех случаях магнитное поле напряженностью до 15 кОе было направлено перпендикулярно плоскости пластины. Использовались индиевые контакты, изготовленные с помощью ультразвукового паяльника.

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

Скорость звука V и внутреннее трение Q^{-1} измерялись методом составного вибратора на частотах 50–100 кГц 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 χ , 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

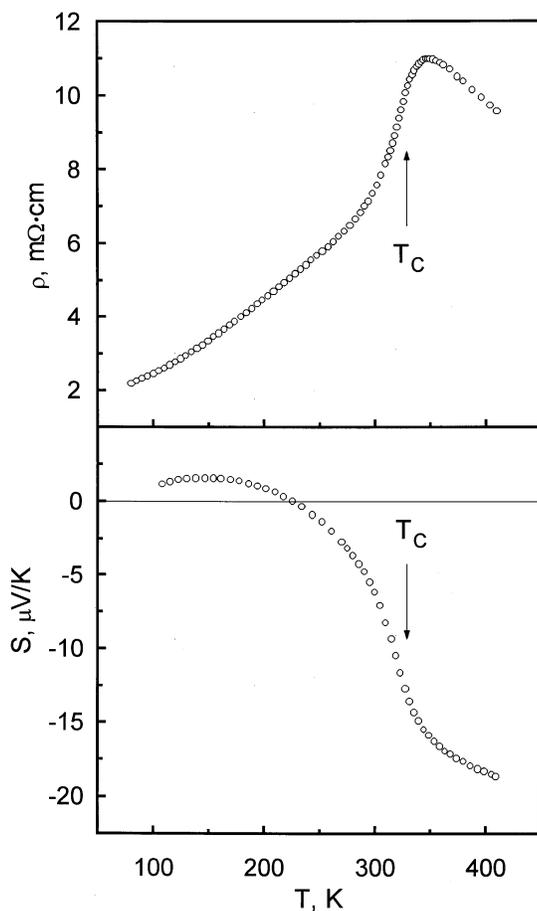


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления (ρ) и термоэдс (S) образца $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$.

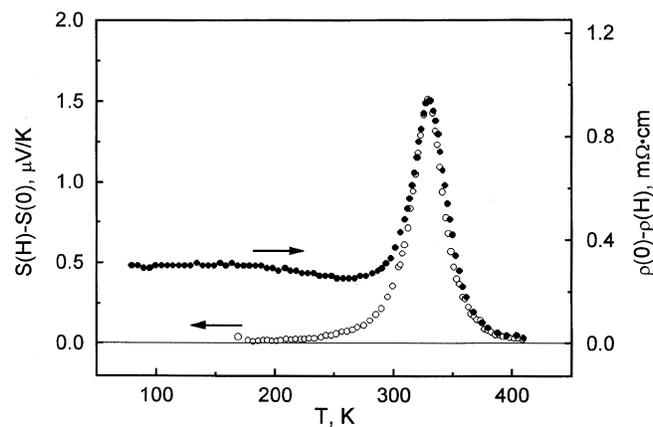


Рис. 2. Температурные зависимости $[\rho(0) - \rho(H)]$ и $[S(H) - S(0)]$ при $H = 10$ кОе.

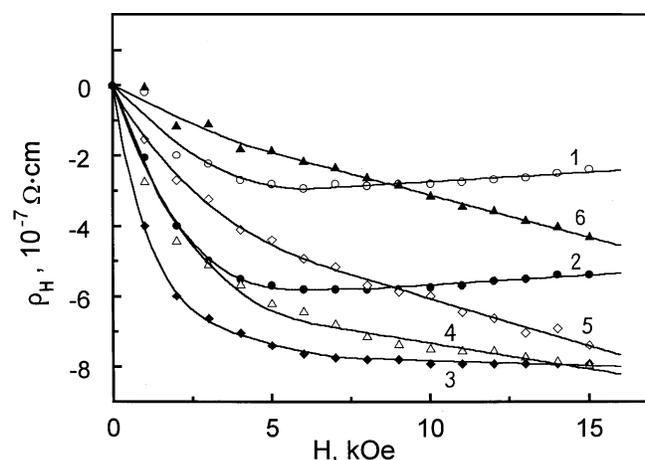


Рис. 3. Изотермы холловского сопротивления в $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ при различных температурах. T (К): 1 — 250; 2 — 293; 3 — 324; 4 — 332; 5 — 340; 6 — 360.

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 $4.9 \cdot 10^{-12} \Omega \cdot \text{cm/G}$. 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

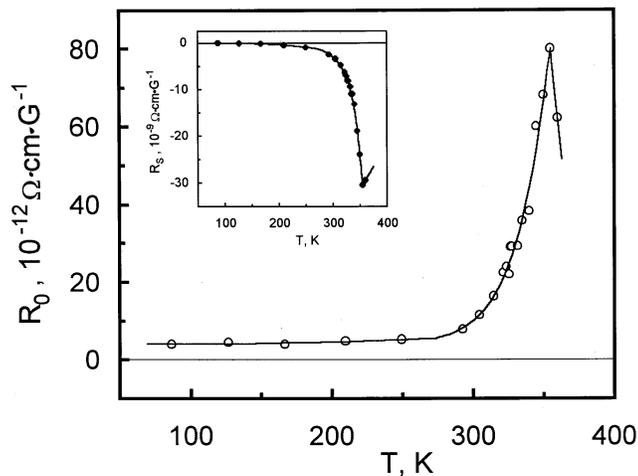


Рис. 4. Температурная зависимость нормального R_0 и аномального R_s (вставка к рис.) коэффициентов Холла в $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$.

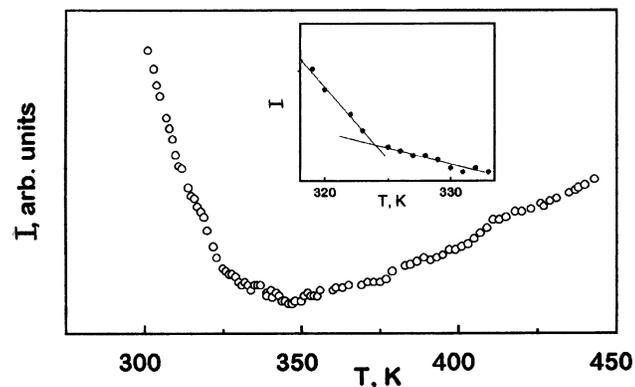


Рис. 5. Температурная зависимость интенсивности отраженного света при длине волны $\lambda = 14 \mu\text{m}$ образца $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$.

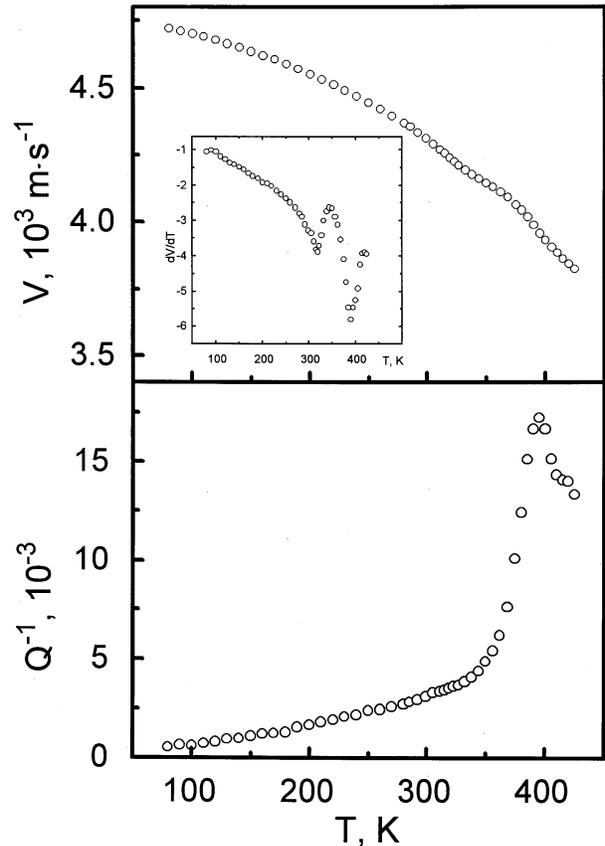


Рис. 6. Температурная зависимость скорости звука (V) и внутреннего трения (Q^{-1}) в $\text{La}_{0.60}\text{Eu}_{0.07}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$.

свойств носителей заряда в манганитах лантана, поскольку она соответствует температурно независимому минимуму перед фоновым максимумом в нелегированном 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 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 $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$.

Температурная зависимость сопротивления исследуемого манганита значительно отличается от наблюдавшейся нами на близких по составу образцах $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ и $La_{0.60}Ce_{0.07}Sr_{0.33}MnO_3$, где эта зависимость имела вид, характерный для поликристаллических образцов с типичным значением ρ около 30–40 мОм · см. Легирование европием привело к тому, что сопротивление значительно уменьшилось (до 2 мОм · см 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 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. ρ , R_0 , R_s и I . В-третьих, это температура $T_{lat} \approx 395$ 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 ρ 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 ε_C (без учета электронного вклада). Поскольку температурная зависимость ε_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 ε_C — край подвижности для дырок, Δ_0 и Δ_1 — феноменологические параметры, подлежащие определению из эксперимента. Вообще говоря, Δ_0 и Δ_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 ε_F . Согласно Мотту [15], в этом случае для проводимости справедливо выражение

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

где σ_{\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 ρ_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 Δ_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 ρ_m . Вычисление сопротивления по формуле (2) для $H = 0$ при не зависящих от температуры E_A и Δ_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 ρ от T является значительно более слабой, чем в ферромагнитной области вблизи T_C . Во-вторых, в расчетах не учитывалась температурная зависимость Δ_0 и Δ_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 ε_C определяется в этом случае преимущественно температурной зависимостью намагниченности.

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 Δ_1 и экспериментальных данных по намагниченности 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 Δ_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

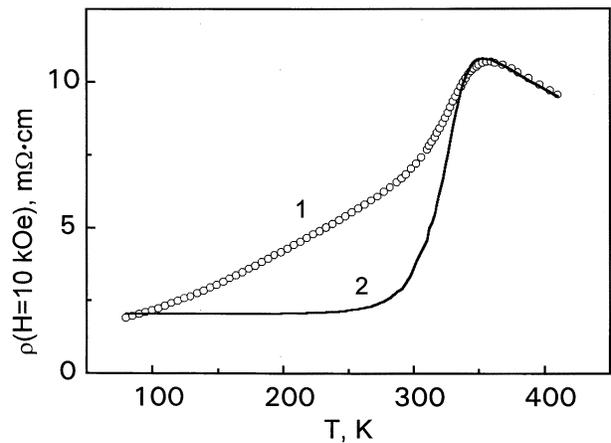


Рис. 7. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые $\rho(T, H = 10 \text{ кОе})$.

$T_{MI} < T < T_R$, 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 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 ρ , 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 K , были сняты рентгенограммы при 380 и 420 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 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 ρ , 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.