

# Изменения электронных, оптических и магнитных свойств пленок LaSrMnO при переходе от ромбоэдрической к орторомбической фазе

© В.Д. Окунев, З.А. Самойленко, Т.А. Дьяченко, R. Szymczak\*, S.J. Lewandowski\*,  
H. Szymczak\*, M. Baran\*, P. Gierlowski\*

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,  
83114 Донецк, Украина

\* Институт физики Польской академии наук,  
02-668 Варшава, Польша

E-mail: okunev@host.dipt.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 26 сентября 2003 г.  
В окончательной редакции 24 февраля 2004 г.)

Показано, что с изменением температуры роста  $T_s$  свойства пленок LaSrMnO в области перехода ромбоэдрической фазы в орторомбическую ( $600\text{--}650^\circ\text{C}$ ) зависят от взаимодействия металлических (ферромагнитных) Mn–O-кластеров в диэлектрической (антиферромагнитной) матрице. При  $T_s \leq 600^\circ\text{C}$  низкая плотность  $e_g$ -состояний и диэлектрическая щель ( $E_g = 0.3\text{--}0.5\text{ eV}$ ) обеспечивают оптическую прозрачность в области  $\hbar\omega = 0.5\text{--}2\text{ eV}$ , разницу между FC- и ZFC-измерениями намагниченности  $M(T)$ , высокие значения сопротивления и появление участков,  $R(T) \approx \text{const}$ , связанных с превращением кластеров в систему туннельно-связанных квантовых точек. При  $T_s \geq 650^\circ\text{C}$  локальное увеличение атомной и электронной плотности вызывает снижение оптического пропускания и сопротивления на 3–9 порядков с максимумом и минимумом на зависимостях  $R(T)$  пленок и увеличение  $M$  (10 K) на порядок. Сделан вывод о том, что магнитное упорядочение системы кластеров при туннельной связи между ними стимулирует увеличение размера кластеров и концентрации металлической (ферромагнитной) фазы.

Данная работа частично поддержана грантом № PBZ-KBN-013/T08/19 правительства Польши.

## 1. Введение

Лантан-марганцевые оксиды типа LaSrMnO, обнаруживающие эффект гигантского магнетосопротивления и привлекающие внимание исследователей разнообразием свойств и перспективами практического применения, в зависимости от технологии приготовления и наличия напряжений в системе могут иметь перовскитовые структуры различного типа (от кубической до ромбоэдрической) [1–5]. Разнообразие структур приводит к разнообразию свойств. Например, переход из ромбоэдрической в орторомбическую структуру вызывает качественные изменения в оптических спектрах и характере температурных зависимостей  $R(T)$ , а также снижение сопротивления на 7–10 порядков [6]. Наиболее интересными оказываются образцы с переходной структурой, которые можно получать, выращивая пленки в интервале температур  $T_s$  от  $600$  до  $670^\circ\text{C}$  ( $T_s$  — температура синтеза) [6]. Упругие напряжения на границе раздела пленка–подложка могут как задерживать, так и стимулировать развитие фазового перехода. Наиболее низкую температуру перехода имеют пленки на подложках из SrLaGaO<sub>4</sub>. Влияние ориентации подложек и связанных с этим напряжений на свойства тонких пленок манганитов подробно исследовано в [7]. В настоящей работе приводятся результаты, связанные с изучением влияния изменений типа атомного порядка (при переходе от ромбоэдрической структуры к орторомбической) на физические свойства пленок манганитов.

## 2. Приготовление пленок и методика эксперимента

Пленки получены методом импульсного лазерного распыления мишени La<sub>0.6</sub>Sr<sub>0.2</sub>Mn<sub>1.2</sub>O<sub>3</sub> при использовании эксимерного лазера (KrF,  $\tau \approx 25\text{ ns}$ , плотность энергии на мишени  $\Phi = 3.0\text{ J/cm}^2$ , давление кислорода в рабочей камере  $P_0 = 300\text{ mTorr}$ ). Нестехиометрический состав с избытком марганца был взят для того, чтобы стимулировать кластерообразование в структуре образцов [6]. Осаждение пленок осуществлялось на подложках из SrLaGaO<sub>4</sub> при  $T_s = 450\text{--}730^\circ\text{C}$ .

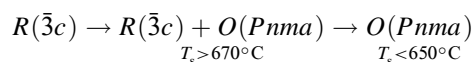
Метод импульсного лазерного осаждения является уникальной технологией, позволяющей выращивать пленки высокого качества сложного состава с сохранением стехиометрии химических элементов, свойственной мишени [8–12]. О соответствии составов пленок и мишеней в настоящей работе свидетельствуют результаты экспериментальных исследований: 1) при высоких температурах роста пленок ( $T_s > 670^\circ\text{C}$ ) реализуется однофазное состояние, свойственное мишени, — орторомбическая фаза  $Pnma$  с табличными параметрами кристаллической решетки [6]; 2) определенная из измерений намагниченности температура Кюри  $T_c = 310\text{ K}$  для пленок с  $T_s = 700^\circ\text{C}$  близка к  $T_c = 311\text{ K}$  мишени.

Структура пленок исследовалась с использованием длинноволнового  $\text{Cg } K_\alpha$ -излучения фотометодом, облегчающим регистрацию диффузного рассеяния рентгеновских лучей в случае кластеризованных твердых раство-

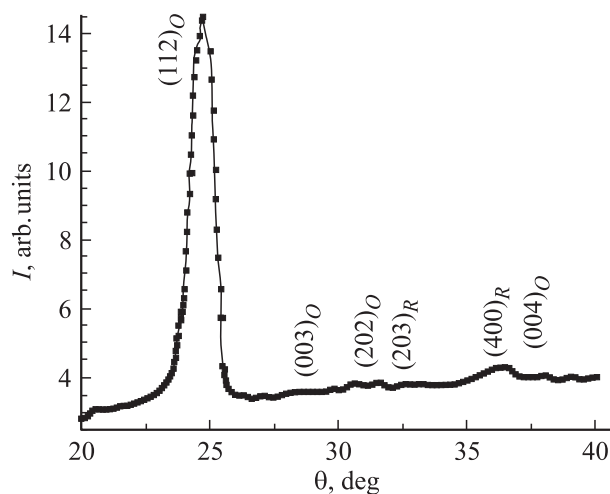
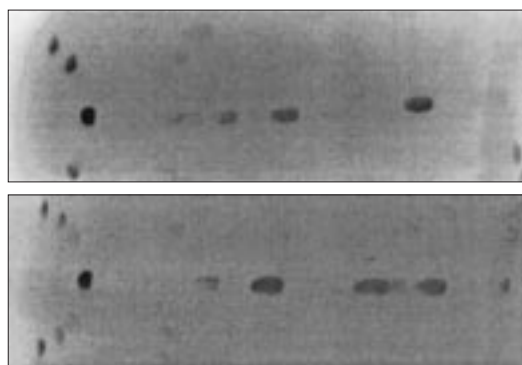
ров, каковыми являются наши объекты. Электрические измерения в интервале температур 4.2–300 К проводились по стандартным методикам. Спектры оптического пропускания пленок изучались при комнатной температуре в диапазоне  $\hbar\omega = 0.5\text{--}3.5\text{ eV}$  с помощью модернизированного спектрофотометра SP 700 С. Магнитные измерения осуществлялись СКВИД-магнитометром в интервале температур 4.2–300 К.

### 3. Результаты эксперимента

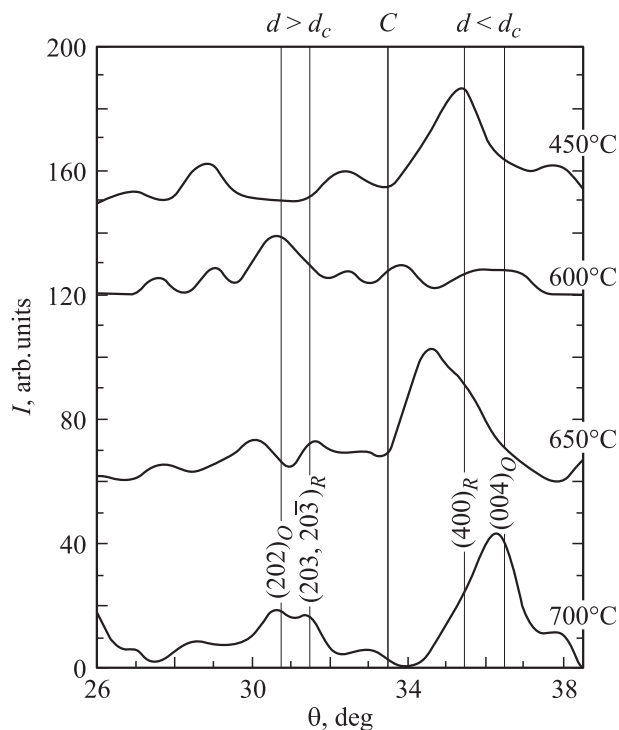
3.1. Структура пленок. Изменение типа структурных состояний обеспечивалось ростом слоев  $\text{LaSrMnO}$  в интервале  $450 < T_s < 730^\circ\text{C}$ . Ранее проведенные исследования дифракционных картин от пленок  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ , выращенных в этом интервале  $T_s$ , показали, что по мере повышения  $T_s$  тип кристаллографических состояний образцов изменяется по схеме



с переходом из однофазной ромбоэдрической ( $R\bar{3}c$ ) области в однофазную орторомбическую  $O(Pnma)$  через



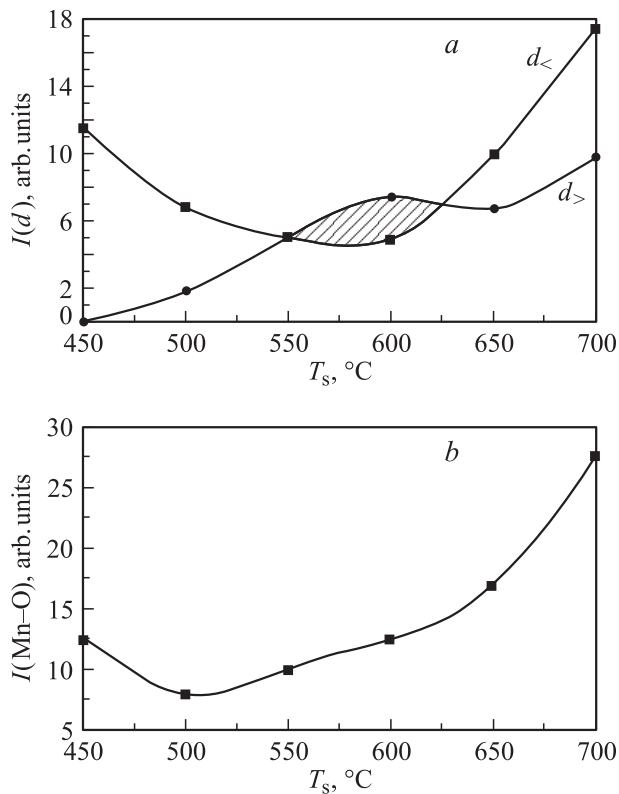
**Рис. 1.** Общий вид дифракционной картины от пленок  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$  (Лауэ-рефлексы и микрофотометрическая кривая, полученная по осевой линии дебаеграммы).



**Рис. 2.** Фрагменты дифракционных картин от  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ , включающих рассеяние Mn–O-содержащих кластеров, для температур синтеза  $T_s = 450, 600, 650, 700^\circ\text{C}$ .

двухфазную в интервале  $T_s = 650\text{--}670^\circ\text{C}$  [6]. Гетерогенное состояние кристаллических пленок проявляется в том, что в матричную структуру с дальним порядком когерентно встроены кластеры мезоскопического порядка и размера, как это видно из полной дифракционной картины (рис. 1).

Из кластеров наиболее важными представляются те, которые образованы семейством Mn–O-плоскостей и обеспечивают проводящие и магнитные свойства  $\text{LaSrMnO}$ ; в ромбоэдрической фазе это отражения  $(203, 20\bar{3})_R$  и  $(400)_R$ , а в орторомбической —  $(202)_O$  и  $(004)_O$  (рис. 2). Размеры Mn–O-содержащих кластеров, рассчитанные с учетом ширины указанных диффузных максимумов на основе методики Л.И. Китайгородского, развитой в работе [13], мало изменяются, флуктуируя вблизи  $100\text{ \AA}$ . Основные изменения структуры, как следует из рис. 2 при сравнении вида диффузных максимумов от различных образцов, связаны с разным соотношением растянутых и сжатых плоскостей в кластерах. Это характеризует наличие внутренних напряжений в мезоскопических областях (кластерах) и проявляется в асимметрии соответствующих диффузных максимумов. Рассмотрим характер изменений интенсивностей диффузного рассеяния в дискретных углах дифракции  $\theta$  (рис. 2), значения которых выбраны по принципу их соответствия величинам межплоскостных расстояний  $d = n\lambda/2 \sin \theta$  (уравнение Вульфа–Брэггов),



**Рис. 3.** Интенсивности когерентного рассеяния рентгеновских лучей от пленок, выращенных при различных  $T_s$ . *a* — от семейств растянутых ( $d_>$ ) или сжатых ( $d_<$ ) плоскостей Mn–O-кластеров; *b* — в дискретных углах дифракционных кривых от Mn–O-кластеров.

равных длинам связей Mn–O для ромбоэдрической и орторомбической фаз в манганитах, согласно [14].

Следует обратить внимание на симметричное расположение указанных углов  $\theta$  относительно центра (обозначенного линией  $C$ ), разделяющего исследуемую область дифракции на два структурно-симметричных (относительно отражений, указанных в виде четырех вертикальных линий на рис. 2) состояния:  $d > d_c$  с большими межзонными (межплоскостными) расстояниями (слева от  $C$ ) и  $d < d_c$  с меньшими величинами таких расстояний (справа от  $C$ ). Измерив ординаты интенсивностей в указанных точках слева и справа от  $C$  на дифракционных кривых для исследуемых пленок, мы проанализировали влияние температуры роста на суммарные интенсивности отражений  $(202)_O$  и  $(20\bar{3})_R$  (кривая  $d_<$  на рис. 3, *a*) и  $(400)_R$  и  $(004)_O$  (кривая  $d_>$ ). Из рисунка видно, что вблизи  $T_s = 600^\circ\text{C}$  имеется „область разрыхления“, когда в структуре преобладают „растянутые“ состояния, поскольку здесь  $I(d_>)$  превышает  $I(d_<)$ . Для образцов же, выращенных при  $T_s < 600^\circ\text{C}$  или  $T_s > 600^\circ\text{C}$ , преобладают „сжатые“ состояния элементов структуры, что связано с усилением Mn–O-взаимодействия в этих интервалах  $T_s$  по сравнению с ситуацией при  $T_s = 600^\circ\text{C}$ .

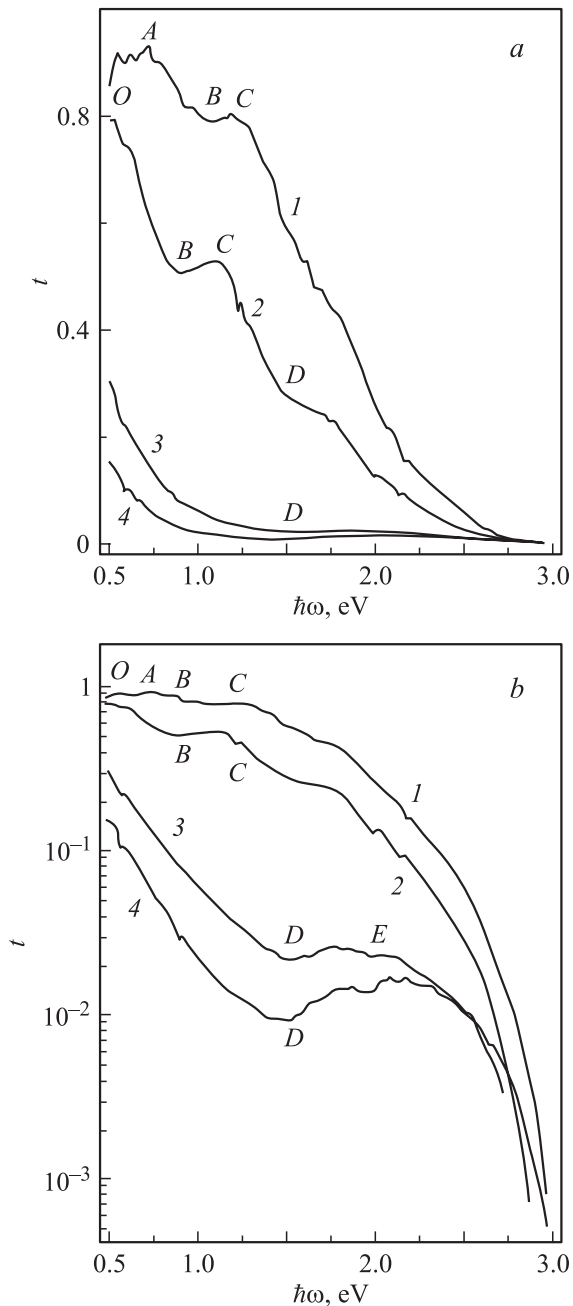
Суммируя величины интенсивностей во всех четырех указанных точках на дифракционных картинах, приведенных на рис. 2, можем сравнить плотности структурных состояний, связанных с Mn–O-комплексами, в том числе и содержащих в сопоставимых пропорциях ионы  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$ , которые ответственны за металлическую проводимость и ферромагнетизм. Как видно из кривой на рис. 3, *b*, в интервале  $450 < T_s < 600^\circ\text{C}$  существенно более низкие значения интенсивности по сравнению с интервалом  $600 < T_s < 700^\circ\text{C}$  показывают, что в ромбоэдрической фазе плотность указанных структурных состояний меньше по величине, чем в орторомбической фазе. Эти результаты согласуются с исследованиями электронных и оптических свойств пленок.

**3.2. Спектры оптического пропускания.** Об изменениях электронной структуры пленок LaSrMnO в области фазового перехода свидетельствуют спектры оптического пропускания (рис. 4). Для пленок с  $T_s < 600^\circ\text{C}$  (ромбоэдрическая фаза) оптическая прозрачность в длинноволновой ( $\hbar\omega < 2\text{eV}$ ) области спектра высока; там наблюдаются два близких по интенсивности максимума ( $A$  и  $C$ ), разделенные минимумом  $B$  при  $\hbar\omega \approx 1.1\text{eV}$ , характеризующим максимум в плотности электронных состояний, участвующих в оптических переходах. Присутствие металлических кластеров проявляется в наличии на спектрах участков  $OA$ , связанных с поглощением свободными носителями заряда при  $\hbar\omega < 0.8\text{eV}$ . Они выявляются по снижению пропускания  $t$  с уменьшением  $\hbar\omega$ . Наблюдению таких участков способствовало то, что максимальная энергия кванта, возможная при внутризонных оптических переходах и соответствующая энергии Ферми в кластерах с металлической проводимостью, ниже оптической ширины запрещенной зоны. С этим связана высокая оптическая прозрачность пленок в длинноволновой области спектра.

Край поглощения размыт, и щель шириной  $\sim 2.5\text{eV}$  выявляется на рис. 4, *b* по резкому уменьшению  $t(\hbar\omega)$ . Сдвиг пороговых энергий в длинноволновую область до  $1.2\text{eV}$  (максимум  $C$  на кривых  $I, 2$  рис. 4, *a*) обусловлен наличием кластеров с металлической проводимостью в диэлектрической  $R\bar{3}c$ -фазе и влиянием туннелирования электронов на межзонные оптические переходы [15]. Благодаря встроенным электрическим полям пороговая энергия для межзонных переходов существенно понижается. В этом случае коротковолновую область спектра можно аппроксимировать линейной зависимостью пропускания от энергии кванта

$$t = f(r)[C - B\hbar\omega], \quad (1)$$

$B = \alpha(\omega_t)d/\delta_0$ ,  $C = \alpha(\omega_t)d[1 + \hbar\omega_t/\delta_0]$ ,  $\omega_t$  — пороговая частота,  $d$  — толщина пленки,  $\delta_0$  — характеристическая энергия. Это согласуется с поведением кривой  $I$  (при  $\hbar\omega = 1.2 - 2.2\text{eV}$ ).



**Рис. 4.** Спектры оптического пропускания пленок LaSrMnO для  $T_s = 450$  (1),  $600$  (2),  $650$  (3),  $700^\circ\text{C}$  (4).

Для определения концентрации металлической фазы  $C_m$  (на участке  $OA$ ) удобно использовать функцию [15,16]

$$\frac{1}{t} \frac{dt}{d(\hbar\omega)} \sim C_m p, \quad (2)$$

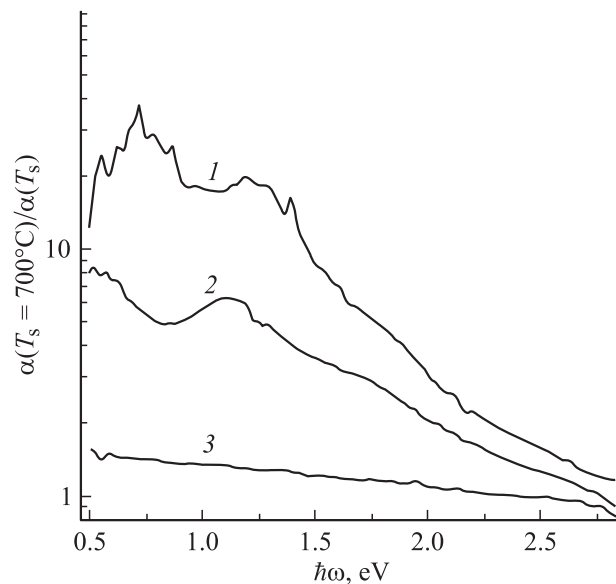
где  $p$  — концентрация дырок. Величина  $C_m = 0.02-0.05$  для  $T_s < 600^\circ\text{C}$  [17]. Спектр пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  по форме и значениям  $t$  близок к спектру образца с  $T_s = 450^\circ\text{C}$  (рис. 4, *a, b*): наблюдается характерный для образцов с низкими  $T_s$  минимум  $t$  в длинноволновой области (при  $\hbar\omega = 0.9$  eV). Но уже отсутствует участок,

обусловленный поглощением свободными носителями заряда.

Группа образцов с  $T_s > 600^\circ\text{C}$  оптически менее прозрачна. Их спектры проще и более изучены [18,19]: имеется единственный минимум  $D$  в пропускании при  $\hbar\omega \sim 1.5$  eV и один максимум  $E$  в интервале 1.7–2.2 eV (рис. 4, *b*). Следует отметить, что минимум при 1.5 eV, свойственный образцам с орторомбической структурой, проявляется в пленке с  $T_s = 450^\circ\text{C}$ , а в пленке с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  виден уже отчетливо (рис. 4, *a*). С увеличением  $T_s$  от 600 до  $650^\circ\text{C}$  пропускание резко падает, и для  $T_s = 650$  и  $700^\circ\text{C}$  спектры уже мало чем различаются. Это видно из сравнительных спектров поглощения ( $\alpha$  при  $T_s = 700^\circ\text{C}$ )/( $\alpha$  при  $T_s = 450, 600, 650^\circ\text{C}$ ), представленных на рис. 5. Отношение величин  $\alpha$  для образцов с  $T_s = 700$  и  $650^\circ\text{C}$  экспоненциально уменьшается с увеличением энергии кванта (кривая 3 на рис. 5) Рост плотности состояний (не более чем в 1.5 раза) с уменьшением  $\hbar\omega$  свидетельствует об увеличении концентрации свободных носителей заряда. Действительно, коэффициент оптического поглощения  $\alpha$  пропорционален оптической проводимости  $\sigma(\omega)$ , хорошо согласующейся с поведением проводимости на постоянном токе,

$$\alpha = 4\pi\sigma(\omega)/n_0c, \quad (3)$$

где  $n_0$  — показатель преломления,  $c$  — скорость света. В длинноволновой области преобладают внутризонные оптические переходы, с уменьшением  $\hbar\omega$  увеличивается вклад в  $\alpha$  поглощения свободными носителями заряда [20]. С учетом этого можно заключить, что кривая 1 свидетельствует об увеличении концентрации металлической фазы при переходе от  $T_s = 650$  к  $700^\circ\text{C}$



**Рис. 5.** Сравнительные спектры оптического пропускания образцов. 1 —  $\alpha(700)/\alpha(450)$ , 2 —  $\alpha(700)/\alpha(600)$ , 3 —  $\alpha(700)/\alpha(650)$ .

и подтверждается снижением удельного сопротивления (от  $3.2 \cdot 10^{-1}$  до  $3.65 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$  при  $T = 290 \text{ K}$  и от  $5 \cdot 10^{-2}$  до  $3.6 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$  при  $T = 4.2 \text{ K}$ ). Поглощение свободными носителями заряда в спектрах пленок орторомбической фазы (с  $T_s > 600^\circ \text{C}$ ) наблюдается при  $\hbar\omega < 0.2 \text{ eV}$  [20], поэтому на рис. 4 они не видны. В двух других случаях (кривые 1, 2 на рис. 5) относительные спектры значительно сложнее. Они отражают основные особенности спектров пропускания, показанных на рис. 4, а, и подтверждают сходство электронных структур образцов с  $T_s = 450$  и  $600^\circ \text{C}$ .

При  $\hbar\omega > 2.2 \text{ eV}$  пропускание быстро падает с ростом  $\hbar\omega$ . Как видно из поведения кривых на рис. 4, b, несмотря на качественные и количественные различия в оптических спектрах пленок с орторомбической и ромбоэдрической структурами, в коротковолновой области спектры очень похожи. Можно предположить, что оптические переходы здесь обусловлены одними и теми же механизмами. Полученные результаты позволяют определить щели в плотности состояний. Для систем с неупорядоченной структурой, к которым следует отнести изучаемые образцы, характерна зависимость  $\alpha(\hbar\omega)$  [21]

$$\alpha(\hbar\omega) \sim (\hbar\omega - E_{g \text{ opt}})^2 / \hbar\omega, \quad (4)$$

где  $E_{g \text{ opt}}$  — оптическая ширина запрещенной зоны. Для пленок с  $T_s = 650$  и  $700^\circ \text{C}$  аппроксимация зависимостей  $(\alpha\hbar\omega)^{1/2}$  в длинноволновой области к нулю дает значение  $E_{g1} \sim 0 \text{ eV}$  (рис. 6). Этот важный результат типичен для сильнокоррелированных систем с металлической проводимостью и экспериментально подтверждает наличие в допированных металлооксидах квазиметаллической зоны свободных носителей заряда, центрированной в спектрах поглощения около  $\hbar\omega = 0 \text{ eV}$  [22].

Спрямление зависимости  $\alpha$  от  $\hbar\omega$  в координатах  $(\alpha\hbar\omega)^{1/2} - \hbar\omega$  со стороны высоких энергий ограничивается щелью  $E_{g3} = 1.5 \text{ eV}$  (рис. 6). Она характерна для манганитов с орторомбической структурой [18–20, 22] и выявляется по минимумам на кривых 3, 4 рис. 4, b. Для ромбоэдрической фазы щель  $1.5 \text{ eV}$  проявляется слабо (кривые 1, 2 на рис. 4).

Для пленок ромбоэдрической фазы с  $T_s = 450$  и  $600^\circ \text{C}$  та же аппроксимация кривых 1, 2 (рис. 6) дает отличное от нуля значение  $E_{g2} = 0.25 \text{ eV}$ .

В коротковолновой области выявляется щель шириной  $E_{g4} = 2.35 \pm 0.1 \text{ eV}$  для всех образцов (рис. 4, 6).

Величина энергетического расщепления  $\Delta_{\text{cf}}$  между  $e_g$ - и  $t_{2g}$ -состояниями в октаэдрическом кристаллическом поле манганитов зависит от зарядового состояния ионов марганца и соответственно от расстояния Mn–O ( $\Delta_{\text{cf}}$  уменьшается с увеличением расстояния между ионами Mn–O) [4]. Для  $\text{Mn}^{4+}$  и  $\text{Mn}^{3+}$  значения  $\Delta_{\text{cf}}$  составляют 2.4 и 1.5 eV, что согласуется с представленными результатами исследований оптических спектров.

Как следует из данных рис. 4–6, плотность электронных состояний в образцах с орторомбической структурой значительно выше, чем в образцах с ромбоэдрической, что может быть связано с большим объемом

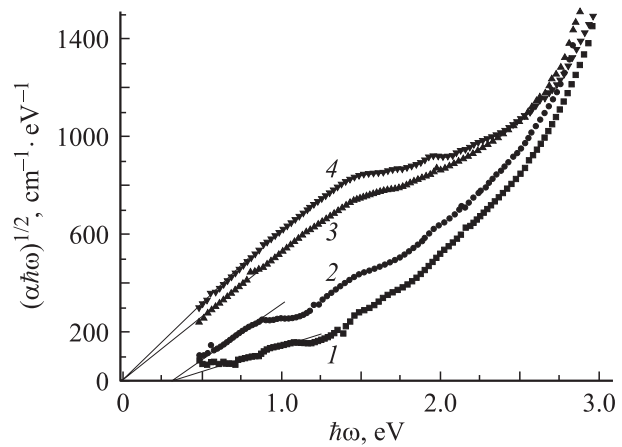


Рис. 6. Спектры поглощения в координатах  $(\alpha\hbar\omega)^{1/2} - \hbar\omega$ .  $T_s, ^\circ \text{C}$ : 1 — 450, 2 — 600, 3 — 650, 4 — 700.

элементарной ячейки последней:  $V_R/V_O \approx 2$ . В длинноволновой и средней областях спектра, включая и  $\hbar\omega \sim 1.5 \text{ eV}$ , где велик вклад в плотность состояний ионов  $\text{Mn}^{3+}$ , эта разница может превышать порядок по величине (рис. 5).

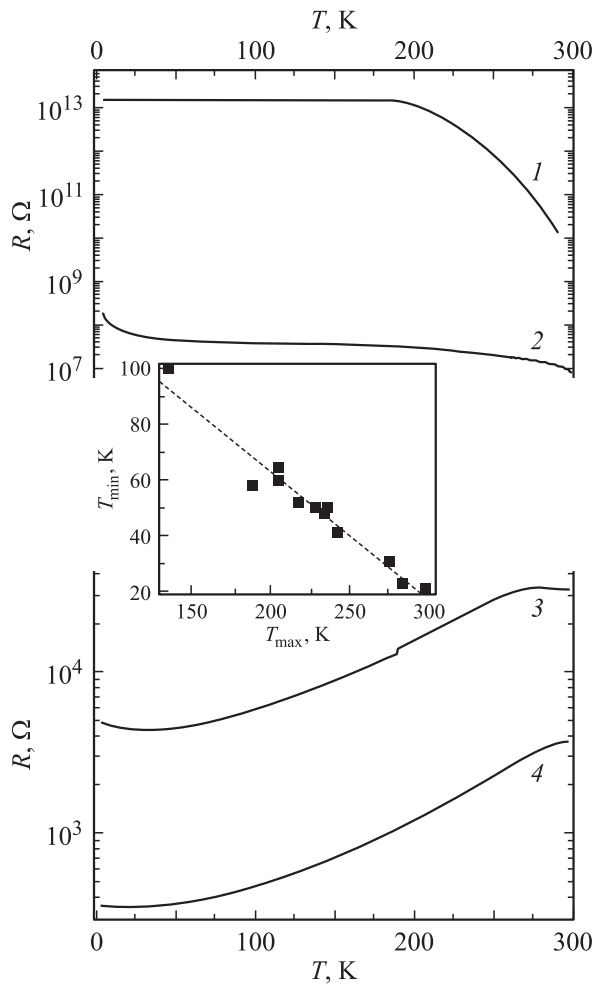
Щели  $E_{g1}$  и  $E_{g2}$  в плотности  $e_g$ -состояний, ответственных за дырочную проводимость манганитов, образуются при снятии орбитального вырождения за счет искажений, свойственных эффекту Яна-Теллера. Для орторомбической структуры эти искажения (по сравнению с кубической структурой) малы, расщепления между  $x^2 - y^2$ - и  $z^2$ -состояниями практически не наблюдаются и  $E_{g1} = 0 \text{ eV}$ . Это согласуется с точкой зрения авторов [3], согласно которой для орторомбических магнетиков величина орбитального расщепления между состояниями  $z^2$  и  $x^2 - y^2$  либо мала, либо вообще отсутствует.

Иная ситуация наблюдается для образцов с ромбоэдрической структурой, где такие искажения велики. Величина щели  $E_{g2}$ , судя по данным рис. 6, составляет  $\sim 0.25 \text{ eV}$ . Положения минимумов в спектрах пропускания (0.9–1.1 eV на рис. 4), по-видимому, характеризуют разницу между максимумами в плотности  $x^2 - y^2$ - и  $z^2$ -состояний.

**3.3 Электропроводность.** Различия в атомной и электронной подсистемах пленок LaSrMnO обуславливают изменение типа зависимости электрического сопротивления от температуры  $R(T)$ . Для образцов с  $T_s \leq 600^\circ \text{C}$  ниже  $T_{\text{crit}} = 160 - 230 \text{ K}$  имеется участок, где  $R(T) \approx \text{const}$  (кривые 1, 2 на рис. 7).

Участки  $R(T) \approx \text{const}$  наблюдались ранее для диэлектрического состояния манганитов составов  $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}^{3+\delta}$  [23],  $\text{Nd}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$  и  $\text{Nd}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  [4, 24],  $\text{Pr}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$  [25],  $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$  [26],  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}(\text{Mn}_{0.9}\text{Co}_{0.1})\text{O}_3$  [27],  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$  [17, 28]. Авторам [4, 24] было известно, что пленки с высокими значениями удельного сопротивления  $\rho$  и участками  $\rho(T) = \text{const}$  имели ферромагнитные включения нанометрового размера.





**Рис. 7.** Температурные зависимости сопротивления образцов.  $T_s$ , °C: 1 — 450, 2 — 600, 3 — 650, 4 — 700.

Данный эффект имеет место также в аморфных и кристаллических пленках  $\text{YBaCuO}$  с кластерами малых размеров с металлической проводимостью в диэлектрической среде [13,16,17,28].

Природа наблюдаемого явления связывается с туннелированием электронов между металлическими кластерами, превращающимися при низких температурах в квантовые точки с дискретным энергетическим спектром. Наиболее вероятным механизмом считается упругое туннелирование между квантовыми точками в условиях эффекта Кондо, который обеспечивает возникновение окна в кулоновской блокаде [29–31].

Пленка, выращенная при  $T_s = 600^\circ\text{C}$ , представляет собой предельное состояние структуры, когда еще виден участок  $R(T) = \text{const}$ , обусловленный влиянием системы туннельно-связанных квантовых точек на электрические свойства образцов. В то же время на этом участке уже имеются слабый максимум ( $T_{\text{max}} = 135\text{ K}$ ) и минимум ( $T_{\text{min}} = 100\text{ K}$ ) с различием сопротивлений на  $\sim 0.35\%$ , что является следствием влияния магнитного упорядочения на электропроводность системы с квантовыми точ-

ками. При охлаждении ниже  $T_{\text{min}}$ , как и для низкоомных образцов с орторомбической структурой, сопротивление вновь увеличивается.

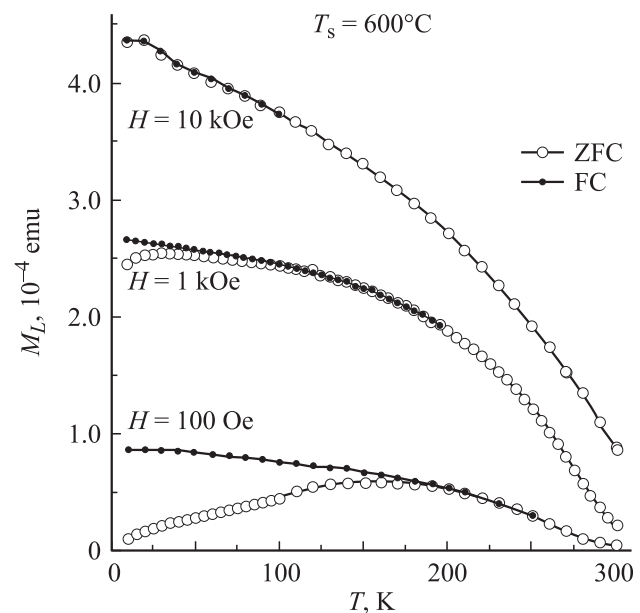
Для пленок, полученных при  $T_s \geq 650^\circ\text{C}$ , зависимость  $R(T)$  имеет вид кривой с максимумом  $R(T) = R_{\text{max}}$  вблизи температуры Кюри (кривые 3, 4 на рис. 7) [1–7], где „полупроводниковый“ характер зависимости  $R(T)$  с  $(dR/dT) < 0$  сменяется „металлическим“ ходом с  $(dR/dT) > 0$ . В отличие от пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$ , где  $(R_{\text{max}} - R_{\text{min}})/R_{\text{max}} = 0.35\%$ , для пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$   $R_{\text{max}}$  больше  $R_{\text{min}}$  в 7.5 раз.

Величины электропроводности при  $T_{\text{max}}$  пленок с  $T_s = 650$  и  $700^\circ\text{C}$ , равные  $3$  и  $27\ \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , на 1–2 порядка ниже минимальной металлической проводимости [21,32]

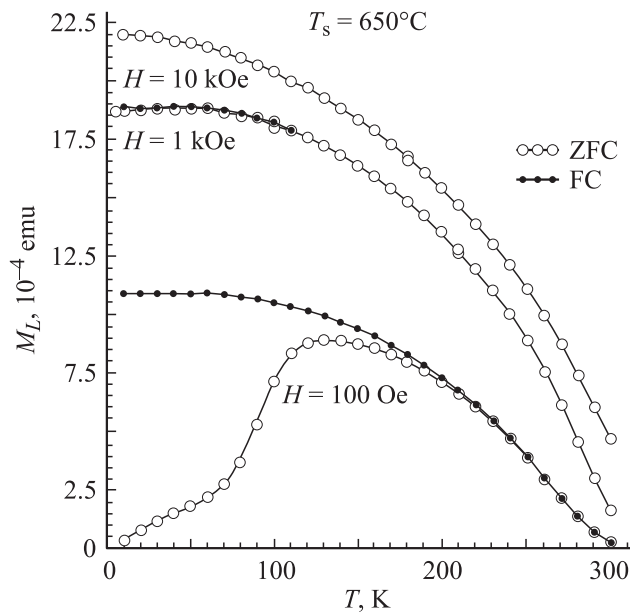
$$\sigma_{\text{min}} = (\pi e^2)/4z \hbar a (B/V_0)_{\text{crit}}^2, \quad (5)$$

где  $z$  — координационное число,  $V_0$  — амплитуда случайного потенциала,  $B$  — ширина зоны. Для  $\text{LaSrMnO}$   $\sigma_{\text{min}}$  не менее  $100\ \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  [6,33], поэтому для исследуемых образцов переход диэлектрик–металл в окрестности  $T_{\text{max}}$  не реализуется, а сходство зависимости  $R = R(T)$  с поведением сопротивления металлов обусловлено магнитным упорядочением, вызывающим уменьшение энергии активации при сохранении диэлектрического состояния пленок [34].

**3.4. Магнитные свойства.** Несмотря на значительное различие в структуре, а также электрических и оптических свойств образцов, выращенных при  $T_s = 600$  и  $650^\circ\text{C}$ , в поведении их магнитных свойств имеется много общего (рис. 8, 9). При измерениях намагниченности  $M(T)$  в режиме FC (после охлаждения образцов в магнитном поле) величина  $M$  растет с



**Рис. 8.** Температурные зависимости намагниченности пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$ .



**Рис. 9.** Температурные зависимости намагниченности пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$ .

понижением температуры, однако участок  $M(T) = \text{const}$  (при  $T < 60$  К) для пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$  наблюдается только в полях 100 Ое и 1кОе. При  $H = 10$  кОе намагниченность непрерывно увеличивается с понижением температуры. Для пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  небольшой участок  $M(T) = \text{const}$  при  $T < 40$  К наблюдается только в слабых ( $H = 100$  Ое) полях.

В слабых полях имеет место также значительное расхождение кривых  $M(T)$ , полученных после охлаждения образцов в магнитном поле (FC) и в условиях, когда перед измерениями намагниченности  $M(T)$  образцы охлаждались в нулевом магнитном поле (ZFC). ZFC-кривые при слабых полях имеют колоколообразный вид, характерный для кластерных спиновых стекол или магнитожестких магнетиков [35,36]. С увеличением поля различие между FC- и ZFC-кривыми уменьшается и при  $H = 10$  кОе исчезает вообще для обоих образцов. В то же время при  $H = 1$  кОе эта разница для пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$  отсутствует, но остается существенной для образца с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  (рис. 8 и 9).

При сравнительном анализе поведения образцов с  $T_s = 600$  и  $650^\circ\text{C}$  наиболее существенным представляется различие в величинах намагниченности: при  $H = 10$  кОе намагниченность (при  $T = 5$  К) пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$  для FC-кривых в 5 раз выше, чем в случае пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$ , а при  $H = 100$  Ое — в 14 раз.

#### 4. Обсуждение результатов

Наиболее интересна связь электрических, оптических и магнитных свойств пленок с их структурой. Как следует из рентгеноструктурных данных, для образцов с  $T_s = 600$  и  $650^\circ\text{C}$  концентрации Mn–O-содержащих

кластеров  $C_{\text{Mn-O}}$  мало различаются, составляя 10.7 и 11.1%. Для тех же образцов в соответствии с результатами оптических измерений концентрация металлической фазы  $C_m$  составляет 0.5 и 8.5%. Как известно [4], расстояние Mn–O уменьшается с увеличением зарядового состояния ионов Mn, достигая минимального значения для связи  $\text{Mn}^{4+}$ –O. Если наблюдаемый переход к преобладанию сжатых плоскостей в Mn–O-содержащих кластерах с ростом  $T_s$  (рис. 1, 2) отражает увеличение концентрации ионов  $\text{Mn}^{4+}$ , то близость значений  $C_{\text{Mn-O}}$  и  $C_m$  при  $T_s = 650^\circ\text{C}$  и совершенно иной результат для тех же величин в пленке с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  показывают, что в металлическую проводимость вносят вклад не все Mn–O-кластеры, а преимущественно представленные группировками сжатых плоскостей (рис. 2–4, область  $d < d_c$ ). Металлические кластеры, содержащие ионы высокоионизированного марганца ( $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$ ), связанного с кислородом, играют значительную роль в электропроводности образцов (увеличение  $C_m$  при изменении  $T_s$  от 600 до  $650^\circ\text{C}$  вызывает снижение удельного сопротивления при азотных температурах на четыре порядка) и оказывают существенное влияние на оптические и магнитные свойства пленок.

Для пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$  в интервале  $30.7 < T < 280$  К зависимость  $R(T)$  имеет „металлический“ ход при значении  $\sigma$  в области максимума  $3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , что на 1–2 порядка меньше, чем  $\sigma_{\text{min}} = 10^3 - 10^2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Ниже температуры Кюри зависимость  $R(T)$  с производной  $(dR/dT) > 0$  обусловлена влиянием магнитного упорядочения на электропроводность образца. Эта пленка характеризуется бесщелевым состоянием ( $E_{g1} = 0$  eV) и сильным поглощением в широком спектральном интервале, обусловленным высокой плотностью электронных состояний.

Для пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  и  $\rho = 10^2 \Omega \cdot \text{cm}$  ( $T = 300$  К) наблюдается иная зависимость  $R(T)$ : в интервале 60–170 К с точностью до нескольких процентов  $R(T) \approx \text{const}$ , что обусловлено участием в проводимости системы туннельно-связанных квантовых точек и свойственно ромбоэдрическим образцам [6]. Пленка с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  представляет собой пограничное состояние для двух типов структур. Орторомбические кластеры с металлической проводимостью придают ей черты низкоомных образцов: наличие на кривой  $R(T)$  слабых максимума и минимума, а также рост сопротивления при  $T < T_{\text{min}}$  (рис. 7). Интервал  $T_{\text{max}} - T_{\text{min}}$  соответствует области активного взаимодействия электронной и магнитной подсистем. Связь между  $T_{\text{min}}$  и  $T_{\text{max}}$  можно описать эмпирической зависимостью

$$T_{\text{min}} = \alpha T_{\text{max}} + \gamma, \quad (6)$$

где  $\alpha = -0.46$  и  $\gamma = 154.32$  (вставка к рис. 7); точка ( $T_{\text{min}} = 100$  К,  $T_{\text{max}} = 135$  К) на этой прямой для образца  $T_s = 600^\circ\text{C}$  является крайней слева. Для пленки же с  $T_s = 650^\circ\text{C}$  это крайняя справа точка.

Для пленок орторомбической фазы участков  $R(T) \approx \text{const}$  не наблюдалось. Расстояние между

уровнями размерного квантования зависит от размера кластеров  $D$  и концентрации дырок  $p$  (плотности состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$ )

$$\Delta \approx \frac{1}{D^3 N(E_F)} \approx \frac{1}{D^3 p / N(E_F)}. \quad (7)$$

Согласно рентгеноструктурным данным,  $D = 140 \text{ \AA}$  для  $T_s = 600^\circ\text{C}$  и  $130 \text{ \AA}$  для  $T_s = 650^\circ\text{C}$ . Если критическая температура перехода активационной зависимости  $R$  от  $T$  в участок  $R(T) \approx \text{const}$  определяется условием

$$\Delta \approx kT_{\text{crit}}, \quad (8)$$

то из-за высокой плотности состояний в кластерах с орторомбической структурой  $T_{\text{crit}}$  оказывается слишком низкой, чтобы можно было наблюдать эффект  $R(T) = \text{const}$ . Высокая  $T_{\text{crit}}$  в ромбоэдрических пленках (при  $T_s = 600^\circ\text{C}$  она составляет 170 К) указывает на низкую концентрацию дырок в металлических  $R$ -кластерах по сравнению с кластерами в орторомбической структуре. Действительно, различие коэффициентов оптического поглощения  $\alpha$ , пропорциональных плотности состояний  $N(E)$ , для пленок с  $T_s = 600$  и  $650^\circ\text{C}$  существенно лишь там (в 4–5 раз в области  $\hbar\omega < 1.2 \text{ eV}$ ), где возможны внутризонные оптические переходы, связанные с поглощением свободными носителями заряда. Для сравнения при  $\hbar\omega > 2.0 \text{ eV}$  имеем  $\alpha(650)/\alpha(600) < 1.5$ .

Плотность состояний, обусловленных взаимодействием ионов  $\text{Mn}^{3+}-\text{O}$  и  $\text{Mn}^{4+}-\text{O}$ , влияет как на магнитные свойства образцов, так и на связь между состоянием магнитной подсистемы и электрическими свойствами. Для  $T_s = 650^\circ\text{C}$  сопротивление образца при охлаждении от 280 К ( $T_{\text{max}}$ ) до 30.7 К ( $T_{\text{min}}$ ) уменьшается на порядок, а значение нормированной производной  $(dR/dT)/R$  достигает 1.29% на градус при  $T = 209.2 \text{ K}$ . Однако металлическое состояние не реализуется даже при  $T_{\text{min}}$ , где  $\rho = 4.4 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ ; ниже  $T_{\text{min}}$  сопротивление вновь возрастает. Наличие точки  $T_{\text{min}}$  можно связать с температурой зарядового упорядочения [37–39]. Если совместить зависимости  $R(T)$  и  $M(T)$ , то максимум  $R(T)$  попадает на склон кривой  $M(T)$ , и можно говорить о наличии пороговых состояний магнитной подсистемы, начиная с которых изменяются электронные свойства образцов. Наблюдается соответствие и в поведении  $M(T)$  и  $R(T)$ . Например, при  $T < 80 \text{ K}$  намагниченность  $M(T)$  при FC-измерениях и сопротивление  $R(T)$  меняются мало (рис. 7, 9). Ниже температуры „замерзания“  $T_f \approx 130 \text{ K}$  при  $H = 100 \text{ Oe}$  (измерения в режиме ZFC) заметно уменьшается величина  $dR/dT$ .

Для пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  при охлаждении от  $T = 300 \text{ K}$  сопротивление и намагниченность увеличиваются. При  $T < 180 \text{ K}$  кривые  $M(T)$  для режима FC в слабых ( $H = 100 \text{ Oe}$ ) полях и  $R(T)$  имеют характер насыщения, а при ZFC-измерениях  $M(T)$  уменьшается. Магнитное упорядочение и здесь влияет на зависимость  $R(T)$ , однако при воздействии магнитного упорядочения на электропроводность системы туннельно-

связанных квантовых точек это влияние оказывается ограниченным (сопротивления в максимуме и минимуме различаются на 0.35%). Если влияние магнитного упорядочения на электропроводность оценивать по величине производной  $dR/dT$  при  $T < T_{\text{max}}$ , то в этом случае оно оказывается на 3 порядка слабее, чем для пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$ . Следует отметить, что поведение образцов  $\text{LaSrMnO}$  с ферромагнитными кластерами, имеющих участки  $\rho(T) \approx \text{const}$  с немонотонными изменениями  $\rho(T)$ , существенно отличается от поведения пленок  $\text{YBaCuO}$  [17], для которых немонотонность на зависимостях  $\rho(T) \approx \text{const}$  отсутствует.

Намагниченность пленки с  $T_s = 600^\circ\text{C}$  на порядок меньше, чем для пленки с  $T_s = 650^\circ\text{C}$ , поэтому для создания условий, при которых магнитный порядок начинал бы влиять на электрические свойства, требуется охлаждение до более низких температур. Это может быть связано не только с меньшей плотностью состояний, но и с ограниченным влиянием магнитного упорядочения на электропроводность системы туннельно-связанных точек. Так, максимум  $R(T)$  при 135 К находится в области температур, при которых  $M(T)$  при FC-измерениях почти не меняется ( $M(135 \text{ K}) \approx 0.85M(10 \text{ K})$  при  $H = 100 \text{ Oe}$  и  $1 \text{ kOe}$ ), а при ZFC-измерениях ему соответствует максимум на кривой  $M(T)$ . Для  $T_s = 650^\circ\text{C}$  при  $T_{\text{max}} = 277 \text{ K}$   $M(277 \text{ K}) = 0.05M(10 \text{ K})$  и  $M(277 \text{ K}) = 0.14M(10 \text{ K})$  при  $H = 100 \text{ Oe}$  и  $1 \text{ kOe}$ .

Для исследуемых образцов в соответствии с результатами рентгеноструктурных исследований и данными, полученными методом оптического поглощения, концентрация металлической фазы  $C_m < 20\%$  (порог протекания для пленок, начиная с которого реализуется металлическая проводимость,  $C_m^{\text{crit}} \approx 0.5$  [40,41]) и основным механизмом электропроводности является туннелирование. Магнетосопротивление образцов монотонно убывает с повышением температуры [6], что свойственно спин-зависимому туннелированию [42,43]. При туннелировании электронов между металлическими кластерами через высокоомные прослойки удельное сопротивление

$$\rho = \rho_0 \exp(L/L_0), \quad (9)$$

где  $L$  — среднее расстояние между гранулами. В случае решетки из одинаковых кластеров расстояние между ними

$$L = D/L_0 [(\gamma C_m)^{-1/3} - 1], \quad (10)$$

где  $\gamma$  определяется формой кластеров. Для плоской формы (толщина составляет 1/3 от линейного размера  $D$ ) имеем  $\gamma = 3$ .

Если механизм магнитного упорядочения в образцах с неоднородной структурой обусловлен туннельной связью между ферромагнитными кластерами, то энергия связи  $W$  снижается при увеличении расстояния:

$$W = W_0 \exp[-(L/L_1)]. \quad (11)$$



В области максимума  $R(T)$  реализуется равновесие тепловой энергии и энергии туннельной связи между кластерами  $W$

$$kT_{\max} = W. \quad (12)$$

Вероятность туннелирования электронов между кластерами может зависеть от кулоновской блокады, влияющей на электропроводность гранулированных систем [42], экспоненциально уменьшаясь с ростом зарядовой энергии,

$$E_c = e^2/\epsilon D, \quad (13)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. Поскольку размер кластеров меняется мало, магнитные свойства определяются в основном концентрацией металлической фазы  $C_m$  и плотностью состояний  $N(E_F)$ . Только за счет роста  $C_m$  (от 0.5 до 8.5%) при изменении  $T_s$  от 600 до 650°C и связанного с этим уменьшения расстояния между кластерами  $L$  энергия связи  $W$  увеличивается в 14 раз, что сопровождается ростом намагниченности. Этому способствует и увеличение плотности состояний при переходе от ромбоэдрической к орторомбической структуре [6].

Рассмотрим возможный механизм уменьшения сопротивления пленок при  $T < T_{\max}$  в случае, когда определяющим является туннельный механизм взаимодействия между кластерами. Зависимости  $M(T)$ , представленные на рис. 8, 9, свидетельствуют об увеличении размера ферромагнитных кластеров  $D$  при охлаждении образцов. Увеличение размера ферромагнитных кластеров в антиферромагнитной матрице проявляется в уменьшении протяженности участка  $M = \text{const}$  с ростом поля от 100 Ое до 10 кОе (рис. 9) или же в полном отсутствии такого участка в полях  $H \geq 1$  кОе (рис. 8). Связь размера кластеров с температурой можно выразить в явном виде, полагая, что изменения  $D$  подобны изменениям радиуса корреляции  $\xi$  в теории протекания. С приближением  $C_m$  к порогу протекания  $C_m^{\text{crit}}$  величина  $\xi$  возрастает по степенному закону [40]

$$\xi(C_m) \sim |C_m - C_m^{\text{crit}}|^{-\nu},$$

где  $\nu = 0.85$  — критический индекс радиуса корреляции. Предполагая, что при охлаждении образцов ниже температуры Кюри значение  $C_m$  линейно меняется с  $T$

$$C_m = C_m^{(0)} + B(T_{\max} - T), \quad T \leq T_{\max}, \quad (14)$$

зависимость  $D(T)$  можно представить в виде

$$D(T) \approx D^{(0)} \left| [C_m^{(0)} + B(T_{\max} - T)] - C_m^{\text{crit}} \right|^{-\nu}. \quad (15)$$

Таким образом, для интервала  $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$  можно записать

$$\rho = \rho_0 \exp \left\{ \frac{D^{(0)}}{L_0} \left| [C_m^{(0)} + B(T_{\max} - T)] - C_m^{\text{crit}} \right|^{-\nu} \times \left[ \gamma^{-\frac{1}{3}} [C_m^{(0)} + B(T_{\max} - T)]^{-\frac{1}{3}} - 1 \right] \right\}. \quad (16)$$

Обозначив  $C_m^{(0)} + BT_{\max} = X$ , а  $C_m^{(0)} + BT_{\max} - C_m^{\text{crit}} = Y$  и учитывая, что  $BT/X < 1$ , соотношение (16) можно переписать в более наглядном виде

$$\rho = \rho_0 \exp \left\{ \frac{D^{(0)}}{L_0} \frac{[(\gamma X)^{-1/3} (1 + \frac{1}{3} \frac{B}{X} T) - 1]}{|Y|^\nu |1 - \frac{B}{X} T|^\nu} \right\}, \quad (17)$$

отсюда видно, что для рассмотренной модели сопротивление уменьшается с понижением температуры. Это поведение  $\rho(T)$  согласуется с экспериментом.

## 5. Заключение

Изучен переход эпитаксиальных пленок LaSrMnO от ромбоэдрической к орторомбической структуре в критическом интервале температур роста (600–650°C). Показано, что основное различие между этими двумя типами образцов обусловлено переходом доминирующего (ромбо → орто) атомного порядка в кластерной структуре, изменением концентрации металлической фазы и локальной плотности атомных и электронных состояний. Для образцов с ромбоэдрической структурой, включая и точку  $T_s = 600^\circ\text{C}$ , для которых значительную роль играют искажения элементарной ячейки, низкая плотность состояний связана с увеличением межатомных расстояний при увеличении объема элементарной ячейки.

Показано, что уменьшение сопротивления образцов LaSrMnO при снижении температуры обусловлено магнитным упорядочением металлических кластеров в диэлектрической матрице и происходит при концентрациях металлической (ферромагнитной) фазы заведомо ниже порога протекания. Формированию магнитоупорядоченного состояния способствует усиление взаимодействия кластеров при туннельной связи между ними, когда они представлены группами сжатых плоскостей, включающих ионы  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  в сопоставимых пропорциях.

Сделан вывод, что наблюдающийся „металлический“ характер зависимости  $R(T)$  возникает в результате увеличения размеров и концентрации металлических кластеров под влиянием усиления ферромагнитного взаимодействия между ними. При отсутствии сплошного пути для носителей заряда по металлическим областям электропроводность пленок лимитируется туннелированием носителей с участием кластеров.

При низкой плотности состояний кластеры с понижением температуры могут превращаться в систему туннельно-связанных квантовых точек, что проявляется на зависимости  $R(T)$  в виде участка  $R(T) \approx \text{const}$ .

## Список литературы

- [1] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 8, 833 (1966).
- [2] М.О. Dzero, Л.Р. Gor'kov, V.Z. Kresin. Eur. Phys. J. B **14**, 459 (2000).
- [3] В.Е. Найш. ФММ **92**, 5, 16 (2001).

- [4] J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnsr. *Adv. Phys.* **48**, 2, 167 (1999).
- [5] M.B. Salamon, M. Jaime. *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
- [6] З.А. Самойленко, В.Д. Окунев, Е.И. Пушенко, Т.А. Дьяченко, А. Черенков, Р. Gierlowski, S.J. Lewandowski, А. Abal'oshev, А. Klimov, А. Szweczyk. *ЖТФ* **73**, 2, 118 (2003).
- [7] Ю.А. Бойков, Т. Клаесон, А.Ю. Бойков. *ФТТ* **45**, 6, 1040 (2003).
- [8] Y.G. Zhao, R.C. Srivastava, P. Fournier, V. Smolyaninova, M. Rajeswari, T. Wu, Z.Y. Li, R.L. Greene, T. Venkatesan. *J. Magn. Magn. Mater.* **220**, Oct., 161 (2000).
- [9] T. Venkatesan, X.D. Wu, R. Muenchausen, A. Pique. *MRS Bull. Feb.*, 54, (1992).
- [10] C. Ghica, M. Valeanu, L.C. Vistor, V. Teodorescu, C. Sandu, C. Ristoscu, I.N. Mihailescu, J. Werckmann, J.-P. Deville. *Int. J. Inorg. Mater.* **3**, 8, 1253 (2001).
- [11] S. Kanazawa, T. Ito, K. Yamada, T. Ohkubo, Y. Nomoto, T. Ishihara, Y. Takita. *Surf. Coatings Technol.* **169-170**, 508 (2003).
- [12] R.K. Singh, J. Narayan. *Phys. Rev. B* **41**, 13, 8843 (1990).
- [13] V.D. Okunev, Z.A. Samoilenko, V.M. Svistunov, A. Abal'oshev, E. Dynowska, P. Gierlowski, A. Klimov, S.J. Lewandowski. *J. Appl. Phys.* **85**, 10, 7282 (1999).
- [14] Q. Huang, A. Santoro, J.W. Lynn, R.W. Erwin, J.A. Borchers, J.L. Peng, R.L. Greene. *Phys. Rev. B* **55**, 22, 14987 (1997).
- [15] V.D. Okunev, Z.A. Samoilenko, A. Abal'oshev, A. Abal'osheva, P. Gierlowski, A. Klimov, S.J. Lewandowski, V.N. Varyukin, S. Barbanera. *Phys. Rev. B* **62**, 1, 696 (2000).
- [16] В.Д. Окунев, З.А. Самойленко, В.А. Исаев, А. Klimov, S.J. Lewandowski. *Письма в ЖТФ* **28**, 2, 12 (2002).
- [17] В.Д. Окунев, Н.Н. Пафомов, В.А. Исаев, Т.А. Дьяченко, А. Klimov, S.J. Lewandowski. *ФТТ* **44**, 1, 150 (2002).
- [18] S.G. Kaplan, M. Quijada, H.D. Drew, D.B. Tanner, G.C. Xiong, R. Ramesh, C. Kwon, T. Venkatesan. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 10, 2081 (1996).
- [19] Y. Okimoto, T. Katsufuji, T. Ishikawa, T. Arima, T. Tokura. *Phys. Rev. B* **55**, 7, 4206 (1997).
- [20] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Е.В. Мостовщикова, Л.В. Номерованная, А.А. Махнев, С.В. Наумов, Е.А. Ганьшина, И.К. Родин, А.С. Москвин, А.М. Балбашов. *ЖЭТФ* **121**, 2, 412 (2002).
- [21] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Мир, М. (1982). Т. 1. 368 с.
- [22] А.С. Москвин, Е.В. Зенков, Ю.Д. Панов, Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Е.В. Мостовщикова. *ФТТ* **44**, 8, 1452 (2002).
- [23] M.F. Hundley, J.J. Neumeier. *Phys. Rev. B* **55**, 17, 11 511 (1997).
- [24] M.D. Coey, M. Viret, L. Ranno, K. Ounagjela. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3910 (1995).
- [25] В.Г. Прохоров, Г.Г. Каминский, В.С. Флис, Янг Пак Ли. *ФНТ* **25**, 10, 1060 (1999).
- [26] M. Ziese, C. Srinithiwarawong. *Phys. Rev. B* **58**, 17, 11 519 (1998).
- [27] И.О. Троянчук, Л.С. Лобановский, Д.Д. Халявин, В.П. Яруничев, Н.В. Пушкарев, Г. Шимчак. *ЖЭТФ* **116**, 2, 604 (1999).
- [28] В.Д. Окунев, Н.Н. Пафомов, А. Абалешев, Х. Бельска-Левандовска, П. Герловски, А. Климов, С. Левандовски. *Письма в ЖТФ* **26**, 20, 20 (2000).
- [29] Л.И. Глазман, М.Э. Райх. *Письма в ЖЭТФ* **47**, 378 (1988).
- [30] T.K. Ng, P.A. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1768 (1988).
- [31] K. Kikoin, Y. Avishai. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2090 (2001).
- [32] Н.Ф. Мотт. *Переходы металл—изолятор*. Наука, М. (1979). 342 с.
- [33] А.Е. Карькин, Д.А. Шулятев, А.А. Арсенов, В.А. Черепанов, Е.А. Филонова. *ЖЭТФ* **116**, 2, 671 (1999).
- [34] 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).
- [35] Р.В. Демин, Л.И. Королева, Р. Шимчак, Г. Шимчак. *Письма в ЖЭТФ* **75**, 7, 402 (2002).
- [36] И.О. Троянчук, О.С. Мантыцкая, А.Н. Чобот, Г. Шимчак. *ЖЭТФ* **122**, 2, 347 (2002).
- [37] С.Ф. Дубинин, В.Е. Архипов, М.Я. Муковский, В.Е. Найш, В.Д. Пархоменко, С.Г. Теплоухов. *ФММ* **93**, 3, 60 (2002).
- [38] Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Тумалевич, Я.М. Муковский. *Письма в ЖЭТФ* **74**, 11, 630 (2001).
- [39] U. Staub, G.I. Meijer, F. Fauth, R. Allenspach, J.G. Bednorz, J. Karpinski, S.M. Kazakov, L. Paolasini, F. d'Acapito. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 12, 126 402 (2002).
- [40] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников*. Наука, М. (1979). 416 с.
- [41] А.Б. Ханикаев, А.Б. Грановский, Ж.-П. Клерк. *ФТТ* **44**, 9, 1537 (2002).
- [42] J.S. Helman, B. Abeles. *Phys. Rev. Lett.* **37**, 21, 1429 (1976).
- [43] S. Lee, H.Y. Hwang, B.I. Shraiman, W.D. Ratcliff, S.-W. Cheong. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 22, 4508 (1999).