

05;06;11;12

# Воздействие латеральных растягивающих напряжений на низкотемпературное электро- и магнетосопротивление наноразмерных пленок $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$

© Ю.А. Бойков, В.А. Данилов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: yu.boikov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 27 мая 2009 г.)

Варьирование толщины ( $d_1 = 7-70$  nm) буферной прослойки из титаната стронция, введенной между манганитной пленкой  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  и подложкой  $(001)\text{La}_{0.29}\text{Sr}_{0.71}\text{Al}_{0.65}\text{Ta}_{0.35}\text{O}_3$ , позволило направленно воздействовать на эффективное рассогласование  $m$  в параметрах их кристаллических решеток. С увеличением  $m$  электросопротивление  $\rho$  пленок возрастало, а максимум на зависимости  $\rho(T)$  сдвигался в сторону низких температур. При  $T < 150$  К зависимость  $\rho$  манганитных пленок от температуры следовала соотношению  $\rho = \rho_1 + \rho_2 T^{4.5}$ , где параметр  $\rho_1$  не реагировал на изменение температуры и магнитного поля. Коэффициент  $\rho_2$  уменьшался с ростом напряженности магнитного поля, но возрастал с увеличением рассогласования в параметрах кристаллических решеток пленки и подложки, когда эффективная концентрация дырок в манганитных слоях уменьшалась.

## Введение

Пленки перовскитоподобных манганитов  $\text{La}_x(\text{Ba,Ca,Sr})_{1-x}\text{MnO}_3$  перспективны для применения в ячейках магнитной памяти [1] и в чувствительных элементах магниторезистивных сенсоров [2]. Электро- и магнетотранспортные параметры манганитных пленок определяются в значительной степени качеством их структуры и уровнем легирования ( $x$  — в химической формуле), причем температура ферромагнитного упорядочения спинов зависит от концентрации подвижных носителей заряда, а подвижность последних в значительной степени — от возбуждения спиновой системы. В результате проведенных нейтронографических исследований керамических объемных образцов  $\text{La}_x\text{Ca}_{1-x}\text{MnO}_3$  было установлено [3,4], что дисперсия спиновых волн в манганитах резко зависит от магнитного поля и температуры. В [5] наблюдался существенный рост „жесткости“ спиновых волн с увеличением уровня легирования ( $x \leq 0.3$ ). Аномально сильное спин-орбитальное взаимодействие в манганитах обуславливает резкую зависимость магнетотранспортных свойств манганитных пленок от типа и величины механических напряжений, действующих в их объеме. Основными причинами возникновения последних в пленках являются различия в параметрах кристаллических решеток и температурных коэффициентов линейного расширения материала пленки и „массивной“ подложки.

В настоящей работе исследована связь между двухосными напряжениями, действующими в процессе зародышеобразования и роста пленок  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  (LCMO), и реакцией их электросопротивления на магнитное поле и изменение температуры.

## 1. Эксперимент

Метод лазерного испарения ( $\text{KrF}$ ,  $\lambda = 248$  nm,  $\tau = 30$  ns) был применен для выращивания пленок LCMO толщиной  $d = 40$  nm. В качестве подложек использовались пластины  $(001)\text{La}_{0.29}\text{Sr}_{0.71}\text{Al}_{0.65}\text{Ta}_{0.35}\text{O}_3$  (LSATO) как покрытие буферной прослойкой  $\text{SrTiO}_3$  (STO) толщиной  $d_1 = 7, 14, 70$  nm, так и свободные от нее. Прослойка из титаната стронция выращивалась методом лазерного испарения непосредственно перед формированием манганитного слоя. Эффективная скорость осаждения пленки LCMO равнялась  $\sim 0.2$  Å/pulse, а прослойки STO —  $\sim 0.8$  Å/pulse. В процессе роста буферной прослойки STO и пленки LCMO подложка была разогрета до температуры  $790^\circ\text{C}$ , а давление кислорода в камере составляло 0.3 mbar. Плотность лазерного излучения на поверхности объемных керамических мишеней LCMO и STO имела значение  $1.7$  J/cm<sup>2</sup>.

Структура выращенных пленочных образцов исследовалась с использованием рентгеновской дифракции (Philips X'pert MRD,  $\text{CuK}\alpha$ , кривые качания,  $\omega/2\theta$ - и  $\phi$ -сканы, измеренные в симметричной брэгговской конфигурации). Для определения параметров элементарной ячейки буферного слоя и манганитной пленки в плоскости подложки ( $a_{\parallel}$ ) и вдоль нормали к поверхности последней ( $a_{\perp}$ ) рентгеновские сканы были измерены в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (101) или (001)LSATO. Толщина манганитной пленки и буферной прослойки контролировалась по ширине спутанных толщинных пиков на измеренных рентгеновских сканах.

Сопротивление  $R$  пленок измерялось в конфигурации van der Pauw, в магнитном поле ( $\mu_0 H$  до 5 Т)

и без него. Направление магнитного поля было параллельно плоскости подложки. Электросопротивление  $\rho$  пленок рассчитывалось с использованием соотношения  $\rho = \pi R d / \ln 2$  [6]. На свободной поверхности пленок LCMO методом термического испарения были сформированы четыре серебряных контакта, расположенные на углах квадрата.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

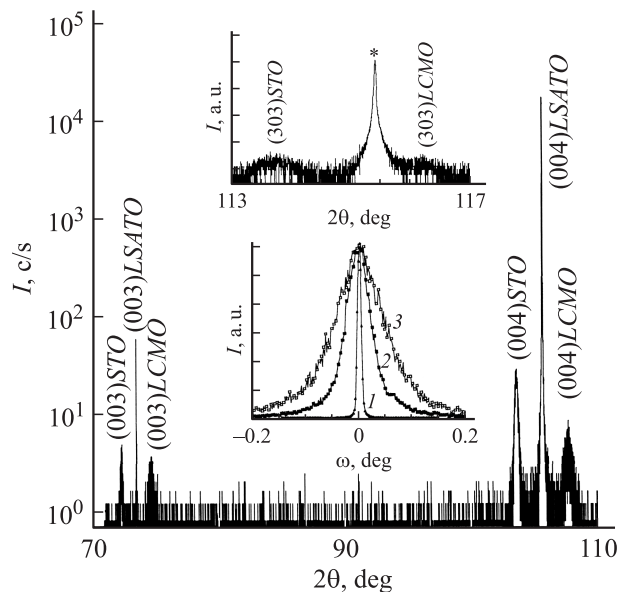
Расхождение  $m$  в параметрах псевдокубических элементарных ячеек объемных монокристаллов LCMO ( $a_1 = 3.858 \text{ \AA}$  [7]) и LSATO ( $a_2 = 3.868 \text{ \AA}$  [8]) отрицательное и равняется приблизительно  $-0.003$  ( $m = (a_f - a_s)/a_s$ , где  $a_f$  и  $a_s$  — параметры элементарных ячеек пленки и подложки соответственно). Малое значение  $m$  способствует тому, что пленки LCMO толщиной менее 100 nm растут на поверхности LSATO когерентно [9]. Температурные коэффициенты линейного расширения LCMO и LSATO имеют близкие значения [10,11].

Параметр кубической элементарной ячейки STO ( $a_3 = 3.905 \text{ \AA}$  [12]) заметно больше параметров  $a_1$  и  $a_2$ . По этой причине „введение“ прослойки титаната стронция между подложкой и манганитной пленкой может приводить к увеличению растягивающих напряжений в последней, если прослойка STO не выращена когерентно на поверхности LSATO. Частичная релаксация напряжений в прослойках STO/LSATO, толщина которых превышает критическую, должна сопровождаться увеличением латерального параметра ее элементарной ячейки.

### 2.1. Структура пленок в выращенных гетероструктурах

На рентгеновских  $\omega/2\theta$ -сканах, визуализированных для выращенных гетероструктур LCMO/STO/LSATO, присутствовали только пики от манганитной пленки, прослойки STO и подложки LSATO (рис. 1 и вставка *a* на нем). Это указывает на отсутствие в сформированных пленочных образцах макровключений вторичных кристаллических фаз. Манганитная пленка и буферная прослойка были четко преимущественно ориентированы как относительно выделенного направления в плоскости подложки, так и относительно нормали к ее поверхности. Присутствие на рентгенограммах спутанных пиков (см. рис. 2) является свидетельством неоднородности выращенных пленок по толщине и составу.

Для оценки параметров  $a_{\parallel}$  и  $a_{\perp}$  элементарных ячеек пленки LCMO и прослойки STO использовались значения  $2\theta$  для соответствующих пиков (303) и (004) на измеренных дифрактограммах. Величина параметров  $a_{\parallel}$  и  $a_{\perp}$  в выращенных пленках указана в таблице, там же приведены оценки эффективного объема  $V_{\text{eff}} = a_{\perp} a_{\parallel}^2$  элементарной ячейки в гетероструктурах с различной



**Рис. 1.** Рентгеновская дифрактограмма для гетероструктуры (40 nm)LCMO/(70 nm)STO/LSATO, полученная в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (001)LSATO. Фрагмент рентгеновского скана, измеренный для той же гетероструктуры в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (101)LSATO, показан на вставке *a*. Кривые качания  $\omega-2\theta$ , полученные для рентгеновских рефлексов (002) от подложки LSATO (1), буферной прослойки STO (2) и манганитной пленки LCMO (3) из той же структуры приведены на вставке *b*, полуширина кривой качания рентгеновского пика (002)LSATO равнялась 0.008 deg.

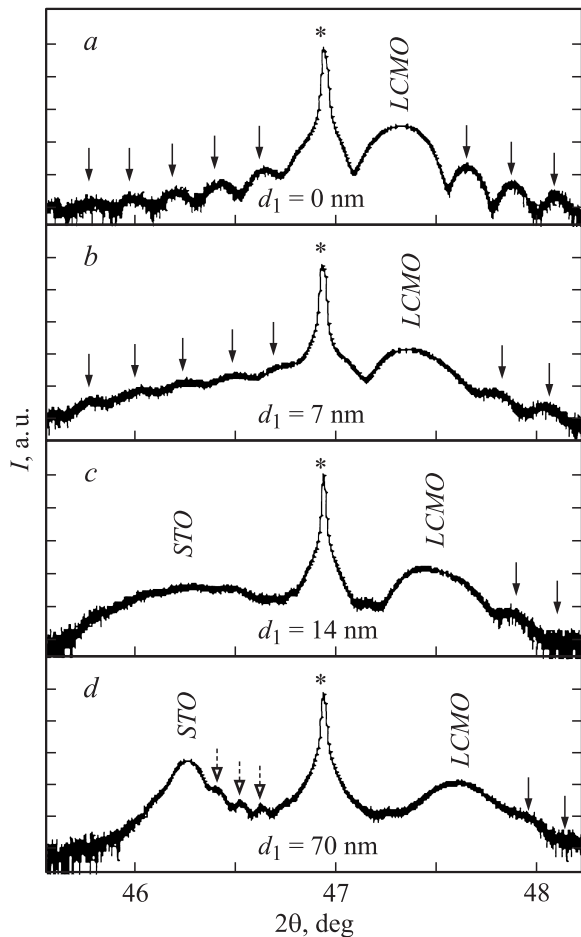
толщиной буферной прослойки STO. Вследствие отрицательного  $m$  пленки LCMO, выращенные на STO/LSATO при  $d_1 = 0-70$  nm, находились под действием двухосных латеральных растягивающих напряжений.

Слой титаната стронция в гетероструктуре (40 nm)LCMO/(7 nm)STO/LSATO был выращен когерентно на поверхности подложки, так же как и манганитная пленка на его поверхности. Двумерные

Параметры буферных прослоек STO и манганитных пленок LCMO в сформированных гетероструктурах (40 nm)LCMO/STO/LSATO

| № | Прослойка STO |                 |                     | Пленка LCMO     |                     |                                   |            |           |
|---|---------------|-----------------|---------------------|-----------------|---------------------|-----------------------------------|------------|-----------|
|   | $d_1$ , nm    | $a_{\perp}$ , Å | $a_{\parallel}$ , Å | $a_{\perp}$ , Å | $a_{\parallel}$ , Å | $V_{\text{eff}}$ , Å <sup>3</sup> | FWHM, deg. | $T_M$ , K |
| 1 | 0             |                 |                     | 3.830           | 3.870               | 57.36                             | 0.080      | 259       |
| 2 | 7             | 3.94*           | 3.87*               | 3.831           | 3.871               | 57.40                             | 0.086      | 257       |
| 3 | 14            | 3.934           | 3.880               | 3.822           | 3.877               | 57.45                             | 0.092      | 248       |
| 4 | 70            | 3.923           | 3.887               | 3.817           | 3.885               | 57.61                             | 0.102      | 224       |

\* Вследствие малой интенсивности и большой ширины пиков (004) и (303) от прослойки STO в гетероструктуре LCMO/(7 nm)STO/LSATO погрешность определения параметров ее ячейки составляла 0.01 Å, т.е. в два раза превышала погрешность определения параметров ячейки пленок с большей толщиной.



**Рис. 2.** Фрагменты рентгеновских сканов в окрестности рефлекса (002)LCMO от гетероструктур (40 nm)LCMO/STO/LSATO с различной толщиной буферной прослойки.  $d_1$  равна 0 (a), 7 (b), 14 (c), 70 nm (d). Звездочка — (002)LSATO-пик.

изображения рефлексов (103) от манганитной пленки, буферной прослойки и подложки LSATO показаны на вставке b на рис. 3. При толщине буферной прослойки STO более 10 nm происходила частичная релаксация напряжений в ее объеме, которая сопровождалась увеличением латерального параметра ее элементарной ячейки (см. таблицу). Это приводило к увеличению двухосных растягивающих напряжений в манганитной пленке, выращенной на ее поверхности, что обусловило увеличение параметра ее элементарной ячейки в плоскости подложки. Параметр ячейки пленки LCMO вдоль нормали к плоскости подложки при этом уменьшался. Это четко прослеживается по сдвигу пика (002)LCMO в сторону больших  $2\theta$  (см. рис. 2) при увеличении  $d_1$  ( $d_1 \geq 14$  nm).

Полуширина (FWHM) кривой качания для рентгеновского рефлекса (002)LCMO от гетероструктуры LCMO/(70 nm)STO/LSATO равнялась 0.102 deg. При уменьшении толщины прослойки STO в гетероструктуре от 70 до 7 nm полуширина кривой качания для рефлекса (002)LCMO снизилась примерно на 20%. Это свя-

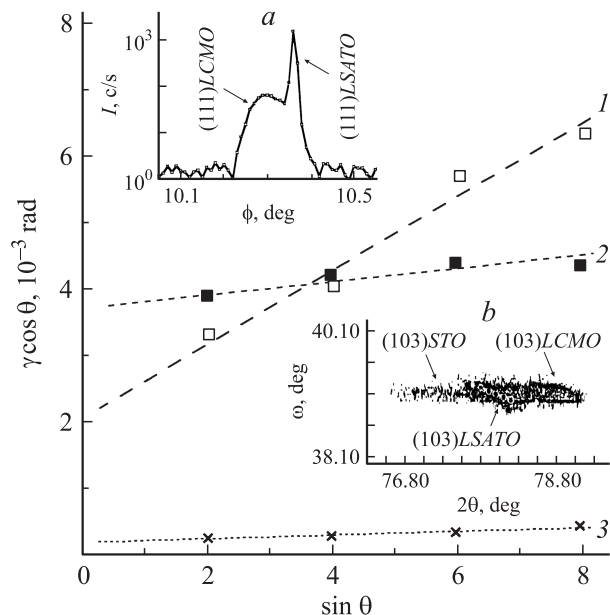
зано с уменьшением концентрации дефектов в объеме магнитного слоя с уменьшением  $t$ . Основными причинами возрастания дефектности манганитных пленок в гетероструктурах LCMO/STO/LSATO с увеличением  $t$  являются:

- нарушение их стехиометрии (формирование кислородных вакансий и/или обеднение кальцием [13]);
- формирование дислокаций несоответствия в объеме манганитного слоя [14].

Именно с увеличением дефектности манганитных пленок связано то обстоятельство, что соответствующие сателлитные толщинные пики на дифрактограммах становились не столь ярко выраженными при увеличении  $d_1$ . Малая полуширина ( $\sim 0.05$  deg) кривой качания для рентгеновского рефлекса (002)STO (см. вставку b на рис. 1) от гетероструктуры LCMO/(70 nm)STO/LSATO и наличие в окрестности соответствующего пика на  $\omega/2\theta$ -скане многочисленных сателлитных пиков (см. рис. 2, d) указывают на высокое качество структуры буферной прослойки.

Гетероэпитаксиальные пленки перовскитоподобных оксидов, выращенные лазерным испарением, состоят, как правило, из кристаллитов (монокристаллических блоков), разделенных малоугловыми границами [13]. Формированию малоугловых границ в многокомпонентных оксидных пленках способствует:

- рассогласование в параметрах кристаллических решеток пленки и подложки и искажения их элементарных ячеек;
- нарушение стехиометрии сформированного слоя;



**Рис. 3.** Зависимости произведения  $\gamma \cos \theta (\sin \theta)$  для манганитной пленки (1), буферной прослойки (2) и подложки (3) в гетероструктуре (40 nm)LCMO/(70 nm)STO/LSATO. a — фрагмент  $\phi$ -скана для рентгеновского рефлекса (111)LCMO от той же гетероструктуры; b — двумерное изображение рентгеновских рефлексов (103) манганитной пленки, буферной прослойки и подложки от той же гетероструктуры.

в) низкая подвижность частиц, адсорбированных на поверхности формируемой подложки и т.д.

С учетом того что межкристаллитные границы и механические напряжения могут оказывать существенное влияние на электронные транспортные параметры манганитов, нами были получены оценки средних размеров кристаллитов в выращенных пленках и их относительной азимутальной разориентации. Оценка эффективной азимутальной разориентации кристаллитов ( $\delta = 0.05-0.06$  deg) в манганитной пленке в гетероструктуре LCMO/(70 nm)STO/LSATO была получена из полуширины пика на рентгеновском  $\phi$ -скане для рефлекса (111)LCMO (см. вставку *a* на рис. 3) — полуширина пика на соответствующем скане для рефлекса (111) от монокристаллической подложки LSATO равнялась 0.01 deg. Чтобы оценить размер кристаллитов  $t$  и эффективную величину относительной деформации  $\Delta a/a$  элементарной ячейки ( $a$  — параметр ячейки вдоль нормали к плоскости подложки) в выращенных манганитных пленках была использована зависимость полуширины  $\gamma$  рентгеновских пиков на измеренных дифрактограммах от  $\sin \theta$ . Согласно [15], изменение полуширины пиков на рентгеновских дифрактограммах с увеличением  $\theta$  хорошо следует соотношению.

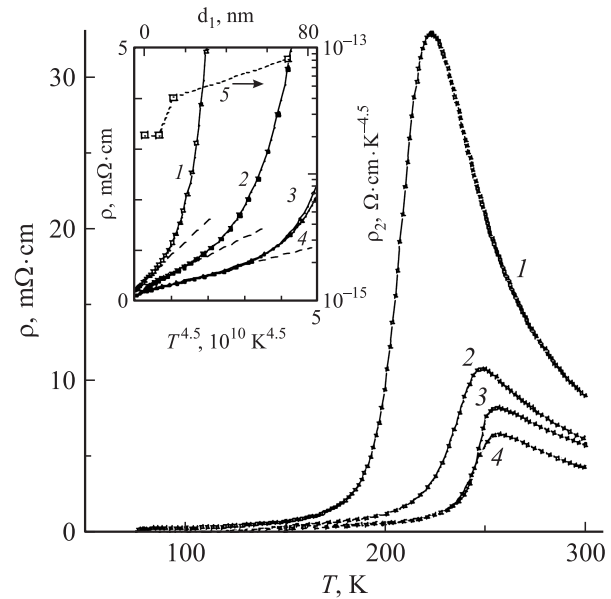
$$\gamma = 0.9\lambda_0/(t \cos \theta) + 2 \operatorname{tg} \theta \Delta a/a, \quad (1)$$

где  $\lambda_0$  — длина волны рентгеновского излучения.

На рис. 3 приведены зависимости  $\gamma \cos \theta(\sin \theta)$  для подложки LSATO, прослойки STO и пленки LCMO в гетероструктуре (40 nm)LCMO(70 nm)STO/LSATO. Произведение  $\gamma \cos \theta$  для манганитной пленки, буферной прослойки и подложки возрастало практически линейно с увеличением  $\sin \theta$ . Средние размеры кристаллитов в манганитной пленке ( $t_1 \approx 65$  nm) и в прослойке STO ( $t_2 \approx 35$  nm) были оценены с использованием соотношения (1) и значений  $\gamma$ , определенных по отрезкам, отсекаемым на оси ординат (при  $\theta = 0$ ) прямыми 1 и 2 (см. рис. 3). Из наклона прямых 1–3 на том же рисунке была получена оценка величины  $\Delta a/a$  для пленки (40 nm)LCMO ( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ ), прослойки (70 nm)STO ( $\sim 8 \cdot 10^{-4}$ ) и подложки LSATO ( $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ ). Сравнение значений  $\Delta a/a$ , полученных для манганитной пленки, прослойки титаната стронция и подложки в гетероструктуре (40 nm)LCMO/(70 nm)STO/LSATO, указывает на то, что напряжения в промежуточном слое STO в значительной степени релаксировали, а относительная деформация элементарной ячейки LCMO примерно на порядок величины превосходит деформацию ячейки монокристаллической подложки.

## 2.2. Зависимость $\rho$ манганитных пленок от температуры и магнитного поля

Температурные зависимости электросопротивления  $\rho$  манганитных пленок в гетероструктурах LCMO/STO/LSATO с различной толщиной буферной прослойки из титаната стронция приведена на рис. 4.



**Рис. 4.** Температурные зависимости электросопротивления пленок (40 nm)LCMO в гетероструктурах LCMO/STO/LSATO с толщиной буферной прослойки 70 (1), 14 (2), 7 (3) и 0 nm (4). На вставке показаны зависимости  $\rho$  ( $T^{4.5}$ ,  $H = 0$ ) (1–4) и  $\rho_2(d_1)$  (5) для тех же пленок; номера 1–4 на вставке соответствуют номерам 1–4 на основном рисунке.

Максимальные значения электросопротивления пленок LCMO, выращенных когерентно на (001)LSATO и на (7 nm)STO/LSATO, наблюдались при температуре  $T_M \approx 260$  K, которая практически совпадала с температурой ферромагнитного упорядочения спинов в объемных стехиометрических кристаллах LCMO. При увеличении толщины прослойки STO ( $d_1 \geq 14$  nm) в гетероструктуре LCMO/STO/LSATO величина  $T_M$  существенно уменьшалась (см. рис. 4 и таблицу). Наблюдавшееся снижение  $T_M$  с увеличением толщины буферной прослойки в гетероструктуре LCMO/STO/LSATO четко коррелирует с увеличением объема элементарной ячейки манганитной пленки (см. таблицу).

Понижение температуры ферромагнитного упорядочения спинов на ионах марганца в пленках LCMO с увеличением  $d_1$  обусловлено уменьшением концентрации дырок в их объеме из-за двухосных напряжений, действующих в процессе зародышеобразования и последующего роста. Растягивающие латеральные напряжения, действующие в процессе зародышеобразования пленки LCMO на поверхности STO, способствуют обеднению манганитной пленки кислородом и/или кальцием [13]. Это четко проявляется в увеличении эффективного объема элементарной ячейки (см. таблицу).

При низких значениях температуры ( $T < 150$  K) кривые  $\rho(T)$ , измеренные для пленок LCMO в гетероструктурах LCMO/STO/LSATO, хорошо аппроксимировались соотношением [15]

$$\rho = \rho_1 + \rho_2(H)T^{4.5}, \quad (2)$$

где параметр  $\rho_1$  зависел от качества структуры магнитного слоя (на его величину не оказывало влияние



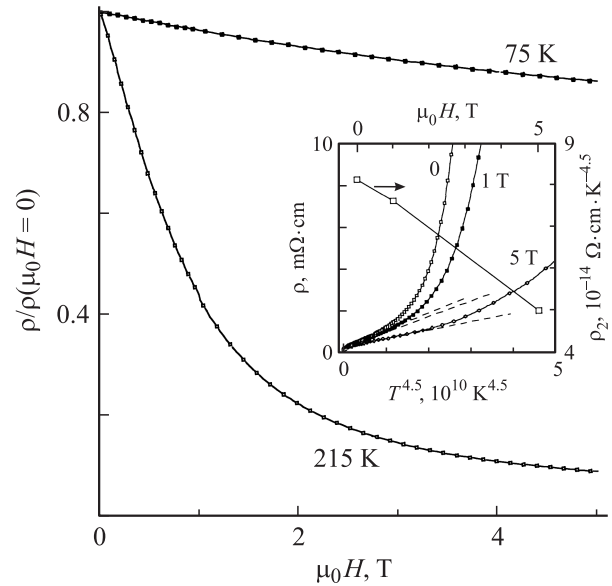
изменение температуры и магнитного поля), коэффициент  $\rho_2$  также не зависел от температуры, но изменялся с магнитным полем. Согласно [16,17], электросопротивление перовскитоподобных манганитов должно следовать соотношению (2), когда основным механизмом рассеяния носителей заряда является их взаимодействие со спиновыми волнами (причем в рассеянии дырки участвуют два магнона). Зависимости  $\rho(T^{4.5})$  для манганитных пленок в гетероструктурах LCMO/STO/LSATO показаны на вставке к рис. 4. Из наклона касательной к кривой  $\rho(T^{4.5})$  при  $T < 150$  К были определены значения коэффициента  $\rho_2$  для манганитных пленок в гетероструктурах с различной толщиной буферной прослойки (см. ту же вставку). Вероятной причиной наблюдавшегося роста  $\rho_2$  с увеличением  $d_1$  является уменьшение концентрации дырок в манганитных пленках двухосно растянутой подложкой в процессе своего формирования. Согласно [5], с уменьшением концентрации дырок „жесткость“ спиновых волн убывает.

Магнитное поле способствует затуханию спиновых волн в манганитной пленке, что должно сопровождаться ослаблением электрон-магнонного рассеяния. Зависимости  $\rho_2(T^{4.5})$ , полученные для пленки LCMO/(70 nm)STO/LSATO при  $\mu_0 H = 0, 1, 5$  Т, показаны на вставке на рис. 5. На той же вставке приведены значения коэффициента  $\rho_2$ , определенные из наклона касательной к данной зависимости при низких температурах. С увеличением  $\mu_0 H$  наблюдалось уменьшение коэффициента  $\rho_2$  для манганитной пленки в указанной гетероструктуре. Это хорошо согласуется с соответствующими данными для гетероэпитаксиальных наноразмерных пленок  $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ , двухосно механически сжатых подложкой [18].

Из представленных на рис. 4 и 5 данных следует, что увеличение концентрации дырок и магнитное поле демпфируют возбуждения спиновой системы, что является причиной уменьшения коэффициента  $\rho_2$ .

На рис. 5 приведены зависимости отношения  $\rho/\rho_0$  манганитной пленки LCMO/(70 nm)STO/LSATO от  $\mu_0 H$ , измеренные при 215 и 75 К [ $\rho_0 \equiv \rho(\mu_0 H = 0)$ ]. Резкое падение  $\rho/\rho_0$  с увеличением напряженности магнитного поля при  $T = 215$  К и  $\mu_0 H < 2$  Т было обусловлено в значительной степени увеличением относительного объема высоко проводящей ферромагнитной фазы в манганитной пленке. При температуре 75 К ферромагнитная фаза составляла подавляющую часть объема манганитной пленки, а уменьшение  $\rho$  с ростом  $\mu_0 H$  обусловлено ослаблением рассеяния дырок на магнонах. Величина  $d\rho/dH$ , определенная по наклону касательной к кривой  $\rho(H, T = 75$  К) для манганитной пленки LCMO/(70 nm)STO/LSATO при значениях  $\mu_0 H$ , близких к 5 Т, равнялась  $3 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}/\text{T}$ .

Из соотношения (2) следует, что когда основным механизмом релаксации носителей заряда в манганитной пленке является электрон-магнонное взаимодействие, скорость изменения электросопротивления в магнитном



**Рис. 5.** Зависимости отношения  $\rho/\rho(\mu_0 H = 0)$  для манганитной пленки в гетероструктуре (40 nm)LCMO/(70 nm)STO/LSATO, измеренные при  $T = 75$  и 215 К. На вставке приведены зависимости  $\rho(T^{4.5})$ , измеренные в магнитном поле различной напряженности, и зависимость  $\rho_2(\mu_0 H)$  для той же пленки.

поле представима в виде

$$d\rho/dH = (d\rho_2/dH)T^{4.5}. \quad (3)$$

С использованием соотношения (3), значения  $d\rho_2/dH \approx 0.6 \cdot 10^{-14} \Omega \cdot \text{cm}/\text{K}^{4.5} \cdot T$ , полученного из наклона кривой  $\rho_2(\mu_0 H)$ , представленной на вставке на рис. 5, получена оценка производной  $d\rho/dH$  ( $T = 75$  К)  $\approx 2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}/\text{T}$  для пленки LCMO/(70 nm)STO/LSATO из данных по температурной зависимости ее электросопротивления, которая хорошо согласуется с соответствующей оценкой, полученной на основе зависимости  $\rho(\mu_0 H)$ .

## Заключение

Использование наноразмерных эпитаксиальных прослоек STO различной толщины позволило варьировать величину растягивающих латеральных напряжений в манганитных пленках (40 nm), выращенных на подложках LSATO. Двухосные растягивающие латеральные напряжения, действующие в процессе зародышеобразования пленки LCMO, способствуют ее обеднению кальцием и/или кислородом. Это приводит к уменьшению концентрации дырок в ее объеме и как следствие — к усилению беспорядка в спиновой системе. Магнитное поле способствует затуханию спиновых волн.

Финансовая поддержка данных исследований была частично получена из контракта ЕС NMP3-CT-2006-033191 (project NANOXIDE) и проекта МНТЦ 3743.

## Список литературы

- [1] *Parkin S.S.P., Roche K.P., Samant M.G., Rice P.M., Beyers R.B., Scheuerlein R.E., O'Sullivan E.J., Brown S.L., Bucchigano J., Abraham D.W., Lu Y., Rooks M., Trouilloud P.L., Wanner R.A., Gallagher W.J.* // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. N 8. P. 5828.
- [2] *Pannetier M., Fermon C., Goff G. Le, Simola J., Kerr E.* // Science. 2004. Vol. 304. N 5677. P. 1648.
- [3] *Lynn J.W., Erwin R.W., Borchers J.A., Santoro A., Huang Q., Peng J.-L., Greene R.L.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 8. P. 5488.
- [4] *Lynn J.W., Erwin R.W., Borchers J.A., Huang Q., Santoro A., Peng J.-L., Li Z.Y.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 21. P. 4046.
- [5] *Heffner R.H., Sonier J.E., MacLaughlin D.E., Nieuwenhuys G.J., Ehlers G., Mezei F., Cheong S.-W., Gardner J.S., Röder H.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. N 15. P. 3285.
- [6] *Kamins T.I.* // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 11. P. 4357.
- [7] *Lu C.J., Wang Z.L., Kwon C., Jia Q.X.* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 7. P. 4032.
- [8] *Wang D.Y., Wang J., Chan H.L.W., Choy C.L.* // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. N 4. P. 043 515-1.
- [9] *Бойков Ю.А., Клаесон Т.* // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 7. С. 1231.
- [10] *Chakoumakos B.C., Scholm D.G., Urbanik M., Luine J.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 4. P. 1979.
- [11] *Dai D., Zhang J., Mook H.A., Lion S.-H., Dowben P.A., Plummer E.W.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. N 6. P. R3694.
- [12] *Wyckoff R.W.J.* Crystal Structure. 2<sup>nd</sup> Ed. Vol. 2. NY: Interscience Publ. 1964. P. 394.
- [13] *Boikov Yu.A., Gunnarsson R., Claeson T.* // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96. N 1. P. 435.
- [14] *Gommert E., Cerva H., Wecker J., Samwer K.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 85. N 8. P. 5417.
- [15] *Specht E.D., Clausing R.E., Heathly L.* // J. Mater. Res. 1990. Vol. 5. N 11. P. 2351.
- [16] *Kubo K., Ohata N.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1972. Vol. 33. N 1. P. 21.
- [17] *Jaime M., Lin P., Salamon M.B., Han P.D.* // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. N 10. P. R5901.
- [18] *Бойков Ю.А., Волков М.П.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 22. С. 50.