

13,05

Изменения электросопротивления пленок $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$, индуцированные взаимопревращениями включений ферро- и неферромагнитных фаз в их объеме

© Ю.А. Бойков¹, Т. Лильенфорс², Е. Олссон², Т. Клаесон², В.А. Данилов¹¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия² Чалмерский технический университет, Геттерборг, Швеция

E-mail: yu.boikov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 29 марта 2011 г.)

Значительное ($\sim 1.8\%$) положительное рассогласование в параметрах кристаллических решеток является причиной тетрагонального искажения ($a_{\perp}/a_{\parallel} \approx 1.04$) и уменьшения объема элементарной ячейки пленок (15 nm) $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$, выращенных квазикогерентно на поверхности подложки (001) LaAlO_3 . Пленки состоят из монокристаллических блоков с латеральным размером 30–50 nm. На атомно-гладкой межфазной границе LaAlO_3 – $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ отсутствуют дислокации несоответствия. При $T = 4.2$ К трансформация включений неферромагнитной фазы в ферромагнитные в постоянном магнитном поле H сопровождается устойчивым снижением электросопротивления ρ манганитных пленок во времени t , причем кривая $\rho(t)$ хорошо аппроксимируется соотношением $\rho(t) \sim \rho_1(t - t_0)^{1/2}$, (где t_0 — время установления заданной величины ($\mu_0 H = 5$ Т) магнитного поля, ρ_1 — коэффициент, не зависящий от H). Магнетокристаллическая анизотропия, возникшая вследствие упругой деформации пленок подложкой, и расслоение электронных фаз являются причинами четко выраженного гистерезиса на зависимостях $\rho(\mu_0 H, T < 100$ К), полученных в процессе сканирования $\mu_0 H$ в последовательности $5 \text{ Т} \rightarrow 0 \rightarrow -5 \text{ Т} \rightarrow 0 \rightarrow 5 \text{ Т}$. При $T = 50$ К и $\mu_0 H = 0.4$ Т магнетосопротивление $\text{MR} = 100\% \cdot [\rho(\mu_0 H) - \rho(\mu_0 H = 0)]/\rho(\mu_0 H = 0)$ пленок LCMO достигает 150%.

Финансовая поддержка проведенных исследований частично получена из проекта МНТЦ 3743, проекта РФФИ 11-02-00609а и госконтракта № 02.740.11.0544.

1. Введение

Пленки перовскитоподобных манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ перспективны для использования в магнеторезистивных сенсорах и ячейках магнитной памяти [1,2]. Резкий отклик сопротивления манганитов на магнитное поле (H) наблюдается при температурах, близких к T_{Curie} (T_{Curie} — температура фазового ферромагнитного (FM) перехода). При $T \leq T_{\text{Curie}}$ в объеме пленок $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ наряду с FM-доменами присутствуют включения неферромагнитных (антиферромагнитной (AFM), парамагнитной,..) фаз [3]. На расслоение электронных фаз в пленках $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ наряду с магнитным полем и температурой существенное влияние оказывают: а) структура, б) уровень легирования (величина x в химической формуле), с) механические напряжения [4].

Магнитное поле способствует разрастанию ферромагнитных доменов (за счет включений неферромагнитных фаз) и уменьшает пространственную разориентацию спинов в их объеме. Это приводит к формированию в манганитном слое высокопроводящих FM-каналов протекания. До настоящего времени динамика фазовых превращений в манганитной пленке и их влияние на ее электронные параметры изучались лишь фрагментарно [5].

В настоящей работе исследованы температурные, полевые и временные (в увеличивающемся, уменьшаю-

щемся или постоянном магнитном поле) зависимости сопротивления пленок $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LCMO) толщиной $d = 15$ nm, выращенных на подложке с существенным рассогласованием в параметрах кристаллических решеток.

2. Эксперимент

Метод лазерного испарения (KrF, $\lambda = 248$ nm, $\tau = 30$ ns) применен для формирования пленок LCMO на подложках (001) LaAlO_3 (LAO). Плотность лазерного излучения на поверхности испаряемой керамической мишени LCMO равнялась 1.7 J/cm^2 , давление кислорода составляло 0.3 mbar, а температура подложки поддерживалась на уровне 790°C .

Структура сформированных пленок исследовалась с использованием рентгеновской дифракции (Philips X'pert MRD, $\text{CuK}\alpha_1$, $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканы, кривые качания). Для определения параметров элементарной ячейки пленок LCMO в плоскости подложки a_{\parallel} и вдоль нормали a_{\perp} к ее поверхности рентгеновские сканы (симметричная брэгговская конфигурация) были измерены в условиях, когда плоскость, включающая падающий и отраженный рентгеновские пучки, была нормальна к (001) или (101) подложки.

Атомная структура пленок LCMO и межфазных границ LCMO–LAO исследовалась с использованием

просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ). Образцы для ТЕМ были приготовлены из поперечных срезов пленок LCMO/LAO. Изображения поперечных срезов выращенных пленок были получены при комнатной температуре с помощью электронного микроскопа Philips CM200. Изучение морфологии поверхности сформированных манганитных слоев проводилось с применением микроскопа атомных сил (Nanoscope-IIIa).

Сопротивление R пленок LCMO измерялось в конфигурации van der Pauw в магнитном поле ($\mu_0 H$ до 5Т) и без него. Магнитное поле было направлено либо параллельно плоскости подложки (H_{\parallel}) и измерительному току I_b , либо вдоль нормали (H_{\perp}) к (001)LAO. Четыре серебряных контакта, расположенные на углах квадрата, формировались на свободной поверхности манганитной пленки методом термического испарения. Электросопротивление ρ пленок LCMO рассчитывалось с использованием соотношения $\rho = \pi R d / \ln 2$ [6].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Расогласование m в параметрах кристаллических решеток LCMO (псевдокубическая элементарная ячейка, $a_{\text{LCMO}} = 3.858 \text{ \AA}$ [7]) и LAO (псевдокубическая ячейка, $a_{\text{LAO}} = 3.780 \text{ \AA}$ [8]) положительное, порядка 1.8% [$m = 100\% \cdot (a_{\text{LCMO}} - a_{\text{LAO}}) / a_{\text{LAO}}$]. Температурные коэффициенты линейного расширения LCMO и LAO имеют близкие значения [9,10].

3.1. Структура выращенных пленок и межфазной границы LCMO–LAO. На измеренных рентгеновских сканах $\omega/2\theta$ присутствуют пики только от подложки и манганитной пленки (рис. 1). Следовательно, в объеме пленок отсутствуют макровключения кристаллических вторичных фаз. При $T = 300 \text{ К}$ параметр элементарной ячейки пленки LCMO вдоль нормали к плоскости подложки ($a_{\perp} = 3.945 \pm 0.005 \text{ \AA}$) существенно превосходит латеральный параметр ($a_{\parallel} = 3.786 \pm 0.005 \text{ \AA}$) той же ячейки, причем последний практически совпадает с a_{LAO} (для оценки a_{\perp} и a_{\parallel} были использованы значения 2θ для рентгеновских рефлексов (004) и (303)LCMO). Какой-либо тонкой структуры пиков (00 n) на измеренных рентгеновских дифрактограммах, которая бы свидетельствовала об релаксации напряжений в пленках LCMO, обнаружено не было. Полученные рентгеновские данные указывают на то, что выращенные манганитные пленки двухосно-упруго сжаты в плоскости подложки. При $T = 300 \text{ К}$ тетрагональное искажение (a_{\perp}/a_{\parallel}) элементарной ячейки манганитного слоя, обусловленное значительной величиной m , достигает 1.04.

Эффективный объем элементарной ячейки $V_{\text{eff}} = (a_{\parallel}^2 \cdot a_{\perp}) \approx 56.55 \text{ \AA}^3$ сформированных пленок заметно меньше объема ячейки массивного стехиометрического кристалла LCMO ($\approx 57.42 \text{ \AA}^3$ [7]). Вероятной причиной уменьшения V_{eff} пленок LCMO является их обогащение кальцием и/или кислородом (обогащение пленки

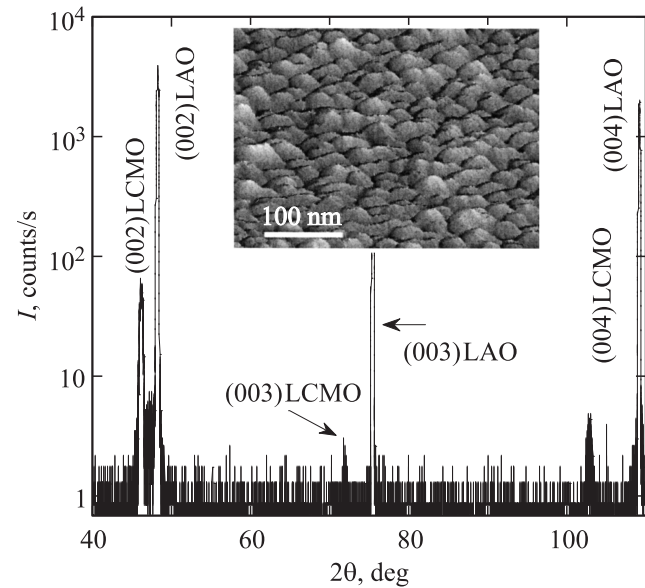


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма ($\omega/\omega\theta$, $\text{CuK}\alpha_1$) пленки LCMO, измеренная в условиях, когда плоскость, включающая падающий и отраженный рентгеновские пучки, нормальна плоскости (001) подложки LAO. На вставке приведено изображение свободной поверхности той же пленки, полученное с использованием атомно-силовой микроскопии (режим высоты, угол обзора 45°).

кислородом подразумевает формирование вакансий в катионной подрешетке). Зародыши стехиометрического и нестехиометрического состава появляются на поверхности подложки на начальном этапе формирования манганитного слоя. Благодаря лучшему сопряжению по параметрам кристаллических решеток с LAO зародыши LCMO, обогащенные щелочно-земельным элементом или кислородом, в меньшей степени напряжены подложкой, чем зародыши стехиометрического состава. Поэтому они становятся стабильными в первую очередь и начинают интенсивно разрастаться. Механизмы, ответственные за нарушение стехиометрии наноразмерных манганитных пленок, сформированных на подложках со значительным m , детализированы в [11]. Используя приведенное выше значение V_{eff} и зависимость объема элементарной ячейки керамических образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ от x [12], мы определили относительную концентрацию ($\sim 45\%$) ионов Mn^{4+} в выращенных манганитных слоях, которая оказалась существенно выше концентрации ($\sim 33\%$) четырех валентных ионов марганца в исходной мишени LCMO.

Изображение поперечного среза гетероструктуры LCMO/LAO, визуализированное с использованием ТЕМ, показано на рис. 2. Полученные с помощью электронной микроскопии данные указывают на отсутствие в объеме манганитного слоя и в области межфазной границы LCMO–LAO микровключений как аморфных, так и кристаллических вторичных фаз и дислокаций несоответствия. Результаты, аккумулированных в процессе исследования структуры пленок LCMO с использова-

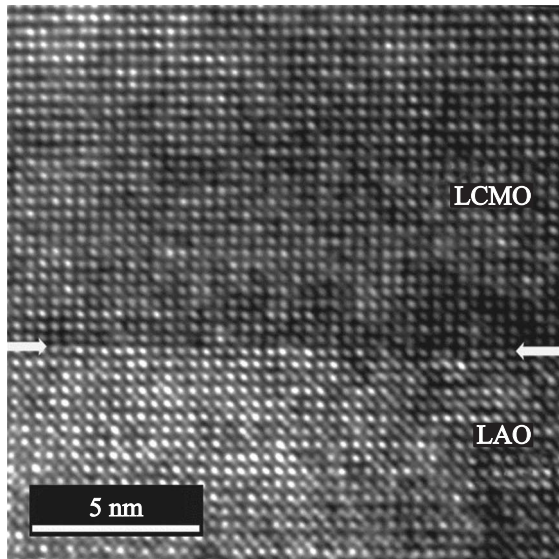


Рис. 2. Изображение поперечного среза гетероструктуры LSMO/(001)LAO, полученное с использованием электронной микроскопии высокого разрешения. Атомно-гладкая когерентная граница между манганитной пленкой и подложкой LAO отмечена стрелками.

нием ТЕМ в рентгеновской дифракции, указывают на то, что они выращены квазикогерентно на поверхности подложки.

Полученное с помощью микроскопа атомных сил изображение свободной поверхности пленки LSMO приведено на вставке к рис. 1. Пленка состоит из монокристаллических блоков с размерами 30–50 нм, разделенных малоугловыми границами. Межблочные границы декорированы характерными углублениями на свободной поверхности манганитного слоя.

3.2. Электро- и магнетосопротивление пленок LSMO. При $\mu_0 H = 0$ электросопротивление пленки LSMO монотонно возрастает с уменьшением температуры в интервале 300–77 К (рис. 3). Это обстоятельство свидетельствует о том, что в указанном температурном интервале ферромагнитные домены, обладающие высокой и растущей с понижением температуры проводимостью, не формируют в манганитном слое развитой сетки перколяционных каналов. Увеличение $\mu_0 H$ до 1 Т сопровождается резким падением электросопротивления пленок при температурах ниже 150 К, причем на кривой $\rho(T, \mu_0 H = 1 \text{ Т})$ четко проявляются два горба (при $T \approx 130$ и 70 К) (рис. 3). Они превращаются в два максимума (примерно при тех же температурах) при увеличении $\mu_0 H$ до 2 Т. Появление горба/максимума при $T \approx 130$ К на кривых $\rho(T)$, измеренных для пленки LSMO при $1 \leq \mu_0 H \leq 2 \text{ Т}$, обусловлено ферромагнитным упорядочением спинов в ее объеме. Из-за более высокой концентрации ионов Mn^{4+} в пленках LSMO, чем в исходной мишени, температура ферромагнитного фазового перехода для выращенных пленок существенно меньше соответствующей температуры (~ 260 [13])

для стехиометрических объемных кристаллов LSMO. Появление низкотемпературного горба (максимума) на кривой $\rho(T, H)$ может быть связано с зарождением в объеме пленки LSMO включений антиферромагнитной диэлектрической фазы SE [14], характерной особенностью которой является зарядовое упорядочение. Это выглядит вполне вероятным, если принять во внимание полученную оценку концентрации ионов Mn^{4+} в сформированных манганитных слоях. Сосуществование при $T < 90 \text{ К}$ ферромагнитных доменов и включений антиферромагнитной фазы SE в керамических объемных образцах $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с $x \approx 0.50$ было четко показано [15] в процессе их исследования с использованием электронной микроскопии. Исчезновение низкотемпературного максимума на зависимости $\rho(T)$ пленки LSMO при $\mu_0 H > 3 \text{ Т}$ свидетельствует о том, что достаточно сильное магнитное поле эффективно подавляет появление зародышей антиферромагнитной фазы в объеме кристаллических блоков и в области межблочных границ.

При $T < 70$ и $\mu_0 H < 2 \text{ Т}$ электросопротивление пленок LSMO зависит от напряжения смещения U , поданного на электроды (кривые 3 и 4 на рис. 3). Не омическое поведение электросопротивления пленок LSMO (ρ уменьшается с увеличением U) может быть связано с туннелированием носителей заряда сквозь антиферромагнитные (диэлектрические) прослойки, разделяющие ферромагнитные домены в манганитной пленке [11]. Имеется в виду туннелирование через локализованные состояния в барьерной прослойке, поскольку прямое туннелирование от U не зависит. Магнитное поле ($\mu_0 H \geq 2.5 \text{ Т}$) уменьшает как эффективную толщину

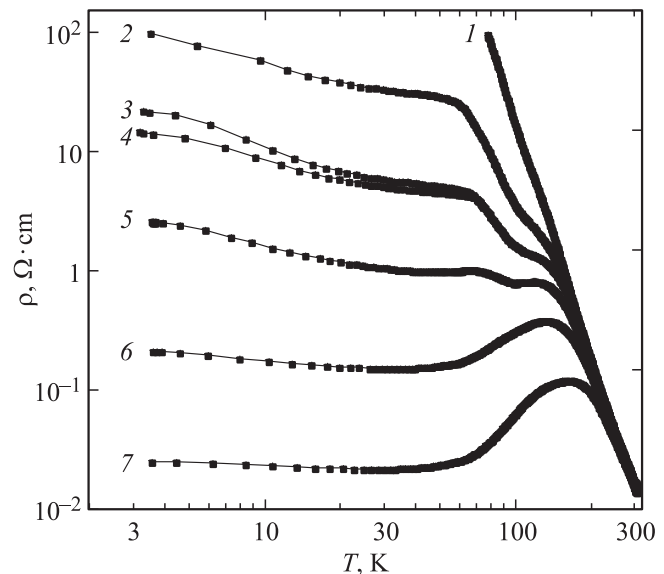


Рис. 3. Температурные зависимости электросопротивления ρ пленки LSMO, выращенной на (001)LAO, измеренные в процессе охлаждения в магнитном поле (H_{\parallel}) различной напряженности. $\mu_0 H = 0$ (1), 1 (2), 1.5 (3,4), 2 (5), 3 (6) и 5 Т (7). Напряжение смещения U , поданное на электроды при измерении кривых 3 и 4, различалось примерно в 10 раз: 0.042 и 0.380 В соответственно.

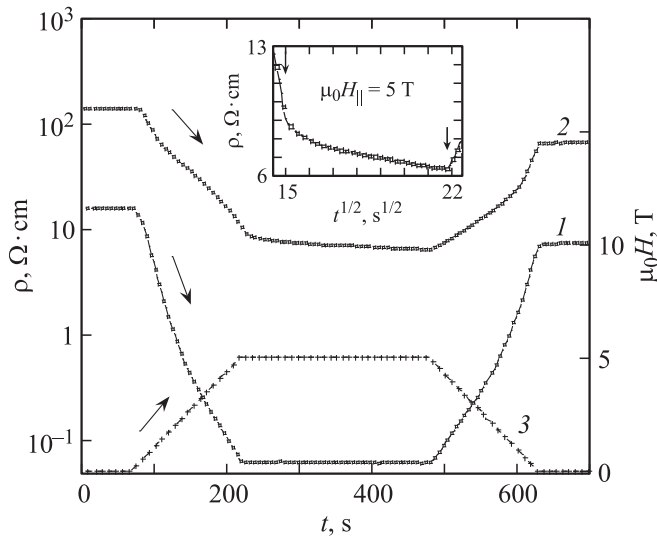


Рис. 4. Зависимости электросопротивления ρ пленки LCMO от времени в изменяющемся во времени t и постоянном магнитном поле H_{\parallel} при $T = 88$ (1) и 4.2 К (2). 3 — зависимость $\mu_0 H(t)$. Кривая 1 измерена после охлаждения пленочного образца до 88 К при $\mu_0 H = 0$. После этого температура снижалась до 4.2 К (при $\mu_0 H = 0$) и измерялась кривая 2. На вставке показана зависимость $\rho(t^{1/2}, T = 4.2 \text{ К}, \mu_0 H = 5 \text{ Т})$ для той же пленки. Временной интервал, в котором $\mu_0 H = 5 \text{ Т}$ отмечен стрелками.

ну туннельного барьера, так и степень разориентации спинов локализованных состояний в барьерной прослойке, что должно сопровождаться линеаризацией вольт-амперных характеристик пленок LCMO.

На рис. 4 показано изменение во времени t электросопротивления пленки LCMO в увеличивающемся, уменьшающемся и постоянном ($\mu_0 H = 5 \text{ Т}$) магнитном поле при $T = 88$ и 4.2 К. Соответствующая кривая $\mu_0 H(t)$ приведена на том же рисунке. Увеличение $\mu_0 H$ индуцирует резкое уменьшение электросопротивления пленки LCMO. Скорость изменения электросопротивления пленки с магнитным полем $d\rho/dH$ при $T = 88 \text{ К}$ и $\mu_0 H < 1.5 \text{ Т}$ существенно выше, чем при той же температуре и $\mu_0 H > 2.5 \text{ Т}$ (кривая 1 на рис. 4). Это обусловлено в первую очередь переключением (изменением направления вектора намагниченности) ферромагнитных доменов и уменьшением пространственной разориентации спинов в объеме доменов. При значениях $\mu_0 H$, больших 2.5 Т, величина $d\rho/dH$ определяется в значительной степени интенсивностью „плавления“ (трансформации в ферромагнитные) включений антиферромагнитной фазы в магнитном поле [15], а когда поле уменьшается — обратным преобразованием, которое происходит при более низких значениях $\mu_0 H$, т.е. имеет место гистерезис. Аналогичное поведение производной $d\rho/dH$ наблюдалось при $T = 4.2 \text{ К}$, но индуцированный магнитным полем переход первого рода (AFM \leftrightarrow FM) начинается (заканчивается) при более низких значениях $\mu_0 H$, чем при $T = 88 \text{ К}$. Такое поведение хорошо согласуется с диаграммой, описывающей превращения

AFM \leftrightarrow FM в объемных образцах $La_{0.5}Ca_{0.5}MnO_3$ в зависимости от температуры и магнитного поля, представленной в [16]. Из анализа зависимости $\rho(t, T = 88 \text{ К})$ для пленки LCMO/LAO следует, что критическое поле H_c^{A-F} , соответствующее началу трансформации антиферромагнитной фазы в FM (изменение $d\rho/dH$ в увеличивающемся поле), немного больше критического поля H_c^{F-A} , примерно соответствующего завершению трансформации FM-фазы в антиферромагнитную (изменение наклона в уменьшающемся поле).

При $T = 88 \text{ К}$ электросопротивление пленки LCMO практически не изменяется во времени t (в течение 260 с) после того, как $\mu_0 H$ достигло величины 5 Т. Однако существенное уменьшение электросопротивления той же пленки во времени наблюдается при $\mu_0 H = 5 \text{ Т}$ и $T = 4.2 \text{ К}$ (кривая 2 на том же рисунке). Заметное падение ρ имеет место при значениях t , немного больших t_0 (t_0 — момент времени, когда $\mu_0 H$ достигает 5 Т) (вставка на рис. 4). Затем временная зависимость электросопротивления пленки LCMO/LAO хорошо аппроксимируется соотношением

$$\rho(t, T = 4.2 \text{ К}, \mu_0 H = 5 \text{ Т}) = \rho_0 - \rho_1 \cdot (t - t_0)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\rho_0 = 8.7 \Omega \cdot \text{cm}$, а $\rho_1 = 0.15 \Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1/2}$.

Наблюдавшееся уменьшение ρ во времени при $\mu_0 H = 5 \text{ Т}$ может быть обусловлено „плавлением“ включений AFM-фазы в объеме пленки. Трансформация наноразмерных прослоек антиферромагнитной фазы, пересекающих высокопроводящие ферромагнитные каналы протекания, вероятно, является причиной относительно резкого падения ρ во времени сразу после момента t_0 . „Плавление“ преципитатов антиферромагнитной фазы, которые не пересекают ферромагнитных каналов протекания, увеличивает эффективную ширину последних. Указанный процесс в значительной степени определяется диффузией ионов, входящих в соединение. Это является причиной наблюдавшейся зависимости $\rho(t) \sim (t - t_0)^{1/2}$. Коэффициент диффузии ионов резко зависит от температуры, и при $T = 88 \text{ К}$ он много больше, чем при $T = 4.2 \text{ К}$. Поэтому „плавление“ включений AFM-фазы происходит при $T = 88 \text{ К}$ намного быстрее, чем при 4.2 К. Это обстоятельство объясняет, почему электросопротивление пленки LCMO практически не изменяется во времени при $t > t_0$, $T = 88 \text{ К}$, $\mu_0 H = 5 \text{ Т}$ (рис. 4). При температурах ниже 100 К электросопротивление манганитной пленки после уменьшения $\mu_0 H$ до нуля существенно меньше, чем до ее помещения в магнитное поле, и слабо увеличивается во времени.

Четко выраженные симметричные петли гистерезиса наблюдаются на зависимостях $\rho(\mu_0 H)$, измеренных при $130 > T > 40 \text{ К}$ в процессе сканирования $\mu_0 H$ в последовательности $5 \text{ Т} \rightarrow 0 \rightarrow -5 \text{ Т} \rightarrow 0 \rightarrow 5 \text{ Т}$ (рис. 5). При $T = 50 \text{ К}$ и $\mu_0 H_{\perp} = 0.4 \text{ Т}$ положительное магнетосопротивление $\text{MR} = 100\% \cdot [\rho(\mu_0 H_{\perp} = 0.4 \text{ Т}) - \rho(H = 0)]/\rho(H = 0)$ достигает значения в 150%. Принимая во внимание данные, полученные при анализе зависимостей $\rho(t)$, можно отметить по крайней мере

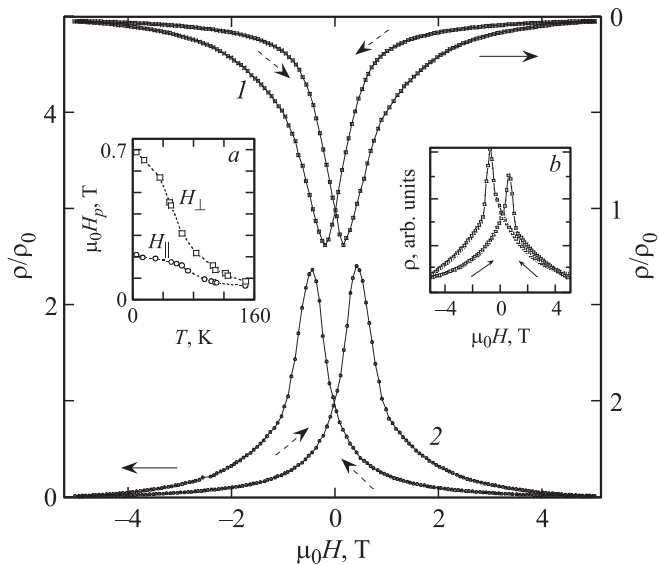


Рис. 5. Зависимости отношения ρ/ρ_0 пленки LCMO от магнитного поля H_{\parallel} (1) и H_{\perp} (2) при $T = 50$ К. На вставке *a* показано изменение $\mu_0 H_p$ с температурой при H_{\perp} и H_{\parallel} для той же пленки, на вставке *b* приведена зависимость электросопротивления пленки LCMO от магнитного поля H_{\perp} при $T = 4.2$ К.

два механизма, которые способствуют появлению гистерезиса на кривых $\rho(\mu_0 H)$ для пленок LCMO. Первый из них связан с трансформацией включений AFM-фазы в ферромагнитные и с обратным преобразованием (FM \rightarrow AFM), когда магнитное поле уменьшается. Появление гистерезиса на кривой $\rho(H)$ при $\mu_0 H > 2$ Т обусловлено в значительной степени отличием H_c^{F-A} от H_c^{A-F} . Первое меньше второго из-за природы фазового ферромагнитного перехода в пленке LCMO и влияния на него магнитного поля [16]. Гистерезис на кривых $\rho(\mu_0 H)$ при низкой напряженности магнитного поля отчасти связан с магнетокристаллической анизотропией, возникновение которой в пленках LCMO индуцировано двухосными напряжениями. Ось легкого намагничивания в тонких двухосно-сжатых подложкой пленках LCMO совпадает с направлением, вдоль которого длина цепочек Mn–O–Mn максимальна, т.е. вдоль нормали к плоскости подложки [17]. Ширина петель гистерезиса на кривой $\rho(\mu_0 H)$ непосредственно определяется величиной коэрцитивного поля, которое в свою очередь зависит от структуры пленок, уровня напряжений в их объеме и увеличивается, как правило, с понижением температуры.

Когда напряженность магнитного поля приближается к нулю, вектор намагниченности в FM-доменах в пленке LCMO стремится переориентироваться вдоль оси легкого намагничивания, т.е. параллельно нормали к плоскости подложки. При H_{\perp} в объеме пленки присутствуют домены, вектор намагниченности в которых направлен вдоль или противоположно направлению поля. Это приводит к увеличению сопротивления манганитного слоя. Эффективная пространственная разориентация намагни-

ченности ферромагнитных доменов в пленке продолжает увеличиваться и после того, как направление магнитного поля поменяло знак. Максимум на кривой $\rho(\mu_0 H)$ для пленки LCMO наблюдается при значениях, соответствующих наибольшей степени пространственной разориентации намагниченности в FM-доменах.

Экстремальные значения электросопротивления пленки LCMO в случае H_{\perp} наблюдаются при значениях $\mu_0 H_p$ существенно больших, чем при H_{\parallel} (рис. 5). Увеличению $\mu_0 H_p$ в случае H_{\perp} способствует поле размагничивания $H_d = 4\pi M_{\perp}$ ([18], M_{\perp} — намагниченность вдоль нормали к плоскости подложки), влияющее на внутреннее магнитное поле в пленке LCMO. Внутреннее магнитное поле эффективно подавляется полем H_d , пока H_{\perp} не превышает $4\pi M_s$ (M_s — величина намагниченности при насыщении). Значения $\mu_0 H_p$ могут использоваться для грубой оценки коэрцитивного поля в манганитных пленках. Величина $\mu_0 H_p$ увеличивается с понижением температуры как в случае H_{\perp} , так и при направлении поля, параллельном плоскости подложки (вставка *a* на рис. 5). При $T < 30$ К петли гистерезиса на зависимостях ρ от магнитного поля, полученных в процессе сканирования $\mu_0 H$ в последовательности $5 \text{ Т} \rightarrow 0 \rightarrow -5 \text{ Т} \rightarrow 0 \rightarrow 5 \text{ Т}$, становятся несимметричными (вставка *b* на том же рисунке). Это хорошо согласуется с полученными данными по изменению во времени электросопротивления пленок в магнитном поле при температуре 4.2 К.

4. Заключение

Нарушение стехиометрии, индуцированное действующими в процессе зародышеобразования механическими напряжениями, существенно влияет на расслоение электронных фаз в наноразмерных пленках LCMO, что в свою очередь оказывает резкое электронное влияние на их электро- и магнетотранспортные параметры. Существование включений ферро- и неферромагнитных фаз в тонких манганитных слоях приводит к зависимости их электросопротивления от напряжения смещения, поданного на электроды. Магнетокристаллическая анизотропия, индуцированная упругим двухосным сжатием манганитных пленок, и расслоение фаз способствуют появлению гистерезиса на зависимостях электросопротивления от магнитного поля при температурах ниже 100 К. Магнитное поле способствует трансформации включений антиферромагнитной фазы в ферромагнитные, что при низких ($T < 30$ К) температурах приводит к изменению электросопротивления пленок во времени, прослеживаемому на протяжении сотен секунд.

Список литературы

- [1] S.S.P. Parkin, K.P. Roche, M.G. Samant, P.M. Rice, R.B. Beyers, R.E. Scheuerlein, E.J. O'Sullivan, S.L. Brown, J. Bucchigano, D.W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P.L. Trouilloud, R.A. Wanner, W.J. Gallagher. *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999).

- [2] M. Pannetier, C. Fermon, G. Le Goff, J. Simola, E. Kerr. *Science* **304**, 1648 (2004).
- [3] M. Bibes, L.I. Balcells, S. Valencia, J. Fontcuberta, M. Wojcik, E. Jedryka, S. Nadolski. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 067210-1 (2001).
- [4] N.D. Mathur, P.B. Littlewood. *Solid State Commun.* **119**, 271 (2001).
- [5] K. Lai, M. Nakamura, W. Kundhikanjana, M. Kawasaki, Y. Tokura, M.A. Kelly, Z.-X. Shen. *Science* **329**, 190 (2010).
- [6] T.I. Kamins. *J. Appl. Phys.* **42**, 4357 (1971).
- [7] C.J. Lu, Z.L. Wang, C. Kwon, Q.X. Jia. *J. Appl. Phys.* **88**, 4032 (2000).
- [8] R.W.J. Wyckoff. *Crystal structures*. 2nd ed. Interscience, N. Y. (1964). V. 2. P. 394.
- [9] C. Zuccaro, H.L. Berlincourt, N. Klein, K. Urban. *J. Appl. Phys.* **82**, 5695 (1997).
- [10] B.C. Chakoumakos, D.G. Scholm, M. Urbanik, J. Luine. *J. Appl. Phys.* **83**, 1979 (1998).
- [11] Yu.A. Boikov, R. Gunnarsson, T. Claeson. *J. Appl. Phys.* **96**, 435 (2004).
- [12] E.O. Wollan, W.C. Koehler. *Phys. Rev.* **100**, 545 (1955).
- [13] G.J. Snyder, R. Hiskes, S. DiCarolis, M.R. Beasley, T.H. Geballe. *Phys. rev. B* **53**, 14434 (1996).
- [14] J.B. Goodenough. *Phys. Rev.* **100**, 564 (1955).
- [15] Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Moritomo, H. Kuwahara, Y. Tokura. *Phys. Rev.Lett.* **74**, 5108 (1995).
- [16] G. Xiao, E.J. McNiff, Jr., G.Q. Gong, A. Gupta, C.L. Canedy, J.Z. Sun. *Phys. Rev. B* **54**, 6073 (1996).
- [17] H.S. Wang, E. Wertz, Y.F. Hu, Q. Li. *J. Appl. Phys.* **87**, 6749 (2000).
- [18] E.D. Dahlberg, K. Riggs, G.A. Prinz. *J. Appl. Phys.* **63**, 4270 (1988).