

Магнетосопротивление эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$, выращенных на подложке с малым рассогласованием в параметрах кристаллических решеток

© Ю.А. Бойков, Т. Клаесон*, В.А. Данилов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Чалмерский технический университет,
S-41296 Гётеборг, Швеция

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

(Поступила в Редакцию 28 января 2005 г.)

Исследованы структура, электро- и магнетосопротивление гетероэпитаксиальных пленок (120 nm) $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$, практически недеформированных подложкой. Резкий максимум отрицательного магнетосопротивления $\text{MR} \approx 27\%$ ($\mu_0 H = 4 \text{ T}$) наблюдается при $T \approx 360 \text{ K}$. MR монотонно уменьшалось с температурой, но и при 150 K превышало 2%. При $T < 250 \text{ K}$ температурная зависимость электросопротивления ρ пленок $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ хорошо аппроксимировалась соотношением $\rho = \rho_0 + \rho_1(H)T^{2.3}$, где $\rho_0 = 1.1 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$, $\rho_1(H=0) = 1.8 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm/K}^{2.3}$, а $\rho_1(\mu_0 H = 4 \text{ T})/\rho_1(H=0) \approx 0.96$. Определена температурная зависимость параметра γ , характеризующего интенсивность подавления магнитным полем ($\mu_0 H = 5 \text{ T}$) электросопротивления ферромагнитной фазы пленок $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$.

Исследования проводились в рамках научного сотрудничества между Российской и Шведской королевской академиями наук. Финансовая поддержка работы частично получена в рамках проекта 9Б19 программы Президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“ и проекта № 04-02-16212-а Российского фонда фундаментальных исследований.

1. Введение

Перовскитоподобные манганиты $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ca})_x\text{MnO}_3$ перспективны для использования в магнеторезистивных сенсорах [1], ячейках памяти [2], активных (пассивных) элементах интенсивно развивающейся в последние годы спинтроники [3,4].

Характерной особенностью манганитов является сильная взаимозависимость между спиновым, зарядовым и орбитальным взаимодействиями. Это позволяет оптимизировать (перенастраивать) их электронные параметры, изменяя уровень допирования (величина x в химической формуле), прикладывая магнитное поле, варьируя структуру, тип и величину упругих искажений элементарной ячейки.

Для практического использования пленок $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ca})_x\text{MnO}_3$, так же как и для установления фундаментальных механизмов, определяющих их электро- и магнетотранспортные свойства, нужны тонкие, однородные по толщине, составу и температуре Кюри T_{Curie} эпитаксиальные слои. Однако и при $T < T_{\text{Curie}}$ даже в однородных по составу манганитных пленках наряду с ферромагнитными доменами присутствуют включения различных (парамагнитных, антиферромагнитных и др.) фаз. Причем разброс в значениях T_{Curie} в объеме слоя $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ca})_x\text{MnO}_3$ у свободной поверхности и вблизи границы с подложкой может составлять несколько десятков градусов [5]. Степень влияния включений неферромагнитной фазы на электронный транспорт в манганитной пленке зависит от их концентрации, размеров и пространственной ориентации, которые

изменяются с температурой и напряженностью магнитного поля [6]. Это существенно осложняет получение достоверной информации об электронных параметрах ферромагнитной фазы в манганитном слое.

В настоящей работе исследована зависимость электросопротивления ρ пленок $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LSMO) толщиной $d = 120 \text{ nm}$ от температуры и напряженности магнитного поля. Чтобы уменьшить влияние неоднородных механических напряжений на электронный транспорт, манганитные пленки были выращены на подложках из перовскитоподобного оксида с незначительным рассогласованием в параметрах кристаллических решеток.

2. Эксперимент

Пленки (120 nm) LSMO были выращены на поверхности подложек $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}+(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}$ (LSATO) методом лазерного испарения (KrF , $\lambda = 248 \text{ nm}$, $\tau = 30 \text{ ns}$). Температура подложки в процессе испарения исходной керамической мишени LSMO составляла 790°C , а давление кислорода в ростовой камере поддерживалось на уровне 0.3 mbar. Технологические условия формирования манганитных пленок описаны в [7].

Структура пленок LSMO исследовалась с использованием рентгеновской дифракции (Philips X'pert MRD, $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканы, кривые качания). Дифрактограммы $\omega/2\theta$ были получены в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, нормальной к (001) или (101) LSATO. Морфология поверхности манганитных пленок изучалась с помощью микроскопа атомных сил AFM (NanoScope-IIIa).

Сопротивление R выращенных пленок измерялось в конфигурации van der Pauw в магнитном поле и без него. Вектор магнитной индукции ($\mu_0 H = 0-5$ Т) был параллелен плоскости подложки, но ортогонален направлению измерительного тока. Четыре серебряных электрода, расположенных на углах квадрата, термически напылялись на свободную поверхность манганитной пленки через металлическую маску. Электросопротивление ρ пленок рассчитывалось с помощью соотношения $\rho = \pi d R / \ln 2$ [8].

3. Полученные результаты и их обсуждение

Механические напряжения оказывают существенное влияние на процесс зародышеобразования пленок многокомпонентных перовскитоподобных оксидов, в частности на стехиометрию стабильных зародышей конденсируемой фазы. Ранее [6] нами было показано, что с увеличением рассогласования в параметрах кристаллических решеток подложки и осаждаемой манганитной пленки усиливается отклонение состава последней от состава исходной мишени. Параметр псевдокубической элементарной ячейки LSATO ($a_1 = 3.868 \text{ \AA}$ [9]) хорошо согласуется с параметром ромбоэдрической элементарной ячейки LSMO ($a_2 = 3.876 \text{ \AA}$, $\alpha = 90.46^\circ$ [10]). Малое рассогласование в параметрах кристаллических решеток и близкие значения температурных коэффициентов линейного расширения [9,10] определили выбор

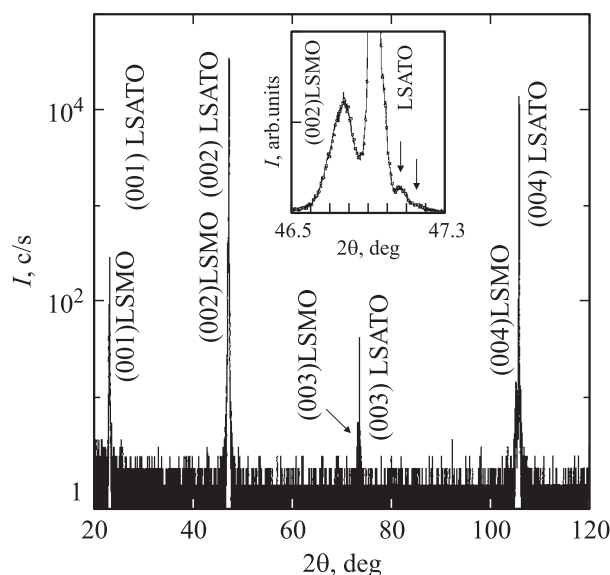


Рис. 1. Дифрактограмма ($\omega/2\theta$, $\text{CuK}\alpha_1$) для пленки (120 nm) LSMO/LSATO. Плоскость, включающая падающий и отраженный рентгеновские пучки, перпендикулярна плоскости подложки. На вставке — фрагмент той же рентгенограммы в окрестности пика (002) LSMO. (002)-пик манганитной пленки и более интенсивный пик от подложки четко разрешаются. Стрелками на вставке показаны сателлитные пики Лауэ от манганитной пленки.

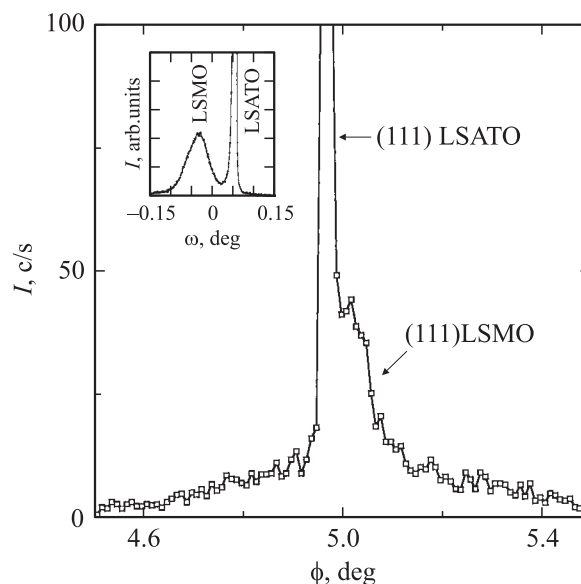


Рис. 2. Фрагмент рентгеновского ϕ -скана для рефлексов (111) от подложки LSATO и манганитной пленки (120 nm) LSMO, выращенной на ее поверхности. Пик от манганитной пленки искажен, с обеих сторон от относительно узкой средней части пика присутствуют „хвосты“ шириной порядка 0.4° . На вставке — кривые качания ($\omega - 2\theta$) для рентгеновских пиков (002) от манганитной пленки и подложки.

полированных пластин (001) LSATO размером 5×5 mm в качестве подложек для пленок LSMO.

3.1. Структура пленок LSMO. Рентгеновское исследование выращенных пленок LSMO не выявило присутствия в их объеме макровключений вторичных фаз. На измеренных дифрактограммах $\omega/2\theta$ присутствовали только пики от подложки и манганитной пленки (рис. 1). При $2\theta > 40^\circ$ рентгеновские пики от подложки и пленки LSMO четко разрешались (см. вставку на рис. 1). Наличие на полученных дифрактограммах сателлитных пиков Лауэ (отмечены стрелками на вставке) указывает на однородность полученных пленок по толщине d . Данные по ширине сателлитных пиков использовались для контроля за величиной d .

На измеренных ϕ -сканах для рефлексов $\{111\}$ LSMO/LSATO имелось четыре эквидистантно (через каждые 90°) расположенных пика. Вследствие малого различия в параметрах кристаллических решеток манганитной пленки и подложки пики от последней на рентгеновском ϕ -скане перекрывались с соответствующими пиками от слоя LSMO (рис. 2).

Ширина пиков от подложки, измеренная на половине высоты (FWHM $\approx 0.01^\circ$), совпадала с инструментальным пределом разрешения по углу ϕ . Пики от манганитной пленки имели существенные искажения и в несколько раз большую ширину по сравнению с пиками от подложки. К относительно узкой (FWHM $\approx 0.08^\circ$) основной части пика от слоя LSMO с обеих сторон примыкали два „хвоста“ с угловой шириной примерно 0.4° каждый (рис. 2). Пик от манганитной пленки на

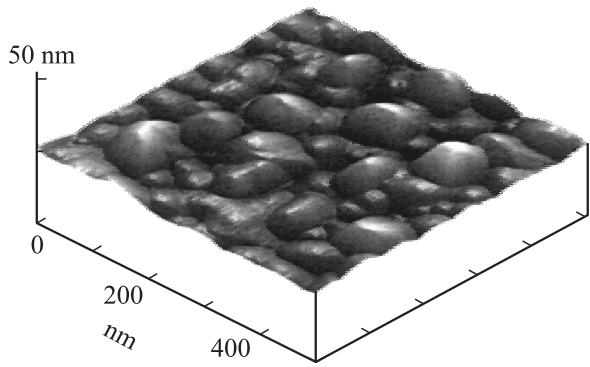


Рис. 3. Снимок свободной поверхности пленки (120 nm) LSMO/LSATO. Изображение получено с использованием микроскопа атомных сил. Малоугловые границы между кристаллическими зернами в манганитной пленке декорированы характерными углублениями на ее свободной поверхности.

рентгеновском ϕ -скане был сдвинут примерно на 0.06° относительно соответствующего пика от подложки. Отчасти это может быть обусловлено ромбоэдрическим искажением элементарной ячейки LSMO.

Кривая качания ($\omega - 2\theta$) для рентгеновского рефлекса (002) от пленки (120 nm) LSMO/LSATO приведена на вставке к рис. 2. Ширина кривой качания, измеренная на половине высоты ($\sim 0.07^\circ$), хорошо согласуется с данными, полученными для высококачественных, термообработанных при высокой температуре в атмосфере кислорода эпитаксиальных манганитных пленок [11]. Приведенное значение, однако, примерно на порядок величины превышает ширину кривой качания ($\sim 0.006^\circ$, показана на той же вставке) для рефлекса (002) от подложки. Увеличение ширины кривой качания для манганитной пленки по сравнению с соответствующей шириной для монокристаллической подложки обусловлено относительно высокой плотностью дефектов структуры в ее объеме.

Из полученных рентгеновских данных следует, что выращенные манганитные пленки были преимущественно ориентированы как относительно нормали к плоскости подложки, так и азимутально, причем $(001)[010]_{\text{LSMO}} \parallel (001)[010]_{\text{LSATO}}$. Значения 2θ для пиков (303) и (004) на измеренных рентгеновских $\omega/2\theta$ -сканах были использованы для определения параметров элементарной ячейки в пленке LSMO в плоскости подложки ($a_{\parallel} = 3.873 \pm 0.005 \text{ \AA}$) и вдоль нормали к ее поверхности ($a_{\perp} = 3.884 \pm 0.005 \text{ \AA}$). Параметр a_{\perp} в манганитной пленке был чуть больше параметра a_{\parallel} , который практически совпадал с измеренным параметром решетки для подложки $a = 3.869 \pm 0.003 \text{ \AA}$. Таким образом, исследованные пленки LSMO были выращены когерентно на поверхности подложки и находились под действием незначительных двусосных сжимающих механических напряжений.

Выращенные слои (120 nm) LSMO состояли из зерен с латеральным размером 30–80 nm (рис. 3). Относительная азимутальная разориентация кристаллических зерен

в пленке LSMO в среднем составляла порядка 0.1° , однако в объеме пленки присутствовали и зерна, величина разориентации для которых в 2–4 раза превышала указанное значение. Основной причиной азимутальной разориентации зерен в манганитной пленке является рассогласование в параметрах кристаллических решеток LSATO и LSMO. Межзеренные границы в манганитной пленке были четко декорированы углублениями на свободной поверхности (рис. 3).

3.2. Реакция электросопротивления на магнитное поле при различных температурах. Температурные зависимости электросопротивления ρ , измеренные в процессе охлаждения пленки (120 nm) LSMO/LSATO при $\mu_0 H = 0$ (кривая 1) и 4 Т (кривая 2), приведены на рис. 4. Резкое падение $\rho(H = 0)$ с понижением температуры началось при $T \approx T_{\text{Curie}}$ (для кристаллов LSMO $T_{\text{Curie}} = 378 \text{ K}$ [12]). При $T < T_{\text{Curie}}$ уменьшение электросопротивления пленки с температурой обусловлено увеличением концентрации ферромагнитных доменов в ее объеме. Разрастание доменов с четкой преимущественной пространственной ориентацией спинов приводит к формированию в слое LSMO высокопроводящих ферромагнитных „каналов протекания“. Магнитное поле способствует увеличению температуры ферромагнитного упорядочения спинов в манганитной пленке и подавляет пространственную разориентацию спинов на ионах марганца. Это является причиной наблюдавшегося уменьшения ρ выращенных пленок в магнитном поле и сдвига максимума на кривой $\rho(T, H)$ в сторону высоких температур относительно соответствующего максимума на зависимости, измеренной при $H = 0$.

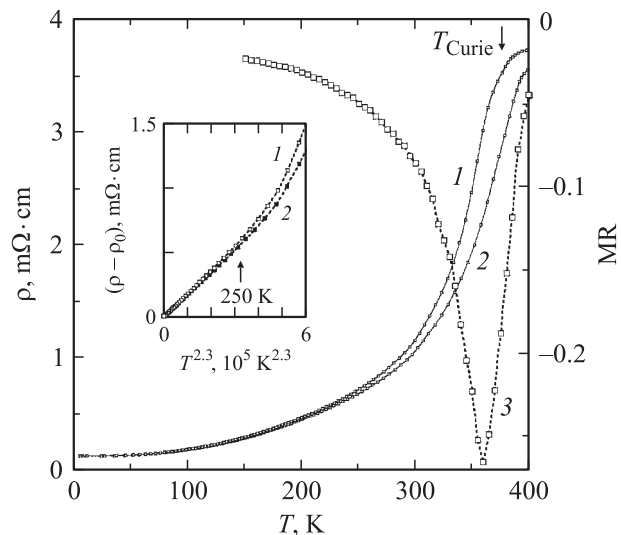


Рис. 4. Температурные зависимости электросопротивления ρ (1,2) и магнетосопротивления MR (3) пленки (120 nm) LSMO/LSATO. $\mu_0 H, T$: 1 — 0, 2, 3 — 4. Температура Кюри для объемных кристаллов LSMO [12] показана стрелкой. На вставке — фрагмент зависимости $(\rho - \rho_0)$ от $T^{2.3}$ для той же пленки при $\mu_0 H = 0$ (1) и 4 Т (2), $\rho_0 \equiv \rho(H = 0, T = 4.2 \text{ K}) = 1.1 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$.

Полученные на основании температурной зависимости магнитной восприимчивости эпитаксиальных пленок LSMO данные [12] свидетельствуют о том, что при $T < 0.5T_{\text{Curie}}$ ферромагнитные домены занимают основной объем манганитного слоя. В литературе имеются многочисленные теоретические работы, посвященные электронному транспорту в манганитах [13]. В соответствии с имеющимися теоретическими моделями [14,15] процесс релаксации электронов в $3d$ -ферромагнитных металлах определяется их взаимодействием с фононами, спиновыми волнами и электрон-электронным взаимодействием. Когда доминирует электрон-электронное и электрон-магнитное рассеяние, электросопротивление ферромагнитных металлов должно квадратично зависеть от температуры. В [16,17] электросопротивление манганитных пленок при $T \ll T_{\text{Curie}}$ следовало соотношению $\rho \sim T^n$, где $n = 2-2.5$. В качестве основных механизмов релаксации носителей заряда в указанных работах были отмечены электрон-электронное, электрон-фононное и электрон-магнитное взаимодействия.

На вставке к рис. 4 электропроводность пленки (120 nm) LSMO/LSATO показана в зависимости от $T^{2.3}$. При $T < 250$ K температурная зависимость электросопротивления выращенных манганитных слоев хорошо аппроксимировалась соотношением

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(H)T^{2.3}, \quad (1)$$

где

$$\rho_0 \equiv \rho(H = 0, T = 4.2 \text{ K}) = 1.1 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm},$$

$$\rho_1(H = 0) = 1.8 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm/K}^{2.3},$$

а

$$\rho_1(\mu_0 H = 4 \text{ T})/\rho_1(H = 0) \approx 0.96.$$

В [16,17] коэффициент ρ_1 примерно линейно убывал с увеличением H .

Зависимости $\rho(H)$, измеренные при $T \ll T_{\text{Curie}}$, позволяют получить информацию о вкладе электрон-магнитного взаимодействия в процесс релаксации носителей заряда в манганитных пленках. Кривые $\rho(H)$, измеренные для пленок (120 nm) LSMO/LSATO при различных температурах в интервале 4.2–250 K, представлены на рис. 5. При $T < 100$ K электросопротивление манганитной пленки следовало соотношению

$$\rho(H) = \rho(H = 0)(1 - \gamma\mu_0 H), \quad (2)$$

причем коэффициент γ практически не зависел от H и величины измерительного тока, пропускаемого через образец. При $T > 100$ K заметный вклад в электросопротивление пленок LSMO могут вносить прослойки фаз с пониженной температурой Кюри. Такие прослойки формируются, как правило, в области межкуристаллитных границ вследствие нарушения стехиометрии и неоднородных механических напряжений. Как следует из данных, представленных на рис. 5, отрицательный наклон касательной к зависимости $\rho(H, 250 \text{ K})$ при

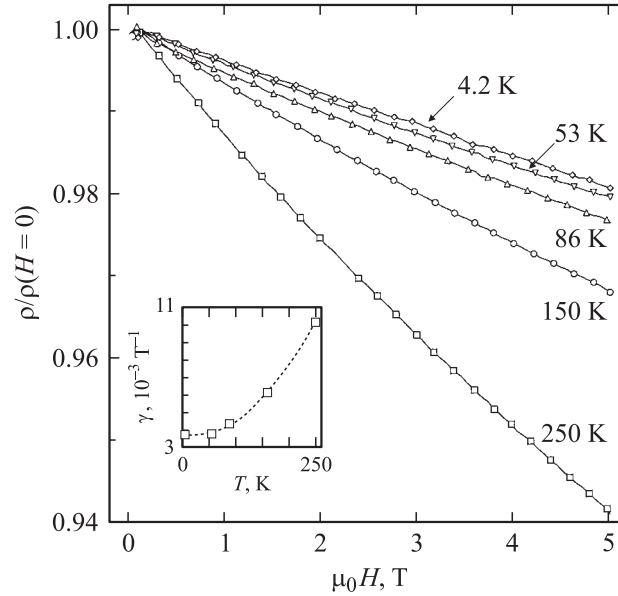


Рис. 5. Зависимости отношения $\rho/\rho(H = 0)$ для пленки (120 nm) LSMO/LSATO от $\mu_0 H$ при различных температурах. На вставке — температурная зависимость параметра γ . Пунктиром показана кривая $\gamma(T)$, полученная с помощью соотношения (3).

$\mu_0 H < 2$ T больше, чем наклон касательной к указанной кривой при $\mu_0 H > 3$ T. Магнитное поле способствует трансформации прослоек неферромагнитных фаз в ферромагнитные и уменьшает разориентацию спинов на ионах марганца в области межкуристаллитных границ. Поэтому наклон касательной к зависимости $\rho(H, 250 \text{ K})$ при $\mu_0 H > 3$ T в большей степени отражает изменение параметров ферромагнитной фазы в магнитном поле, чем наклон при $\mu_0 H < 2$ T. Значения коэффициента γ для пленок (120 nm) LSMO/LSATO при различных температурах рассчитывались с помощью соотношения $\gamma = \rho(H = 0)^{-1} d\rho/d(\mu_0 H)$, причем величина $d\rho/d(\mu_0 H)$ определялась при $\mu_0 H = 4-5$ T. Следует отметить, что при $T < 250$ K значения $d\rho/d(\mu_0 H)$ для пленок (120 nm) LSMO/LSATO многократно превышают соответствующие данные для пленок $3d$ -ферромагнитных металлов. При $T \approx 150$ K производная $d\rho/d(\mu_0 H)$ для исследованных манганитных пленок имела значение порядка $2\mu_0 \Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{T}^{-1}$, что примерно на три порядка величины больше значения для железа [15]. Как следует из данных, представленных на вставке к рис. 5, коэффициент γ для пленок (120 nm) LSMO/LSATO существенно возрастал с повышением температуры. Изменение γ с температурой хорошо описывалось соотношением

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 T + \gamma_2 T^2, \quad (3)$$

где $\gamma_0 = 3.8 \cdot 10^{-3}$, $\gamma_1 = -3.4 \cdot 10^{-6}$ и $\gamma_2 = 1.2 \cdot 10^{-7}$. Кривая $\gamma(T)$, полученная с помощью соотношения (3), показана пунктиром на вставке к рис. 5. В интервале температур 4.2–250 K вклад второго члена в правой части соотношения (3) не превышала 10%.

В [18] параметр γ был использован для получения информации о вкладе электрон-магнонного рассеяния в электросопротивление тонких пленок Fe, Co и Ni и влияния магнитного поля на затухание спиновых волн при $T/T_{\text{Curie}} < 0.6$. Характер зависимости параметра γ от температуры для пленок ферромагнитных металлов хорошо согласуется с данными, представленными на вставке к рис. 5. Однако с понижением температуры при $T < 0.1T_{\text{Curie}}$ параметр γ для пленок (120 nm) LSMO/LSATO не стремился к нулю, как это имело место в случае тонких слоев ферромагнитных металлов [18], а оставался практически постоянным. Данный факт может быть обусловлен тем обстоятельством, что при исследовании пленок ферромагнитных металлов использовалось магнитное поле с напряженностью, примерно на порядок величины большей, чем в настоящей работе. При температурах, близких к $0.1T_{\text{Curie}}$, магнитное поле в несколько десятков тесла эффективно вымораживает электрон-магнонное рассеяние в ферромагнитных металлах [15].

Согласно [15,18], электрон-магнонное рассеяние в 3d-ферромагнитных металлах сопровождается разворотом электронного спина на 180° . В случае перовскитоподобных манганитов такой разворот спина требует существенно большей энергии, чем в указанных металлах. Зона проводимости в манганитах расщеплена на две подзоны, каждая из которых соответствует электронам с определенным направлением спина („вверх“ или „вниз“) [19]. Поскольку энергия Хунда в манганитах $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ca})_x\text{MnO}_3$ существенно больше энергетической ширины подзон, между ними имеется зазор порядка 1 eV [20]. Уровень Ферми располагается в нижней из подзон, поэтому электроны в манганитах в отличие от электронов в 3d-ферромагнитных металлах практически полностью поляризованы. Особенности электрон-магнонного рассеяния в манганитных пленках требуют дальнейшей теоретической и экспериментальной детализации.

Для гетероэпитаксиальных пленок $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ca})_x\text{MnO}_3$ характерна существенная анизотропия магнетосопротивления, намагниченности и т. д. Вектор спонтанной намагниченности в пленке $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ca})_x\text{MnO}_3$, механически напряженной подложкой, направлен перпендикулярно плоскости подложки в случае двухосного сжатия, но параллелен плоскости подложки в условиях двухосного растяжения. Выращенные в данной работе пленки находились под действием слабых сжимающих в плоскости подложки механических напряжений. С учетом влияния поля размагничивания [21] вектор спонтанной намагниченности в выращенных пленках (120 nm) LSMO/LSATO должен быть параллелен плоскости подложки и направлению [100]LSATO [22] (в [23] в качестве преимущественного направления спонтанной намагниченности указано направление [110]). При температурах ниже 100 K на зависимостях $\rho(H)$ наблюдались гистерезис и дополнительный относительный минимум при значениях μ_0H , близких к нулю (см. вставку на рис. 6).

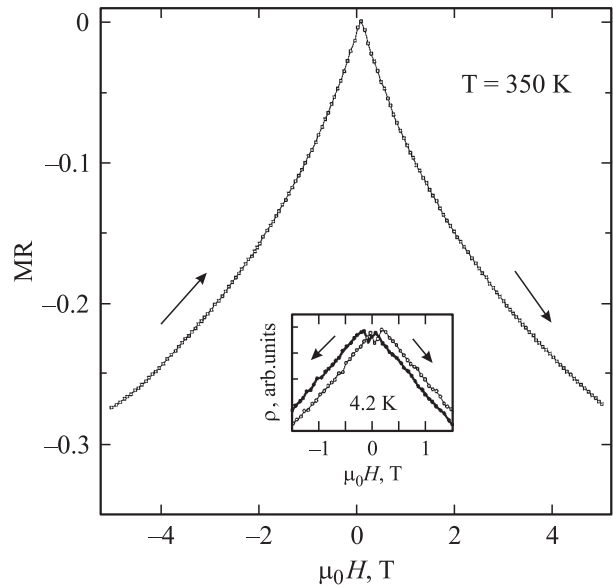


Рис. 6. Зависимость магнетосопротивления MR от магнитного поля для пленки (120 nm) LSMO/LSATO при $T = 350$ K. На вставке — фрагмент зависимости $\rho(H, T = 4.2$ K), полученной при изменении μ_0H от +5 до -5 T и обратно.

Это является одним из проявлений анизотропии электронных и магнитных свойств выращенных манганитных пленок. Анизотропия магнитных параметров оказывает существенное влияние на магнетосопротивление механически напряженных манганитных пленок даже в относительно слабом магнитном поле ($\mu_0H < 0.5$ T) [24].

Максимум отрицательного магнетосопротивления $\text{MR} = [\rho(\mu_0H = 4 \text{ T}) - \rho(\mu_0H = 0)] / \rho(\mu_0H = 0) = -0.27$ пленок (120 nm) LSMO/LSATO наблюдался при $T_M \approx 360$ K (рис. 4).

Практически при той же температуре наблюдался максимум на зависимости $\text{MR}(T)$ для термообработанных в атмосфере кислорода при высокой температуре пленок LSMO, исследованных в [12]. Резкое падение MR с увеличением температуры при $T > T_M$ указывает на незначительную дисперсию в значениях T_{Curie} для кристаллических зерен, составляющих пленку LSMO. Уменьшение MR с понижением температуры при $250 \text{ K} < T < T_M$ обусловлено в основном снижением концентрации включений неферромагнитной фазы в объеме манганитной пленки и уменьшением относительной пространственной разориентации спинов в ферромагнитных доменах. Зависимость $\text{MR}(H)$ для пленки (120 nm) LSMO/LSATO, измеренная при температуре на 10 K ниже T_M , показана на рис. 6. Приведенная зависимость воспроизводилась практически без гистерезиса при многократном изменении μ_0H от -5 до +5 T и обратно. Абсолютные значения производной $d(\text{MR})/dH$ уменьшались с увеличением H , но и при $\mu_0H \approx 5$ T зависимость магнетосопротивления от напряженности магнитного поля не становилась линейной.

В заключение отметим, что температурные зависимости электросопротивления механически слабо напряженных подложкой, но преимущественно ориентированных азимутально и относительно нормали к ее поверхности пленок (120 nm) LSMO, измеренные в магнитном поле ($\mu_0 H$ до 5 Т) и без него, хорошо согласуются с соответствующими данными для объемных кристаллов. Максимальные значения отрицательного магнетосопротивления были получены при температурах примерно на 15 К ниже T_{Curie} для стехиометрических объемных образцов. При низких ($T < 100$ К) температурах уменьшение ρ выращенных манганитных пленок в магнитном поле в значительной степени обусловлено снижением интенсивности электрон-магнетонного взаимодействия вследствие затухания спиновых волн.

Список литературы

- [1] M. Pannetier, C. Fermon, G. de Goff, J. Simola, E. Kerr. *Science* **304**, 5677, 1646 (2004).
- [2] 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. Trouiloud, R.A. Wanner, W.G. Gallagher. *J. Appl. Phys.* **85**, 8, 5828 (1999).
- [3] Z.W. Dong, R. Ramesh, T. Venkatesan, M. Johnson, Z.Y. Chen, S.P. Pai, V. Talyansky, R.P. Sharma, R. Shreekala, C.J. Lobb, R.L. Greene. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 12, 1718 (1997).
- [4] M. Bowen, M. Bibes, A. Barthelemy, J.-P. Contour, A. Anane, Y. Lemaitre, A. Fert. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2, 233 (2003).
- [5] V. Garcia, M. Bides, A. Barthelemy, M. Bowen, E. Jacquet, J.-P. Contour, A. Fert. *Phys. Rev. B* **69**, 5, 052403 (2004).
- [6] Yu.A. Boikov, R. Gunnarsson, T. Claeson. *J. Appl. Phys.* **96**, 1, 435 (2004).
- [7] Ю.А. Бойков, Т. Клаесон. *ФТТ* **47**, 2, 274 (2005).
- [8] T.I. Kamins. *J. Appl. Phys.* **42**, 9, 4357 (1971).
- [9] Yu.A. Boikov, T. Claeson. *Physica B (Amsterdam)* **311**, 3–4, 250 (2002).
- [10] M.C. Martin, G. Shirane, Y. Endoh, K. Hirota, Y. Moritomo, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **53**, 21, 14285 (1996).
- [11] Ю.А. Бойков, Т. Клаесон, А.Ю. Бойков. *ЖТФ* **71**, 10, 54 (2001).
- [12] G.J. Snyder, R. Hiskes, S. DiCarolis, M.R. Beasley, T.H. Geballe. *Phys. Rev. B* **53**, 21, 14434 (1996).
- [13] K. Kubo, N. Ohata. *J. Phys. Soc. Jpn.* **33**, 1, 21 (1972).
- [14] D.A. Goodings. *Phys. Rev.* **132**, 2, 542 (1963).
- [15] B. Raquet, M. Virtet, J.M. Broto, E. Sondergard, O. Cespedes, R. Mamy. *J. Appl. Phys.* **91**, 10, 8129 (2002).
- [16] P. Schiffer, A.P. Ramirez, W. Bao, S.-W. Cheong. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 18, 3336 (1995).
- [17] J.M. de Teresa, M.R. Ibarra, J. Blasco, J. Garcia, C. Marquina, P.A. Algarabel, Z. Arnold, K. Kamenev, C. Ritter, R. von Helmlolt. *Phys. Rev. B* **54**, 2, 1187 (1996).
- [18] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, R. Mamy. *Phys. Rev. B* **66**, 2, 024433 (2002).
- [19] Y. Tokura. In: *Colossal Magnetoresistive Oxides* / Ed. Y. Tokura. Cordon and Breach Science Publ., Amsterdam, The Netherlands (2000). P. 22.
- [20] H.Y. Hwang, S.-W. Cheong, N.P. Ong, B. Batlogg. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 10, 2041 (1996).
- [21] E. Dan Dahlberg, K. Riggs, G.A. Prinz. *J. Appl. Phys.* **63**, 8, 4270 (1988).
- [22] Y.-A. Soh, G. Aeppli, C.-Y. Kim, N.D. Mathur, M.G. Blamire. *J. Appl. Phys.* **93**, 10, 8322. (2003).
- [23] K. Steenbeck, R. Hiergeist. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 12, 1778 (1999).
- [24] H.S. Wang, E. Wertz, Y.F. Hu, Q. Li. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 6749 (2000).