

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ МАНГАНИТ/РУТЕНАТ С ПРОСЛОЙКОЙ ИЗ LaMnO_3

А. М. Петржиж^{a*}, Г. А. Овсянников^{a,b}, А. В. Шадрин^{a,b}, Ю. Н. Хайдуков^c, Л. Мустафа^c

^a *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

^b *Chalmers University of Technology, Department of Microtechnology and Nanoscience
S-41296, Gothenburg, Sweden*

^c *Max-Planck Institute for Solid State Research
70569, Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 8 апреля 2014 г.

Методом лазерной абляции при высокой температуре изготовлены эпитаксиальные гетероструктуры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{LaMnO}_3/\text{SrRuO}_3$ (LSMO/LMO/SRO) на подложке NdGaO_3 с прослойкой из LMO толщиной 0–35 нм. Рентгеноструктурные исследования и данные, полученные с помощью просвечивающего электронного микроскопа, показали резкие границы разделов и эпитаксиальный рост слоев LSMO и SRO в исследуемых гетероструктурах при толщине LMO от 0 до 35 нм. СКВИД-измерения магнитного момента гетероструктур с LMO-прослойкой, а также данные, полученные с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов, показали, что прослойка манганита LMO является ферромагнетиком при температуре ниже 150 К и сильно влияет на магнитный момент гетероструктуры при низких температурах. Величина магнитосопротивления мезоструктуры, созданной из гетероструктуры с помощью литографии и ионного травления, уменьшается с увеличением толщины прослойки LMO и при этом практически не зависит от направления приложенного внешнего магнитного поля. В отсутствие LMO-прослойки наблюдается отрицательное магнитосопротивление, которое, вероятно, вызвано отрицательной намагниченностью SRO-слоя.

DOI: 10.7868/S0044451014100198

1. ВВЕДЕНИЕ

Туннельные переходы, состоящие из двух ферромагнитных электродов, разделенных между собой слоем изолятора, интересны возможностью создания неравновесной спиновой поляризации носителей, а также практическим применением в энергонезависимой магнитной памяти [1]. Большое туннельное магнитосопротивление (TMR), необходимое для практического использования таких структур, возникает в том случае, когда слабое внешнее магнитное поле изменяет направление намагниченности одного или обоих ферромагнитных электродов. Используя модель Джульера (Julliere) [2], выражение для магнитосопротивления туннельного пере-

хода из двух ферромагнетиков, вызванное переносом спин-поляризованных носителей, можно представить в следующем виде [3, 4]:

$$G_{sp} = G_{sp}^0 [1 + P_1 P_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)]. \quad (1)$$

Здесь G_{sp}^0 — проводимость поляризованных спинов, P_1 и P_2 — поляризация спинов, а углы β_1 и β_2 определяют направления намагниченностей в ферромагнетиках. В предельных случаях антиферромагнитного (антипараллельного) и ферромагнитного (параллельного) направлений намагниченностей TMR определяется поляризацией носителей двух ферромагнетиков:

$$\text{TMR} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}. \quad (2)$$

Здесь R_{AP} и R_P — сопротивление туннельного перехода соответственно при антипараллельном и па-

*E-mail: petrzhik@hitech.cplire.ru

раллельном упорядочении. Когда направление спиновой поляризации двух электродов противоположно друг другу, R_P становится больше, чем R_{AP} , и TMR соответствует отрицательной намагниченности одного из электродов.

В ряде работ [5, 6] экспериментально показано, что в туннельных переходах на основе эпитаксиальных пленок из SrRuO_3 наблюдается TMR, которое соответствует отрицательной магнитной поляризации SrRuO_3 порядка 10 %. При этом расчетные величины превышают экспериментальные и находятся на уровне -60% [5–7]. В работах [5, 6] в качестве туннельной прослойки использовался слой SrTiO_3 . Такое различие между наблюдаемой и теоретически предсказанной поляризациями SrRuO_3 может быть связано с деградацией свойств ферромагнетика вблизи границы с диэлектриком, что вызывает возникновение «мертвого» (немагнитного) слоя на границе [8, 9]. В работе [8] теоретически показано, что замена прослойки SrTiO_3 на LaMnO_3 в магнитных туннельных структурах из оксидных материалов существенно увеличивает магнитосопротивление из-за лучшего кристаллографического и магнитного (отсутствие мертвого слоя на границе) согласования между слоями. Отметим, что в теоретических расчетах предполагалось, что LMO является антиферромагнитным диэлектриком.

В настоящей работе приведены результаты рентгеновских, магнитных и магнитотранспортных измерений гетероструктур из двух ферромагнитных эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и SrRuO_3 (далее соответственно LSMO и SRO), разделенных тонким слоем недопированного манганита LaMnO_3 (LMO). Температура Кюри монокристалла SRO $T_{CU} = 163$ К [10, 11], а LSMO — 364 К [9, 12]. Предыдущие наши работы показали, что автономные эпитаксиальные пленки LMO, выращенные идентичной рассматриваемым гетероструктурам методикой лазерной абляции непосредственно на подложках NGO, имеют диэлектрический ход зависимости проводимости от температуры [13] и показывают сопротивления более 100 Ом·см при $T < 100$ К и порядка 0.1 Ом·см при комнатной температуре. Ниже $T_{CU} \approx 150$ К пленки находятся в ферромагнитной фазе, что было измерено методикой ФМР [13, 14].

В качестве подводящих электродов для транспортных измерений мезоструктур, изготовленных из гетероструктур путем литографии и ионного травления, использовалась двуслойная пленка Nb/Au, которая обеспечивала низкоомный контакт к LSMO и SRO. При гелиевых температурах пленка Nb находится в сверхпроводящем состоянии

и не дает вклада в сопротивление гетероструктуры, вкладом Au можно также пренебречь за счет использования 4-точечного метода измерения сопротивления, исключающего сопротивление подводящих электродов. В пленке LSMO намагниченность, как правило, лежит в плоскости подложки, а в SRO она направлена под углом к ней [9, 11]. У LSMO и SRO магнитные поля насыщения H_S различаются почти на два порядка [10–12]. При слабых внешних полях порядка 200 Э, приложенных в плоскости подложки, следует ожидать перемагничивания LSMO-пленки, для перемагничивания SRO-пленки эти поля недостаточны. Высокое значение коэрцитивной силы SRO позволяет создавать магнитные туннельные переходы без использования дополнительного антиферромагнитного слоя для «закрепления» направления намагниченности ферромагнитного слоя, намагниченность которого не должна изменяться под действием магнитного поля. Исследования сверхрешеток LSMO/SRO с помощью аномального эффекта Холла показали наличие на границе раздела LSMO/SRO антиферромагнитно-упорядоченного дырочного газа [15, 16]. Также на сильную связь LSMO- и SRO-пленок указывает сдвиг петли гистерезиса двуслойной структуры LSMO/SRO, возникающий при приложении внешнего магнитного поля (exchange bias). Направление сдвига соответствует антиферромагнитной обменной связи между LSMO и SRO [17]. При температурах выше температуры Кюри SRO-пленки эффект отсутствует.

Целью работы является выяснение влияния прослойки LMO с толщиной от 0 до 35 нм на магнитотранспортные и магнитные свойства гетероструктуры LSMO/LMO/SRO.

2. ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Тонкие пленки (LMO, LSMO и SRO) были изготовлены методом лазерной абляции при температуре 700–800 °С на подложке NdGaO_3 (NGO) (110). Гетероструктуры общей толщиной $d_M \sim 100$ нм выращивались на подложке 5×5 мм² в вакуумной камере при давлении 0.3 мБар, а после охлаждения в атмосфере кислорода до комнатной температуры закрывались тонким (20–30 нм) слоем золота (Au). Мезоструктуры квадратной формы размерами от 10×10 до 50×50 мкм² изготавливались из гетероструктур с помощью фотолитографии и ионно-лучевого травления при малых ускоряющих напряжениях (100–300 В). Мезоструктуры микрон-

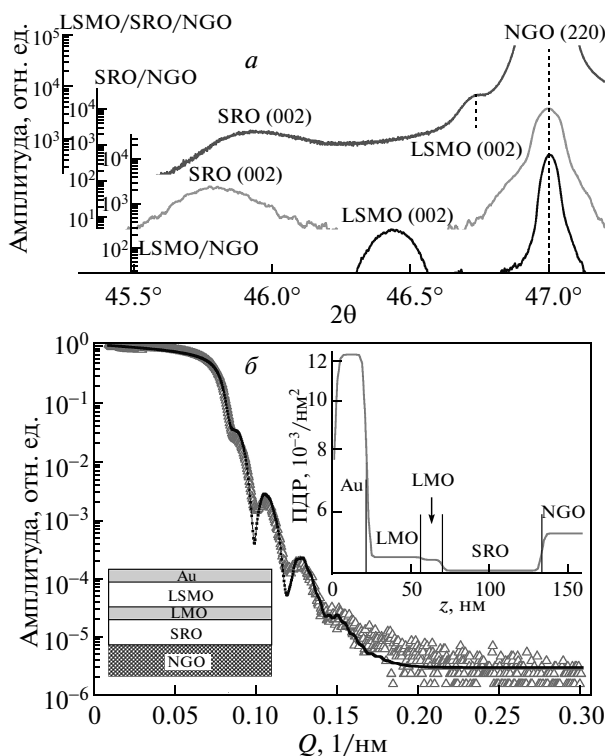


Рис. 1. а) Рентгеновские дифрактограммы в режиме брэгговского отражения, снятые на гетероструктуре LSMO/SRO и на автономных SRO- и LSMO-пленках, выращенных на подложке NGO (110). б) Зависимость кривых малоуглового рентгеновского отражения для гетероструктуры LSMO/LMO/SRO с прослойкой из LMO толщиной 13 нм от вектора рассеяния Q . Треугольники — эксперимент, точки — расчет, предполагающий соотношение толщины измеряемой гетероструктуры Au/LSMO/LMO/SRO соответственно 21 нм/36 нм/13 нм/64 нм. Определенные из теоретической аппроксимации значения толщины хорошо согласуются с калибровками скорости роста слоев на установке лазерного напыления. На вставке показан профиль плотности длины рассеяния (ПДР) в зависимости от глубины погружения в образец

ных размеров соединялись с контактными площадками миллиметровых размеров с помощью пленки из Nb/Au. Преимущественное протекание тока в мезоструктуре по направлению нормали к плоскости подложки обеспечивалось изоляцией боковых граней мезоструктуры с помощью слоя SiO₂.

Эпитаксиальный рост гетероструктур подтверждается рентгеновскими дифрактограммами и измерениями на просвечивающем электронном

микроскопе. На рис. 1а показано семейство рентгеновских дифрактограмм для гетероструктуры LSMO/SRO, автономной пленки SRO и автономной пленки LSMO, напыленных на подложки из NGO (110). На рис. 1 видно, что в гетероструктуре наблюдается уменьшение параметра решетки LSMO вдоль нормали к подложке a_{\perp} , что вызвано растяжением кристаллической решетки LSMO в плоскости подложки a_{\parallel} . Растяжение a_{\parallel} предположительно вызвано ростом LSMO-слоя на SRO.

Структурные свойства слоев и границ раздела были исследованы методами рентгеновской и нейтронной рефлектометрии. Суть метода состоит в измерении коэффициентов зеркального отражения рентгеновского или нейтронного излучения R_{exp} при изменении угла скольжения падающего на образец пучка θ . Модельная кривая R_{mod} подгоняется к экспериментальной R_{exp} путем минимизации величины

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(R_{exp} - R_{mod})^2}{\delta R_{exp}^2}.$$

Здесь N — количество экспериментальных точек, δR_{exp} — статистическая ошибка R_{exp} . Для расчета модельной кривой каждый слой описывается с использованием толщины слоя d , плотности длины рассеяния (ПДР) ρ и среднеквадратичной высоты шероховатостей на верхней границе раздела σ . Зависимость плотности длины рассеяния от слоя, содержащего один вид атомов, может быть представлена в виде $\rho = 4\pi Nb$, где N — плотность атомной упаковки, b — когерентная длина рассеяния. Рентгеновское излучение рассеивается на электронной оболочке атома, и когерентная длина рассеяния может быть записана как $b = r_e Z$, где $r_e = 2.82 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ — классический радиус электрона, Z — количество электронов в атоме, т. е. порядковый номер в таблице элементов Менделеева. В отличие от рентгеновских лучей, длина рассеяния нейтронов зависит от атомного номера элемента нерегулярным образом и для различных изотопов одного и того же элемента может существенно различаться. Наличие у нейтрона спина делает его чувствительным к магнитному моменту атомов рассеивателей. При наличии в слое магнитной индукции \mathbf{B} коллинеарной внешнему полю \mathbf{H} ПДР слоя может быть переписана в виде $\rho^{\pm} = 4\pi(Nb \pm cB)$, где B — значение магнитной индукции в слое, $c = 0.23 \cdot 10^{-4} \text{ кГс/нм}^2$. Знак «+» и «-» в этом выражении означает проекцию спина нейтрона на внешнее магнитное поле \mathbf{H} . В случае, если слой состоит из m атомов, ПДР слоя может быть записана как

$$\rho = 4\pi N \sum_{i=1}^m b_i C_i,$$

где C_i — концентрация атомов i -го типа.

Для расчета модельных кривых используются точные решения волнового уравнения [18], однако для наглядности мы представим выражение для коэффициента отражения в кинематическом приближении [18]:

$$R_{mod} \approx \frac{1}{Q^4} \left| \sum_{i=1}^l (\rho_{j-1} - \rho_j) \exp(iQz_{j-1}) \right|^2, \quad (3)$$

где l — количество слоев, $Q = (4\pi/\lambda) \sin \theta$ — переданный при отражении момент импульса нейтрона. Таким образом, из формулы (3) следует, что кривые зеркального отражения рентгеновского и нейтронного излучения от многослойной системы представляют собой сумму сигналов от различных интерфейсов с различными амплитудами, зависящими от контраста ПДР на указанной границе. Совместное использование рентгеновской и нейтронной рефлектометрии позволяет получить полную информацию о толщине и плотности упаковки атомов в каждом слое, а также о шероховатостях на границах раздела. Дополнительно, используя поляризованные нейтроны, можно получить информацию о профиле намагниченности по глубине структуры. Для выделения магнитного сигнала можно использовать спиновую асимметрию $S(Q) = [R^+(Q) - R^-(Q)]/[R^+(Q) + R^-(Q)]$, где R^+ и R^- — коэффициенты отражения нейтронов со спином по и против магнитного поля. С помощью формулы (3) можно показать, что спиновая асимметрия линейно зависит от магнитного контраста в системе.

На рис. 1б представлены экспериментальная и модельная рефлектограммы рентгеновского излучения, измеренные на дифрактометре Bruker D8. Полученный в результате подгонки профиль ПДР по глубине представлен на вставке к рис. 1б. Как видно на полученном профиле, наибольший контраст для рентгеновского излучения имеют границы раздела «воздух/золото» и «золото/LSMO», т. е. рентгеновская рефлектограмма наиболее чувствительна к слою золота. Результат подгонки дает для толщины слоя золота и шероховатости на поверхности соответственно величины 21 нм и 2 нм. Отметим, что толщина слоя согласуется с калибровками используемой установки лазерной абляции. Ввиду слабой чувствительности рентгеновской рефлектометрии к толщине оксидных слоев, значения толщины этих слоев определялись из подгонки нейтронных рефлектограмм (см. ниже).

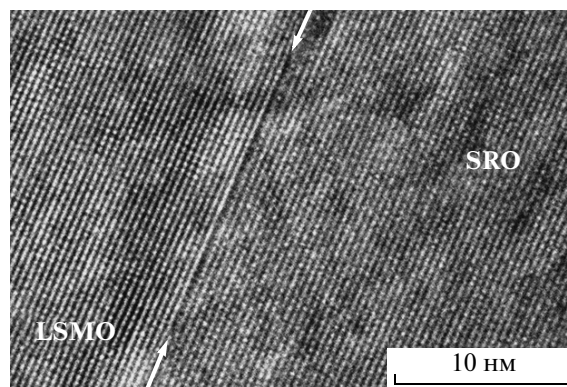


Рис. 2. Изображение границы раздела SrRuO₃ (SRO) и La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO), полученное с помощью просвечивающего микроскопа JEM-2100, увеличение 800000. Расположение границы отмечено стрелками

Из исходной гетероструктуры, выращенной на подложке размером $5 \times 5 \times 0.5$ мм³, методом фокусированного ионного травления была вырезана тонкая пластина, которая далее исследовалась с помощью просвечивающей микроскопии. На рис. 2 показано поперечное сечение гетероструктуры SRO/LSMO, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа Jeol JEM-2100. Более детальные исследования границ раздела с помощью просвечивающей электронной микроскопии с коррекцией аберраций в гетероструктурах SRO/LSMO [15] показали наличие перемешивания атомов Mn и Ru в масштабе одной атомной ячейки, а также Sr и La в масштабе двух атомных ячеек. Спектроскопия электронных потерь (EELS) показала, что кроме того на границе наблюдается неоднородность распределения вакансий кислорода в пределах 1–2 нм [15, 20].

Магнитные свойства гетероструктуры были измерены методом СКВИД-магнитометрии и методом рефлектометрии поляризованных нейтронов [18] в диапазоне температур 4–300 К с приложением внешнего магнитного поля в плоскости подложки. Температурные зависимости намагниченности гетероструктуры, измеренные при нагреве образца после предварительного охлаждения в магнитном поле, представлены на рис. 3. Как видно на рис. 3а, большой вклад в магнитный момент гетероструктуры дает парамагнитная подложка из NGO. Эффект становится наиболее сильным при низких температурах, что затрудняет оценку намагниченности тонких пленок. Для вычета вклада подложки использовалась температурная кривая, измеренная при $H = 3000$ Э.

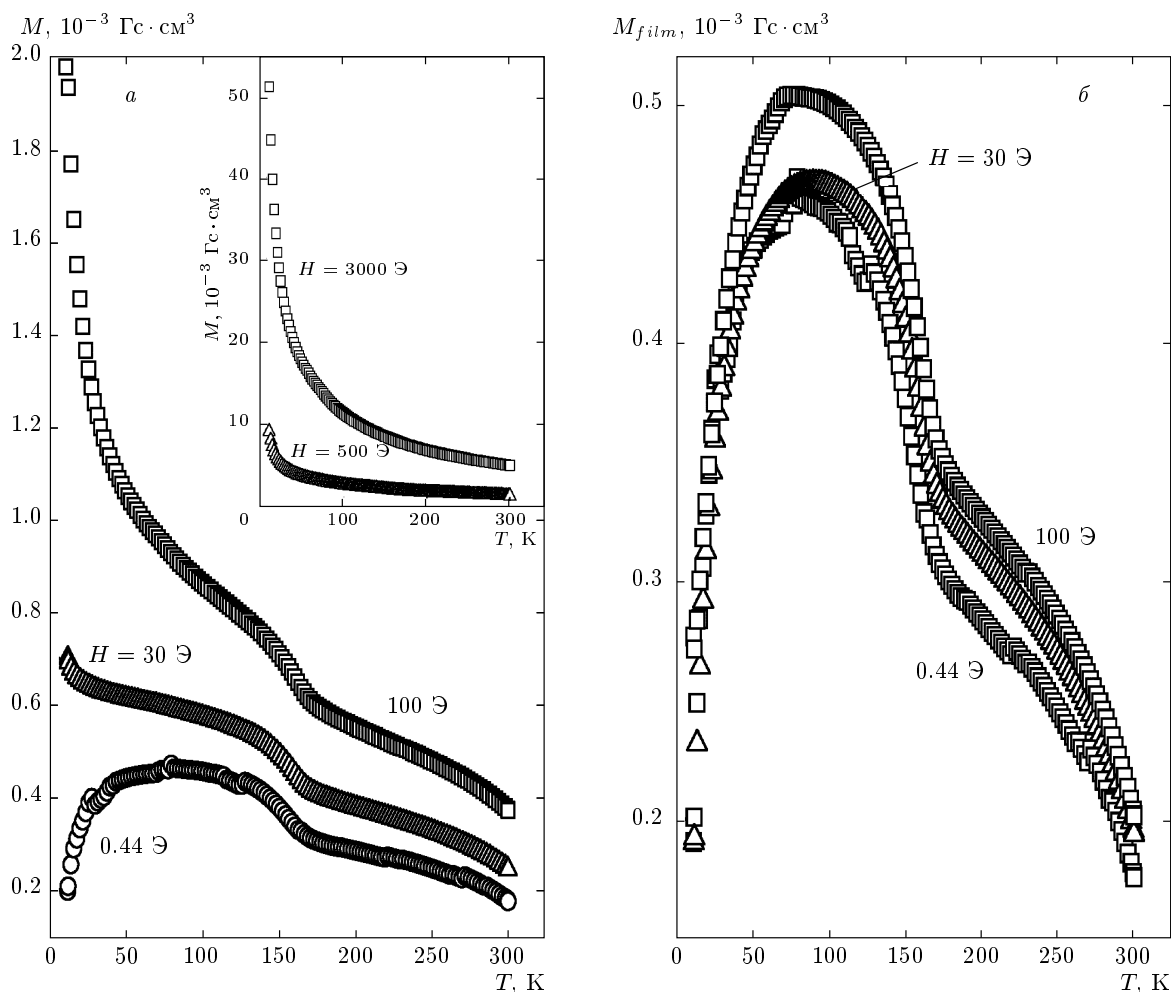


Рис. 3. а) Магнитный момент в плоскости подложки в зависимости от температуры для эпитаксиальной гетероструктуры LSMO/LMO/SRO, выращенной на подложке NGO (110), $d_{LMO} = 13$ нм. б) Магнитный момент гетероструктуры LSMO/LMO/SRO за вычетом парамагнитной составляющей NGO-подложки

Результат вычета при условии, что вклад от парамагнитной подложки NGO при $H = 3000$ Э существенно выше вклада от эпитаксиальных пленок, представлен на рис. 3б. Правомерность такого условия подтверждается зависимостью $M(H)$, имеющей форму петли гистерезиса с полем насыщения 400 Э при $T = 10$ К, выше $H = 400$ Э наблюдается линейное изменение $M(H)$, что связано со вкладом NGO-подложки. Как видно на рис. 3б, в диапазоне температур $170 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ происходит рост магнитного момента с уменьшением температуры, что характерно для намагниченности LSMO-слоя, находящегося ниже температуры Кюри. Далее, при температуре ниже 170 К наблюдается рост магнитного момента. Согласно работам [13, 14], такое поведение, вероятно, связано с переходом прослойки

LMO в ферромагнитное состояние. Возможно, одновременно увеличивается вклад от намагниченности SRO-слоя. При температурах ниже 100 К наблюдается убывание намагниченности. Снижение магнитного момента при температуре ниже 100 К мы пока не можем однозначно интерпретировать. Однако в работе [19] сообщалось о подобном возникновении антиферромагнитной составляющей в двуслойных гетероструктурах LSMO/SRO при их заморозке в малых магнитных полях.

Данные, полученные с помощью СКВИД-магнитометра, были дополнены данными, полученными с помощью метода рефлектометрии поляризованных нейтронов (РПН). Отметим, что поскольку РПН — это методика, основанная на магнитном контрасте границ раздела, проблем с парамагнитным сигнала-

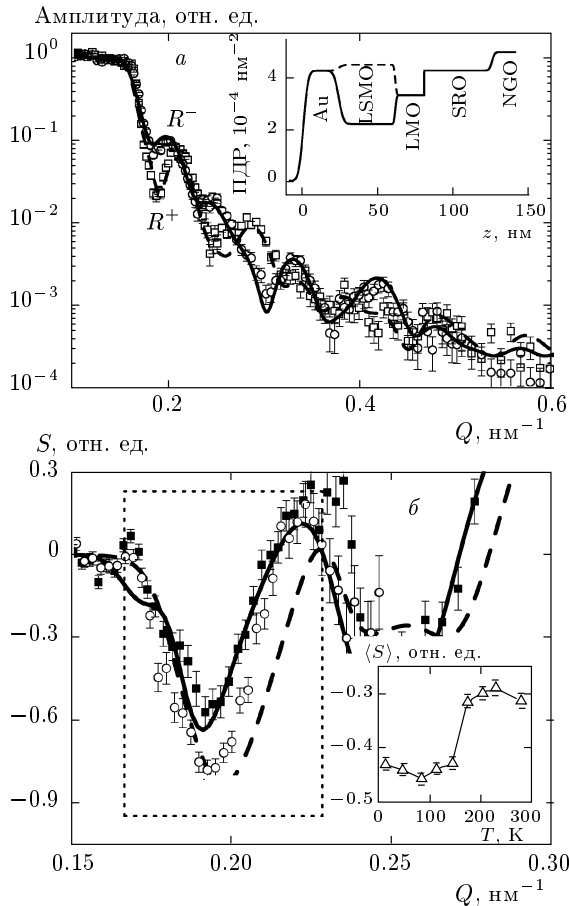


Рис. 4. *а)* Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) кривые зеркального отражения поляризованных нейтронов для гетероструктуры со слоем LMO толщиной 13 нм, измеренные при $H = 30$ Э, $T = 200$ К. На вставке показан профиль по глубине плотности длины рассеяния для нейтронов, поляризованных по полю (штриховая кривая) и против поля (сплошная кривая). *б)* Экспериментальная (точки) и расчетная (линии) спиновые асимметрии рассеяния, измеренные при температуре 200 К (штриховая кривая) и 140 К (сплошная кривая). На вставке дана температурная зависимость средней спиновой асимметрии в диапазоне $0.17\text{--}0.23$ нм⁻¹

лом от подложки у этой методики, в отличие от СКВИД-магнитометрии, нет. Измерения проводились на рефлектометре поляризованных нейтронов NREX исследовательского реактора FRM II (Мюнхен, Германия) на образце с толщиной прослойки $d_{LMO} = 13$ нм в диапазоне температур $T = 4\text{--}300$ К в магнитном поле $H = 30$ Э после заморозки образца до 3.5 К в магнитном поле $H = 4$ кЭ. На рис. 4а представлены R^+ - и R^- -кривые зеркально-

го отражения поляризованных нейтронов, измеренные при температуре $T = 200$ К, выше температуры Кюри SRO-слоя и гораздо ниже температуры Кюри LSMO-слоя. Анализ кривых зеркального отражения поляризованных нейтронов позволил восстановить профили длины рассеяния для нейтронов, поляризованных по полю и против поля (штриховая и сплошная кривые на вставке к рис. 4а). Как следует из полученных ПДР, наличие магнитного контраста в слоях LSMO и LMO позволяет различить эти слои. Значения толщины слоев, полученные из подгонки кривых нейтронной рефлектометрии для гетероструктуры с $d_{LMO} = 13$ нм (согласно калибровке напылительной установки) слоем LMO, составляют $d_{LSMO} = 37.4 \pm 0.3$ нм, $d_{LMO} = 19.1 \pm 0.3$ нм, $d_{SRO} = 44.9 \pm 3$ нм. Намагниченность в слое LSMO при $T = 200$ К согласно подгонке составляет величину $4\pi M_{LSMO} = 5.00 \pm 0.03$ кГс, что соответствует $2.7\mu_B$ на атом марганца. Отметим, что величины ПДР оксидных слоев и магнитного момента атомов марганца согласуются с литературными значениями [17, 21]. При понижении температуры ниже 150 К наблюдается сильное увеличение амплитуды осцилляций спиновой асимметрии вблизи $Q = 0.2$ нм⁻¹ (рис. 4б). Количественный расчет показывает, что спиновую асимметрию при $T = 140$ К можно описать введением дополнительной намагниченности в LMO-слое $4\pi M_{LMO} = 4.2$ кГс ($2.4\mu_B/\text{Mn}$). Полученный при этом рост магнитного момента согласуется с данными СКВИД-магнитометрии, изображенными на рис. 3б.

3. МЕЗОСТРУКТУРЫ

Изготовленная из гетероструктуры мезоструктура схематически представлена на вставке к рис. 5. Задаваемый ток протекает через SRO-пленку и границы раздела LMO/SRO, LMO/LSMO и Au/LSMO. На рис. 5 представлена зависимость характерного сопротивления мезоструктуры $R_n A$ ($A = L^2$, R_n — сопротивление мезоструктуры при напряжении 1.5 мВ и $T = 4$ К) от ее линейного размера L . В случае однородного протекания тока в мезоструктуре значение $R_n A$ не должно изменяться. В нашем случае $R_n A$ увеличивается с линейным размером, что свидетельствует о наличии неоднородного растекания тока в мезоструктуре. Дополнительные измерения границ Au/SRO и Au/LSMO [14, 22] показали, что основной вклад в сопротивление дает граница Au/LSMO. Учитывая, что удельные сопротивления пленок SRO и Au существенно меньше, чем LSMO,

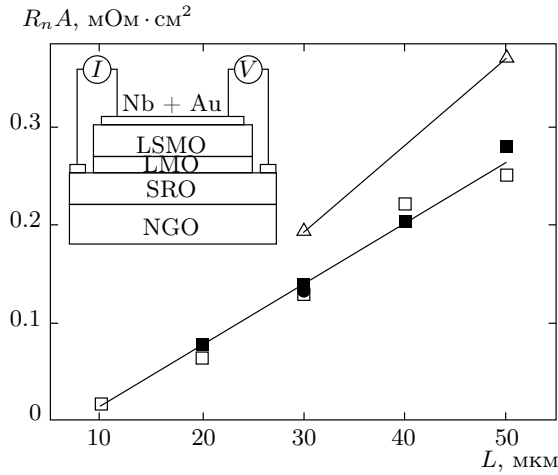


Рис. 5. Произведение сопротивления (R_n) на площадь мезоструктуры (A) в зависимости от ее линейного размера L при $T = 4$ К. Сплошные линии соответствуют линейной аппроксимации; $d_{LMO} = 0$ (Δ), 4.7 нм (□), 3.5 нм (■). На вставке схематически показан поперечный разрез мезоструктуры

можно оценить длину растекания тока в мезоструктуре по следующей формуле [23, 24]:

$$L_S = \frac{R_n A d_{LSMO}}{\rho_{LSMO}}. \quad (4)$$

Подставляя значение $R_n A = 1.5 \cdot 10^{-5}$ Ом·см², $\rho_{LSMO} = 10^{-4}$ Ом·см, получим $L_S \approx 8$ мкм при толщине LSMO-пленки $d_{LSMO} = 40$ нм для мезоструктур с LMO-прослойкой. Для мезоструктур без LMO-прослойки L_S несколько увеличивается из-за увеличения $R_n A$. Следовательно, в большинстве измеренных мезоструктур наблюдается неоднородное распределение тока в плоскости подложки.

На рис. 6 показаны кривые проводимости мезоструктуры в зависимости от приложенного напряжения для мезоструктур с $d_{LMO} = 0, 13$ нм. Уменьшение проводимости (σ) при малых напряжениях (V) свидетельствует о туннельном характере протекания тока через мезоструктуру без LMO-прослойки [25]. Действительно, усредненные (по направлению импульса квазичастиц) уровни прозрачности границ, оцененные из $R_n A$ по формуле [24, 26, 27]

$$\bar{D} = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{e^2 p_F^2} \frac{1}{R_n A} = \frac{2\rho_{LSMO} l_{LSMO}}{3R_n A}, \quad (5)$$

оказываются достаточно малыми: $D = 10^{-5} - 10^{-4}$. Здесь p_F — наименьшее значение ферми-импульса из LSMO и Au при следующих параметрах: $\rho_{LSMO} l_{LSMO} \approx 10^{-10}$ Ом·см² и $R_n A = 1.5 \cdot 10^{-5}$ Ом·см². В работах [28–30] рассмотрено

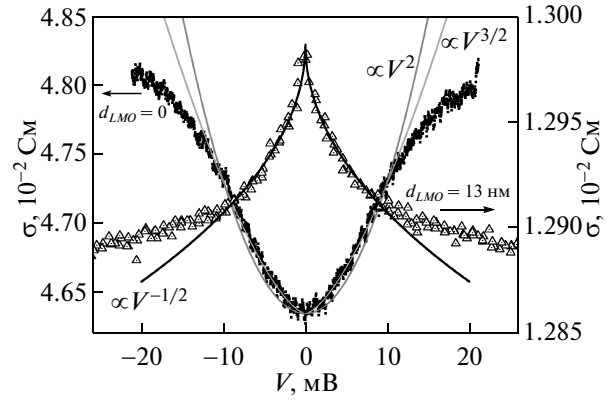


Рис. 6. Дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения для мезоструктур со значениями $d_{LMO} = 0$ (точки) и $d_{LMO} = 13$ нм (треугольники)

рассеяние носителей на магнитных возбуждениях, которое вызывает нелинейную полевую зависимость. Модель рассеяния спин-поляризованных носителей [30] предполагает следующую зависимость для проводимости магнитного контакта:

$$\sigma(V) = \sigma_0 + \sigma_2 |V^2| + \sigma_{3/2} |V^{3/2}|, \quad (6)$$

где член $\sigma_2 |V^2|$ определяется объемными магнонами, а $\sigma_{3/2} |V^{3/2}|$ — поверхностными антиферромагнитными магнонами. На рис. 5 видно, что оба члена зависимости $\sigma(V)$ удовлетворительно описывают рассматриваемый эксперимент при напряжениях менее 10 мВ. При больших напряжениях наблюдается сильное отклонение $\sigma(V)$ от зависимости (6).

Структуры с $d_{LMO} \geq 10$ нм показывают принципиально иную зависимость проводимости от напряжения $\sigma(V)$, которая не может быть описана туннельным переходом с двумя металлическими ферромагнитными электродами. В данном случае наиболее подходящей может быть модель двух ферромагнетиков, разделенных нормальным металлом [31]. При малых напряжениях $V < 10$ мВ зависимость проводимости от напряжения $\sigma(V)$ хорошо описывается формулой $\sigma(V) \propto V^{-1/2}$.

4. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МЕЗОСТРУКТУР

На рис. 7а показано семейство магнитно-полевых зависимостей сопротивления мезоструктуры $R(H)$, нормированное на сопротивление R_0 , измеренное в отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$).

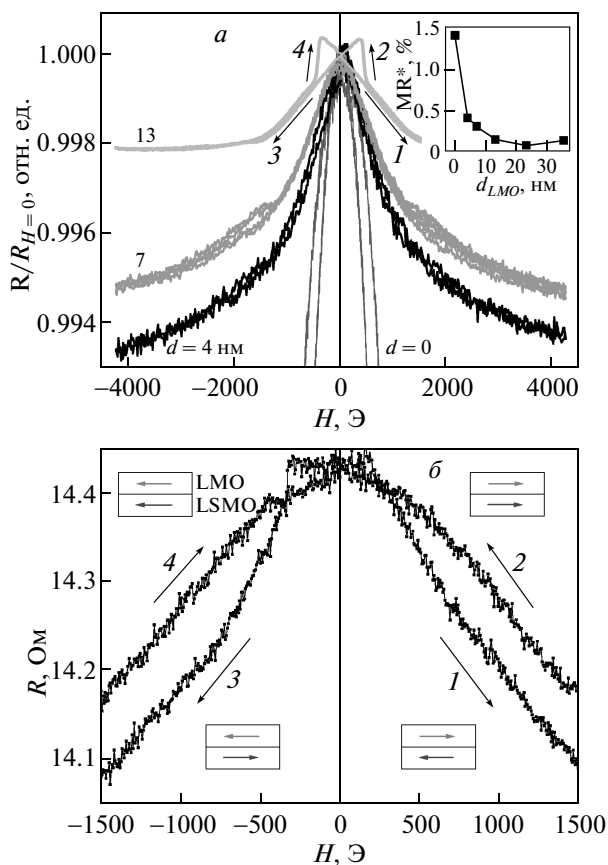


Рис. 7. а) Семейство зависимостей магнитосопротивления мезоструктуры от магнитного поля при $d_{LMO} = 0, 4, 7, 13$ нм, $T = 4.2$ К. На вставке представлена зависимость $MR^* = (R_{H=0} - R_{H=0.1 \text{ Тл}}) / R_{H=0}$ от d_{LMO} ; б) магнитосопротивление для мезоструктуры без LMO-прослойки ($d_{LMO} = 0$). Последовательность изменения внешнего магнитного поля показана стрелками. На вставках показана взаимная ориентация намагниченностей двух электродов мезоструктуры в плоскости подложки

Толщина LMO-прослойки изменяется от нуля до 13 нм. Видно, что сопротивление мезоструктуры $MR^* = (R_0 - R) / R_0$ уменьшается с увеличением магнитного поля и толщины прослойки LMO (см. также вставку к рис. 7а). При $d_{LMO} = 0$ (рис. 7б) MR^* имеет максимальное значение, наблюдается слабый гистерезис зависимости $R(H)$, т.е. $R(H)$ зависит от направления изменения магнитного поля. Поскольку при $d_{LMO} = 0$ магнитосопротивление при антипараллельном расположении намагниченностей R_{AP} оказывается меньше сопротивления при ферромагнитном упорядочении R_P , следуя (2), можно утверждать о наличии отрицатель-

ной магнитной поляризации в одном из слоев мезоструктуры. Определенное из (2) абсолютное значение величины поляризации пленки SRO составляет $P = -0.35\%$, в предположении 100-процентной поляризации LSMO-пленки при низких температурах. Полученная величина оказывается существенно меньше поляризации SRO, наблюдающейся в структурах с прослойкой из SrTiO_3 [5, 6]. Неоднородное распределение тока в мезоструктуре, вероятно, уменьшает влияние отрицательной магнитной поляризации SRO на зависимость $R(H)$. При $d_{LMO} > 10$ нм отрицательная магнитная поляризация SRO на экспериментальной зависимости $R(H)$ не наблюдается.

В работе [8] теоретически показано, что использование LMO как прослойки в магнитных туннельных структурах существенно увеличивает магнитосопротивление из-за лучшего кристаллографического согласования и отсутствия мертвого (немагнитного) слоя на границе между слоями структуры. Основным предположением в теоретических расчетах является то, что LMO является антиферромагнитным изолятором. Однако в реальных эпитаксиальных пленках LMO появляется ферромагнетизм с температурой Кюри равной примерно 150 К [13, 21]. В результате все три слоя в структуре LSMO/LMO/SRO оказываются ферромагнитными. Предположительно именно ферромагнетизм в LMO-прослойке в нашем случае уменьшает MR^* с увеличением d_{LMO} . При $d_{LMO} = 13$ нм наблюдается гистерезис на зависимости $R(H)$ при малых магнитных полях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью СКВИД-магнитометра и рефлектометрии поляризованных нейтронов были исследованы магнитные свойства гетероструктур $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 / \text{LaMnO}_3 / \text{SrRuO}_3$ (LSMO/LMO/SRO). При толщине прослойки LaMnO_3 6.5 нм и 13 нм обнаружено резкое увеличение магнитного момента в плоскости подложки при температурах $T \leq 170$ К, что связано с увеличением намагниченности в SRO- и LMO-слоях. Величина намагниченности ниже $T = 150$ К в слое LMO достигает $4\pi M_{LMO} = 4.2$ кГс ($2.4 \mu_B / \text{Mn}$).

При температурах $T \leq 100$ К СКВИД-магнитометр обнаружил уменьшение магнитного момента в плоскости подложки. Это можно связать с обменным взаимодействием, наблюдающимся в структурах SRO/LSMO и приводящим к антиферромагнитному упорядочению на границе. В нашем

случае слои LSMO и SRO разделены слоем LMO, который скорее всего является изолятором и способствует ограничению взаимодействия LSMO и SRO, поэтому точно утверждать о причинах наблюдаемого поведения намагниченности представляется возможным лишь после проведения дополнительного нейтронного эксперимента с заморозкой в нулевом поле. Магнитосопротивление мезоструктуры LSMO/LMO/SRO уменьшается с увеличением толщины прослойки LMO, однако при толщине прослойки $d_{LMO} = 13$ нм наблюдается гистерезис по магнитному полю в полях порядка сотен Эрстед. В отсутствие LMO-прослойки зависимость $R(H)$ обнаруживает магнитосопротивление, вызванное отрицательной намагниченностью SRO-пленки. Полученное значение магнитосопротивления, вероятно, во многом определяется нестехиометрией прослойки LMO по кислороду, в результате чего она становится ферромагнитной и проводящей, и с неоднородным растеканием тока в изготовленных мезоструктурах микронных размеров.

Авторы благодарны И. В. Борисенко, В. В. Демидову, Ю. В. Кислинскому, К. И. Константиану, А. Е. Шейрману, Т. Келлеру и Б. Каймеру за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения. Отдельную благодарность за полезные дискуссии авторы выражают А. А. Климову и С. А. Никитову.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН и РФФИ (гранты №№ 14-07-00258, 14-07-93105), гранта НШ-4871.2014.2 и с привлечением оборудования Центра коллективного пользования уникальным научным оборудованием в области нанотехнологий (ЦКП МФТИ). Нейтронные измерения были проведены на инструменте NREX, обслуживаемом научным сообществом им. Макса Планка в центре Хайнц Майер Ляйбниц (Heinz Maier-Leibnitz Zentrum), Гархинг, Германия. Г. А. Овсянников выражает благодарность Европейскому фонду FP 7 в рамках программы "Research Infrastructures" (грант № 283883).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. D. Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2006).
2. M. Julliere, *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
3. J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
4. R. Gunnarsson, Z. G. Ivanov, C. Dobourdiou, and H. Russel, *Phys. Rev. B* **69**, 054413 (2004).
5. D. C. Worledge and T. H. Geballe, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5182 (2000).
6. K. S. Takahashi, A. Sawa, Y. Ishii, H. Akoh, M. Kawasaki, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **67**, 094413 (2003).
7. J. Singh, *J. Appl. Phys.* **79**, 4818 (1996).
8. S. Yunoki, E. Dagotto, S. Costamagna, and J. A. Riera, *Phys. Rev. B* **78**, 024405 (2008).
9. V. V. Demidov, G. A. Ovsyannikov, A. M. Petrzhik, I. V. Borisenko, A. V. Shadrin, and R. Gunnarsson, *J. Appl. Phys.* **113**, 163909 (2013).
10. A. Kanbayasi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **41**, 1876 (1976).
11. G. Koster, L. Klein, W. Siemons et al., *Rev. Mod. Phys.* **84**, 253 (2012).
12. Y. Moritomo, A. Asamitsu, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **51**, 16491 (1995).
13. И. В. Борисенко, М. А. Карпов, Г. А. Овсянников, *Письма в ЖТФ* **39**, 1 (2013).
14. А. М. Петржик, Г. А. Овсянников, А. В. Шадрин, К. И. Константиан, А. В. Зайцев, В. В. Демидов, Ю. В. Кислинский, *ЖЭТФ* **139**, 1 (2011).
15. A. Y. Borisevich, A. R. Lupini, J. He, E. A. Eliseev, A. N. Morozovska, G. S. Svechnikov, P. Yu, Y.-H. Chu, R. Ramesh, S. T. Pantelides, S. V. Kalinin, and S. J. Pennycook, *Phys. Rev. B* **86**, 140102(R) (2012).
16. M. Ziese, F. Bern, A. Setzer, E. Pippel, D. Hesse, and I. Vrejoiu, *Eur. Phys. J. B* **86**, 42 (2013).
17. X. Ke, L. J. Belenky, C. B. Eom, and M. S. Rzchowski, *J. Appl. Phys.* **97**, 10K115 (2005).
18. J. Daillant and A. Gibaud, *X-Ray and Neutron Reflectivity Principles and Applications*, ISSN 0940-7677, Springer (1999).
19. X. Ke, L. J. Belenky, V. Lauter, H. Ambaye, C. W. Bark, C. B. Eom, and M. S. Rzchowski, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 237201 (2013).
20. M. Ziese, I. Vrejoiu, E. Pippel, P. Esquinazi, D. Hesse, C. Etz, J. Henk, A. Ernst, I. V. Maznichenko, W. Hergert, and I. Mertig, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 167203 (2010).
21. J.-H. Kim, I. Vrejoiu, Y. Khaydukov, T. Keller, J. Stahn, A. Rühm, D. K. Satapathy, V. Hinkov, and B. Keimer, *Phys. Rev. B* **86**, 180402(R) (2012).

22. Г. А. Овсянников, А. Е. Шейрман, А. В. Шадрин, Ю. В. Кислинский, К. И. Константиан, А. Калабухов, Письма в ЖЭТФ **97**, 165 (2013).
23. A. M. Klushin, A. Golubov, W. Prusseit, and H. Kolstedt, J. Low. Temp. Phys. **106**, 265 (1997).
24. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Н. А. Тулина, В. В. Рязанов, ЖЭТФ **116**, 2140 (1999).
25. W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell, J. Appl. Phys. **41**, 1915 (1970).
26. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, З. Г. Иванов, ФТТ **43**, 769 (2000).
27. А. В. Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).
28. M. Paranjape, J. Mitra, A. K. Raychaudhuri, N. K. Todd, N. D. Mathur, and M. G. Blamire, Phys Rev. B **68**, 144409-1 (2003).
29. А. М. Петржик, Г. А. Овсянников, В. В. Демидов, А. В. Шадрин, И. В. Борисенко, ФТТ **55**, 697 (2013).
30. F. Guinea, Phys. Rev. B **58**, 9212 (1998).
31. Yu. G. Naidyuk, O. P. Balkashin, V. V. Fisun, I. K. Yanson, A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, M. Jonson, V. Neu, M. Seifert, S. Andersson, and V. Korenivski, New J. Phys. **14**, 093021 (2012).