

## Магнитные свойства гетероструктуры $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на подложке $\text{NdGaO}_3$

Т. А. Шайхулов<sup>a,1)</sup>, А. Р. Сафин<sup>a,b</sup>, К. Л. Станкевич<sup>c</sup>, А. В. Матасов<sup>b</sup>, М. П. Темиряева<sup>d</sup>, Д. А. Винник<sup>e</sup>,  
В. Е. Живулин<sup>e</sup>, С. А. Никитов<sup>a,f</sup>

<sup>a</sup>Институт радиоэлектроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

<sup>b</sup>Национальный исследовательский университет “МЭИ”, 111250 Москва, Россия

<sup>c</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>d</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия

<sup>e</sup>Южно-Уральский государственный университет, 454080 Челябинск, Россия

<sup>f</sup>Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2023 г.

После переработки 21 марта 2023 г.

Принята к публикации 22 марта 2023 г.

Эпитаксиальная гетероструктура на основе манганитных пленок стронция и лантана-стронция ( $\text{SrMnO}_3$  и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ) изучалась в данной работе. Измерены спектры ферромагнитного резонанса, угловые зависимости резонансного поля при различных температурах, плоскостная и кубическая анизотропия, а также температурные зависимости намагниченности. Полученные магнитные параметры гетероструктуры сравнивались с магнитными параметрами одиночной пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Мы предполагаем, что наличие межслоевого обмена на границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик при низких температурах приводит к возникновению однонаправленной анизотропии в гетероструктуре  $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Мы полагаем, что представленные результаты будут полезны для практической разработки сверхбыстродействующих устройств на основе антиферромагнетиков: излучателей, усилителей, детекторов.

DOI: 10.31857/S1234567823080104, EDN: wgohch

Перовскитные манганиты демонстрируют различные интересные физические явления, в том числе колоссальное магнитосопротивление (КМС). Ожидается, что из-за сосуществующих спиновых, зарядовых и орбитальных степеней свободы граничные слои между различными оксидами в гетероструктурах будут демонстрировать гораздо более богатую физику, чем их обычные полупроводниковые аналоги. Были обнаружены новые межфазные электронные состояния и некоторые интересные явления [1–12]. Например, ферромагнитное упорядочение наблюдалось в пленке иридата  $\text{SrIrO}_3$ . Иридат был верхним слоем гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  [13]. Эпитаксиальные гетероструктуры манганитов смешанной валентности открывают возможности для создания устройств, основанных на магнитных явлениях и конкурирующих взаимодействиях на границах раздела. Одним из межфазных эффектов является возникновение

дополнительной однонаправленной анизотропии, ее возникновение объясняется обменным взаимодействием между ферромагнитными (ФМ) и антиферромагнитными (АФМ) спинами на границе раздела. Манганиты со структурой перовскита хорошо подходят для изучения интерфейсных эффектов, возникающих в бислоях ферромагнетик/антиферромагнетик, поскольку имеют богатые фазовые диаграммы с несколькими магнитными порядками [14, 15].

Ранее несколько экспериментов продемонстрировали, что тонкий слой АФМ может преобразовывать и эффективно усиливать спиновый ток [16, 17]. ФМ-слой, управляемый ФМ резонансом, возбуждает спиновый ток, который трансформируется в АФМ-слое и может быть обнаружен обратным спиновым эффектом Холла [18, 19]. Одной из самых интригующих особенностей было то, что величина спинового тока, при наличии АФМ слоя, превышает значение величины спинового тока при отсутствии АФМ слоя. Таким образом, изучение гетероструктур АФМ/ФМ

<sup>1)</sup>e-mail: shcaihulov@hitech.cplire.ru

имеет большие прикладные перспективы в спинтронике.

АФМ оксиды имеют большой потенциал для создания устройств спинтроники следующего поколения благодаря уникальным свойствам, таким как устойчивость к внешним магнитным полям и сверхбыстрое спиновое возбуждение. Благодаря сильному обменному взаимодействию резонансные частоты антиферромагнетиков находятся в терагерцовом или субтерагерцовом режиме, что важно для быстродействующих приложений спинтроники [20].

Манганит со стехиометрией  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LSMO) является одним из самых перспективных материалов среди  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  манганитов благодаря своим уникальным магнитным и магнито-транспортным свойствам. В процессе роста пленки несоответствие кристаллических решеток пленки и подложки приводит к возникновению напряжений в слое LSMO, влияющих на его магнитные и магнитотранспортные свойства.

$\text{SrMnO}_3$  (SMO) принадлежит к семейству  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . Обычно он имеет три различные полиморфные фазы, а именно, кубическую, 4H- и 6H-гексагональную фазы, стабилизированные при разных температурах роста [21]. Все фазы обладают свойствами АФМ изолятора  $G$ -типа при температуре Нееля ( $T_N$ ), которая варьируется от 260 до 278 K [21, 22]. АФМ обмен в объемном SMO определяется сверхобменным взаимодействием между ионами  $\text{Mn}^{4+}$ , что сохраняет вырожденность  $\text{Mn}^{4+}$  орбиталей. С другой стороны, тонкие пленки SMO могут использоваться для демонстрации широкого диапазона магнитного упорядочения. Например, при разных эпитаксиальных рассогласованиях между подложкой и пленкой антиферромагнитное упорядочение в тонких пленках SMO может быть перестроено с  $G$ -типа на  $C/A$ -тип [23, 24].

В данной работе мы представляем новые экспериментальные результаты по магнитным характеристикам гетероструктуры  $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$  в широком диапазоне температур.

Гетероструктуры были изготовлены методом магнетронного высокочастотного (ВЧ) напыления на плоскость (110) подложки из монокристаллического галлата неодима  $\text{NdGaO}_3$  (NGO) при температуре  $T = 800^\circ\text{C}$  и давлении кислорода 0.5 мбар для слоев  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LSMO) [12] и  $\text{SrMnO}_3$  (SMO). Толщина пленки (LSMO) в исследуемой гетероструктуре составляла 44 нм, а толщина пленки  $\text{SrMnO}_3$  (SMO) была 5 нм. Кристаллическую структуру гетерострук-

туры анализировали с помощью рентгеновской дифрактометрии [25].

Рентгенофазовый анализ (РФА) синтезированного образца выполнен на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4 с использованием фильтрованного  $\text{CuK}\alpha 1$  излучения. Результат рентгенофазового анализа гетероструктуры толщиной 49 нм представлен на рис. 1а, четыре рефлекса, соответствующие подложке [220] NGO, пленке SMO, а также пленке LSMO (нижняя часть гетероструктуры) и пленке LSMO (верхняя часть гетероструктуры).

В соответствии с результатами рентгеновских данных слой LSMO испытывает деформацию растяжения за счет его эпитаксиального роста на подложке NGO. На рисунке 1а показано, что манганит имеет 2 фазы с разными параметрами кристаллической решетки (для нижнего слоя, близкого к подложке)  $c_1 = 3.875 \text{ \AA}$ , (верхняя часть гетероструктуры)  $c_2 = 3.908 \text{ \AA}$ , что хорошо согласуется со спектрами ФМ резонанса (ФМР) на рис. 2 и 3b, где показаны 2 спектра ФМР с разными магнитными параметрами. Постоянная решетки слоя SMO по оси  $c$  составляет  $3.858 \text{ \AA}$ , что почти совпадает с объемным значением  $3.857 \text{ \AA}$ , что указывает на то, что слой SMO не испытывает деформации растяжения с этой подложкой. На основании полученного параметра кристаллической решетки  $c$  можно сделать вывод, что пленочный SMO имеет АФМ порядок  $G$ -типа ниже температуры Нееля [24]. Измерения атомно-силовой микроскопии гетероструктуры SMO/LSMO, показанные на рис. 1b, среднеквадратичная шероховатость гетероструктуры равна 3.1 нм.

В отсутствие какого-либо внешнего воздействия вектор намагниченности в ферромагнетике направлен вдоль резонансного поля для спектров ФМР одиночной пленки LSMO и гетероструктуры SMO/LSMO. Все спектры сняты на образцах размером  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  при условии, что внешнее постоянное магнитное поле лежит в плоскости образца (параллельная ориентация), а магнитная составляющая сверхвысокочастотного (СВЧ) поля направлена по нормали к пленке. Измерения проводились на стандартном спектрометре Bruker ER 200 на частоте 9.6 ГГц и при комнатной температуре.

На рисунке 2а, b представлены полученные спектры поглощения ФМР чистой пленки LSMO (44 нм), двухслойного LSMO (44 нм)/SMO (5 нм), измерения при  $f = 9.6 \text{ ГГц}$  показывают, что пленка SMO толщиной 5 нм значительно уширяет ширину линии ФМР. Это указывает на то, что неупорядоченный АФМ (выше температуры Нееля) SMO играет важную роль в затухании LSMO. Слой SMO толщиной 5 нм

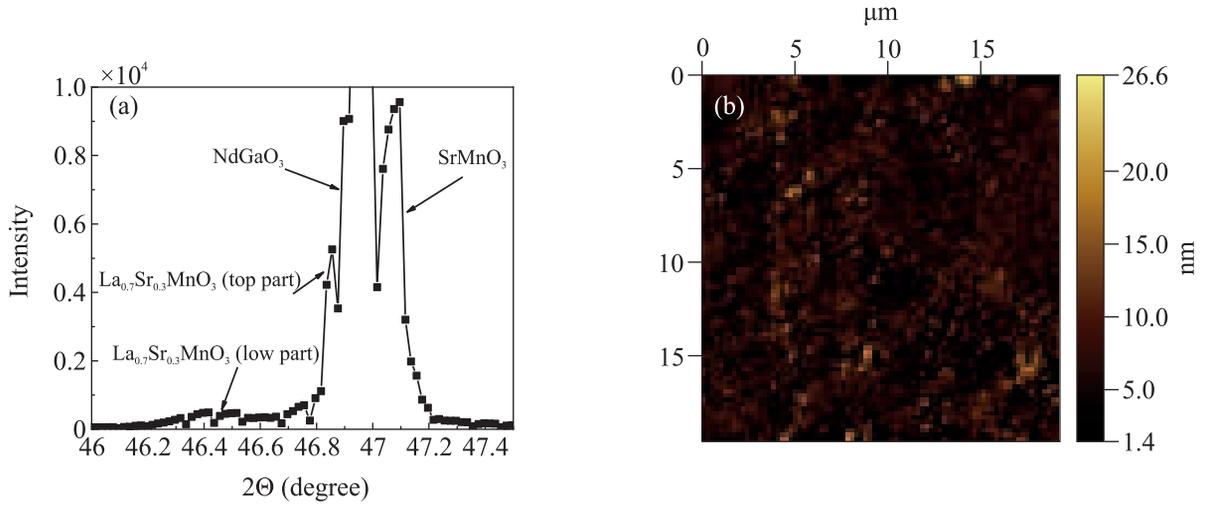


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Дифрактограмма брэгговского отражения гетероструктуры SrMnO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> выращенной на подложке NGO. (б) – Анализ поверхности с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа

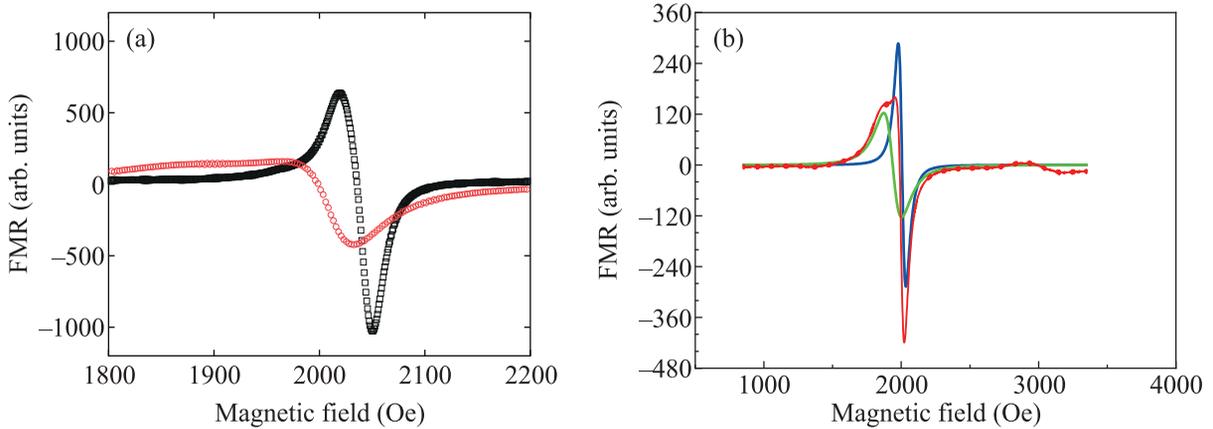


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Спектры гетероструктуры SrMnO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> (круги), La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> пленки (квадраты); магнитное поле в обоих случаях задавалось вдоль оси легкого намагничивания. (б) – Спектры верхней части гетероструктуры (синяя линия) и нижней части гетероструктуры слой (зеленая линия), экспериментальная кривая (красная линия) гетероструктуры SrMnO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>

явно увеличивает затухание в LSMO. Этот результат можно объяснить сильным присутствием спин-орбитального взаимодействия в SMO или каким-то слабым АФМ упорядочением, которое могло бы объяснить значительное уширение линии в ФМ [16].

Метод определения параметров магнитной анизотропии заключается в обработке угловых зависимостей резонансных полей спектров ФМР. Решение уравнения Ландау–Лифшица для эволюции намагниченности  $M_{\text{eff}}$  во внешнем постоянном магнитном поле  $H$  под действием магнитной составляющей радиочастотного поля дает аналитическое соотношение для резонансного поля  $H_0$  и частоты  $\omega$  для системы с одним ФМ слоем [26].

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(4\pi M_{\text{eff}} + H_0 + H_u \cos^2 \varphi_u + \frac{H_c}{2} (1 + \cos^2 2\varphi_c)\right) \times (H_0 + H_u \cos 2\varphi_u + H_c \cos 4\varphi_c). \quad (1)$$

Здесь  $M_{\text{eff}}$  – эффективная намагниченность, представляющая собой сумму равновесной намагниченности и некоторых других возможных эффектов, таких как межслоевые взаимодействия [27],  $H_u$  и  $H_c$  – поля одноосной и кубической анизотропии,  $\varphi_u$  и  $\varphi_c$  – углы между легкой осью одноосной и кубической анизотропии и внешним магнитным полем соответственно. Здесь  $H_u$ ,  $H_c$ ,  $M_{\text{eff}}$ , а так же

углы  $\varphi_u$  и  $\varphi_c$  были получены путем подгонки экспериментальных данных с помощью уравнения (1), описывающего угловые зависимости резонансного поля (см. рис. 3).

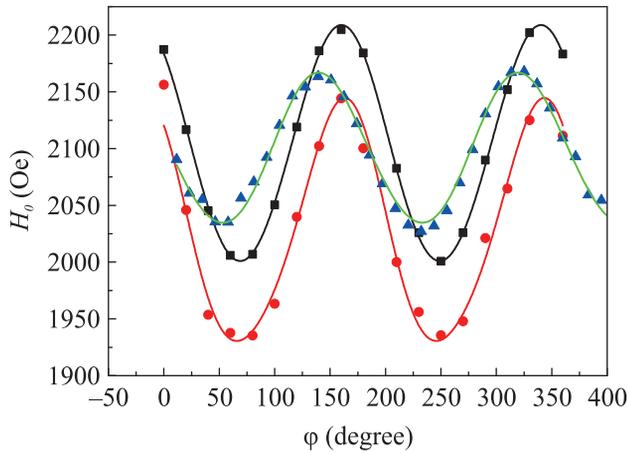


Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловая зависимость резонансного поля пленки одиночного  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  пленка (синие квадраты), угловая зависимость резонансного поля обеих линий  $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  гетероструктура (черные квадраты и красные кружки). Сплошные линии, описывающие экспериментальные точки, являются линиями аппроксимации, полученной из уравнения (1)

Здесь угол  $\varphi$  измерялся от одной из граней подложки. Таким образом, направления легких осей также определяются относительно этой грани. Большое количество полученных точек позволяет определить подгоночные параметры уравнения (1). Данные о температурных изменениях как параметров  $M_{\text{eff}}$  (рис. 4а), так и параметров магнитной анизотропии (рис. 5а, б) были получены путем аналогичной обработки угловых зависимостей спектров ФМР, снятых при различных температурах. На рисунке 2б представлены спектр одиночной пленки LSMO и спектр гетероструктуры SMO/LSMO, измеренные во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль оси легкого намагничивания.

В целом из рис. 3 можно судить об изменении магнитных параметров каждой части гетероструктуры. Для пленки LSMO, которая является нижней частью гетероструктуры, магнитные параметры  $M_{\text{eff}} = 308 \text{ Э}$ ,  $H_u = 122 \text{ Э}$ ,  $H_c = 13 \text{ Э}$ , для слоя LSMO, граничащего с пленкой SMO  $M_{\text{eff}} = 286 \text{ Э}$ ,  $H_u = 120 \text{ Э}$ ,  $H_c = 3 \text{ Э}$  по сравнению с одиночной пленкой LSMO  $M_{\text{eff}} = 289 \text{ Э}$ ,  $H_u = 76 \text{ Э}$ ,  $H_c = 3 \text{ Э}$ , о чем свидетельствуют различия в угловой зависимости, представленной на рис. 3, и изменения спектра линии на рис. 2а, б. Интересно отметить увеличение

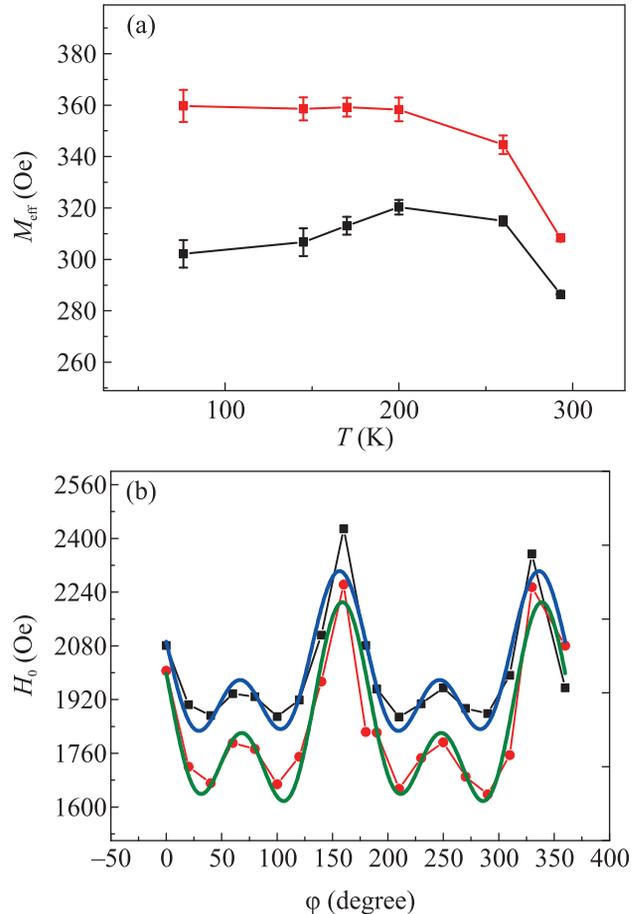


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Температурная зависимость намагниченности для различных слоев гетероструктуры  $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Нижняя часть гетероструктуры (красные кружки), верхняя часть гетероструктуры (черные квадраты). Ошибка обозначена полусой ошибкой (черная и красная). (б) – Угловая зависимость резонансного поля каждой из линий гетероструктуры (черные квадраты и красные кружки)  $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , аппроксимация верхней части гетероструктуры (синяя линия), нижней части гетероструктуры (зеленая линия) при  $T = 75 \text{ К}$

плоскостной анизотропии для обеих частей гетероструктуры SMO/LSMO по сравнению с одиночной пленкой. Мы полагаем, что объяснение этого эффекта заключается в появлении дополнительной анизотропии на границе между ферромагнитной пленкой LSMO и парамагнитной пленкой SMO.

На рисунке 4а представлены температурные зависимости намагниченности двух частей гетероструктуры SMO/LSMO, намагниченность нижней части гетероструктуры (красные кружки), скорее всего, относится к чистой пленке LSMO, в связи с тем, что она показывает типичную монотонное из-

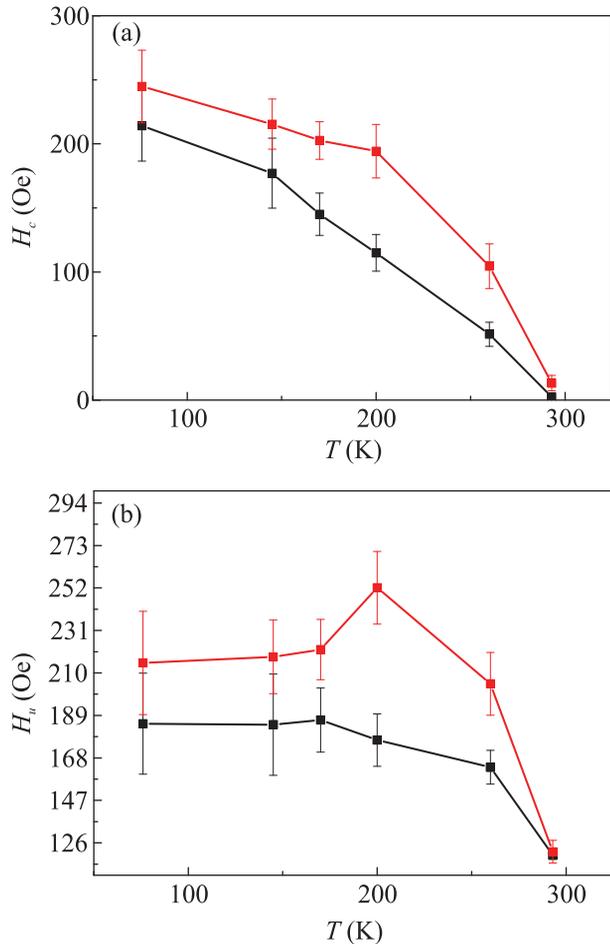


Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурная зависимость для различных слоев гетероструктуры SrMnO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>. Нижняя часть гетероструктуры (красные кружки), верхняя часть гетероструктуры (черные квадраты): (a) – кубической анизотропии; (b) – одноосная анизотропия. На ошибку указывает полоса ошибок (черная и красная)

менение намагниченности одиночной пленки LSMO при понижении температуры [28, 29].

Уменьшение намагниченности верхней части гетероструктуры (пленка LSMO, образующая контакт с АФМ пленкой SMO с температурой Нееля около 200 К) с температурой указывает на появление дополнительного обменного взаимодействия на границе раздела при 200 К (рис. 4а). Это также является причиной того, что уравнение (1) может описывать поведение намагниченности только в одной части пленки ферромагнетика. При наличии другого спин-активного слоя, контактирующего с ФМ пленкой, может проявиться межфазное взаимодействие, которое проявится как дополнительный член в свободной энергии ФМ пленки. В результате уравнение (1) уже

не будет адекватно описывать связь между частотой и внешним магнитным полем в условиях ФМР, а намагниченность  $M_0$  будет заменена на  $M_{\text{eff}}$ . Аналогичная проблема наблюдалась нами в работе [13]. Итак, мы предполагаем, что дополнительный член указывает на появление межфазного спин-спинового гамильтониана для бислоев АФМ/ФМ, подробно описанного в [30].

Рисунок 4b подтверждает переход пленки SMO из парамагнитного в АФМ состояние. В гетероструктуре АФМ/ФМ вместо одноосной анизотропии (две эквивалентные легкие конфигурации в противоположных направлениях) намагниченность в системах АФМ/ФМ имеет только одно легкое направление, часто называемое однонаправленной анизотропией, появление антисимметричных пиков в угловой зависимости верхней части гетероструктуры (часть пленки LSMO, граничащей с пленкой антиферромагнетика SMO) свидетельствует о появлении однонаправленной анизотропии в верхней части гетероструктуры, что объясняется возникновением обменного взаимодействия на границе АФМ/ФМ [30].

Также из уравнения (1) были получены температурные зависимости для кубической и одноосной анизотропии. В случае части пленки (красные кружки), которая, как мы полагаем, не взаимодействует с пленкой SMO, температурная зависимость каждой из анизотропий вполне типична для пленки чистого манганита. Увеличение плоскостной анизотропии нижнего слоя, возможно, связано с растяжением кристаллической решетки в направлении  $c$  (рис. 1). Для верхней части гетероструктуры определить поле анизотропии затруднительно, поскольку, как объяснялось выше, для поведения намагниченности, уравнение (1) нельзя корректно использовать для определения магнитных параметров верхней части гетероструктуры [31].

В настоящей работе представлены экспериментальные данные, демонстрирующие в интервале температур 300–70 К проявление дополнительного взаимодействия, возникающего на границе раздела гетероструктуры SMO/LSMO. Наблюдаемый эффект, как мы предполагаем, является следствием интерфейсной связи за счет обменного взаимодействия между антиферромагнетиком (SrMnO<sub>3</sub>) и ферромагнетиком (La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>). Наши результаты стали еще одним доказательством разнообразия фазовых характеристик манганитов, возникающих на межфазных границах. Мы считаем, что наши результаты будут полезны для разработки перестраиваемых, высокочувствительных и сверхбыстродействующих устройств спинтроники на основе антиферро-

магнетиков, таких как излучатели, усилители, детекторы.

Авторы выражают благодарность В. В. Демидову за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

Измерения резонансных характеристик образцов было проведено при поддержке Российского научного фонда # 21-79-10396, обработка экспериментальных результатов выполнена в рамках гранта Российского научного фонда # 19-19-00607-Р.

1. J. Mannhart and D. G. Schlom, *Science* **327**, 1607 (2010).
2. Z. V. Gareeva and X. M. Chen, *JETP Lett.* **114**, 215 (2022).
3. K. V. Voronin, I. S. Lobanov, and V. M. Uzdin, *JETP Lett.* **116**, 242 (2022).
4. P. Zubko, S. Gariglio, M. Gabay, P. Ghosez, and J. M. Triscone, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **2**, 141 (2011).
5. M. Bibes, J. E. Villegas, and A. Barthelemy, *Adv. Phys.* **60**, 5 (2011).
6. H. Y. Hwang, Y. Iwasa, M. Kawasaki, B. Keimer, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Nat. Mater.* **11**, 103 (2012).
7. M. Gibert, P. Zubko, R. Scherwitzl, J. Iniguez, and J. M. Triscone, *Nat. Mater.* **11**, 195 (2012).
8. A. Bhattacharya, S. J. May, S. G. E. te Velthuis, M. Warusawithana, X. Zhai, B. Jiang, J. M. Zuo, M. R. Fitzsimmons, S. D. Bader, and J. N. Eckstein, *Phys. Rev.* **100**, 257203 (2008).
9. J. W. Seo, W. Prellier, P. Padhan, P. Boullay, J. Y. Kim, H. Lee, C. D. Batista, I. Martin, E. E. M. Chia, T. Wu, B. G. Cho, and C. Panagopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 167206 (2010).
10. N. Kida, H. Yamada, H. Sato, T. Arima, M. Kawasaki, H. Akoh, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 197404 (2007).
11. I. F. Sharafullin and H. T. Diep, *JETP Lett.* **114**, 536 (2021).
12. K. L. Stankevich, *JETP Lett.* **116**, 167 (2022).
13. V. V. Demidov, N. V. Andreev, T. A. Shaikhulov, and G. A. Ovsyannikov, *J. Magn. Magn. Mater.* **497**, 165979 (2020).
14. A. P. Ramirez, *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 8171 (1997).
15. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, *Adv. Phys.* **48**, 167 (1999).
16. H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 097202 (2014).
17. C. Hahn, G. de Loubens, V. V. Naletov, J. B. Youssef, O. Klein, and M. Viret, *Europhys. Lett.* **108**, 57005 (2014).
18. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, A. Slavin, and B. Ivanov, *Phys. Rev. B.* **108**, 224421 (2016).
19. A. L. Khoroshilov, A. V. Bogach, S. V. Demishev, K. M. Krasikov, S. E. Polovets, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *JETP Lett.* **115**, 130 (2022).
20. Y. Zhang, J. Chen, J. Zhang, and H. Yu, *Appl. Phys. Rev.* **9**, 041312 (2022).
21. R. Søndena, P. Ravindran, S. Stølen, T. Grande, and M. Hanfland, *Phys. Rev.* **74**, 144102 (2006).
22. D. M. Nalecz, R. Bujakiewicz-Koronska, and R. J. Radwanski, *Ferroelectrics* **483**, 86 (2015).
23. L. Maurel, N. Marcano, T. Prokscha, E. Langenberg, J. Blasco, R. Guzman, A. Suter, C. Magen, L. Morellon, M. R. Ibarra, J. A. Pardo, and P. A. Algarabel, *Phys. Rev. B* **92**, 024419 (2015).
24. J. H. Lee and K. M. Rabe, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 207204 (2010).
25. T. A. Shaikhulov, G. A. Ovsyannikov, V. V. Demidov, and N. V. Andreev, *JETP* **129**, 112 (2019).
26. T. M. Vasilevskaya and D. I. Sementsov, *Phys. Met. Metallogr.* **108**, 339 (2009).
27. V. V. Demidov and T. A. Shaikhulov, *J. Magn. Magn. Mater.* **566**, 170299 (2023).
28. A. Tebano, C. Aruta, S. Sanna, P. G. Medaglia, G. Balestrino, A. A. Sidorenko, R. De Renzi, G. Ghiringhelli, L. Braicovich, V. Bisogni, and N. B. Brookes, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 137401 (2008).
29. D. Yi, C. L. Flint, P. P. Balakrishnan, K. Mahalingam, B. Urwin, A. Vailionis, A. T. N'Diaye, P. Shafer, E. Arenholz, Y. Choi, K. H. Stone, J.-H. Chu, B. M. Howe, J. Liu, I. R. Fisher, and Y. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 077201 (2017).
30. F. Li, C. Song, Y. Y. Wang, B. Cui, H. J. Mao, J. J. Peng, S. N. Li, G. Y. Wang, and F. Pan, *Sci. Rep.* **5**, 16187 (2015).
31. J. Nogues and K. I. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).