

05,08

## Температурная зависимость спинового тока в гетероструктурах иридат/манганит

© Г.Д. Ульев<sup>1,2</sup>, К.И. Константиныч<sup>1</sup>, Г.А. Овсянников<sup>1</sup>, И.Е. Москаль<sup>1</sup>, А.В. Шадрин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

E-mail: gdulev@edu.hse.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Представлены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей спин-зависимых резистивных характеристик гетероструктуры иридат/манганит ( $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ), снятых в конфигурации планарного эффекта Холла, а также амплитуды спинового тока, возникающего под действием СВЧ-воздействия при ферромагнитном резонансе. Спиновый угол Холла определялся из угловых зависимостей поперечного и продольного спиновых магнитосопротивлений гетероструктуры. Обсуждается влияние шунтирования анизотропным магнитосопротивлением манганитной пленки в гетероструктуре. Для сравнения приводятся данные, полученные на пленке манганита.

**Ключевые слова:** спиновый ток, спин-орбитальное взаимодействие, тонкопленочная гетероструктура, магнитосопротивление, иридат стронция, манганит.

DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58379.49НН

### 1. Введение

Экспериментальное изучение процессов возбуждения спинового тока за счет спиновой накачки при ферромагнитном резонансе (ФМР) в F/N структурах (F — ферромагнетик, N — металл со спин-орбитальным взаимодействием) и его регистрация за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE) проводилось на контактах Pt с пермаллоем (Py/Pt) и железо-иттриевым гранатом (YIG/Pt) [1–3]. Применение эпитаксиально выращенных оксидных гетероструктур, в частности, 5d иридата стронция  $\text{SrIrO}_3$  в качестве N материала и 3d ферромагнитного манганита  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  в последнее время привлекает повышенное внимание [4–6] из-за комбинации электрон-электронного и спин-орбитального взаимодействия, а также эффектов, связываемых с возникновением нетривиальных фазовых состояний [7–9]. В частности, в работе [7] было показано, что в иридатной пленке на границе  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  за счет магнитного эффекта близости обнаруживается намагниченность со свойствами, присущими аномальному эффекту Холла. Недавно было продемонстрировано, что увеличение затухания Гильберта в  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -гетероструктуре вызвано протеканием спинового тока через границу [6,10,11], а вклад анизотропного магнитосопротивления  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки обсуждался в работах [4,6,8,10]. Однако температурные зависимости процессов генерации и детектирования спинового тока пока остаются мало изученными. Для оценки эффектив-

ности генерации спинового тока (спинового угла Холла) с применением спиновой накачки возникает необходимость иметь дело с большим числом характеристик, таких, как, параметры спектральных линий симметричного и асимметричного откликов, амплитуды и мгновенной фазы магнитной компоненты СВЧ-накачки, спиновой проводимости (spin-mixing conductance) и ряда других (см., например, [10,12]). Задача несколько упрощается, когда спиновый угол Холла определяется из измерений спинового магнитосопротивления и число входящих параметров значительно меньше, однако по вопросу их температурных зависимостей, судя по имеющейся литературе [2,3,13], консенсус пока отсутствует. В настоящей работе приведены результаты измерений температурной зависимости спинового тока, полученной в режиме спиновой накачки и характеристик спинового магнитосопротивления гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Для сравнения измерялись также характеристики пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ .

### 2. Методика

Тонкие эпитаксиальные пленки иридата стронция  $\text{SrIrO}_3$  и манганита  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  с толщинами 10–50 нм выращивались на монокристаллических подложках (110) $\text{NdGaO}_3$  с помощью радиочастотного магнетронного распыления при температурах подложки

770–800°C в смеси газов Ag и O<sub>2</sub> при полном давлении газов 0.3–0.5 mbar [6].

В SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-гетероструктуре парамагнитная пленка SrIrO<sub>3</sub> выполняла роль нормального металла N с сильным спин-орбитальным взаимодействием (SOI). Ферромагнетик La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> является магнитным полуметаллом с почти 100% магнитной поляризацией при низких температурах и характеризуется намагниченностью насыщения  $M = 370$  Oe, одноосной анизотропии  $H_u = 11$  Oe и полем насыщения  $H_S \approx 14$  Oe при  $T = 300$  K [6]. При измерении магнитосопротивления магнитное поле изменялось от нуля до  $H = +100$  Oe, затем обратно до  $H = -100$  Oe и завершалось при  $H = 0$ . Начальной намагниченностью ферромагнитной пленки можно было пренебречь, так как согласно [14] у La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-пленки толщиной 40 nm начальная намагниченность снижалась от 2 Oe при  $T = 77$  K до 0.5 Oe при  $T = 300$  K. С целью исключения влияния магнитной предыстории величина магнитосопротивления бралась при  $H = -100$  Oe.

В режиме ФМР-накачки через SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> границу протекает спиновый ток  $j_S$ , который определяется спиновой проводимостью границы  $g^{\uparrow\downarrow}$ , состоящей из реальной ( $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$ ) и мнимой частей ( $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ ), а также амплитудой прецессии магнитного момента  $\mathbf{m}$ , вызванного магнитной компонентой внешнего СВЧ-поля [15,16]:

$$\mathbf{j}_S = \frac{h}{4\pi} \left( \text{Re } g^{\uparrow\downarrow} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \text{Im } g^{\uparrow\downarrow} \times \frac{\mathbf{m}}{dt} \right). \quad (1)$$

При этом регистрируемый зарядовый ток  $j_Q$  в двухслойной тонкопленочной структуре определяется величиной спинового угла Холла  $\theta_{SH}$

$$\mathbf{j}_Q = \theta_{SH} \frac{2e}{h} [\mathbf{n} \times \mathbf{j}_S] \quad (2)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор направления спинового момента.

В результате спиновой накачки зарядовый ток зависит от следующих параметров гетероструктуры  $I_Q \propto hf^2 \theta_{SH} \lambda_N \text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$ , где  $h_f$  — магнитная компонента СВЧ-накачки,  $\lambda_N$  — длина спиновой диффузии в SrIrO<sub>3</sub>,  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$  — реальная часть спиновой проводимости границы SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>.

Протекание спинового тока  $I_S$  через границу вызывает дополнительное затухание спиновой прецессии. В эксперименте это проявляется в уширении линии спектра ФМР, которое определяется гильбертовым коэффициентом спинового затухания  $\alpha$  [15,17,18]. Параметры  $\alpha$  и  $\Delta H$  связаны соотношением  $\Delta H(f) = 4\pi\alpha f/\gamma + \Delta H_0$ , где  $f$  — частота спиновой накачки,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\Delta H_0$  — уширение, вызванное магнитной неоднородностью гетероструктуры. Отметим, что здесь мы пренебрегаем вкладами других источников затухания. Частотно-независимое уширение  $\Delta H_0 = 6 \pm 1$  Oe мало и опреде-

ляется магнитной неоднородностью La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-пленки в гетероструктуре. Для La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-пленки получаем  $\alpha_{LSMO} = 2.0 \pm 0.2 \cdot 10^{-4}$  и затухание увеличивается в SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-гетероструктуре до  $\alpha_{SIO/LSMO} = 6.7 \pm 0.8 \cdot 10^{-4}$ . Увеличение затухания  $\alpha$  после напыления SrIrO<sub>3</sub> позволяет оценить реальную часть спиновой проводимости  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$  [6,15,19]. При намагниченности насыщения La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-пленки  $M = 370$  Oe и толщине  $d_{LSMO} = 30$  nm получаем  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} = (3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ . Отметим, что полученное нами значение по порядку величины совпадает с  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ , определенное в работе [11]. При изменении толщины SrIrO<sub>3</sub>-пленки в гетероструктуре от 1.5 до 12 nm величина  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$  изменяется от  $0.5 \cdot 10^{19}$  до  $3.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$  [10].

### 3. Результаты измерений

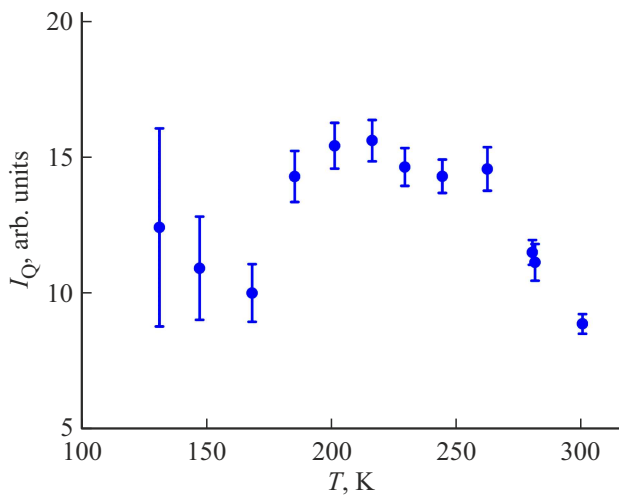
#### 3.1. Спиновый ток

По аналогии с методикой исследования спинового тока в структурах Pt/YIG [19] спиновый ток в SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> возбуждался за счет ФМР в пленке La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> гетероструктуры короткозамкнутой микрополосковой линией. Постоянное магнитное поле  $H$  задавалось в плоскости подложки и было направлено перпендикулярно возникающему за счет ISHE зарядовому току  $I_Q$ , который регистрировался путем измерения напряжения на образце, имеющим форму полоски из гетероструктуры SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> с металлическими Pt-контактами. Величина  $I_Q$  определялась отношением напряжения отклика к омическому сопротивлению гетероструктуры. Измерения проводились в режиме амплитудной модуляции СВЧ-сигнала с использованием маломощного синхронного усилителя. Возникновение зарядового тока  $I_Q$  на пленке SrIrO<sub>3</sub> вследствие ISHE при наличии только лишь спиновой накачки (т.е. при отсутствии измерительного тока  $I$ , используемого при измерениях магнитосопротивления) подтверждает возникновение чистого спинового тока  $I_S$  в SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-гетероструктуре. На рис. 1 показана температурная зависимость амплитуды зарядового тока  $I_Q$ . Спектральные линии откликов уширялись с понижением температуры, что приводило к увеличению ошибки измерений, как показано на рис. 1.

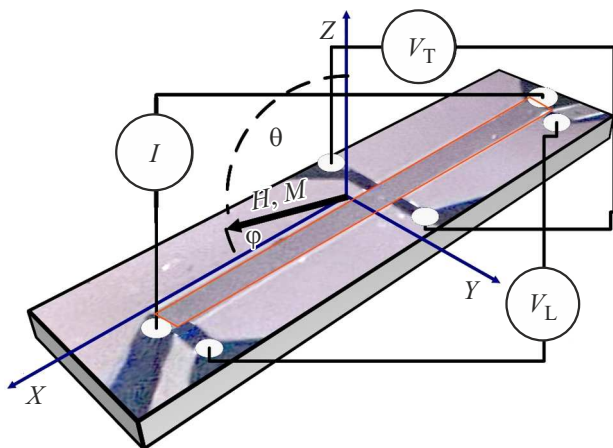
#### 3.2. Магнитосопротивление La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-пленки

Для проведения магниторезистивных измерений пленки La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> и гетероструктуры SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> использовалась 4-х точечная схема, приведенная на рис. 2.

При отсутствии магнитного поля температурные зависимости сопротивления La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-пленки и SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub>-гетероструктуры при измерениях продольного (омического) и поперечного (планарного)



**Рис. 1.** Температурная зависимость амплитуды зарядового тока, преобразованного ISHE из спинового тока, возбужденного в режиме ФМР с мощностью СВЧ-накачки 30 мВт на частоте  $f = 2.4$  GHz.



**Рис. 2.** Схема магниторезистивных измерений. Магнитное поле  $H$  задавалось в плоскости подложки под углом  $\varphi$  к току, направленному вдоль оси  $X$ .  $\theta$  — угол между осью  $Z$  и магнитным моментом  $M$ .  $I$  — источник задания тока,  $V_T$  и  $V_L$  вольтметры, используемые для измерения поперечного (планарного холловского) и продольного (омического) сопротивлений.

холловского) сопротивлений показаны на рис. 3. Параметры сопротивлений  $R_{L0}$ ,  $R_{T0}$  относятся к манганитной пленке, а  $R_{L0}^S$ ,  $R_{T0}^S$  — гетероструктуре.

Из рис. 3, а видно, что оба сопротивления  $R_{L0}$  и  $R_{T0}$   $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки уменьшаются с понижением температуры, что типично для манганитных структур. При температуре  $T = 300$  К продольное сопротивление пленки ферромагнетика составляет  $R_{L0} = 7.6$  к $\Omega$ , тогда как двухслойный образец имеет значение  $R_{L0}^S = 4.4$  к $\Omega$ . Поперечное сопротивление заметно меньше и для  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  принимает значение  $R_{T0} = 17$   $\Omega$ , для  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}$  получено  $R_{T0}^S = 1.8$   $\Omega$ .

Регистрировались магнитно-полевые зависимости изменения нормированного магнитосопротивления гетероструктуры и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки от угла  $\varphi$  между магнитным полем  $H$  и током  $I$ . Величина продольного магнитосопротивления ферромагнитной  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки  $R_L$  содержит омическое сопротивление  $R_S$  и вклад от анизотропного магнитосопротивления (AMR)  $R_A$  (см. соотношение (3)). Угловая зависимость продольного сопротивления  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки  $R_L(\varphi)$  определяется зависимостью AMR от угла  $\varphi$  и описывается соотношением [20]:

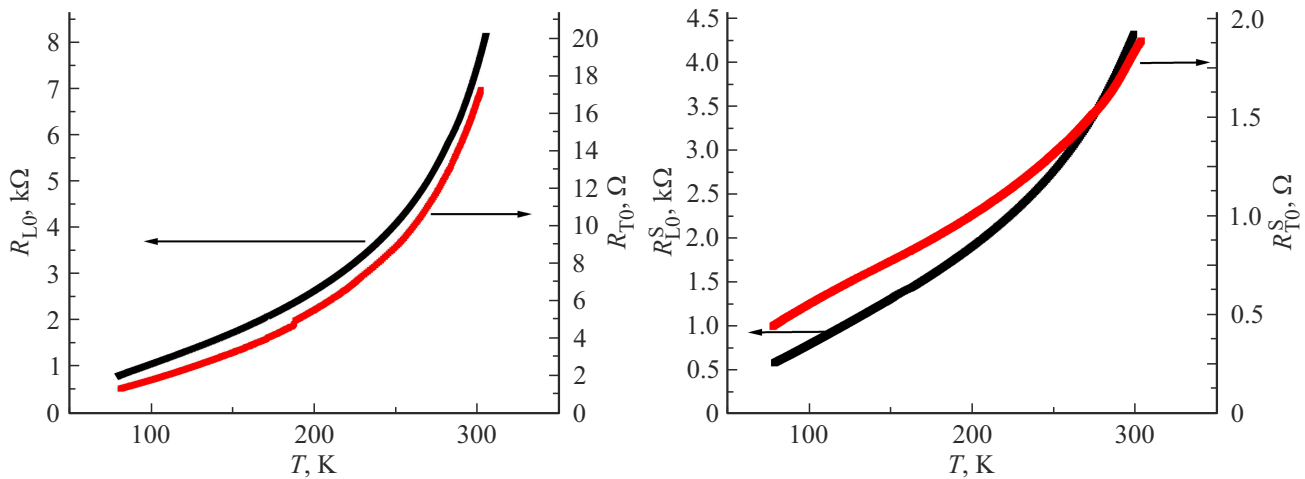
$$R_L = R_S + R_A \cos 2\varphi, \quad (3)$$

где  $\varphi$  — угол между направлением намагниченности  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки и направлением задания тока  $I$ . В манганитах обычно омическое сопротивление  $R_S$  существенно превышает  $R_A$ . Удельное сопротивление пленки  $\rho_L$  связано с измеряемым напряжением  $V_L$  и заданным током  $I$  следующим соотношением:  $\rho_L = V_L W d_L / (LI)$ , где  $W$  — ширина,  $L$  — длина мостиковой структуры,  $d_L$  — толщина пленки. При числе квадратов пленки  $N = L/W = 12.2$  сопротивление квадрата пленки  $R_{L\Box} = V_L W / (LI)$  и в случае  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки с  $d_L = 30$  nm,  $N = 12.2$  при  $T = 300$  К и  $H = 0$   $\rho_L = 1.86 \cdot 10^{-3}$   $\Omega$  cm.

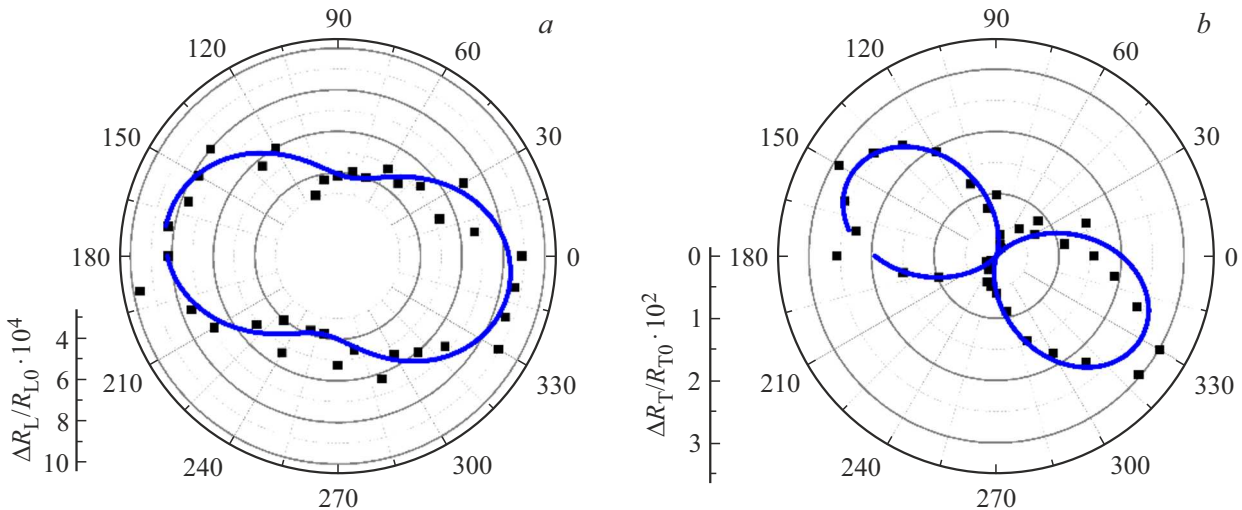
На рис. 4, а в полярных координатах представлена угловая зависимость нормированного продольного магнитосопротивления пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$   $\Delta R_L/R_{L0}$  от  $\varphi$ . Здесь  $\Delta R_L = R_L(H) - R_{L0}$ , где  $R_L(H)$  — сопротивление при магнитном поле, в нашем экспериментальном случае  $H = 100$  Oe,  $R_{L0}$  и  $R_{T0}$  — сопротивления при  $H = 0$ . Для  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки нормировочный коэффициент брался  $R_{L0} = R_S$ . В результате были получены следующие значения максимумов  $(\Delta R_L/R_{L0})_{\max} = 2.7 \cdot 10^{-4}$ ,  $(\Delta R_T/R_{T0})_{\max} = 0.014$ . Поворот оси максимумов зависимостей относительно нуля вызван отличием направления грани подложки, от которой идет отсчет начала изменения угла  $\varphi$  и направления легкой оси намагниченности  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки, задаваемой кристаллографическим направлением подложки  $[001]\text{NdGaO}_3$  [4]. Сдвиг фаз аппроксимирующего синуса отличается в продольном и поперечном случае и равняется  $\varphi_{0L} = 25.3^\circ$ ,  $\varphi_{0T} = 15.4^\circ$ .

Из результатов, представленных на рис. 4, а получаем  $R_A/R_S = (\Delta R_L/R_{L0})_{\max} = 2.7 \cdot 10^{-4}$ . При сопротивлении манганитной пленки  $R_S = 7613$   $\Omega$  при  $T = 300$  К следует, что анизотропное магнитосопротивление квадрата  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  пленки составляет  $R_{A\Box} = 0.17$   $\Omega$ . В случае поперечного магнитосопротивления ферромагнитной  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки вклад от омического сопротивления отсутствует и планарное холловское сопротивление  $R_{PH}$  определяется планарным эффектом Холла (PHE). Угловая зависимость поперечного сопротивления  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки  $R_T(\varphi)$  описывается соотношением [21]:

$$R_T = R_{PH} \sin 2\varphi + R_{AH} \cos \theta, \quad (4),$$



**Рис. 3.** Температурные зависимости продольного  $R_L$  и поперечного  $R_T$ -сопротивлений:  $a$  —  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  — пленки толщиной 30 nm,  $b$  — гетероструктура  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  с  $d_N = 10$  nm.



**Рис. 4.** Нормированные зависимости магнитосопротивления  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки:  $a$  — в продольном направлении,  $b$  — поперечный случай.

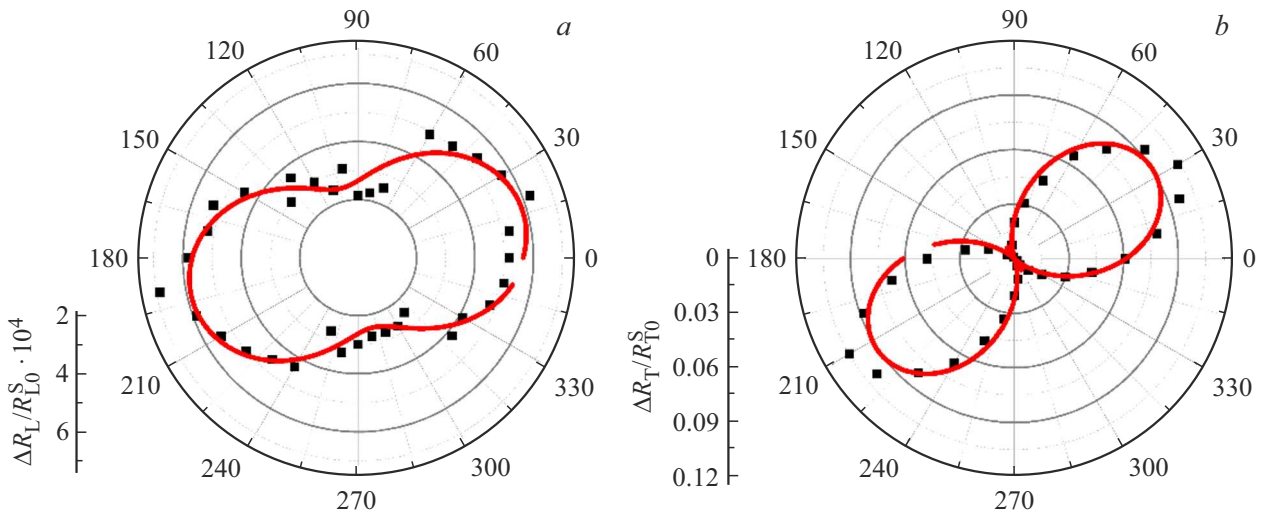
где амплитуда  $R_{PH}$  соответствует вкладу от планарного эффекта Холла, а второй член в (4) определяется отклонением намагниченности пленки от плоскости и возникновением аномального холловского сопротивления (АНХ)  $R_{АН}$  в ферромагнетике из-за перпендикулярной к  $X$ - $Y$  плоскости составляющей намагниченности. При наших измерениях магнитное поле  $H$  и ток  $I$  находились в плоскости подложки ( $\theta \approx 90^\circ$  — угол между намагниченностью и осью  $Z$ ). Обычное холловское сопротивление  $R_{OH}$  измеряется при перпендикулярно направленном поле  $H$  и определяется электронными носителями в пленке. Поскольку компонента магнитного поля вдоль оси  $Z$  (см. рис. 2) отсутствует, то  $R_{OH} = 0$  и  $R_T$  определяется только лишь малым вкладом АНХ из-за малости намагниченности вдоль оси  $Z$ .

На рис. 4,  $b$  в полярных координатах показаны величины нормированного планарного холловского со-

противления  $\Delta R_T/R_{T0}$ , где  $\Delta R_T = R_T(H) - R_{T0}$ , где  $R_T(H)$  — магнитосопротивление при  $H = 100$  Ое. В качестве нормировочного параметра выбрано сопротивление  $R_{T0} = R_{АН}$ , которое определяется из данных по поперечному сопротивлению при  $H = 0$ , приведенных на рис. 3. Максимальное значение отношения  $\Delta R_T/R_{T0} = R_A/R_{АН} = 0.014$ . При  $T = 300$  К  $R_{T0} = 17 \Omega$  получаем планарное холловское магнитосопротивление „условного“ квадрата LSMO пленки  $R_{PH\Box} = 0.24 \Omega$ .

### 3.3. Магнитосопротивление гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

На спиновое магнитосопротивление (SMR) гетероструктуры с ферромагнетиком влияет спиновый эффект Холла, который определяется спиновым углом Холла  $\theta_{SH}$ : Для продольного магнитосопротивления гетеро-



**Рис. 5.** Угловые зависимости от угла  $\varphi$  нормированного спинного магнитосопротивления гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ :  $a$  — продольного,  $b$  — поперечного.

структуры нормальный металл/ферромагнитный изолятор имеем [20]:

$$R_L^S \approx R_N + R_1 + R_2 \cos 2\varphi, \quad (5)$$

$$R_1 = -R_N \Theta_{\text{SH}}^2 \lambda_N / d_N, \quad (6)$$

$$R_2 = R_N \theta_{\text{SH}}^2 \frac{\lambda_N}{d_N} \text{Re} \frac{2\lambda_N \rho_N (\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}) + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow}}{1 + 2\lambda_N \rho_N (\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}) + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow}}, \quad (7)$$

где  $\text{Re } G^{\uparrow\downarrow} = \text{Re } g^{\uparrow\downarrow} e^2 / h$ ,  $\text{Im } G^{\uparrow\downarrow} = \text{Im } g^{\uparrow\downarrow} e^2 / h$ . При  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} \approx \text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ , удельном сопротивлении  $\text{SrIrO}_3$  пленки  $\rho_N = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}$  и толщинах пленок  $\text{SrIrO}_3$   $d_N = 10 \text{ nm}$  и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$   $d_F = 30 \text{ nm}$  [4] дополнительный член  $\text{Re} \frac{2\lambda_N \rho_N (\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}) + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow}}{1 + 2\lambda_N \rho_N (\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}) + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow}}$ , обусловлен спиновым импедансом границы, при  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$  дает коэффициент порядка 0.55. При выводе выражений (5)–(7) в [21] предполагается, что сопротивление нормального металла велико  $R_N \gg R_1, R_2$ , а длина спиновой диффузии  $\lambda_N$  много меньше толщины  $d_N$  (в нашем случае пленки  $\text{SrIrO}_3$ ). В случае электропроводящего ферромагнетика влияние нижней пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  на магнитосопротивление гетероструктуры необходимо учитывать дополнительно. Сравнение выражений (1)–(2) и выражений (5)–(7) показывает, что зависимость магнитосопротивления от угла  $\varphi$  гетероструктуры существенно не отличается от  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки. При этом наличие спинного магнитосопротивления в гетероструктуре (в отличие от пленки, где наблюдается анизотропное магнитосопротивление) приводит к эффектам, выявляемым экспериментально. Наблюдается уменьшение постоянного (не зависящего от угла  $\varphi$ ) значения магнитосопротивления на величину  $R_1$  (5). Как следует из (3)–(7) в эксперименте наблюдается одинаковая угловая зависимость продольного АМР-магнитосопротивления  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки (амплитуда изменения  $R_A$ ) и SMR гетероструктуры (член  $R_2$ ).

При этом сопротивление  $R_A$  шунтирует  $R_2$  т.к. соединены параллельно.

На рис. 5,  $a$  представлена в полярных координатах угловая зависимость продольного SMR гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ .  $\Delta R_L(\varphi) = R_L^S(H) - R_{L0}^S$  нормированного на  $R_{L0}^S$  при  $H = 0$ . Из данных рис. 5,  $a$  имеем  $\Delta R_L/R_{L0}^S = 1.7 \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_{0L} = 74.1^\circ$ . Используя соотношение (7), получаем значение спинного угла Холла  $\theta_{\text{SH}} = 0.04$  при  $\lambda_N = 1.5 \text{ nm}$  и толщине пленки  $d_N = 10 \text{ nm}$ . Следует заметить, что оценка величины  $\theta_{\text{SH}}$  получена без учета шунтирующего влияния сопротивления  $R_A$  АМР.  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки, которое может играть определяющую роль при условии  $R_A \ll R_2$ , когда в измеряемом SMR гетероструктуры превалирует АМР  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки.

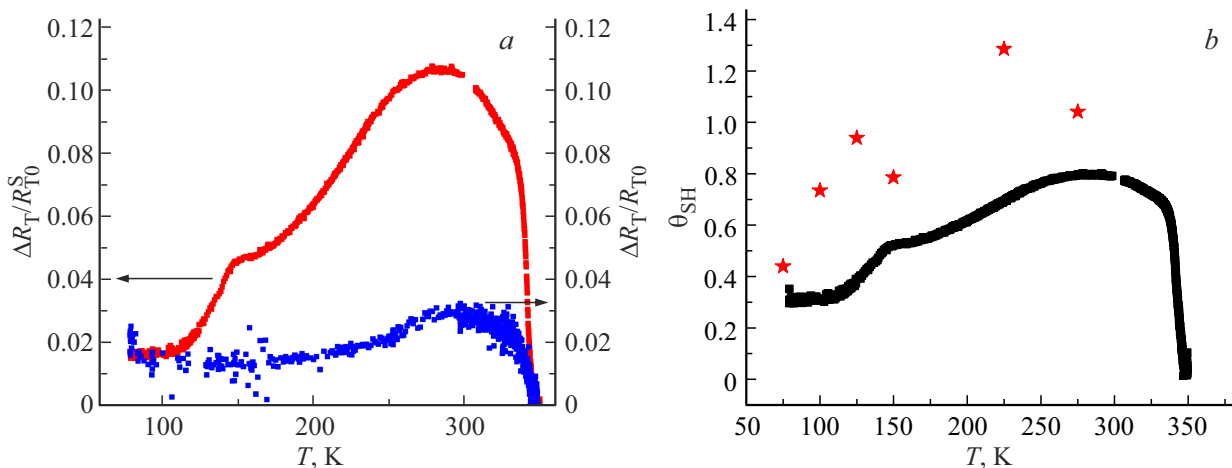
Совершенно иная ситуация наблюдается для случая измерения спинного магнетосопротивления из данных по поперечному магнитосопротивлению. На рис. 5,  $b$  представлена угловая зависимость поперечного (планарного холловского) магнитосопротивления  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -гетероструктуры. При  $T = 300 \text{ K}$  (рис. 5) получаем  $\Delta R_T/R_{T0}^S = 0.049$  и  $\varphi_{0L} = 129.1^\circ$ . Здесь угловая зависимость изменения магнитосопротивления  $\Delta R_T(\varphi)$  определяется спиновым SMR-магнитосопротивлением с амплитудой  $R_2$ . Вклады от  $R_3$  и от аномального холловского магнитосопротивления  $R_{\text{AH}}$  не зависят от угла  $\varphi$  [7,21]:

$$R_T^S = \frac{R_2}{2} \sin^2 \varphi + R_3 \cos \theta + R_{\text{AH}} \cos \theta, \quad (8)$$

где

$$R_3 = R_N \theta_{\text{SH}}^2 \frac{\lambda_N}{d_N} \text{Im} \frac{2\lambda_S \rho_S (\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}) + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow}}{1 + 2\lambda_S \rho_S (\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}) + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow}}. \quad (9)$$

В поперечном случае магнитосопротивление  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -пленки определяется планарным эффектом Холла (4). Второй член в выражении (8), зависящий



**Рис. 6.** *a* — температурные зависимости изменения нормированного поперечного спинового SMR-магнитосопротивления гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  и планарного холловского магнитосопротивления пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Здесь  $\Delta R_T = RT(H = 100\text{Oe}) - R_{T0}$ . *b* — температурная зависимость спинового угла Холла  $\theta_{\text{SH}}$ , полученная из поперечного магнитосопротивления гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  — черные квадраты. Звездочки — зависимость  $\theta_{\text{SH}}(T)$  для  $\text{SrIrO}_3/\text{CoTb}$  из работы [13].

от мнимой части комплексной спиновой проводимости, возникает из-за намагниченности, направленной перпендикулярно плоскости подложки и может вызвать увеличение магнитосопротивления, что наблюдалось в сверхрешетках  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  [8]. В нашем случае имеем одиночную границу раздела  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Предполагая  $R_3 \ll R_{\text{АН}}$ , в качестве нормировки используем величину  $R_{\text{АН}}$ , полученную из данных, приведенных на рис. 3. В результате, при температуре вблизи  $T = 300\text{ K}$   $\Delta R_T(\varphi)/R_{\text{АН}} = 0.11$  получаем  $\theta_{\text{SH}} = 0.79$ , что примерно на порядок превосходит величину  $\theta_{\text{SH}}$ , оцененную из продольного SMR магнитосопротивления, полученную без учета шунтированием магнитосопротивлением AMR пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  [6]. Заметим, что  $\theta_{\text{SH}} \cong 0.3$  было получено в гетероструктурах  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  [22] другими методами. О высоких значениях спинового угла Холла в структурах с пленками  $\text{SrIrO}_3$  сообщалось ранее:  $\theta_{\text{SH}} = 0.76$  для  $\text{Pu/SrIrO}_3$  [23] и  $\theta_{\text{SH}} = 1.1$  для  $\text{SrIrO}_3/\text{Co}_{1-x}\text{Tb}_x$  [13]. По порядку величин эти значения близки к  $\theta_{\text{SH}}$ , наблюдаемому в структурах с топологическими изоляторами [8].

### 3.4. Температурная зависимость магнитосопротивления

Как видно из рис. 1 с понижением температуры ниже температуры Кюри  $T_{\text{CU}}$  манганита амплитуда спинового тока сначала растет, а затем выходит на насыщение или даже немного спадает (в пределах ошибки). Однако, из-за сложности оценки вклада от анизотропного магнитосопротивления ферромагнетика в измеряемый отклик в условиях спиновой накачки температурную зависимость спинового угла Холла будем проводить на основе данных по SMR. С целью исключения шунтирующего влияния манганитной пленки будем обсуждать

температурную зависимость поперечного SMR спинового магнитосопротивления, приведенную на рис. 6, *a*. Для сравнения на этом же рисунке приведена температурная зависимость для манганитной пленки, которая по амплитуде значительно меньше, чем в гетероструктуре и также зануляется при  $T = T_{\text{CU}}$ . Видно, что в случае гетероструктуры с повышением температуры от  $T_{\text{CU}}$  до  $T \approx 300\text{ K}$  наблюдается рост  $\Delta R_T/R_{T0}^S$ , а затем имеет место спад с понижением температуры. Основной вклад в изменение поперечного сопротивления  $R_T$  дает член  $R_2$  в (7), а нормировочный параметр  $R_{T0}^S$  определяется сопротивлением  $R_{\text{АН}}$ . Температурная зависимость SMR-магнитосопротивления, из которой можно извлечь зависимость  $\theta_{\text{SH}}(T)$ , определяется отношением  $R_2/R_{\text{АН}}$ , которое содержит несколько зависящих от температуры компонент  $\lambda_N(T)$ ,  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$  и  $R_{\text{АН}}(T)$ . Длина спиновой диффузии  $\lambda_N(T)$  обычно определяется релаксацией Элиотта–Яфета и изменяется с температурой обратно пропорционально сопротивлению нормального металла [2] в гетероструктуре, в нашем случае в  $\text{SrIrO}_3$ . Удельное сопротивление  $\text{SrIrO}_3$  слабо зависит от температуры в интервале от 77 K до комнатной [4] и изменением с температурой удельного сопротивления  $\text{SrIrO}_3$ -пленки на интервале температур на рис. 6, *a* можно пренебречь. Исходя из выводов работы [3], позволяющим пренебречь практически не зависящей от температуры зависимостью  $\lambda_N(T)$  на обсуждаемом температурном интервале, изменения поперечного магнитосопротивления в гетероструктуре будет определяться вкладами от  $R_{\text{АН}}(T)$ , представленной на рис. 3, *a*, а также  $\theta_{\text{SH}}^2(T)$  и  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$ , которая зависит от эффективной намагниченности  $M$  ферромагнитного слоя [10]. В работе [24] была получена зависимость  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}(T)$  для структуры  $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , предсказывающая рост параметра  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$  при пониже-

нии температуры. Связь спинового угла Холла  $\theta_{SH}$  и параметра  $Re g^{\uparrow\downarrow}$  следует из соотношений (1) и (2), однако данных, приведенных на рис. 1, подтверждающих генерацию спинового тока, недостаточно для извлечения функциональной зависимости  $\theta_{SH}(T)$  гетероструктуры  $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ .

На рис. 6, *b* приведена зависимость  $\theta_{SH}(T)$ , рассчитанная по (7) и (8), используя данные рис. 6, *a* и полагая  $Re G^{\uparrow\downarrow} = 1.35 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \Omega^{-1}$ ,  $d_N = 10 \text{ nm}$ ,  $\lambda_N = 1.5 \text{ nm}$ ,  $R_3 = 0$ . Для сравнения на этом же рисунке приведены значения  $\theta_{SH}(T)$  из работы [13] для гетероструктуры  $SrIrO_3/CoTb$  с аналогичной нашему случаю толщиной  $SrIrO_3$  10 nm и ферромагнетиком  $CoTb$  толщиной 6 nm. Видно, что на обеих структурах с пленкой  $SrIrO_3$  спиновый угол Холла спадает с понижением температуры от комнатной  $T = 300 \text{ K}$ , что не совпадает с температурным поведением  $Re$  работы [24] для данного интервала температур. С повышением температуры от  $T = 300 \text{ K}$  до  $T = 350 \text{ K}$  (температуры Кюри манганита) спад  $\theta_{SH}(T)$  объясняется ожидаемым снижением намагниченности в манганитной пленке и совпадает с поведением  $Re g^{\uparrow\downarrow}$  работы [24]. Природа особенности на функции  $\theta_{SH}(T)$  вблизи  $T = 150 \text{ K}$  пока не ясна и требует дополнительного изучения.

#### 4. Заключение

В гетероструктуре  $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  в режиме спиновой накачки на частоте ФМР  $f = 2.4 \text{ GHz}$  амплитуда зарядового тока  $I_Q = \theta_{SH} I_S$  (пропорционального спиновому току  $I_S$  через параметр  $\theta_{SH}$ ) монотонно возрастала примерно в 1.5 раза с понижением температуры от комнатной до 250 K. При дальнейшем охлаждении от 200 до 77 K не удается определить изменение  $I_Q$  с температурой из-за увеличения ошибки измерений и при  $T < 120 \text{ K}$  отклик уже не обнаруживался. Для оценки спинового угла Холла  $\theta_{SH}$  проводились измерения анизотропного и спинового магнитосопротивлений  $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ -гетероструктуры и пленки  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  в конфигурации планарного эффекта Холла. Из температурных зависимостей изменения нормированного поперечного магнитосопротивления гетероструктуры  $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  и отдельной манганитной пленки, можно прийти к выводу, что в случае гетероструктуры изменение поперечного спинового магнитосопротивления в максимуме примерно в пять раз превышает значение, полученное для планарного холловского магнитосопротивления пленки  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ .

#### Благодарности

Авторы благодарны Ю.В. Кислинскому, А.А. Климову, А.М. Петржику за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-00010).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] O. Mosendz, V. Vlaminck, J.E. Pearson, F.Y. Fradin, W.G.E. Bauer, S.D. Bader, A. Hoffmann. *Phys. Rev. B* **82**, 21, 214403-1-9 (2010).
- [2] S.R. Marmion, M. Ali, M. McLaren, D.A. Williams, B.J. Hickey. *Phys. Rev. B* **89**, 220404(R) (2014).
- [3] M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Geprägs, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen, A. Gupta, Y.-T. Chen, G.E.W. Bauer, E. Saitoh, S.T. Goennenwein. *Phys. Rev. B* **87**, 22, 224401-1-15 (2016).
- [4] G.A. Ovsyannikov, T.A. Shaikhulov, K.L. Stankevich, Yu. Khaydukov, N.V. Andreev. *Phys. Rev. B* **102**, 144401 (2020).
- [5] К.И. Константиныч Г.Д. Ульев, Г.А. Овсянников, В.А. Шмаков, А.В. Шадрин, Ю.В. Кислинский. *ФТТ* **65**, 7, 1176 (2023).
- [6] G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, V.A. Shmakov, A.L. Klimov, E.A. Kalachev, A.V. Shadrin, N.V. Andreev, F.O. Milovich, A.P. Orlov, P.V. Lega. *Phys. Rev. B* **107**, 14, 144419-1-12. (2023).
- [7] M.-W. Yoo, J. Tornos, A. Sander, L.-F. Lin, N. Mohanta, A. Peralta, D. Sanchez-Manzano, F. Gallego, D. Haskel, J.W. Freeland, D.J. Keavney, Y. Choi, J. Stremper, X. Wang, M. Cabero, H. B. Vasili, M. Valvidares, G. Sanchez-Santolino, J.M. Gonzalez-Calbet, A. Rivera, C. Leon, S. Rosenkranz, M. Bibes, A. Barthelemy, A. Anane, E. Dagotto, S. Okamoto, S.G.E. te Velthuis, J. Santamaria, J.E. Villegas. *Nature Commun.* **12**, 3283 (2021).
- [8] D. Yi, J. Liu, S.L. Hsu, L. Zhang, Y. Choi, J.W. Kim, Z. Chen, J.D. Clarkson, C.R. Serrao, E. Arenholz, P.J.Ryan, H. Xu, R.J. Birgeneau, R. Ramesh. *Proc. Nat. Ac. Sci.* **113**, 23, 6397 (2016).
- [9] D. Yi, H. Amari, P.P. Balakrishnan, C. Klewe, P. Shafer, N. Browning, Y. Suzuki. *Phys. Rev. Appl.* **15**, 2, 024001-1-9 (2021).
- [10] X. Huang, S. Sayed, J. Mittelstaedt, J. Mittelstaedt, S. Susarla, S. Karimeddiny, L. Caretta, H. Zhang, V.A. Stoica, T. Gosavi, F. Mahfouzi, Q. Sun, P. Ercius, N. Kioussis, S. Salahuddin, D.C. Ralph, R. Ramesh. *Adv. Mater.* 2008269 (2021).
- [11] J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik, H. Głowski, E. Coy, K. Zaleski, I. Goscińska. *Phys. Rev. Appl.* **13**, 054011 (2020).
- [12] A. Azevedo, L.H. Vilela-Leão, R.L. Rodríguez-Suárez, A.L. Santos, S.M. Rezende. *Phys. Rev. B* **83**, 14, 144402-1-6. (2011).
- [13] H. Wang, K.Y. Meng, P. Zhang, J.T. Hou, J. Finley, J. Han, F. Yang, L. Liu. *Appl. Phys. Lett.* **114**, 23, 232406-1-5. (2019).
- [14] F. Congiu, C. Sanna, L. Maritato, P. Orgiani, A.G. Lehmann. *JMMM* **420**, 88 (2016).

- [15] Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- [16] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
- [17] M. Zwierzycki, Ya. Tserkovnyak, P.J. Kelly, A. Brataas, G.E. Bauer. Phys. Rev. B **71**, 6, 064420-1-11 (2005).
- [18] T. Nan, T.J. Anderson, J. Gibbons, K. Hwang, N. Campbell, H. Zhou, Y.Q. Dong, G.Y. Kim, D.F. Shao, T.R. Paudel, N. Reynolds, X.J. Wang, N.X. Sun, E.Y. Tsymbal, S.Y. Choi, M.S. Rzchowski, Y.B. Kim, D.C. Ralph, C.B. Eom. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **116**, 16186 (2019).
- [19] J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik, H. Głowiński, E. Coy, K. Zaleski, I. Goscińska. Phys. Rev. Appl. **13**, 054011 (2020).
- [20] G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, K.L. Stankevich, T.A. Shaikhulov, A.A. Klimov. J. Phys. D **54**, 365002 (2021).
- [21] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S.T.B. Goennenwein, E. Saitoh, G. E.W. Bauer. J. Phys.: Condens. Matter **28**, 103004 (2016).
- [22] A.S. Everhardt, M. DC, X. Huang, S. Sayed, T.A. Gosavi, Y. Tang, C.-C. Lin, S. Manipatruni, I.A. Young, S. Datta, J.-P. Wang, R. Ramesh. Phys. Rev. Mater. **3**, 051201 (2019).
- [23] T. Nan, T.J. Anderson, J. Gibbons, K. Hwang, N. Campbell, H. Zhou, Y.Q. Dong, G.Y. Kim, D.F. Shao, T.R. Paudel, N. Reynolds, X.J. Wang, N.X. Sun, E.Y. Tsymbal, S.Y. Choi, M.S. Rzchowski, Y.B. Kim, C.B. Eom. Proc. Nat. Acad. Sci. USA. **116**, 33, 16186 (2019).
- [24] В.А. Ацаркин, В.В. Демидов, Т.А. Шайхулов. ЖЭТФ **157**, 272 (2020).

*Редактор Ю.Э. Кутаев*