

УДК 537.9

МАНГАНИТНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ: $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ И $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ СПИНОВОГО ТОКА

© 2024 г. Г. А. Овсянников^{a,*}, К. И. Константиныч^{a,**}, Г. Д. Ульев^{a,b}, А. В. Шадрин^{a,c},
П. В. Лега^{a,d}, А. П. Орлов^a

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009 Россия

^bНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Физический факультет,
Москва, 101000 Россия

^cМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, 141701 Россия

^dРоссийский университет дружбы народов, Москва, 117198 Россия

*e-mail: gena@hitech.cplire.ru

**e-mail: karen@hitech.cplire.ru

Поступила в редакцию 21.06.2023 г.

После доработки 29.08.2023 г.

Принята к публикации 29.08.2023 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований поперечного сечения границ гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, в которых при возбуждении ферромагнитного резонанса в пленке $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ возникает спиновой ток, протекающий через границу в структуре. Эпитаксиальный рост тонких пленок иридата стронция SrIrO_3 и манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на монокристаллической подложке $(110)\text{NdGaO}_3$ осуществлялся с помощью магнетронного распыления при высокой температуре в смеси газов аргона и кислорода. Спиновая проводимость границы, определяющая амплитуду спинового тока, в общем случае имеющей действительную и мнимую части определялась из частотной зависимости спектра ферромагнитного резонанса пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и гетероструктур. Показано, что величина мнимой части спинового проводимости может играть важную роль при определении спинового угла Холла. Для гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ спиновой угол Холла оказался существенно выше (почти на порядок), чем для гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

Ключевые слова: просвечивающая электронная микроскопия, спиновая проводимость границы, спиновый угол Холла, спиновое магнитосопротивление, спин-орбитальное взаимодействие, тонкопленочная гетероструктура, иридат стронция, манганит, платина.

DOI: 10.31857/S1028096024020127, EDN: AWWJRK

ВВЕДЕНИЕ

Прецессия намагниченности ферромагнетика (F), вызванная воздействием СВЧ магнитного поля в условиях ферромагнитного резонанса, приводит к чисто спиновому току (без переноса заряда), протекающего через границу ферромагнетик/нормальный (немагнитный) металл. Величина спинового тока определяется амплитудой прецессии намагниченности и спиновым сопротивлением границы, имеющим реальную и мнимую части. Спиновый ток регистрируют

при измерении зарядового тока, вызванного обратным спин эффектом Холла (ISHE) в металле (N) с сильным спин-орбитальным взаимодействием [1–5]. Присутствие как прямого спин эффекта Холла (SHE), так и обратного вызывает возникновение спин магнитосопротивления Холла (SMR) в гетероструктуре типа F/N [6–8]. Измерение угловых зависимостей спин-холловского магнитосопротивления является удобным инструментом для определения угла Холла (θ_{SH}), характеризующего эффективность конвертации спинового тока в зарядовый [9].

В настоящей работе представлены результаты изучения методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, а также данные, полученные из измерений ферромагнитного резонанса в частотном диапазоне 1–20 ГГц и спинового магнитосопротивления.

МЕТОДИКА

Тонкие эпитаксиальные слои иридата стронция SrIrO_3 (SIO) и манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) с толщинами 10–50 нм выращивали на монокристаллических подложках $(110)\text{NdGaO}_3$ (NGO) с помощью радиочастотного магнетронного распыления при температурах подложки 770–800°C в смеси газов аргона и кислорода при полном давлении газов 0.3–0.5 мБар [10, 11]. Гетероструктура $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ была изготовлена последовательным напылением пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и SrIrO_3 в одной установке (*in situ*) при изменении температуры роста. При изготовлении гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ после роста пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ образец переносили в другую установку, где проводили напыление пленки Pt с помощью магнетронного распыления на постоянном токе при комнатной температуре (*ex situ*).

Кристаллическую структуру образца $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ исследовали с помощью рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии. Рентгенодифракционные исследования показали, что кристаллические решетки пленок SrIrO_3 и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ являются эпитаксиальными и могут быть представлены как псевдо-кубические с постоянными решетки $a_{\text{SIO}} = 0.396$ нм и $a_{\text{LSMO}} = 0.389$ нм соответственно (рис. 1). Плоскость подложки $(110)\text{NdGaO}_3$ также может быть рассмотрена как псевдокубическая решетка с периодом $a_{\text{NGO}} = 0.386$ нм [10]. Отметим, что во всех рассмотренных случаях происходил эпитаксиальный рост пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и SrIrO_3 , в то время как пленка Pt имеет поликристаллическую форму с постоянной решетки 0.392 нм [12].

Два типа манганитных гетероструктур: $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ — исследовали на предмет возникновения спинового тока. Для проведения исследований на просвечивающем электронном микроскопе подложку подвергали травлению. Для защиты от повреждений, вызванных травлением, на поверхность образца дополнительно напыляли толстый слой Pt сначала магнетронным распылением на постоянном токе (до толщины Pt 100 нм), потом

дополнительно с помощью активного химического распыления толщину Pt довели до 1 мкм.

Пластины поперечного среза образца для просвечивающей электронной микроскопии были изготовлены с использованием фокусированного ионного пучка в растровом электронно-ионном микроскопе CrossBeam Neon 40 EsB (Carl Zeiss) или DualBeam Helios NanoLab 660 (FEI), имеющих совмещенные автоэмиссионную электронную и галлиевую ионную пушки. Перенос образцов на сетку держателя просвечивающего электронного микроскопа осуществляли с помощью высокоточного микроманипулятора. Для получения поперечного среза и его утонения (полировки) использовали ионы Ga^+ с энергией 30 кэВ с постепенным уменьшением тока травления от 10 нА до 5 пА, пока толщина образца в подготавливаемой области не достигала 50–80 нм. Для удаления аморфного слоя на финальной стадии полировки, энергию ионов понижали до 1–5 кэВ, а обработку утоненной области на пластине проводили слабо расфокусированным ионным пучком под небольшими углами (5–7 град) к плоскости образца сторон. При этом достигались минимальные повреждения от имплантации ионов. Исследования подготовленных поперечных срезов проводили на просвечивающем электроном микроскопе Tescan G2 (FEI) с разрешением 0.19 нм и снабженного системами микроанализа.

На рис. 2 представлены изображения поперечного среза гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии. На рис. 2а

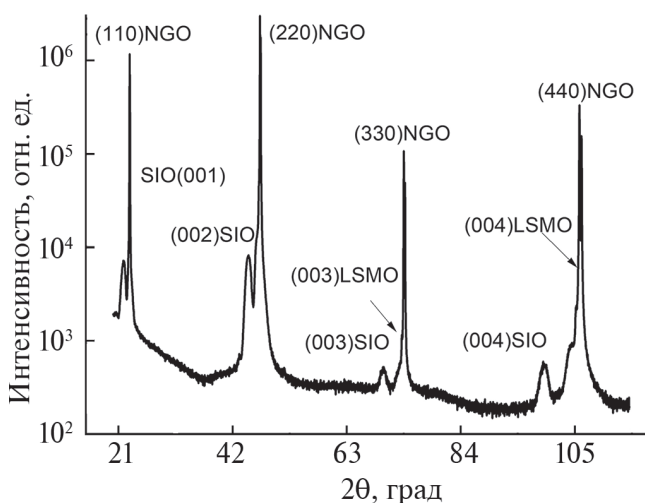


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма от гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Показаны индексы отражений от SrIrO_3 (SIO), $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) и подложки NdGaO_3 (NGO).

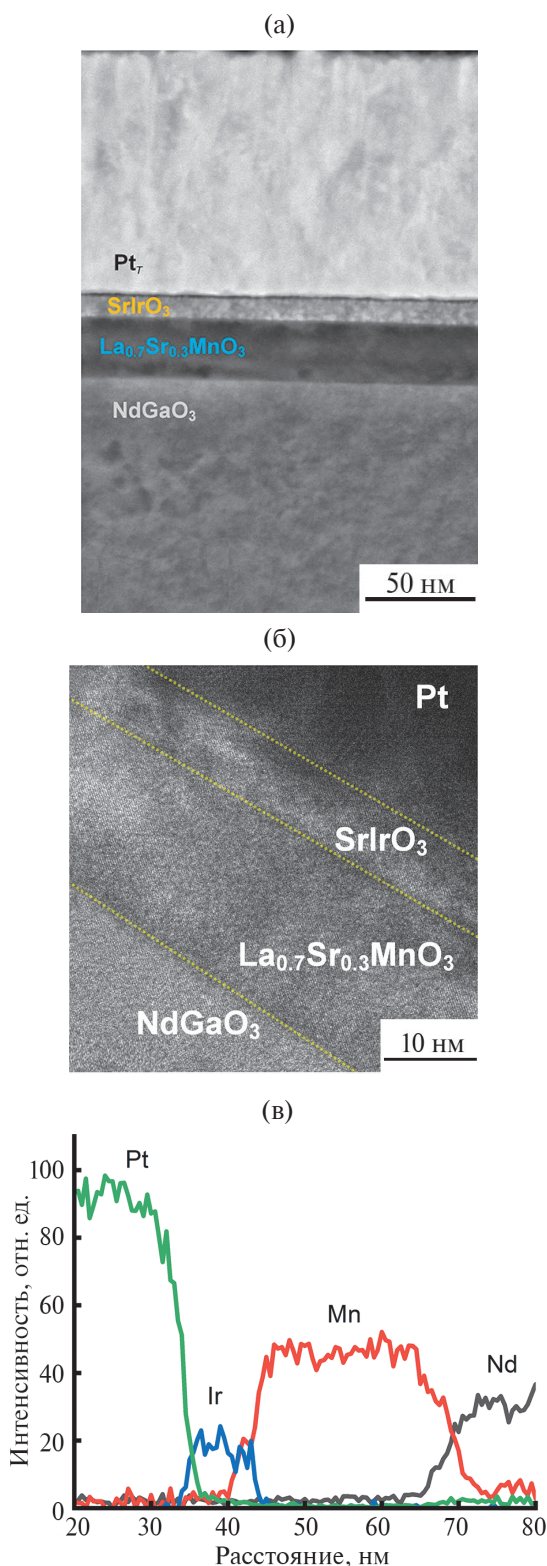


Рис. 2. а – Поперечное сечение гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на подложке NdGaO_3 , полученное на просвечивающем электронном микроскопе. Pt – технологическая пленка платины нанесенная на гетероструктуру активным химическим распылением. б – Сечение в увеличенном масштабе. в – Послойный элементный состав гетероструктуры.

четко видны границы $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$. На изображении в высоком разрешении (рис. 2б) можно наблюдать эпитаксиальное соответствие между слоями и подложкой. Фурье-изображения от областей рис. 2б, соответствующих подложке и слоям гетероструктуры SrIrO_3 и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, подтверждают эпитаксиальный рост. Послойный элементный состав гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ показан на рис. 2в. В пределах точности измерений (1 нм) по полувысоте от максимального отклика от элементов в гетероструктуре подтверждается отсутствие перемешивания элементов Ir и Mn на границе $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, а также Mn и Nd на границе $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$.

На рис. 3а для сравнения представлено изображение поперечного среза гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$, выращенной на подложке NdGaO_3 . Определяющая спиновый ток граница $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ является менее резкой, чем у $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, так как напыление пленки Pt проведено *ex situ* в другой установке. По результатам анализа (рис. 3б) не видны отличия в элементном составе $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ от ожидаемых, что не позволяет определить состав дефектов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ парамагнитная пленка SrIrO_3 с сильным спин-орбитальным взаимодействием выполняла роль нормального металла, а ферромагнетик $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ является магнитным полуметаллом. Иридаты стронция различного химического состава представляют собой фазы Раддлсдена–Поппера (Ruddlesden–Popper): Sr_2IrO_4 – диэлектрик, антиферромагнетик; $\text{Sr}_3\text{Ir}_2\text{O}_7$ – прыжковый проводник, антиферромагнетик; SrIrO_3 – парамагнитный “плохой” металл. Иридаты обладают сильным спин-орбитальным взаимодействием (до 0.5 эВ). Удельное сопротивление тонких эпитаксиальных пленок SrIrO_3 при комнатной температуре составляет $3\text{--}5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

В эксперименте с возбуждением спинового тока СВЧ накачкой в гетероструктуре типа N/F определяющими параметрами является спиновая длина диффузии λ_{sd} , характеризующая затухание спинового тока в металле типа N , спиновый угол Холла θ_{SH} – фактически отношение спинового и зарядового токов на границе гетероструктуры типа N/F и спиновая проводимость границы (spin mixing conductance) $g^{\uparrow\downarrow}$, которая определяется

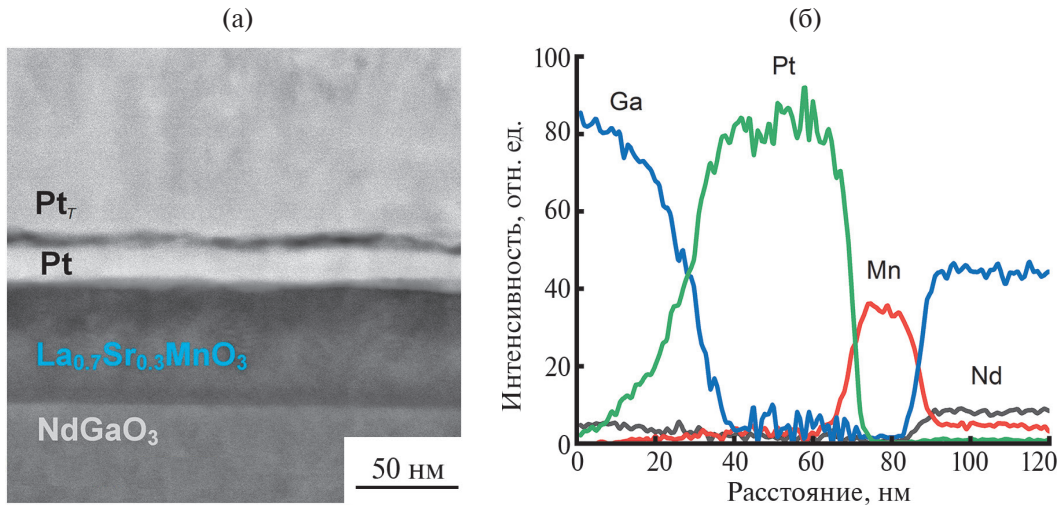


Рис. 3. а — Поперечное сечение $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуры на подложке NdGaO_3 , полученное на просвечивающем электронном микроскопе. PtT — технологическая пленка платины, б — послойный элементный состав гетероструктуры.

матрицей рассеяния электронов на границе N/F и характеризует прозрачность границы для переноса углового момента [4].

Спиновый ток

При СВЧ-воздействии в режиме ферромагнитного резонанса через границу с нормальным металлом протекает спиновый ток j_s , который определяется реальной $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$ и мнимой $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ частями $g^{\uparrow\downarrow}$ и амплитудой прецессии магнитного момента, вызванной СВЧ магнитным полем [4, 13, 14]. Протекание спинового тока через границу вызывает дополнительное затухание спиновой прецессии. В эксперименте это проявляется в увеличении ширины линии спектра ферромагнитного резонанса ΔH , которое обычно определяется гильбертовым коэффициентом спинового затухания α : $\Delta H(f) = 4\pi\alpha f\gamma + \Delta H_0$, где f — частота СВЧ воздействия, γ — гиромагнитное отношение; ΔH_0 — неоднородное уширение, вызванное неоднородностями и примесями [4, 13–15]. При таком рассмотрении пренебрегают вкладом в спиновое затухание, вызванное другими причинами (например, [16]). Реальную часть спиновой проводимости обычно определяют из увеличения спинового затухания, вызванного протеканием спинового тока [13–16]. При намагниченности пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ $M = 370$ кА/м, толщине пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ $d_{\text{LSMO}} = 30$ нм, магнетоне Бора $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}$ Дж/Т и факторе Ланде $g = 2$ для гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ получаем $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} = (3.5 \pm 0.5) \times 10^{18} \text{ м}^{-2}$. Отметим, что полученное значение по порядку величины совпадает с $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} = 1.3 \times 10^{18} \text{ м}^{-2}$, показанной в работе [17].

В [18] получено, что при изменении толщины пленки SrIrO_3 в $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуре от 1.5 до 12 нм $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$ изменяется от 0.5×10^{19} до $3.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-2}$. В обеих работах предполагали, что величина $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ существенно меньше $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$.

Величины намагниченности M , одноосной магнитной анизотропии H_u , а также изменение γ определяются киттельским соотношением для $H_0(f)$:

$$f = \gamma(4\pi M + H_u + H_0)^{1/2}(H_0 + H_u)^{1/2}. \quad (1)$$

Экспериментальная ошибка определения девиации гиромагнитного отношения $\delta\gamma/\gamma_0 \approx 0.001$ позволяет в нашем случае получить оценку $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow} \approx 10^{19} \text{ м}^{-2}$. Как показано в ряде работ [10, 19, 20], действительно, наблюдается $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ сравнимое с величиной $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$. Более того, измерение холловского магнитосопротивления для Pt/EuS [21] и W/EuO [22] показали превышение значения $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ над $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$ в 3 и в 10 раз соответственно. Отметим, что появление намагниченности, перпендикулярной плоскости подложки, в частности, в сверхрешетках из гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ может играть важную роль [23].

Спиновое магнитосопротивление гетероструктур

Соотношение между зарядовым током j_Q , который измеряется в эксперименте, и спиновым током j_s определяется спиновым углом Холла θ_{SH} [2, 14] $j_Q = 2e\theta_{\text{SH}}[\mathbf{n} \times \mathbf{j}_s]/\hbar$, где $\mathbf{n}$ — единичный вектор направления спинового момента. Для определения значения θ_{SH} образцу $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

придавали особую планарную форму (рис. 4). Измеряли напряжение V_L , пропорциональное продольному магнитосопротивлению, и V_T – пропорциональное поперечному магнитосопротивлению (фактически, холловскому сопротивлению). Вдоль направления X (рис. 4) задавали ток $I = 0.5$ мА на частоте $f = 1.1$ кГц. Для измерения напряжения использовали чувствительный синхронный усилитель. Подложку с образцом вращали вокруг нормали к плоскости образца для изменения угла ϕ между магнитным полем H и током I , лежащими в плоскости подложки. Магнитосопротивление $R_{L(T)}$ определяли делением напряжения $V_{L(T)}$ на ток I . Измеряли магнитно-полевые зависимости нормированного изменения магнитосопротивления $\Delta R/R_0 = (R - R_0)/R_0$ гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (R_0 – магнитосопротивление при $H = 0$) при изменении угла ϕ между магнитным полем H и током I . Полученные значения сравнивали с данными для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и гетероструктур $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

На рис. 5а представлена угловая зависимость продольного магнитосопротивления $\Delta R/R_0(\phi)$ гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, которая представляет собой параллельное соединение анизотропного магнитосопротивления (АМР) ферромагнитной $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки, определяемое соотношением $(\Delta R/R)_L = r_{\text{AMR}} \cos 2\phi$ спинового магнитосопротивления гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ по [6, выражения (47) и (50)] при условии, что толщина SrIrO_3 пленки d_{SIO} много больше длины спиновой диффузии λ_{SIO} . Используя полученные в [10] значения удельного сопротивления пленки SrIrO_3 $\rho_{\text{SIO}} = 3 \times 10^{-4}$ Ом·см и $\lambda_{\text{SIO}} = 1.4$ нм [17] при $d_{\text{SIO}} = 10$ нм и $d_{\text{LSMO}} = 30$ нм для $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуры и $d_{\text{Pt}} = 10$ нм и $d_{\text{LSMO}} = 30$ нм для $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, из амплитудного значения $(\Delta R/R_0)_L(\phi)$ определяем θ_{SH} (табл. 1).

Как показали предварительные измерения продольного сопротивления отдельной пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в такой же геометрии, при измерении спинового магнитосопротивления гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ происходит заметное шунтирование продольного магнетосо-

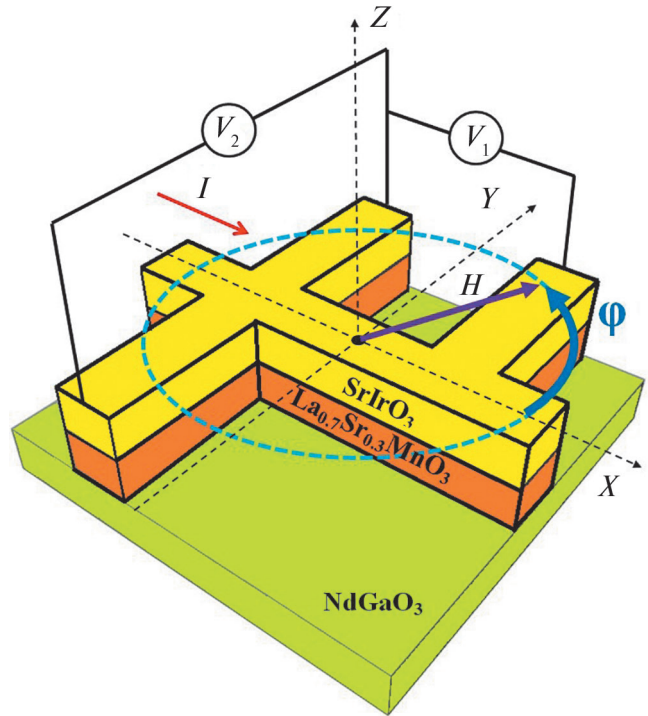


Рис. 4. Схематическое изображение образца с гетероструктурой $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенной на подложке (110) NdGaO_3 с контактными площадками из Pt. Выводы для снятия напряжения обозначены как V_1 и V_2 – для измерения и продольного R_x и R_y поперечного спинового магнитосопротивления.

противления от анизотропного магнитосопротивления пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, а также омического сопротивления границы $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [10]. Из табл. 1 видно, что θ_{SH} , определенная из измерений продольного магнитосопротивления $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, оказывается на порядок меньше, чем для поперечного случая, но по порядку величины примерно в четыре раза превосходит спиновый угол Холла для гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

На рис. 5б представлена угловая зависимость поперечного магнитосопротивления $\Delta R/R_0(\phi)$ гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Наблюдаемая в эксперименте зависимость представляет собой последовательное включение планарного холловского сопротивления из-за планарного эффекта Холла (PHE) ферромагнитной пленки

Таблица 1. Величины магнитосопротивлений и углов Холла гетероструктур, измеренных при продольном и поперечном измерении напряжения

Образец	$(\Delta R/R_0)_L$	$(\Delta R/R_0)_T$	$(\theta_{\text{SH}})_L$	$(\theta_{\text{SH}})_T$
$\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$	$4.7 \cdot 10^{-5}$	$0.5 \cdot 10^{-2}$	0.040	0.350
$\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	0.016	0.018

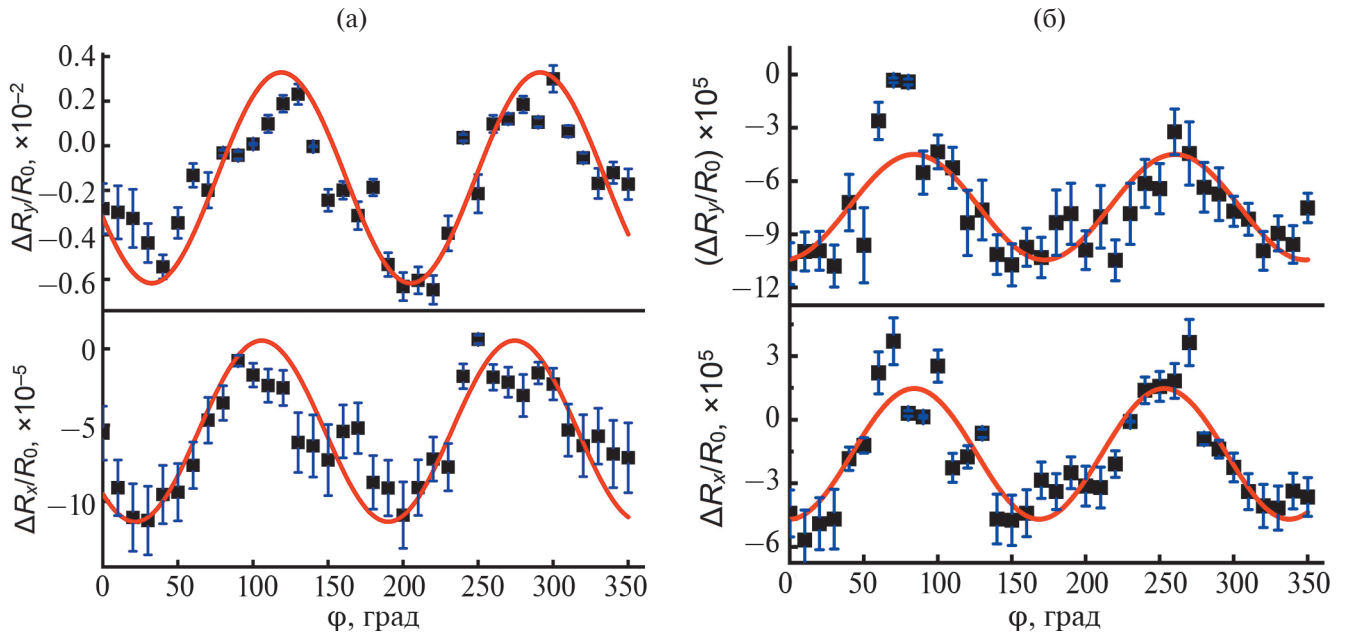


Рис. 5. Угловые зависимости нормированных значений магнитосопротивления гетероструктуры а) $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и б) $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, снятые в поля $H = 100$ Э при $T = 300$ К. Эксперимент – квадратные символы, аппроксимация – сплошная линия. Показаны продольное R_x и поперечное R_y магнитосопротивление.

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и поперечного спинового магнитосопротивления гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [6, выражения (48) и (50)].

Полученные значения $(\Delta R/R)_T$ оказываются почти на порядок больше, чем в случае продольного магнитосопротивления. В результате получаем $\theta_{\text{SH}} = 0.35 \pm 0.05$ для гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Таким образом, из измерений поперечного магнитосопротивления получили величину θ_{SH} примерно в 20 раз большую, чем из продольного магнитосопротивления, что, возможно, вызвано шунтированием продольного анизотропного магнитосопротивления пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Заметим, $\theta_{\text{SH}} \approx 0.3$ было получено в гетероструктурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ другими методами [24, 25]. Отметим, что для гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ величины $\Delta R/R_0$ для продольного и поперечного магнитосопротивления практически совпадают. Полученная из спинового магнитосопротивления величина θ_{SH} гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (табл. 1), существенно меньше, чем для $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, что, скорее всего, вызвано качеством границы раздела $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Влияние кристаллической структуры металла типа N не учтено в теории [6].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование поперечного среза гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с

помощью просвечивающего электронного микроскопа показало, что при эпитаксиальном росте пленок *in situ* на границе $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ отсутствуют дефекты и нарушения, в то же время в гетероструктурах $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ возникают дефекты из-за напыления пленки Pt *ex situ*. Увеличение коэффициента Гильберта спинового затухания в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ по сравнению с пленками $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ дает величину действительной части спиновой проводимости границы, а изменение частотной зависимости резонансного поля ферромагнитного резонанса – мнимую, которую необходимо учитывать при расчете параметров спинового тока. Полученный из измерений магнитосопротивления гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ спиновый угол Холла (θ_{SH} – отношение спинового и зарядового токов) оказался существенно выше (почти на порядок), чем для гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-49-10006).

Авторы выражают благодарность Ю.В. Кислинскому, А.А. Климову, А.М. Петрижику и В.А. Шмакову за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьяконов М.И., Перель В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 63. С. 657.
2. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara S. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 182509.
<https://www.doi.org/10.1063/1.2199473>
3. Mosendz O., Vlainck V., Pearson J.E., Fradin F.Y., Bauer W. G.E., Bader S. D., Hoffmann A. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 214403.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.82.214403>
4. Tserkovnyak Ya., Brataas A., Bauer G.E.W. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 117601.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.117601>
5. Sinova J., Valenzuela S.O., Wunderlich J., Back C.H., Jungwirth T. // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. P. 1213.
<https://www.doi.org/10.1103/RevModPhys.87.1213>
6. Chen Y.-T., Takahashi S., Nakayama H., Althammer M., Goennenwein S.T.B., Saitoh E., Bauer G.E.W. // J. Phys. D: Condens. Matter. 2016. V. 28. P. 103004.
<https://www.doi.org/10.1088/0953-8984/28/10/103004>
7. Kim J., Sheng P., Takahashi S., Mitani S., Hayashi M. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 097201.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.097201>
8. Althammer M., Meyer S., Nakayama H., Schreier M., Altmannshofer S., Weiler M., Huebl H., Geprags S., Opel M., Gross R., Meier D., Klewe C., Kuschel T., Schmalhorst J.-M., Reiss G., Shen L., Gupta A., Chen Y.-T., Bauer G.E.W., Saitoh E., Goennenwein S.T.B. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 224401.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.87.224401>
9. Kimura T., Otani Y., Sato T., Takahashi S., Maekawa S. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 156601.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.156601>
10. Ovsyannikov G.A., Shaikhulov T.A., Stankevich K.L., Khaydukov Yu., Andreev N.V. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 144401.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.102.144401>
11. Shaikhulov T.A., Demidov V.V., Stankevich K.L., Ovsyannikov G.A. // J. Phys.: Conf. Series. 2019. V. 1389. P. 012079.
<https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/1389/1/012079>
12. Ovsyannikov G.A., Constantinian K.Y., Stankevich K.L., Shaikhulov T.A., Klimov A.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 365002.
<https://www.doi.org/10.1088/1361-6463/ac07e1>
13. Zwierzycki M., Tserkovnyak Y., Kelly P.J., Brataas A., Bauer G.E.W. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 064420.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.71.064420>
14. Yang F., Hammel P.C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 2530013.
<https://www.doi.org/10.1088/1361-6463/aac249>
15. Nan T., Emori S., Boone C.T., Wang X., Oxholm T.M., Jones J.G., Howe B.M., Brown G.J., Sun N.X. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 214416.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.91.214416>
16. Шайхулов Т.А., Овсянников Г.А. // Физика твердого тела. 2018. Т. 60. Вып. 11. С. 2190.
<https://www.doi.org/10.21883/FTT.2018.11.46662.22NN>
17. Crossley S., Swartz A.G., Nishi K.O., Hikita Y., Hwang H.Y. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 115163.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.100.115163>
18. Huang X., Sayed S., Mittelstaedt J., Susarla S., Karimeddiny S., Caretta L., Zhang H., Stoica V.A., Gosavi T., Mahfouzi F., Sun Q., Ercius P., Kioussis N., Salahuddin S., Ralph D.C., Ramesh R. // Adv. Mater. 2021. P. 2008269.
<https://www.doi.org/10.1002/adma.202008269>
19. Dubowik J., Graczyk P., Krysztofik A., Głowinski H., Coy E., Załeski K., Goscianska I. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. P. 054011.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.054011>
20. Овсянников Г.А., Константиан К.И., Калачев Е.А., Климов А.А. // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 12. С. 44.
<https://www.doi.org/10.21883/PJTf.2022.12.52679.19187>
21. Gomez-Perez J.M., Zhang X.-P., Calavalle F., Ilyn M., González-Orellana C., Gobbi M., Rogero C., Chuvilin A., Golovach V.N., Hueso L.E., Bergeret F.S., Casanova F. // Nano Lett. 2020. V. 20. P. 6815.
<https://www.doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c02834>
22. Rosenberger P., Opel M., Geprags S., Hueb H., Gross R., Müller M., Althammer M. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 192401.
<https://www.doi.org/10.1063/5.0049235>
23. Yi D., Liu J., Hsu S.L., Zhang L., Choi Y., Kim J.W., Chen Z., Clarkson J.D., Serrao C.R., Arenholz E., Ryan P.J., Xu H., Birgeneau R.J., Ramesh R. // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2016. V. 113. P. 6397.
<https://www.doi.org/10.1073/pnas.1524689113>
24. Nan T., Anderson T.J., Gibbons J., Hwang K., Campbell N., Zhou H., Dong Y.Q., Kim G.Y., Shao D.F., Paudel T.R., Reynolds N., Wang X.J., Sun N.X., Tsymbal E.Y., Choi S.Y., Rzechowski M.S., Kim Y.B., Ralph D.C., Eom C.B. // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2019. V. 116. P. 16186.
<https://www.doi.org/10.1073/pnas.1812822116>
25. Everhardt A.S., De M., Huang X., Sayed S., Gosavi T.A., Tang Y., Lin C.-C., Manipatruni S., Young I.A., Datta S., Wang J.-P., Ramesh R. // Phys. Rev. Material. 2019. V. 3. Iss. 5. P. 051201.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.051201>

Manganite Heterostructures: $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ and $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ for Generation and Registration of Spin Current

G. A. Ovsyannikov^{1,*}, K. I. Constantinian^{1,**}, G. D. Ulev^{1,2}, A. V. Shadrin^{1,3},
P. V. Lega^{1,4}, A. P. Orlov¹

¹Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, Moscow, 125009 Russia

²National Research University "High School of Economy" The Faculty of Physics, Moscow 101000 Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141701 Russia

⁴Peoples Friendship University of Russia (RUDN University), Moscow, 117198 Russia

*e-mail: gena@hitech.cplire.ru

**e-mail: karen@hitech.cplire.ru

This paper presents the results of experimental studies of the cross section of the boundaries of the $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ heterostructures, in which, upon excitation of ferromagnetic resonance in a $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ film, a spin current arises that flows through the boundary in structure. Epitaxial growth of thin films of strontium iridate SrIrO_3 and manganite $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ on a (110) NdGaO_3 single-crystal substrate was carried out using magnetron sputtering at high temperature in a mixture of argon and oxygen gases. The spin mixing conductance, which determines the amplitude of the spin current and generally has real $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow}$ and imaginary $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ parts, was determined from the frequency dependence of the FMR spectrum of the LSMO film and heterostructures. It is shown that the $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$ quantity, can play an important role in determining the spin Hall angle (θ_{SH}) from the angular dependence of the spin magnetoresistance. For the $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ heterostructures, θ_{SH} turned out to be significantly higher (almost an order of magnitude) than for the $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ heterostructure.

Keywords: Transmission electron microscopy, spin mixing conductance, spin Hall angle, spin magnetoresistance, spin-orbit interaction, thin film heterostructure, strontium iridate, manganite, platinum.