

05,10

## Перенос процесса рассеяния спинов в заданный слой в структурах NiFe/NM/IrMn при подборе материала и толщины немагнитного спейсера NM

© М.В. Бахметьев<sup>1</sup>, Р.Б. Моргунов<sup>1,2,¶</sup>

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

¶ E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 20 января 2026 г.

В окончательной редакции 4 марта 2026 г.

Принята к публикации 5 марта 2026 г.

В работе исследовано преобразование спинового тока в зарядовый ток в гетероструктурах NiFe/NM/IrMn, где NM = Ta, Cu. Спин-поляризованные электроны генерируются в слое NiFe за счет ферромагнитного резонанса и переносятся в соседние слои. Преобразование спинового тока в зарядовый ток посредством обратного спинового эффекта Холла определяется конкуренцией между косым рассеянием и боковым скачком электронов проводимости. Противоположные знаки изменения вкладов этих механизмов рассеяния с температурой приводят к минимуму на температурной зависимости зарядового тока. Вводя различные немагнитные прослойки между слоями NiFe и IrMn, мы определили, что в тантале реализуется насыщение спин-холловской проводимости, отражающее сильное собственное спин-орбитальное взаимодействие, тогда как медные прослойки преимущественно влияют на спиновый транспорт и межслойное рассеяние. Полученные результаты согласуются с механизмом спиновой релаксации Эллиота–Яфета.

**Ключевые слова:** спейсер, обратный спиновый эффект Холла, спин-холловский угол, длина спиновой диффузии, спин-орбитальное взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2026.03.62943.8995

### 1. Введение

Происхождение и механизмы рассеяния спиновых и зарядовых носителей в металлических пленках важны для спинтроники и создания гетероструктур, в которых можно контролировать преобразование спиновых и электрических токов. Генерация спиновых токов в ферромагнетике, их передача в соседние слои и преобразование в зарядовый ток — цепочка процессов, минимально необходимых для функционирования устройств спинтроники. В зависимости от поставленной задачи на ферромагнетик NiFe наносят антиферромагнетики [1,2], топологические изоляторы [3,4], тяжелые металлы с высокой спин-орбитальной связью (Spin-Orbit Coupling, SOC), такие как Pt, Pd, Ta и др. [5–8], металлы с большой длиной спиновой диффузии Cu [7–9] и другие слои. Понимание того, какие физические механизмы и в каких слоях доминируют на каждом этапе цепочки процессов, перечисленных выше, остается одной из основных задач спинтроники.

В ферромагнетиках, таких как NiFe, спиновые токи могут эффективно генерироваться за счет ферромагнитного резонанса (FMR), приводящего к накачке спиновой поляризации электронов проводимости. Далее спин-поляризованные носители диффундируют в соседние слои, где за счет спин-орбитального взаимодействия (Spin-Orbit Coupling, SOC) происходит преобразование

спинового тока в зарядовый ток — обратный спиновый эффект Холла (Inverse Spin Hall Effect, ISHE) [9,10]. В работе [9] подробно изучены самоиндуцированный обратный спиновый эффект Холла и температурная зависимость соответствующего зарядового тока, генерируемого в структурах Cu/NiFe/Cu, NiFe/Cu, NiFe, Cu/NiFe/Pt и NiFe/Cu/IrMn. ISHE можно охарактеризовать силой соответствующего электрического поля  $E_{\text{ISHE}} = (\theta_{\text{SH}} \cdot \rho) \cdot J_{\text{S}} \times \sigma$ , где  $\theta_{\text{SH}}$  — спин-холловский угол,  $\rho$  — удельное сопротивление,  $J_{\text{S}}$  — плотность спинового тока, а  $\sigma$  — матрица Паули [10]. Эффективность преобразования спинового тока в зарядовый ток обычно характеризуется спин-холловским углом  $\theta_{\text{SH}}$ , величина и знак которого определяются величиной и знаком спин-орбитального взаимодействия, а также особенностями электронной структуры материала [11]. Измерение обратного спинового эффекта Холла позволило оценить преобразование спинового в зарядовый ток при различных температурах. Было установлено, что температура влияет именно на преобразование спинового в зарядовый ток при формировании минимума температурной зависимости ISHE.

Известно, что вклад ISHE формируется совокупностью нескольких механизмов, включающих косое рассеяние, боковой скачок и собственную (intrinsic) составляющую, связанную с кривизной Берри зонной структуры [12,13]. В металлических системах температурная

зависимость ISHE часто определяется конкуренцией косоугольного рассеяния и бокового скачка, причем противоположный характер температурных зависимостей этих вкладов может приводить к появлению характерного минимума зарядового тока [9]. Для ряда гетероструктур на основе NiFe было показано, что такой минимум наблюдается при температуре порядка 95 К и отражает свойства ферромагнитного слоя [9]. Боковой скачок связан с событиями рассеяния, обусловленными спин-орбитальной связью, но он не зависит от времени релаксации импульса. В результате собственная составляющая и боковой скачок часто объединяются и называются внутренними составляющими  $\sigma_{XY}^{sj+int}$ , в отличие от косоугольного рассеяния  $\sigma_{XY}^{sk}$ , которое прямо пропорционально проводимости структуры. Собственная составляющая в спин-холловскую проводимость будет демонстрировать слабую температурную зависимость проводимости, поскольку она определяется кривизной Берри электронной зонной структуры [13]. В металлических системах, где тепловая энергия значительно меньше энергии Ферми, температура в основном влияет на скорость рассеяния импульса, а не на внутренний поперечный отклик, вызванный спин-орбитальным взаимодействием.

Другим важным параметром, контролирующим преобразование спинового тока в зарядовый, является длина спиновой диффузии  $\lambda_{SD}$ , которая зависит от постоянной времени спиновой релаксации  $\tau_S$  [14,15]. Уменьшение  $\lambda_{SD}$  с температурой приводит к ослаблению ISHE даже при высоких обменных и спин-орбитальных связях. Рассеяние спинов в структурах FM/AFM происходит из-за структурных дефектов и взаимодействия электронов с колебаниями решетки и магнитными ионами. Третий параметр — это длина обменной корреляции  $L_{EX}$ , характеризующая обменное взаимодействие, уменьшающееся с температурой [16]. Таким образом, можно ожидать вклада трех зависящих от температуры факторов в температурную зависимость ISHE: длины обменного взаимодействия, спин-холловского угла и длины спиновой диффузии.

Кроме того, SOC играет роль в преобразовании спинового тока в зарядовый ток и управляет спиновым и обратным спиновым эффектом Холла. В гетероструктурах релаксация спина обычно описывается двумя предельными механизмами: механизмом Эллиота–Яфета [14] и механизмом Дьяконова–Переля [15]. В механизме Эллиота–Яфета релаксация спинов электронов проводимости возникает из-за смешивания состояний со спином „вверх“ и спином „вниз“ спин-орбитальным взаимодействием. В результате происходят перевороты спинов в процессе рассеяния импульса на примесях, фонах или структурных дефектах, что приводит к времени спиновой релаксации, пропорциональному времени рассеяния импульса,  $\tau_S \propto \tau_P$  [14,17]. При транспортных измерениях это вызывает обратную зависимость между длиной спиновой диффузии и электрическим удельным сопротивлением,  $\lambda_{SD} \propto 1/\rho$ , что широко подтверждено в металлических системах. В отличие от этого, механизм Дьяконова–Переля возникает в системах, лишенных

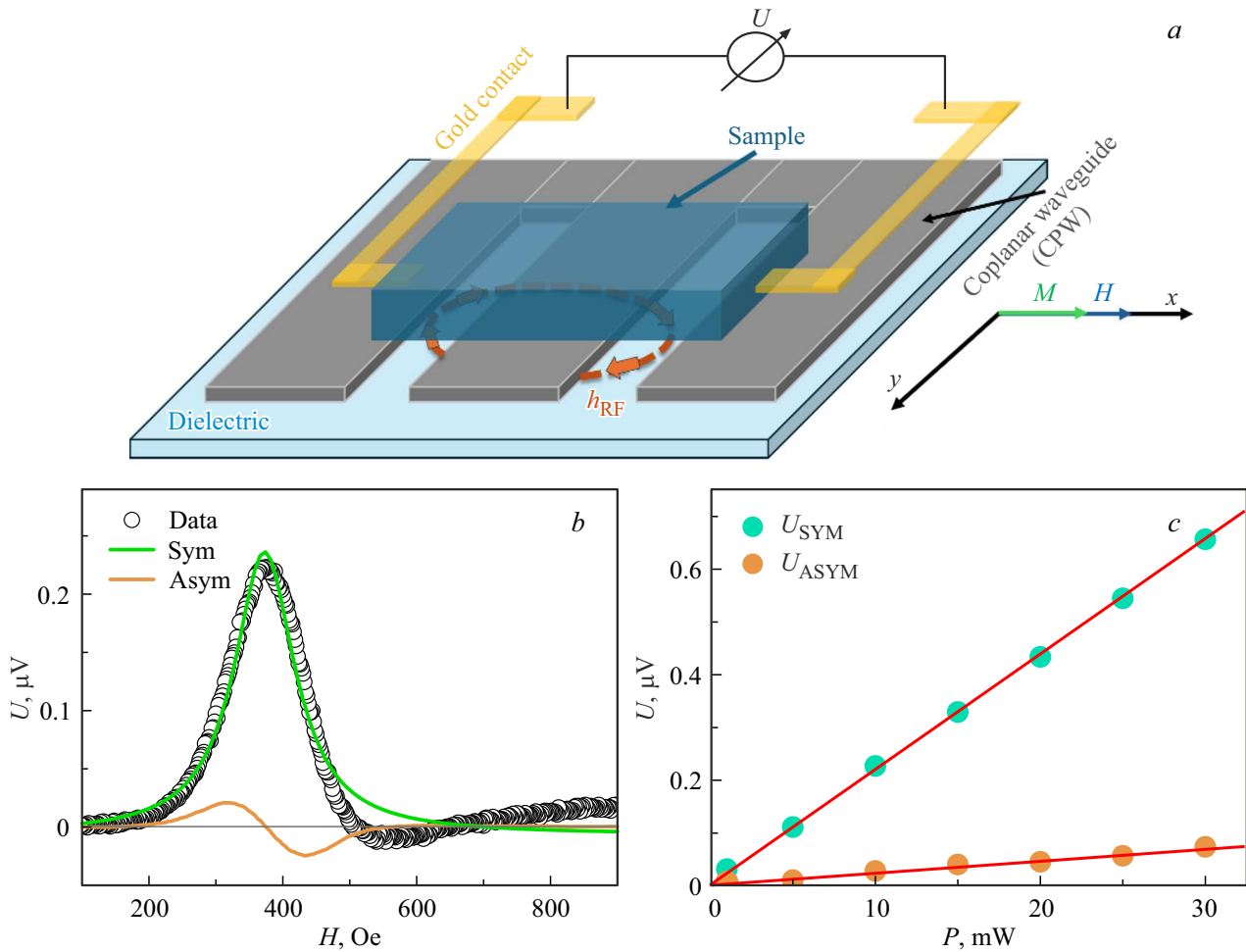
инверсионной симметрии, где спин-орбитальная связь генерирует эффективное магнитное поле, зависящее от импульса. В этом случае спины прецессируют между последовательными событиями рассеяния, и время спиновой релаксации обратно пропорционально времени рассеяния импульса,  $\tau_S \propto 1/\tau_P$  [15,18]. Таким образом, механизм Дьяконова–Переля доминирует в нецентросимметричных полупроводниках и двумерных электронных газах, но обычно подавляется в центросимметричных металлах.

Для обычных металлов, таких как медь, и тяжелых переходных металлов, таких как тантал, обладающих центросимметричными объемными кристаллическими структурами, известно, что спиновая релаксация регулируется механизмом Эллиота–Яфета [14–18]. В меди слабое собственное спин-орбитальное взаимодействие приводит к редкому рассеянию с изменением спина и большим длинам спиновой диффузии, тогда как в тяжелых металлах с сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как тантал, усиленное смешивание состояний спинов приводит к гораздо меньшей длине спиновой диффузии. Таким образом, эти материалы представляют собой идеальную платформу для изучения преобразования спинового в зарядовый ток и управления этим преобразованием подбором материала и толщины спейсера в NiFe/NM/IrMn.

В данной работе основное внимание уделено выяснению роли немагнитного спейсерного слоя в процессах спиновой релаксации и преобразования спинового в зарядовый ток в гетероструктурах NiFe/NM/IrMn. Целью работы является установление того, в каком слое доминирует конкуренция механизмов косоугольного рассеяния и бокового скачка, определяющая немонокотонную температурную зависимость обратного спинового эффекта Холла. Для этого в качестве спейсеров использованы металлы с разной энергией спин-орбитального взаимодействия и длиной спиновой диффузии — медь и тантал. Сравнительный анализ температурных зависимостей зарядового тока, спин-холловского угла, длины спиновой диффузии и спин-холловской проводимости позволяет выявить доминирующий механизм спиновой релаксации и определить вклад объемных и интерфейсных эффектов в преобразование спинового в зарядовый ток.

## 2. Методика и образцы

В экспериментах использовались гетероструктуры Ta(6 nm)/NiFe(11 nm)/IrMn(10 nm)/Ta(4 nm)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>(2 nm) и многослойные гетероструктуры Ta(6 nm)/NiFe(11 nm)/Cu( $t_{Cu}$ )/IrMn(10 nm)/Ta(4 nm)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>(2 nm) и Ta(6 nm)/NiFe(11 nm)/Ta( $t_{Ta}$ )/IrMn(10 nm)/Ta(4 nm)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>(2 nm) размерами 5 × 5 mm. Образцы были изготовлены методом магнетронного напыления постоянного тока при базовом давлении 0.3 nTorr, давлении аргона 3 mTorr и расходе газа 30 cm<sup>3</sup>/min. Подложки Si/SiO<sub>2</sub> вращались с частотой 10 rpm во время напыления для обеспечения



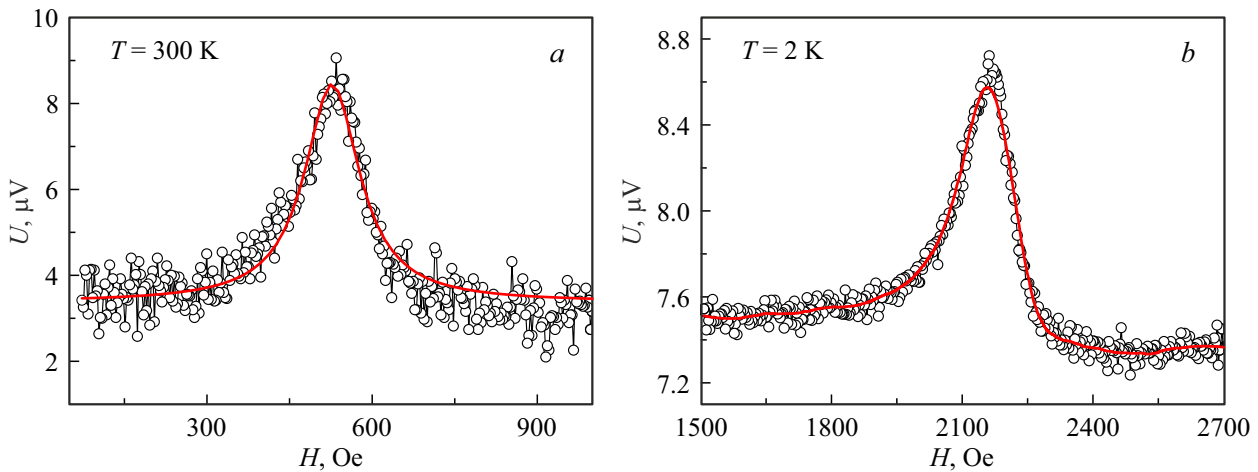
**Рис. 1.** *a* — схема экспериментов по измерению обратного спинового эффекта Холла. *b* — зависимость измеряемого напряжения  $U$  от поля в NiFe/IrMn при  $T = 300$  K,  $f = 7$  GHz и  $P = 10$  mW. Сплошные линии — разложение  $U(H)$  на симметричную  $U_{SYM}$  и асимметричную  $U_{ASYM}$  части (см. выражение (1)). *c* — зависимости  $U_{SYM}$  и  $U_{ASYM}$  от входной мощности. Сплошные линии — аппроксимации линейными зависимостями.

однородности слоев. Сначала был напылен слой тантала для буферизации дефектов и текстурирования последующего слоя NiFe с ориентацией (111). Буферный слой тантала улучшал адгезию NiFe и уменьшал шероховатость. Затем были напылены спейсерные слои меди или тантала и IrMn, а заключительный слой тантала служил для защиты слоев NiFe и IrMn от коррозии и окисления. Толщина спейсера определялась продолжительностью магнетронного напыления. Для всех образцов толщины нижнего слоя тантала (6 nm) и верхнего слоя тантала (4 nm), оксида тантала Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (2 nm), а также слоев NiFe (11 nm) и IrMn (10 nm) были фиксированными и не изменялись.

Так как толщина и ориентация покрывающего слоя из тантала во всех образцах была одинаковой, мы можем сравнить изменения, вызванные прослойками из тантала или меди при замене этих металлов без учета изменений шероховатости и других посторонних факторов. Однако при этом мы учитывали шунтирование тока от этих слоев для определения собственных параметров спин-орбитального взаимодействия для спейсеров Cu и Ta.

Медь, с ее 3d-электронной структурой, имеет меньший атомный номер  $Z$  и, следовательно, более слабое спин-орбитальное взаимодействие по сравнению с 5d или 4d металлами, такими как тантал. Это может обеспечить большой обратный спиновый эффект Холла в образцах с прослойкой из тантала по сравнению с образцами, содержащими слой меди. Однако, помимо спин-орбитального взаимодействия, на обратный спиновый эффект Холла также влияет длина спиновой диффузии, т.е. расстояние, на котором поддерживается спиновая когерентность. Эта величина значительно больше в меди, чем в тантале. Следовательно, конкуренция между спин-орбитальным взаимодействием и длиной спиновой диффузии определяет конечный результат в изменении обратного спинового эффекта Холла в зависимости от типа прослойки.

Измерение обратного спинового эффекта Холла проводилось по схеме, показанной на рис. 1, *a*. Входная мощность  $P = 10$  mW соответствует микроволновому магнитному полю  $h_{RF} \sim 0.1$  Oe, направленному перпендикулярно постоянному магнитному полю. Значе-



**Рис. 2.** Зависимости напряжения от поля при  $f = 7$  GHz в образце NiFe/IrMn без спейсера при температуре 300 (a) и 2 K (b).

ние микроволнового поля рассчитывалось по формуле  $h_{RF}^2 = 4PQ/500$  с добротностью  $Q$ , соответствующей используемому микроволновому резонатору.

Напряжение обратного спинового эффекта Холла измерялось как функция внешнего магнитного поля при разных температурах. Образец помещался на копланарный волновод и приклеивался к медным площадкам серебряной пастой. Все измерения проводились в криостате замкнутого цикла с гелием CFSG-400. Полученные напряжения измерялись с помощью нановольтметра Keithley 2182A. Сигнал содержал наложенные симметричные ( $U_{SYM}$ ) и асимметричные ( $U_{ASYM}$ ) компоненты. На рис. 1, b представлена зависимость напряжения от поля  $U(H)$  при  $T = 300$  K,  $f = 7$  GHz и  $P = 10$  mW. Вклады  $U_{SYM}$  и  $U_{ASYM}$  были получены путем аппроксимации сигнала по формуле [9,19,20]:

$$U(H) = U_{SYM} \frac{\Delta H^2}{(H - H_{RES})^2 + \Delta H^2} + U_{ASYM} \frac{-\Delta H(H - H_{RES})}{(H - H_{RES})^2 + \Delta H^2}, \quad (1)$$

где  $\Delta H$  — ширина линии,  $H_{RES}$  — резонансное поле,  $H$  — текущее внешнее магнитное поле. Значение  $U_{SYM}$  обычно включает в себя ISHE вместе с анизотропным магнитосопротивлением (AMR), планарным эффектом Холла (PHE) и аномальным эффектом Нернста (ANE). Значение  $U_{ASYM}$  обычно включает в себя аномальный эффект Холла (ANE). На рис. 1, c линейные зависимости  $U_{SYM}$  и  $U_{ASYM}$  от входной мощности  $P$  указывают на то, что система была далека от насыщения, и мы можем пренебречь нагревом.

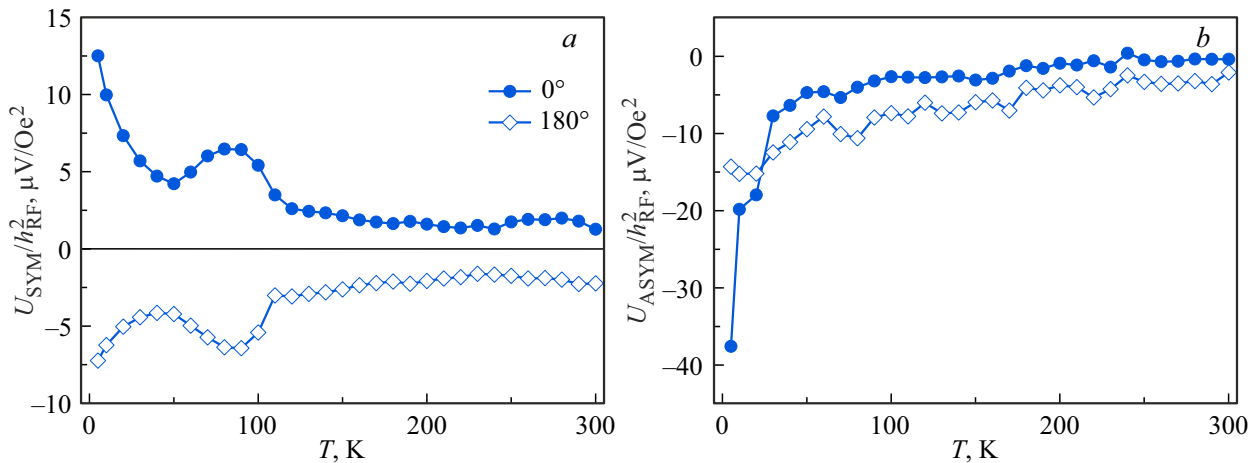
### 3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 показаны зависимости напряжения от поля, соответствующие двум вкладам  $U_{SYM}$  и  $U_{ASYM}$  при частоте  $f = 7$  GHz микроволнового поля, при  $T = 2$  и 300 K

в эталонном образце без спейсера. Линией показана аппроксимация выражением (1).

Аналогичные зависимости  $U(H)$  для структуры NiFe/IrMn были зарегистрированы при других температурах в интервале 2–300 K при  $P = 10$  mW и  $f = 7$  GHz, и они были аппроксимированы выражением (1) для выделения компонент  $U_{SYM}$  и  $U_{ASYM}$ . Температурные зависимости амплитуд этих компонент, нормированных на мощность микроволнового поля  $h_{RF}^2$ , были зарегистрированы при ориентации внешнего магнитного поля  $H$  вдоль поля обменного смещения ( $0^\circ$ ) и противоположно полю обменного смещения  $H_{EX}$  ( $180^\circ$ ) (рис. 3, a и 3, b). Это было необходимо для того, чтобы экспериментально подтвердить отсутствие вкладов анизотропного магнитосопротивления (AMR), планарного эффекта Холла (PHE), аномального эффекта Холла (ANE) и аномального эффекта Нернста (ANE) в измеряемый сигнал и далее рассматривать исключительно вклад обратного спинового эффекта Холла, как это было продемонстрировано в работе [9]. Так как при повороте образца на  $180^\circ$  немонотонная температурная зависимость симметричной компоненты напряжения  $U_{SYM}$  сохраняется и демонстрирует выраженный пик, тогда как температурная зависимость асимметричной компоненты  $U_{ASYM}$  не содержит подобных особенностей, наблюдаемый сигнал может быть однозначно отнесен к вкладу ISHE.

Из рис. 3, a видно, что зависимости симметричного вклада  $U_{SYM}$  немонотонны, и пик наблюдается при  $\sim 95$  K, аналогично тому, что был обнаружен в работе [9], а  $U_{ASYM}$  не имеет особенностей и пиков (рис. 3, b). Так как  $U_{SYM}$  пропорционально величине ISHE [9], зарядовый ток можно записать в виде  $I_C = (U_{SYM}^0 - U_{SYM}^{180})/(2R)$ , где  $R$  — сопротивление образца, которое было измерено четырехзондовым методом. Для определения  $I_C$  использовалась температурная зависимость  $R$  образца NiFe/IrMn. В эталонном образце NiFe/IrMn без спейсера ток заряда при 2 и 300 K близок к нулю (в пределах погрешности) и принимает



**Рис. 3.** Температурные зависимости симметричного  $U_{\text{SYM}}$  (a) и асимметричного вкладов  $U_{\text{ASYM}}$  (b), нормированные на мощность микроволнового поля  $h_{\text{RF}}^2$ , при двух противоположных ориентациях внешнего магнитного поля вдоль и против направления поля обменного смещения в образце NiFe/IrMn.

выраженный минимум при промежуточной температуре  $\sim 95$  К (рис. 4, a), который относится к конкуренции проводимости косо рассеяния и бокового скачка носителей заряда (рис. 4, b).

Расчеты вкладов косо рассеяния и бокового скачка (рис. 4, b) выполнены с использованием *ab initio* программного пакета SPR–KKR [21] в рамках стандартного подхода, примененного ранее в работе [9]. Температурная зависимость вводилась через экспериментально измеренную продольную проводимость  $\sigma_{\text{XX}}(T) = 1/(\pi \cdot 2t_{\text{Ta}} \cdot t_{\text{NiFe}} \cdot t_{\text{IrMn}}) / \ln 2 \cdot R(T)$ , которая определяет температурную эволюцию вклада косо рассеяния, тогда как вклад бокового скачка считался слабо зависящим от температуры. Абсолютные значения вкладов не подгонялись к эксперименту. Варьировались только масштабирующие коэффициенты, которые подбирались так, чтобы минимум находился при температуре, соответствующей эксперименту. На рис. 4, b представлены зависимости проводимости косо рассеяния  $\sigma_{\text{XY}}^{\text{sk}}$  и бокового скачка  $\sigma_{\text{XY}}^{\text{sj+intr}}$ . Здесь в  $\sigma_{\text{XY}}^{\text{sj+intr}}$  термин „собственный“ (Intrinsic) используется в широком смысле для обозначения независимых от рассеяния вкладов в спин-холловскую проводимость, включающих как собственный член, обусловленный кривизной Берри, так и вклад от бокового скачка. Из рис. 4, b видно, что минимум при  $\sim 95$  К происходит при пересечении кривых  $\sigma_{\text{XY}}^{\text{sk}}$  и  $\sigma_{\text{XY}}^{\text{sj+intr}}$  в результате конкуренции двух типов рассеяния.

Далее мы получили аналогичные зависимости  $I_{\text{C}}(T)/h_{\text{RF}}^2$  для серии образцов с медными и танталовыми прослойками (рис. 5).

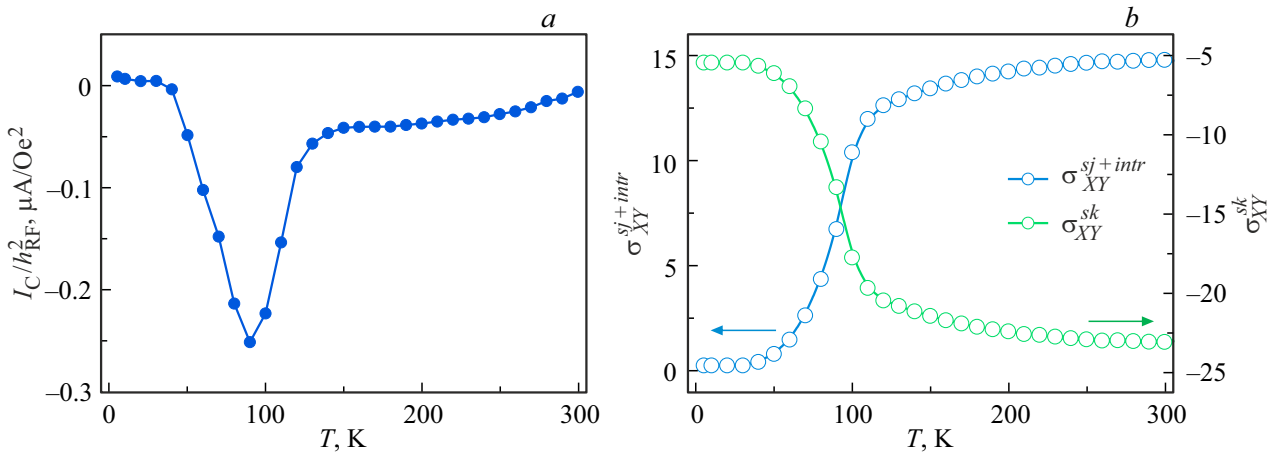
Разделение слоев NiFe и IrMn медной прослойкой приводит к отрицательным значениям тока  $I_{\text{C}}(T)$  при  $t_{\text{Cu}} = 0-1$  нм и к положительным значениям при  $t_{\text{Cu}} > 2.5$  нм (рис. 5, a). При больших толщинах медного слоя зависимость  $I_{\text{C}}(T)$  совпадает с зависимостью, полученной в работе [9] для  $t_{\text{Cu}} = 3$  нм. Положение

минимума тока не зависит от толщины медного слоя. Это указывает на то, что механизмы рассеяния и их температурные зависимости не меняются с толщиной слоя меди.

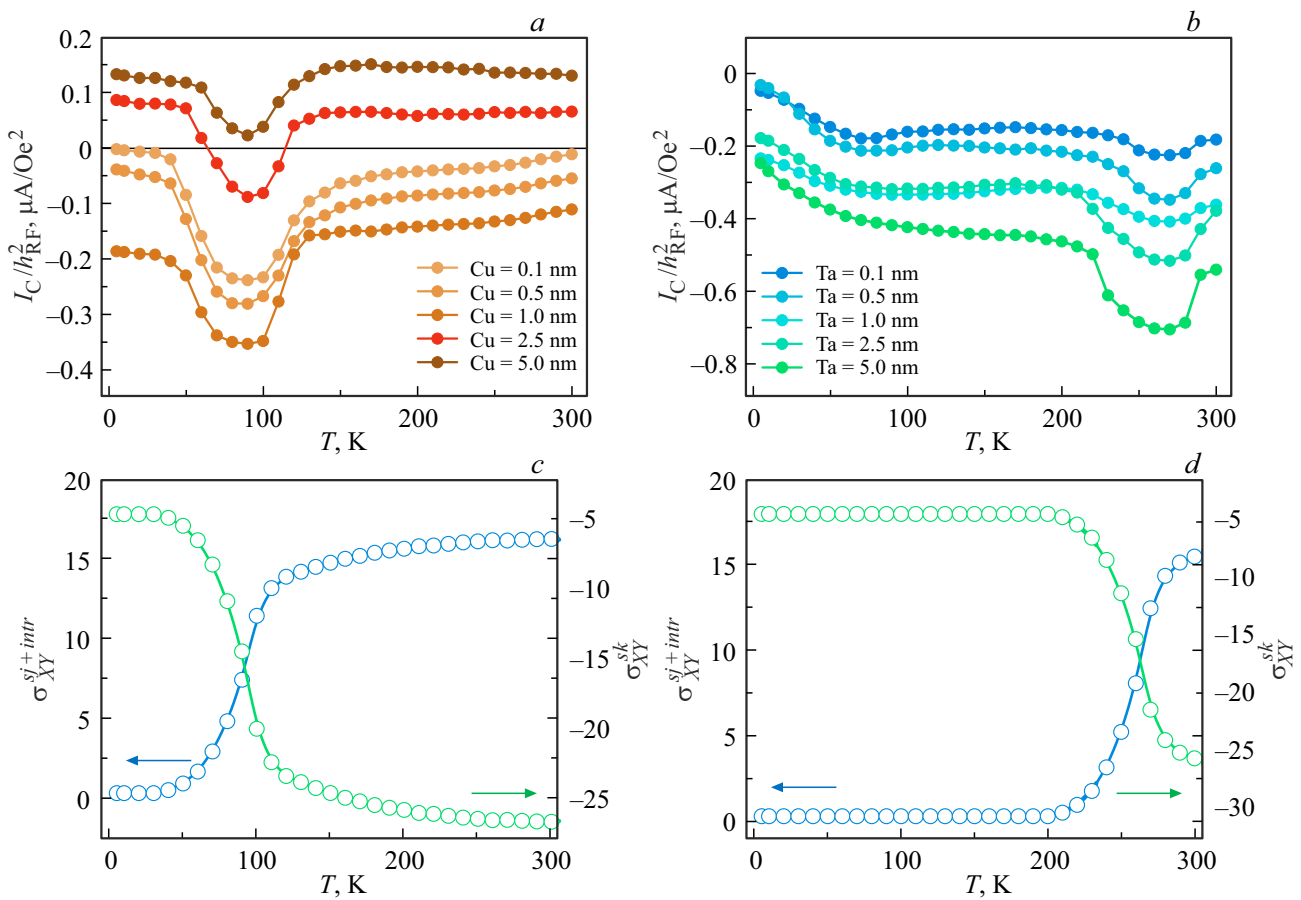
В серии NiFe/Ta/IrMn температурные зависимости сильно отличаются от NiFe/IrMn и всех образцов NiFe/Cu/IrMn (рис. 5, b). Даже 0.1 нм эффективной толщины тантала сильно изменяет температуру минимума тока с 95 до 265 К. При этой толщине слабый минимум при 95 К все еще виден. Так как меди уже нет, этот минимум принадлежит процессам рассеяния в слое NiFe, как показано в работе [9]. Наличие одновременно двух минимумов можно объяснить неполным островковым покрытием NiFe танталом и одновременным присутствием контактов NiFe/IrMn, соответствующих минимуму  $I_{\text{C}}(T)$  при 95 К, и островков NiFe/Ta/IrMn, соответствующих минимуму при 265 К (рис. 5, b). При ультратонких толщинах Ta слой может быть полностью непрерывным из-за островкового роста на начальных стадиях осаждения [22,23]. Последующее увеличение  $t_{\text{Ta}}$  сохраняет неизменным пик при 265 К и полностью подавляет пик при 95 К.

Температурная зависимость  $I_{\text{C}}(T)$  в диапазоне 2–95 К для образцов с прослойкой Ta не описывается используемой моделью, так как она учитывает только объемную конкуренцию механизмов косо рассеяния и бокового скачка. Наблюдаемая низкотемпературная зависимость связана с дополнительными эффектами, не включенными в модель, такими как температурная зависимость спинового смешивания на интерфейсе NiFe/Ta и эффективности спиновой накачки.

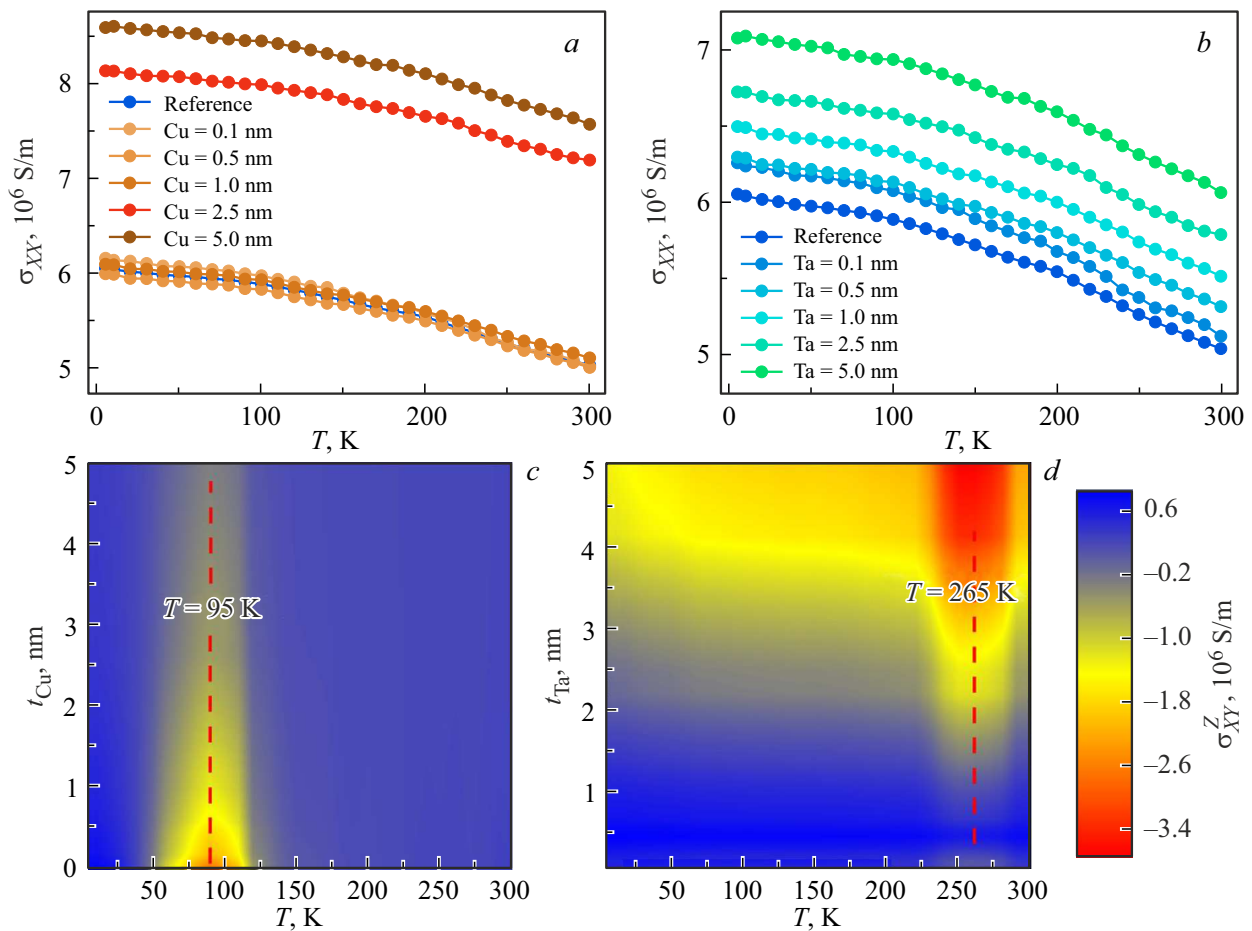
Так как в работе [9] было достоверно показано, что происхождение минимума в зависимости  $I_{\text{C}}(T)$  обусловлено конкуренцией косо рассеяния и бокового скачка в NiFe, наши данные позволяют сразу заключить, что напыление спейсера Cu не влияет на конкуренцию (рис. 5, c), а Ta переносит эту конкуренцию из слоя



**Рис. 4.** *a* — температурная зависимость зарядового тока  $I_C$ , нормированного на мощность микроволнового поля  $h_{RF}^2$ , в образце NiFe/IrMn. Погрешность соответствует размеру точек. *b* — зависимости вкладов в проводимость косого рассеяния  $\sigma_{XY}^{sk}$  и бокового скачка  $\sigma_{XY}^{sj+intr}$ .



**Рис. 5.** Температурные зависимости зарядового тока  $I_C$ , нормированного на мощность микроволнового поля  $h_{RF}^2$ , в образцах NiFe/Cu/IrMn (*a*) и NiFe/Ta/IrMn (*b*). Расчетные зависимости проводимости косого рассеяния  $\sigma_{XY}^{sk}$  и бокового скачка  $\sigma_{XY}^{sj+intr}$  для NiFe/Cu/IrMn (*c*) и NiFe/Ta/IrMn (*d*).



**Рис. 6.** Экспериментальные температурные зависимости компонент проводимости  $\sigma_{XX}$  в NiFe/Cu/IrMn (a) и NiFe/Ta/IrMn (b). Распределения спин-холловской проводимости  $\sigma_{XY}^Z(T)$  в NiFe/Cu/IrMn (c) и в NiFe/Ta/IrMn (d) в пространстве температура-толщина спейсера  $T$ - $t_{\text{Spacer}}$ . На рис. 6, d эталонный образец без Ta не включен в распределения по толщине и температуре.

NiFe в слой Ta (рис. 5, d). В образцах с Cu амплитуда минимума тока уменьшается с толщиной Cu, тогда как в образцах с Ta амплитуда минимума тока растет с увеличением  $t_{\text{Ta}}$ . Этот факт подчеркивает важность слоя Ta в формировании минимума зарядового тока и предполагает, что в образцах с прослойкой Ta косое рассеяние и боковой скачок формируют минимум  $I_C(T)$  при гораздо более высокой температуре. Так как спин-орбитальное взаимодействие, участвующее в косом рассеянии в Ta выше, чем в Cu или NiFe, а электрон-фононное взаимодействие почти такое же, как в NiFe, смещение минимума можно объяснить увеличением косого рассеяния, которое проявляется при более высоких температурах, чем в NiFe.

Также следует обратить внимание на очень короткую длину спиновой диффузии  $\sim 2$  nm в Ta [24] по сравнению с той, которая была зарегистрирована в Cu  $\sim 500$  nm [11]. В образцах с Ta перенос спинов в слой IrMn ограничен длиной спиновой диффузии, тогда как в медном спейсере никаких ограничений не ожидается в диапазоне  $t_{\text{Cu}} = 0-5$  nm, используемом в наших экспериментах.

Для анализа конкуренции косого рассеяния и бокового скачка мы получили карты компонент проводимости Холла  $\sigma_{XX}$  и  $\sigma_{XY}^Z$ . Температурные зависимости компоненты  $\sigma_{XX}(T)$  были определены как  $\sigma_{XX}(T) = 1/\rho_{\text{Ta/NiFe/IrMn/Ta}} = 1/(\sigma \cdot 2t_{\text{Ta}} \cdot t_{\text{NiFe}} \cdot t_{\text{IrMn}}) / \ln 2 \cdot R(T)$  в образцах NiFe/Cu/IrMn (рис. 6, a) и NiFe/Ta/IrMn (рис. 6, b) при разных толщинах прослоек Cu и Ta. Значения  $\sigma_{XY}^Z(T) = \sigma_{XX}(T) \cdot S + \sigma_{XY}^{sj+intr}(T)$ , где  $S$  — коэффициент асимметрии, были рассчитаны непосредственно из экспериментальных данных  $I_C(T)$  и  $\sigma_{XX}(T)$ . В образцах с медным спейсером при малых толщинах  $t_{\text{Cu}} = 0-1$  nm  $\sigma_{XX}$  практически не зависит от толщины, тогда как при  $t_{\text{Cu}} = 2.5$  и 5 nm наблюдается увеличение  $\sigma_{XX}$ . В образцах с танталом увеличение  $t_{\text{Ta}}$  всегда приводит к увеличению  $\sigma_{XX}$ .

Температурные зависимости компоненты проводимости Холла  $\sigma_{XY}^Z(T)$  были рассчитаны для NiFe/Cu/IrMn и NiFe/Ta/IrMn на основе измеренной зависимости  $\sigma_{XX}(T)$  (рис. 6, a и 6, b). Рассчитанные распределения зависимостей  $\sigma_{XY}^Z(T)$  от температуры и толщины прослойки в образцах NiFe/Cu/IrMn (рис. 6, c) и NiFe/Ta/IrMn (рис. 6, d) хорошо согласуются с экспериментальными

зависимостями  $I_C(T)$  для всех образцов. Подбор амплитуд косоугольного рассеяния и бокового скачка рассеяния электронов проводимости позволял симулировать минимум проводимости при  $\sim 95$  К для медного спейсера и  $\sim 265$  К для танталового спейсера.

#### 4. Обсуждение

Экспериментально измеренная зависимость  $\sigma_{XX}(T)$  и рассчитанная зависимость  $\sigma_{XY}^Z(T)$  позволили получить температурную зависимость спин-холловского угла по формуле  $\theta_{SH} = \sigma_{XY}^Z(T)/\sigma_{XX}(T)$ . Однако следует учесть шунтирование тока от слоев верхнего и нижнего Ta, от NiFe и IrMn, чтобы можно было обсуждать собственные значения угла спиновое Холла, относящиеся только к спейсерам Cu и Ta. Для параллельных слоев доля тока в спейсере пропорциональна его доле проводимости, то есть поправка на шунтирование:

$$k(t) = \frac{t_{Spacer} \rho_{Spacer}}{\frac{t_{NiFe}}{\rho_{NiFe}} + \frac{t_{Spacer}}{\rho_{Spacer}} + \frac{t_{IrMn}}{\rho_{IrMn}} + 2 \frac{t_{Ta}}{\rho_{Ta}}}. \quad (2)$$

Удельные сопротивления  $\rho_{NiFe} = 30 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ ,  $\rho_{IrMn} = 320 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ ,  $\rho_{Ta} = 150 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ . Тогда собственные значения угла спиновое Холла для спейсеров можно определить как:

$$\theta_{SH}^{Spacer} = \frac{\sigma_{XX}}{\sigma_{XY}^Z} \cdot \frac{1}{k}. \quad (3)$$

Зависимости собственного угла спиновое Холла от толщины медных и танталовых спейсеров показаны на рис. 7 при  $T = 300$  К.

Методика извлечения эффективных параметров угла  $\theta_{SH}^{Cu}$  согласуется с подходом, использованным в работе [9]. При комнатной температуре  $\theta_{SH}^{Cu}$  монотонно уменьшается с увеличением толщины меди. Напротив, спейсер Ta имеет отрицательное значение  $\theta_{SH}^{Ta}$ , резко уменьшающееся при малых эффективных толщинах до значения, соответствующего литературным данным [9,11,24]. Отрицательный знак  $\theta_{SH}^{Ta}$  в образцах с Ta соответствует отрицательному собственному  $\theta_{SH}^{Ta}$  для тонких слоев [11,24]. В объемном Ta спин-холловский угол обычно положительный [11,24]. Отметим, что разделение прямого обменного взаимодействия между NiFe и IrMn слоем спейсера приводит к уменьшению собственного спин-холловского угла, как в NiFe/Cu/IrMn, так и в NiFe/Ta/IrMn. Величина  $\theta_{SH}^{Cu}$ , представленная на рис. 7, не является собственным объемным спин-холловским углом меди. Это эффективный параметр, извлеченный из сигнала ISHE в многослойной структуре NiFe/Cu/IrMn. В исследованном диапазоне  $t_{Cu} \leq \lambda_{SD}^{Cu}$  вклад объемного спин-холловского эффекта меди пренебрежимо мал, а наблюдаемое значение  $\theta_{SH}^{Cu}$  определяется передачей спинового тока через интерфейсы, шунтированием зарядового тока и геометрией образца. Поэтому получаемые значения оказываются завышенными

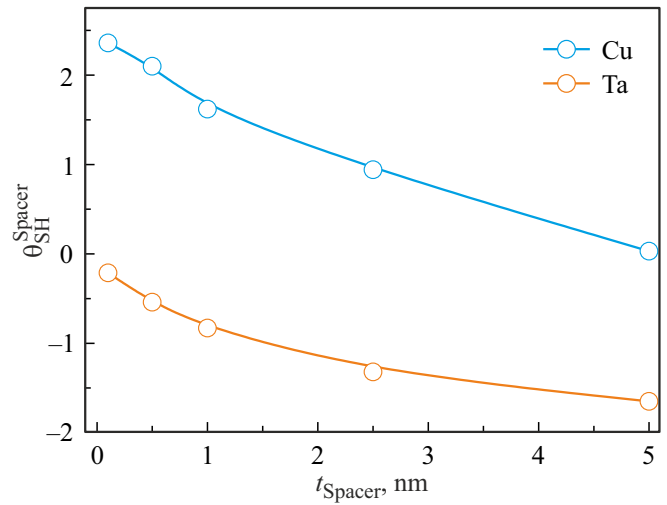


Рис. 7. Зависимости эффективного спин-холловского угла  $\theta_{SH}^{Spacer}$  от толщины спейсеров Cu и Ta при  $T = 300$  К.

и демонстрируют зависимость от топологии островков, имитируя зависимость от толщины.

Другим фактором, определяющим перенос спинового в зарядовый ток, является длина спиновой диффузии  $\lambda_{SD}$ . Мы рассчитали  $\lambda_{SD}$  при комнатной температуре по выражению, учитывающему участие всех слоев в обратном спиновом эффекте Холла:

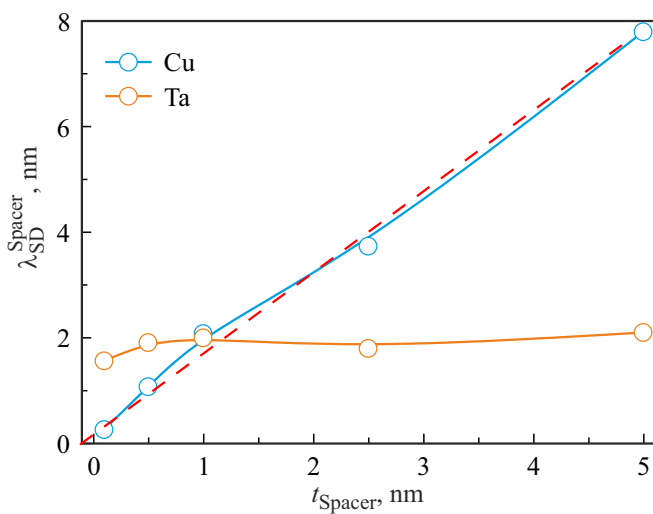
$$\lambda_{SD} = \frac{U_{ISHE}}{\tanh\left[\frac{t_{IrMn+2Ta+Spacer}}{(2\lambda_{SD})}\right]} \left(\frac{\hbar}{2e}\right) \times \frac{8\pi\alpha_{Sample}^2 (\sigma_{NiFe}t_{NiFe} + \sigma_{IrMn}t_{IrMn} + \sigma_{Spacer}t_{Spacer} + 2\sigma_{Ta}t_{Ta})}{h^2\hbar f g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma^2} \times \frac{(4\pi M_S \gamma)^2 + 4f^2}{4\pi M_S \gamma + \sqrt{(4\pi M_S \gamma)^2 + 4f^2}}, \quad (4)$$

где  $g_r^{\uparrow\downarrow}$  коэффициент спинового смешивания:

$$g_r^{\uparrow\downarrow} = \frac{2\sqrt{3}\pi M_S t_{NiFe} (\alpha_{Sample} - \alpha_{NiFe})}{\mu_B}, \quad (5)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона, намагниченность насыщения  $M_S = 700 \text{ emu/cm}^{-3}$ , гиромагнитное отношение  $\gamma = 17.6 \text{ GHz/kOe}$ ,  $\tanh[t_{(IrMn+2Ta+Spacer)}/((2\lambda_{SD}))]$  может быть приблизительно равен 1 [9],  $\alpha$  — параметр затухания Гильберта,  $w$  — длина образца,  $f$  — частота микроволнового магнитного поля. С учетом шунтирования на рис. 8 показаны зависимости длины спиновой диффузии от толщины медных и танталовых прослоек, которые соответствуют только спейсеру Cu и Ta.

Для образцов с танталовым слоем длина спиновой диффузии в литературе составляет  $\sim 2 \text{ nm}$  [11,24]. Следовательно, при этом значении насыщение длины спиновой диффузии наблюдается при изменении толщины



**Рис. 8.** Зависимости эффективной длины спиновой диффузии  $\lambda_{\text{SD}}^{\text{Spacer}}$  от толщины прослойки Cu и Ta при  $T = 300$  К. Пунктирная линия показывает линейную зависимость  $\lambda_{\text{SD}} \propto t_{\text{Spacer}}$ .

слоя Ta в диапазоне  $t_{\text{Ta}} = 0.1-5$  nm. Для образцов с медным слоем увеличение толщины медной прослойки приводит к монотонному увеличению расчетной длины спиновой диффузии без насыщения и соответствует пунктирной линии на рис. 8, так как в диапазоне толщин медного слоя  $0-5$  nm эта длина ограничена толщиной медной прослойки, а не реальной длиной спиновой диффузии  $500$  nm, известной из литературы [11]. Линейный рост  $\lambda_{\text{SD}}$  с толщиной Cu не отражает объемную длину спиновой диффузии в меди, а обусловлен геометрическим ограничением толщины слоя и интерфейсным рассеянием спина в многослойной структуре.

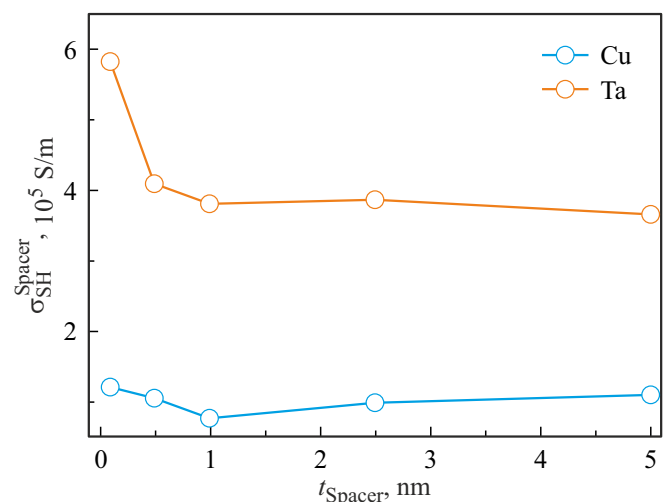
В металлических гетероструктурах спин-орбитальное взаимодействие может быть количественно оценено с помощью параметров спиновой релаксации, таких как длина спиновой диффузии, или с помощью коэффициентов преобразования спина в заряд, таких как спин-холловский угол и спин-холловская проводимость. В данной работе, где обратный эффект спинового Холла является основной экспериментальной наблюдаемой величиной, мы используем спин-холловскую проводимость  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{Spacer}}$  в качестве количественной меры спин-орбитального взаимодействия. Спин-холловская проводимость  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{Spacer}} = |\theta_{\text{SH}}^{\text{Spacer}}| \sigma_{\text{XX}} \sigma_{\text{XY}}^Z$  обеспечивает более точное описание преобразования спина в заряд и позволяет напрямую сравнивать образцы с различным удельным сопротивлением и толщиной спейсера. На рис. 9 представлены зависимости спин-холловской проводимости для спейсеров Cu и Ta.

Для тантала спин-холловская проводимость достигает плато, как только слой тантала становится непрерывным, а его толщина превышает длину спиновой диффузии. Такое насыщение указывает на то, что преобразование спина в заряд в основном определяется объемным танталом, а эффекты интерфейса и толщины играют второстепенную роль. Извлеченное значение

$\sigma_{\text{SH}}^{\text{Ta}} \sim 4 \cdot 10^6$  S/m согласуется с ранее опубликованными значениями для гетероструктур на основе тантала и отражает сильную внутреннюю спин-орбитальную связь тантала [13]. Напротив, для медных прослоек в исследованном диапазоне толщин спиновая проводимость Холла не демонстрирует поведения, характерного для объемного материала (из литературы известно значение  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{Cu}} \sim 10^4$  S/m [13]). Учитывая слабую внутреннюю спин-орбитальную связь меди, наблюдаемая проводимость  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{Cu}} \sim 1 \cdot 10^6$  S/m в основном отражает изменения в передаче спина, шунтировании тока и спиновом рассеянии, связанном с интерфейсом, а не истинный объемный спиновый эффект Холла меди.

Ранее нами было показано, что в NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn добавление спейсера Ta или Cu приводит к уменьшению эффективного спин-холловского угла, извлеченного из электротранспортных измерений планарного эффекта Холла [23]. В настоящей работе используется независимый подход определения параметров из напряжения ISHE, позволяющий дополнительно разделить вклад преобразования спина в заряд и вклад спинового транспорта. Полученные здесь результаты уточняют интерпретацию представленную в работе [23].

Поведение спин-холловской проводимости согласуется со спиновой релаксацией, регулируемой механизмом Эллиота-Яфета как в меди, так и в тантале [14-18]. В этой модели сильная спин-орбитальная связь в тантале приводит одновременно к большой спин-холловской проводимости и малой длине спиновой диффузии, тогда как в меди слабая спин-орбитальная связь приводит к неэффективному преобразованию спина в заряд и большой длине спиновой диффузии. Наши результаты показывают, что спин-холловская проводимость представляет собой метод измерения спин-орбитального взаимодействия в металлических гетероструктурах. Путем регулирования материала и толщины спейсера мы демонстрируем, что спиновое рассеяние и преобразование



**Рис. 9.** Зависимости спин-холловской проводимости от толщины спейсера Cu и Ta.

спина в заряд можно контролировать заменой металлов спейсера со слабым и сильным спин-орбитальным взаимодействием в спинтронных многослойных структурах.

Для проверки соответствия спиновой релаксации механизму Эллиота–Яфета можно определить энергию спин-орбитального взаимодействия  $E_{SO}$  для спейсеров Cu и Ta [14–18]:

$$E_{SO} = \frac{h}{\tau_S} = \frac{Dh}{\lambda_{SD}^2} = \frac{v_F^2 \tau_P h}{3\lambda_{SD}^2} = \frac{v_F^2 \hbar m}{3\lambda_{SD}^2 n e^2 \rho}, \quad (6)$$

где  $\tau_S$  — время спиновой релаксации,  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $v_F$  — скорость Ферми,  $\tau_P$  — время импульсного рассеяния,  $m$  — масса электрона,  $n$  — плотность электронов проводимости,  $\rho$  — удельное сопротивление,  $e$  — элементарный заряд. Для Ta скорость Ферми соответствует  $1.6 \cdot 10^8$  cm/s [25],  $n = 5.22 \cdot 10^{22}$  cm<sup>-3</sup> [25], время спин-орбитального рассеяния  $\tau_S = 1$  ps. Для всех толщин Ta энергия спин-орбитального взаимодействия соответствует  $E_{SO} \sim 2$  meV, что соответствует значению для фазы  $\beta$ -Ta из литературы [14–18]. Для медной прослойки длина спиновой диффузии ограничена толщиной спейсера и интерфейсными потерями, поэтому при подстановке значений в (6) получается физически нереальное сильно завышенное значение  $E_{SO} \sim 1.2$  eV.

Медь имеет очень малое спин-орбитальное расщепление спиновых подзон. Электрон движется по интерфейсу NiFe/Cu/IrMn и рассеивается на примесях, дефектах и границах зерен. При большинстве столкновений спин сохраняется. Лишь малая доля рассеяний приводит к перевороту спина и в гетероструктуре NiFe/Cu/IrMn медь выступает, как канал рассеяния спина, а не источник SOC. В отличие от меди, тантал имеет сильно разделенные и искаженные спиновые подзоны. Электрон движется внутри слоя и по интерфейсу NiFe/Ta/IrMn и также рассеивается как в образце с медью, но почти каждое рассеяние имеет большую вероятность спинового переворота. В результате спин быстро теряет ориентацию, что приводит к короткой длине спиновой диффузии.

Ключевым результатом работы является экспериментальная демонстрация того, что материал спейсера управляет локализацией преобразования спинового в зарядовый ток и механизмом, формирующим немонотонную температурную зависимость  $I_C(T)$ . Для структур без спейсера и со спейсером Cu минимум при  $T = 95$  K сохраняется, что указывает на его происхождение в слое NiFe. Введение Ta приводит к переносу характерного минимума к  $T = 265$  K и подавлению минимума от NiFe, что свидетельствует о переносе доминирующего вклада в слой Ta и переходе к режиму, ограниченному малой  $\lambda_{SD}^{Ta}$ . Таким образом, температурная зависимость ISHE выступает как маркер слоя, в котором доминирует спин-орбитальная конверсия и соответствующие механизмы рассеяния. Сама малость  $\lambda_{SD}^{Ta}$  известна, однако в данной работе она проявляется через прямой экспериментальный критерий — перенос температурного минимума  $I_C(T)$ , позволяющий однозначно локализовать слой, в котором доминирует конверсия и рассеяние.

## 5. Заключение

Исследовано преобразование спинового тока в зарядовый ток в гетероструктурах на основе слоя NiFe, в котором спиновые токи генерировались ферромагнитным резонансом. Температурная зависимость индуцированного зарядового тока определяется конкуренцией косоугольного рассеяния и бокового скачка электронов проводимости. В NiFe, а также в гетероструктурах NiFe/IrMn и NiFe/Cu/IrMn эта конкуренция приводит к характерному минимуму при  $T \approx 95$  K, унаследованному от слоя NiFe. Разделение NiFe и IrMn медным спейсером не изменяет положение этого минимума даже при большой толщине меди, благодаря большой длине спиновой диффузии и слабой спин-орбитальной связи в меди. Однако амплитуда минимума постепенно уменьшается с увеличением толщины меди, что отражает снижение эффективности передачи спинового тока через спейсер.

Иное поведение наблюдается для гетероструктур, содержащих спейсер тантала. Из-за малой длины спиновой диффузии и сильной спин-орбитальной связи тантала спиновое рассеяние переносится из слоя NiFe в слой тантала. Это приводит к заметному сдвигу минимума тока до  $T \approx 265$  K. Амплитуда минимума тока растет с толщиной тантала. В этом случае спин-поляризованные носители не достигают слоя IrMn, и преобразование спинового тока в зарядовый ток определяется в основном танталовым спейсером.

Спин-орбитальное взаимодействие количественно оценивается с помощью спин-холловской проводимости, полученной из измерений обратного спинового эффекта Холла. Для медных прослоек извлеченные эффективные параметры переноса спина отражают геометрически ограниченный режим и используются исключительно для качественного сравнения с танталом. Для тантала при увеличении толщины спейсера происходит насыщение  $\sigma_{SH}^{Ta}$  к значению, равному объемному, тогда как увеличение толщины прослойки меди не приводит к насыщению. Эти результаты согласуются с релаксацией спина по механизму Эллиота–Яфета.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке тематической карты ФИЦ Проблем химической физики и медицинской химии РАН 124020700089-3.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] J. Kang, J. Ryu, J.-G. Choi, T. Lee, J. Park, S. Lee, H. Jang, Y.S. Jung, K.-J. Kim, B.-G. Park. Nat. Commun. **12**, 6420 (2021).
- [2] M.V. Bakhmetiev, A.I. Chernov, A.B. Khuticva, A.V. Sadovnikov, R.B. Morgunov. Phys. Rev. B. **109**, 024433 (2024).

- [3] A.A. Baker, A.I. Figueroa, L.J. Collins-McIntyre, G. van der Laan, T. Hesjedal. *Sci. Rep.* **5**, 7907 (2015).
- [4] M.D. Davydova, A.S. Pakhomov, A.N. Kuz'michev, P.M. Vetchko, P.N. Skirdkov, H.C. Han, Y.S. Chen, J.G. Lin, J.C. Wu, J.C.A. Huang, K.A. Zvezdin. *J. Electron. Mater.* **48**, 1375 (2019).
- [5] L. Ding, C. Dai, G. Yu, C. Zhao, J. Teng, D. Xiang. *J. Magn. Magn. Mater.* **354**, 81 (2014).
- [6] Y. Xu, B. Yang, C. Tang, Z. Jiang, M. Schneider, R. Whig, J. Shi. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 242404 (2014).
- [7] S.S. Mishra, R. Loloee, N.O. Birge. *IEEE Trans. Appl. Superconductivity* **33**, 1 (2023).
- [8] T. Nan, S. Emori, C.T. Boone, X. Wang, T.M. Oxholm, J.G. Jones, B.M. Howe, G.J. Brown, N.X. Sun. *Phys. Rev. B* **91**, 214416 (2015).
- [9] O. Gladii, L. Frangou, A. Hallal, R.L. Seeger, P. Noel, G. Forestier, S. Auffret, M. Rubio-Roy, P. Warin, L. Vila, S. Wimmer, H. Ebert, S. Gambarelli, M. Chshiev, V. Baltz. *Phys. Rev. B* **100**, 174409 (2019).
- [10] H. Wu, X. Wang, L. Huang, J.Y. Qin, C. Fang, X. Zhang, C.H. Wan, X.F. Han. *J. Magn. Magn. Mater.* **441**, 149 (2017).
- [11] H.L. Wang, C.H. Du, Y. Pu, R. Adur, P.C. Hammel, F.Y. Yng. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 197201 (2014).
- [12] A. Tsukahara, Y. Ando, Y. Kitamura, H. Emoto, E. Shikoh, M.P. Delmo, T. Shinjo, M. Shiraishi. *Phys. Rev. B* **89**, 235317 (2014).
- [13] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [14] K. Roy. *Phys. Rev. B* **96**, 174432 (2017).
- [15] L. Ma, L. Lang, J. Kim, Z. Yuan, R. Wu, S. Zhou, X. Qiu. *Phys. Rev. B* **98**, 224424 (2018).
- [16] G.S. Abo, Y.-K. Hong, J. Park, J. Lee, W. Lee, B.-C. Choi. *IEEE Trans. Magn.* **49**, 4937 (2013).
- [17] N.H. Long, P. Mavropoulos, B. Zimmermann, D.S.G. Bauer, S. Blugel, Y. Mokrousov. *Phys. Rev. B* **90**, 064406 (2014).
- [18] Y.G. Semenov. *Phys. Rev. B* **67**, 115319 (2003).
- [19] S. Keller, L. Mihalceanu, M.R. Schweizer, P. Lang, B. Heinz, M. Geilen, T. Brachez, P. Pirro, T. Meyer, A. Conca, D. Karfaridis, G. Vourlias, T. Kehagias, B. Hillebrands, E.T. Papaioannou. *New J. Phys.* **20**, 053002 (2018).
- [20] Q. Wang, W. Zhang, B. Peng, W. Zhang. *Solid State Comm.* **245**, 15 (2016).
- [21] H. Ebert, D. Ködderitzsch, J. Minár. *Reports Prog. Phys.* **74**, 096501 (2011).
- [22] M. Bakhmetiev, A. Talantsev, A. Sadovnikov, R. Morgunov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55**, 105001 (2022).
- [23] Р.Б. Моргунов, М.В. Бахметьев. *ФТТ* **66**, 1935 (2024).
- [24] G. Zandi, L. Vila, V.T. Pham, M. Cosset-Cheneau, W. Lim, A. Brenac, P. Laczkowski, A. Marty, J.P. Attane. *Phys. Rev. B* **98**, 174414 (2018).
- [25] T. Nussbaumer, P. Lerch, E. Kirk, A. Zehnder, R. Fuchsli, P.F. Meier, H.R. Ott. *Phys. Rev. B* **61**, 9719 (2000).

*Редактор А.Н. Смирнов*