

05,10

## Влияние разделительных слоев Ta и Cu на спиновый угол Холла в структурах NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn

© Р.Б. Моргунов, М.В. Бахметьев

Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 7 ноября 2024 г.

В окончательной редакции 20 ноября 2024 г.

Принята к публикации 21 ноября 2024 г.

Обнаружено влияние спейсеров Ta и Cu в структурах NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn на угловые зависимости планарного эффекта Холла (PHE) при протекании спинового тока, вызванного спин-орбитальным моментом (SOT). Исследования проведены в диапазонах электрического тока и внешнего магнитного поля, в которых величина тока и поля не влияет на зависимости  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$ , оставляя неизменным и обменное смещение. Добавление спейсерной прослойки в этих условиях уменьшает сопротивление планарного эффекта Холла  $R_{PHE}$  и влияет на спиновый ток, генерируемый в слоях IrMn/Spacer. Это выражается в уменьшении спинового угла Холла для NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn с ростом толщины разделительного слоя (спейсера).

**Ключевые слова:** спин-орбитальный момент, обменное смещение, спейсер, планарный и спиновый эффект Холла, спиновый угол Холла.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59330.297

### 1. Введение

Ключевой стратегией создания логических элементов на основе антиферромагнетиков (AFM) является создание интерфейса AFM/НМ с тяжелым переходным металлом (НМ), намагниченность которого может изменяться под действием спинового эффекта Холла в слое тяжелого переходного металла (Pt, Pd, Ir и др.) [1–6]. Взаимодействие спин-поляризованных электронов с магнитными моментами ионов кристаллической решетки посредством спин-орбитальной связи приводит к возникновению вращающего момента (Spin-orbit torque, SOT), действующего на спины ионов кристаллической решетки, а также к изменению локальных ориентаций осей Нееля в антиферромагнетике [7–10]. Этот эффект похож на поведение электронов под действием SOT на интерфейсе ферромагнетик/тяжелый металл FM/НМ [7–10], где SOT появляется благодаря спиновым токам, генерируемым в НМ слое спиновым эффектом Холла (SHE). Объемная спин-орбитальная связь в НМ обусловлена либо зонной структурой, либо примесями с большой величиной спин-орбитальной связи. В обоих случаях возникает спин-зависимое асимметричное рассеяние электронов проводимости. Асимметричное рассеяние вызывает отклонение электронов со спином вверх и спином вниз в противоположных направлениях и создает таким образом поперечный спиновый ток при пропускании неполяризованного электрического тока через НМ. Поляризация  $\sigma$  накопленных спинов перпендикулярна, как направлению электрического тока ( $\mathbf{J}_C$ ), так и направлению генерируемого спинового тока ( $\mathbf{J}_S$ ).

Плотность поперечного спинового тока SHE можно описать выражением [11]:

$$\mathbf{J}_s = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} (\mathbf{J}_c \times \boldsymbol{\sigma}), \quad (1)$$

где  $\theta_{SH}$  — спиновый угол Холла, характеризующий генерацию спинового тока.

Спин-поляризованный ток исследовали в антиферромагнетиках IrMn, PtMn и MnN, в металлических двухслойных структурах [12–14], а также в структурах с диэлектрическим AFM-слоем NiO [15]. Переориентация магнитных моментов в AFM под действием электрического поля или тока демонстрирует устойчивые состояния, в которые оси Нееля в спиновой системе антиферромагнетика могут переключаться при достаточно большой плотности тока. Переключение локальной намагниченности в AFM зависит от доменной структуры, поскольку SOT, индуцированный током, влияет на движение доменных границ. Поскольку магнитный момент антиферромагнетика мал, а изменения магнитных свойств под действием тока трудно зарегистрировать, в качестве индикаторной пленки, чувствительной к магнитным превращениям в AFM, используют покровный ферромагнитный слой. Магнитная анизотропия, намагниченность и другие свойства FM-слоя могут существенно изменяться при изменении магнитного упорядочения в соседнем AFM-слое под действием спин-поляризованного электрического тока [12–15].

В работе [12] сообщалось об индуцированных током изменениях обменного смещения в двухслойных AFM/FM структурах. Авторы работы [12] установили,

что величина планарного эффекта Холла в NiFe/IrMn изменяется под действием тока, текущего в плоскости структуры, и сохраняет измененное током значение даже после выключения тока. Доказано, что SOT, вызванная спиновым эффектом Холла в IrMn, эффективно меняет направление поля обменного смещения. SOT не имеет прямого отношения к ферромагнитному слою NiFe, а возникает при некомпенсированных магнитных моментах антиферромагнетика на границе раздела NiFe/IrMn, где ток стимулирует коллективное вращение намагниченности. Доказана решающая роль границы раздела, на которой некомпенсированные моменты AFM передают намагниченность обменно-связанным моментам в ферромагнетике. В [16] было показано, что AFM можно использовать для высокоэффективного манипулирования намагниченностью в FM-слое. В [16] наблюдался антидемпфирующий момент, действующий на ферромагнетик NiFe при плоскостном токе в антиферромагнитном слое IrMn. В антиферромагнетике IrMn спиновый угол Холла  $\theta_{SH}$  значительно выше, чем в упомянутых выше тяжелых переходных металлах. Поэтому в этой работе мы сосредоточились на исследовании этого материала.

Целью нашего исследования является определение спинового угла Холла в последовательной серии гетероструктур NiFe/Cu/IrMn и NiFe/Ta/IrMn с изменяющейся эффективной толщиной спейсерного немагнитного слоя Cu или Ta, позволяющего регулировать обменное взаимодействие между NiFe и IrMn вплоть до его полного исчезновения.

## 2. Методика и образцы

В работе были использованы три типа образцов: один без прослойки Ta(5nm)/NiFe(11nm)/IrMn(9nm)/Ta(4nm)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>(2nm), второй с танталовой прослойкой между слоями NiFe и IrMn Ta(5nm)/NiFe(11nm)/Ta( $t_{Ta}$ )/IrMn(9nm)/Ta(4nm)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>(2nm) с различными толщинами слоя тантала  $t_{Ta}$ , и третий — с медной прослойкой Ta(5nm)/NiFe(11nm)/Cu( $t_{Cu}$ )/IrMn(9nm)/Ta(4nm)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>(2nm) (рис. 1, *a, b*) с различными толщинами слоя  $t_{Cu}$ .

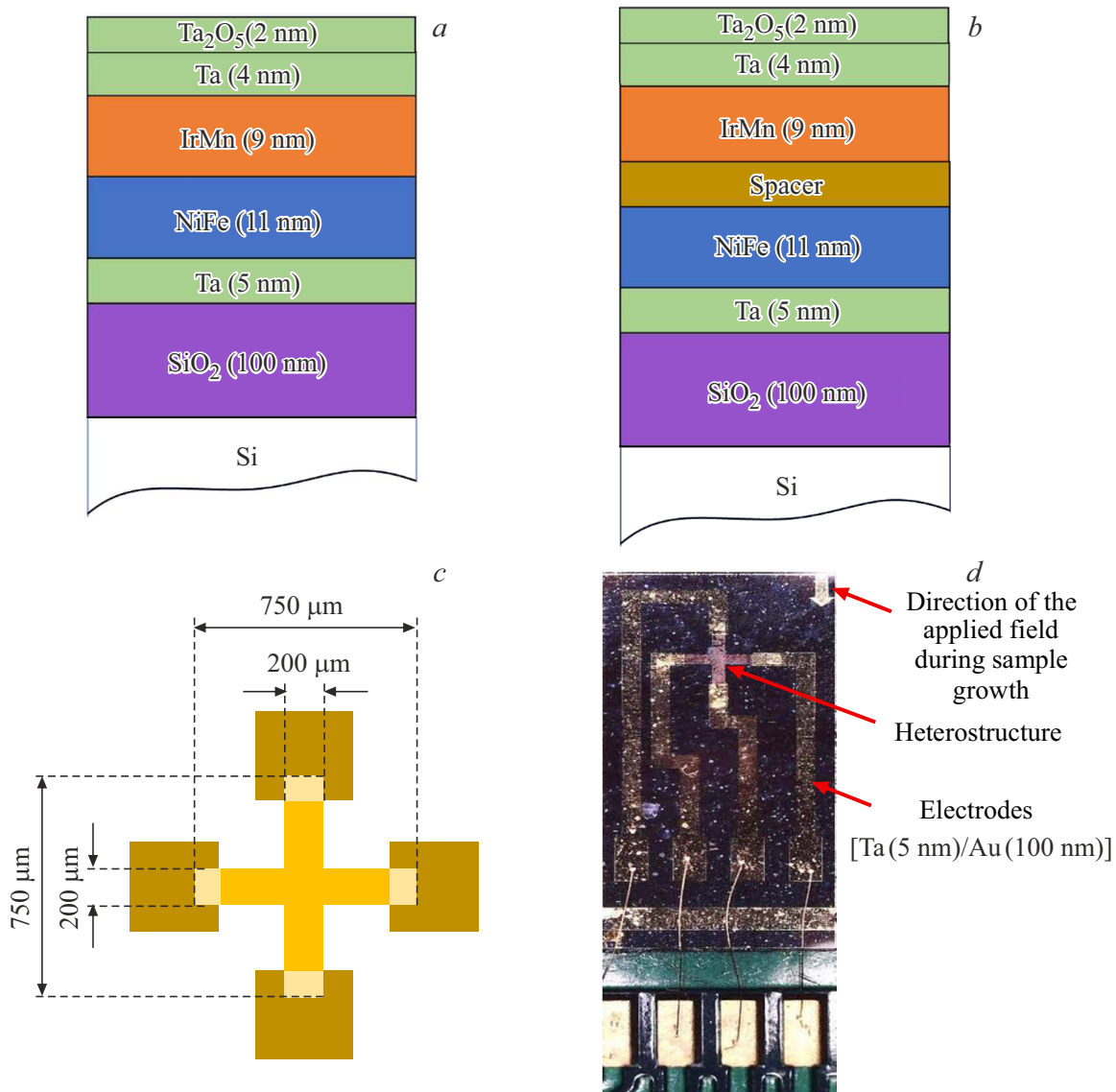
Образцы были изготовлены методом магнетронного напыления на постоянном токе при базовом давлении  $2.6 \cdot 10^{-7}$  мТорг, давлении аргона 3 мТорг и скорости потока газа 30 см<sup>3</sup>/мин. Подложки вращались со скоростью 10 оборотов в минуту во время напыления для обеспечения равномерности слоёв. Гетероструктуры напылялись на подложках Si/SiO<sub>2</sub>. Сначала напылялся слой Ta для буферизации дефектов и усиления текстуры последующего слоя NiFe с ориентацией (111). Слой Ta также улучшал адгезию между слоями NiFe и IrMn и уменьшал их шероховатость. Затем напыляли слой спейсера и IrMn, а завершающий слой Ta служил защитой от коррозии и окисления слоев NiFe и IrMn. Толщина спейсера определялась по длительности времени магнетронного напыления. Толщина танталовой

прослойки менялась от 0.1 до 1 nm что соответствует времени напыления от 2 до 30 s. А у медной прослойки она варьировалась в пределах от 0.2 до 5 nm, что соответствует времени напыления от 2 до 120 s. Выбор толщины разделительных слоев обусловлен разной адгезией тантала и меди к ферромагнитному слою и различными эффективными толщинами, при которых достигается сплошной слой. В случае тантала сплошной слой образуется при эффективной толщине  $t_{Ta} = 0.3$  nm, а для меди необходимо  $t_{Cu} = 1.3$  nm. Поэтому диапазон толщин выбирается таким образом, чтобы охватить три стадии роста спейсера: 1) формирование отдельных островков; 2) образование перколяционного порога; 3) образование тонкого сплошного слоя. Выбранный диапазон толщин для двух спейсеров Ta и Cu различен, но охватывает все три вышеперечисленные стадии.

Подготовка образца для электрических измерений проходила в три этапа. На первом этапе подложка Si/SiO<sub>2</sub> очищалась в ацетоне в течение 1 h, затем наносились шаблоны крестообразной формы с помощью оптической литографии. Плечи креста были одинакового размера (200 × 750 μm) и взаимно перпендикулярны, как показано на рис. 1, *c*. На втором этапе на шаблоне выращивается гетероструктура при условиях, описанных выше. После напыления образцы погружались в ацетон для удаления материала, напыленного за пределами шаблона. На третьем этапе сначала наносился шаблон для подведения контактов к крестообразному образцу. Затем напылялись слои [Ta(5 nm)/Au(100 nm)] и снова проводилась процедура снятия в ацетоне лишнего материала. Для подачи тока и регистрации напряжения образцы были подключены к печатной плате с помощью пасты West Bond 7476D. Затем электроды [Ta(5 nm)/Au(100 nm)] были подключены к дорожкам с золотыми контактами с помощью микросварки для последующего подключения к источнику тока Keithley 6220 и нановольтметру Keithley 2182A. Фото подключения образца к контактам представлена на рис. 1, *d*. Стрелкой показано направление приложенного магнитного поля во время роста образца. Это направление совпадает с направлением легкой оси намагничивания и поля обменного смещения. Внешнее магнитное поле создавалось электромагнитом (Abess Instruments) и измерялось прибором PCE-MFM 3000 вблизи образца.

## 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Электрические измерения сначала были направлены на точное определение направления поля обменного смещения. Диагональные компоненты тензора сопротивления в тонкой пленке  $R_{XX}$  и  $R_{YY}$  соответствуют продольному напряжению, измеренному вдоль направления тока, в то время как недиагональные компоненты  $R_{XY}$  и  $R_{YX}$  соответствуют поперечному напряжению [17].



**Рис. 1.** Схема образцов (a) без спейсерной прослойки и (b) со спейсерной прослойкой Si или Ta, (c) размеры крестообразного образца, (d) фото „креста Холла“ с подключенными контактами к образцу для электрических измерений. Стрелкой указано направление приложенного магнитного поля во время роста образца.

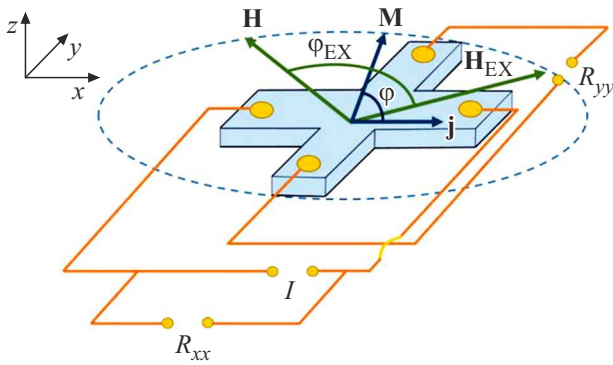
Поперечное напряжение является планарным эффектом Холла (PHE), в то время как угловые изменения продольного напряжения соответствуют анизотропному магнетосопротивлению (AMR). Все компоненты сопротивления тонкой пленки изменяются в зависимости от угла  $\varphi$  между направлением плотности электрического тока  $\mathbf{j}$  и намагниченностью  $\mathbf{M}$  [18]. При произвольном угле  $\varphi$  продольное и поперечное сопротивления можно выразить формулами:

$$R_{AMR} = R_{yy} + (R_{xx} - R_{yy}) \cos^2 \varphi, \quad (2)$$

$$R_{PHE} = (R_{xx} - R_{yy}) \sin \varphi \cos \varphi. \quad (3)$$

Согласно схеме на рис. 2 определяли значения сопротивлений  $R_{xx}$  и  $R_{yy}$ .

Угол  $\varphi$  определить прямым измерением невозможно, так как направление намагничивания *a priori* неизвестно. Но этот угол  $\varphi$  можно вычислить, так как он зависит от угла  $\varphi_{EX}$ , вручную устанавливаемого гониометром между магнитным полем  $\mathbf{H}$  и легкой осью намагничивания. Легкая ось параллельна направлению поля обменного смещения  $\mathbf{H}_{EX}$ , заданному ростом образца в магнитном поле, и она совпадает с направлением грани образца (на рис. 1, d стрелкой указано направление легкой оси намагничивания). Зависимость  $\varphi(\varphi_{EX})$  обычно вычисляется путем минимизации энергии  $E$ , включающей энергию магнитной анизотропии (первое слагаемое), энергию Зеемана ферромагнитного слоя в магнитном поле (второе слагаемое) и энергию обменно-



**Рис. 2.** Схема измерения компонент тензора сопротивления. Угол  $\varphi$  между направлением плотности электрического тока  $\mathbf{j}$  и намагниченностью  $\mathbf{M}$ , угол  $\varphi_{EX}$  между магнитным полем  $\mathbf{H}$  и полем смещения, направленным вдоль легкой оси намагничивания  $\mathbf{H}_{EX}$ .

го взаимодействия между ферро- и антиферромагнитным слоем, выраженную через поле обменного смещения (третье слагаемое) [19]:

$$E = K_{U}t_F \sin^2 \varphi - M_{StF}H \cos(\varphi - \varphi_{EX}) - M_{StF}H_{EX} \cos(\varphi), \quad (4)$$

где  $K_U = (1/2)H_U M_S$  — константа одноосной анизотропии,  $H_U$  — поле одноосной анизотропии,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $H_{EX}$  — поле обменного смещения,  $t_F$  — толщина ферромагнитного слоя,  $(\varphi - \varphi_{EX})$  — угол между намагниченностью  $\mathbf{M}$  и магнитным полем  $\mathbf{H}$  (рис. 2).

Зависимость  $\varphi(\varphi_{EX})$  можно выразить в аналитическом виде с помощью выражений [18]:

$$\cos \varphi \sim \frac{H_{EX} + H \cos \varphi_{EX}}{\sqrt{H^2 \sin^2 \varphi_{EX} + (H_{EX} + H \cos \varphi_{EX})^2}}, \quad (5)$$

$$\sin \varphi \sim \frac{H \sin \varphi_{EX}}{\sqrt{H^2 \sin^2 \varphi_{EX} + (H_{EX} + H \cos \varphi_{EX})^2}}. \quad (6)$$

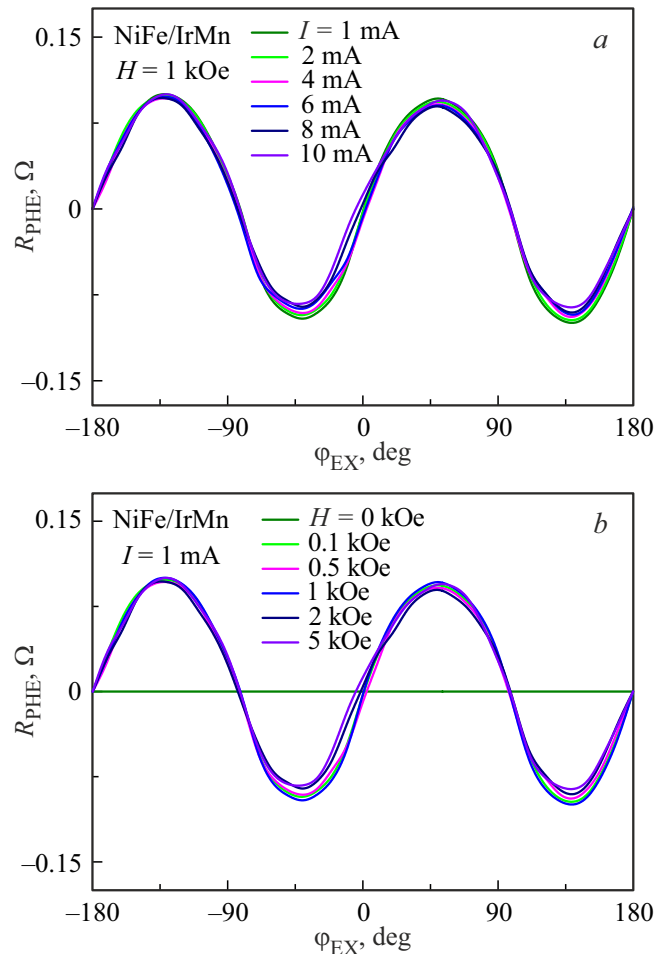
Подстановка экспериментально определенных компонент сопротивления  $R_{XX}$  и  $R_{YY}$  и рассчитанных углов  $\varphi$  в (3) при каждом фиксированном  $\varphi_{EX}$  приводит к угловой зависимости  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$ . Поскольку при анализе угловых зависимостей важно, чтобы зависимости  $R_{PHE}$  от тока и поля были в насыщении и проекции этих величин не влияли на результат (ферромагнетик должен находиться в насыщении), мы сначала выяснили диапазон токов и полей, в котором  $R_{PHE}$  не зависит от поля и тока. Для этого угловая зависимость  $R_{PHE}$  была построена в постоянном магнитном поле 1 кОе и различных токах 1–10 мА (рис. 3, а). Кроме того, мы построили угловые зависимости  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$  в различных полях  $H = 0–5$  кОе (рис. 3, б). Из рис. 3 видно, что угловые зависимости не зависели ни от поля, ни от тока в выбранном диапазоне значений этих величин.

Во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$ , параллельном или перпендикулярном направлению поля обменного смещения  $\mathbf{H}_{EX}$ , сопротивление  $R_{PHE}$  было равно нулю за вычетом фонового сопротивления. При угле  $\varphi_{EX} = 45^\circ$  сопротивление  $R_{PHE}$  достигает максимального значения 0.15  $\Omega$ .

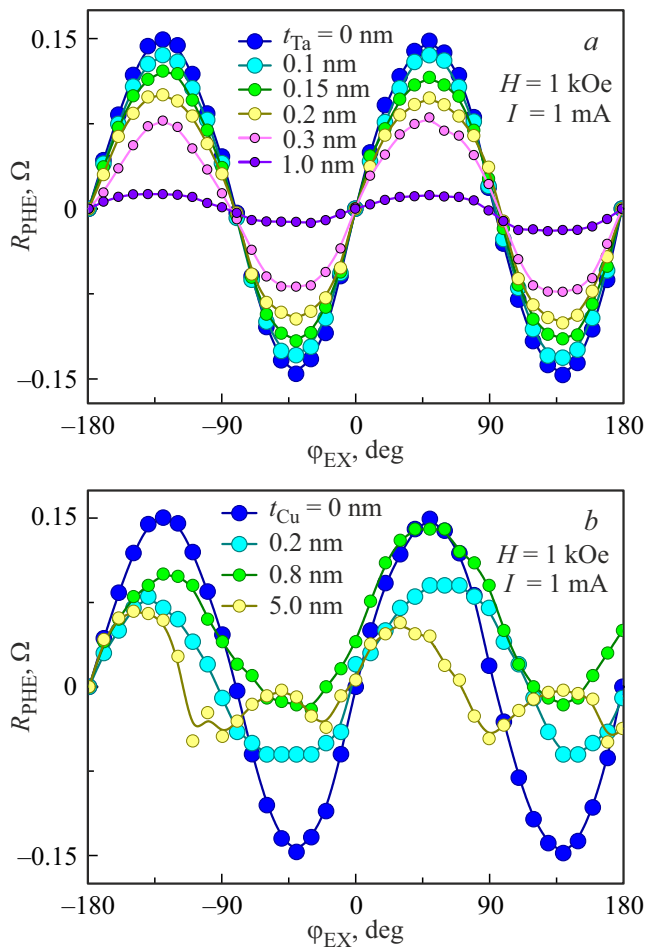
Поэтому все дальнейшие измерения проводились при токе в 1 мА и магнитном поле в 1 кОе. Далее мы измерили зависимости  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$  для образцов с добавлением спейсерного слоя тантала (рис. 4, а) и меди (рис. 4, б) с разной эффективной толщиной.

Видно, что амплитуда угловых вариаций сопротивления  $R_{PHE}$  при  $\varphi_{EX} = 45^\circ$  уменьшается, как в случае добавления танталовой прослойки, так и в случае медной. Были построены зависимости  $R_{PHE}$  в максимуме угловой зависимости при  $\varphi_{EX} = 45^\circ$  от толщины спейсера (рис. 5).

Из рис. 5 следует, что добавление спейсера и увеличение его толщины уменьшает значение  $R_{PHE}$ , но при этом не изменяет симметрию и угол максимума уг-



**Рис. 3.** (а) Угловые зависимости сопротивления  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$  для NiFe/IrMn в постоянном электрическом токе  $I = 1, 2, 4, 6, 8, 10$  мА. (б) Угловые зависимости сопротивления  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$  для NiFe/IrMn при постоянном токе 1 мА и в разных магнитных полях  $H = 0, 0.1, 0.5, 1, 2, 5$  кОе.



**Рис. 4.** Угловые зависимости сопротивления  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$  для NiFe/Ta/IrMn (a) и NiFe/Cu/IrMn (b) при  $I = 1$  mA и  $H = 1$  kOe для разных толщин спейсеров. Линиями показана аппроксимация выражением (7).

ловой зависимости  $\varphi_{EX} = 45^\circ$ . Для медной прослойки толщиной 5 nm это утверждение не является верным, поскольку для этого образца угол  $\varphi_{EX}$  отличен от  $45^\circ$  и зависит от эффективной толщины слоя меди. При этом даже сама симметрия угловой зависимости изменяется по мере изменения толщины прослойки меди — появляются дополнительные максимумы.

Далее мы получили угол спинового эффекта Холла для наших образцов. Чтобы охарактеризовать SOT по сигналу PHE и определить  $\theta_{SH}$ , воспользуемся следующими выражениями:

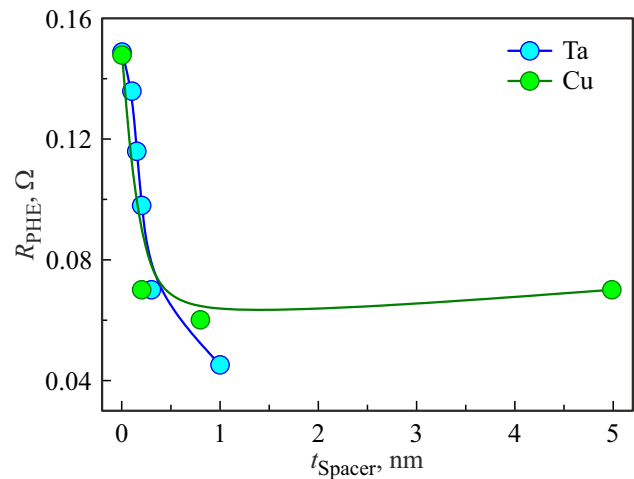
$$R_{PHE} = -\frac{\hbar}{eM_s t_{NiFe}} J_s \sin \varphi_{EX}, \quad (7)$$

$$\theta_{SH} = \frac{J_s}{J_c} \cdot 100\%. \quad (8)$$

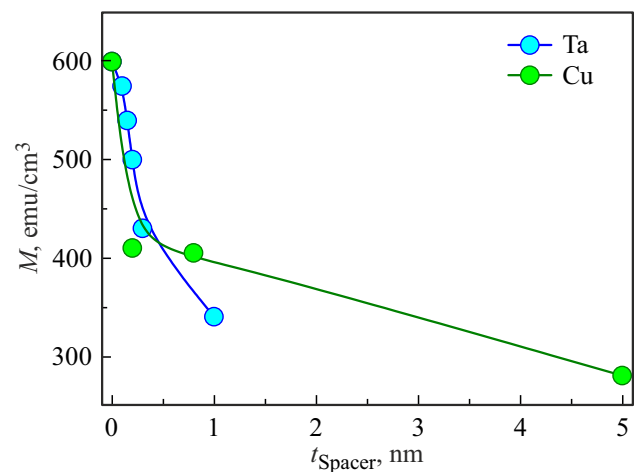
Значения намагниченности были предварительно определены с помощью СКВИД-магнетометра и представлены на рис. 6 в виде зависимостей намагниченности от толщины спейсерного слоя.

Для определения спинового тока  $J_S$  мы аппроксимировали выражением (7) угловые зависимости  $R_{PHE}(\varphi_{EX})$  (рис. 4). Зная электрический ток  $J_C$  и определив значения  $J_S$ , мы рассчитали значения спинового угла Холла для всех толщин спейсеров (рис. 7).

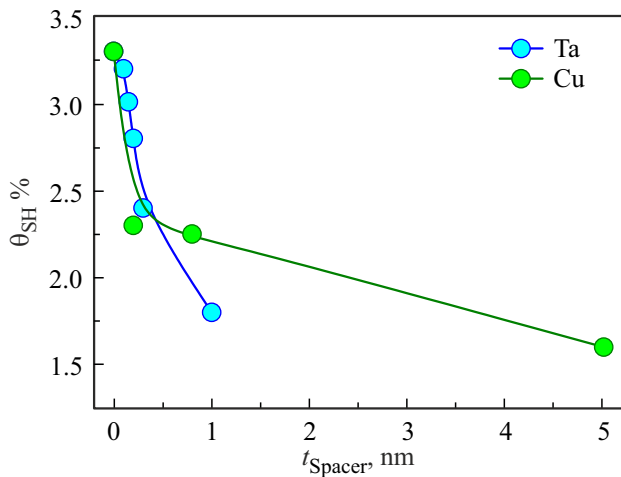
Значения определенного  $\theta_{SH}$  в нашей работе для структур NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn находятся в пределах от 1.6 до 3.3% в зависимости от материала и толщины спейсера. Этот предел соответствует  $\theta_{SH}$  для сплава IrMn  $\theta_{SH} = 1.7-2.7\%$  и для сплава PdMn  $\theta_{SH} = 1-2\%$ , но не достигает до PtMn  $\theta_{SH} = 5-7\%$  [20,21]. Расхождение может быть связано с тем фактом, что сигнал спинового эффекта Холла обычно смешивается с нежелательными эффектами, связанными с эффектом анизотропного магнетосопротивления (AMR). С увеличением толщины прослойки спейсера



**Рис. 5.** Зависимости амплитуды сопротивления  $R_{PHE}$  на его угловой зависимости при  $\varphi_{EX} = 45^\circ$  от эффективной толщины прослойки Ta и Cu.



**Рис. 6.** Зависимости намагниченности, нормированные на объем ферромагнитного слоя NiFe, гетероструктур NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn от толщин спейсеров Ta и Cu.



**Рис. 7.** Зависимости спинового угла Холла от толщины прослойки Ta и Cu.

спиновый угол Холла уменьшается, как для структур, содержащих Cu спейсер, так и для структур, содержащих Ta спейсер (рис. 7), что может быть связано с декогеренцией спинов по мере увеличения пройденного носителем расстояния в немагнитном металле. В исследуемых образцах толщины буферного и защитного слоя от образца к образцу при добавлении и увеличении толщин спейсеров Cu и Ta остаются неизменными. Вклад от всех слоев структуры без спейсера соответствует спиновому углу Холла для референсного образца Ta/NiFe/IrMn/Ta. Разделение этого вклада на отдельные вклады для каждого слоя структуры не было проведено.

#### 4. Выводы

В структурах NiFe/Ta/IrMn и NiFe/Cu/IrMn получены угловые зависимости планарного эффекта Холла (PHE) и спинового тока, вызванного спин-орбитальным моментом (SOT). Рост толщины спейсеров Ta или Cu уменьшает спиновый угол Холла в обоих типах гетероструктур. При этом максимум угловой зависимости в структурах с танталом не изменяет своего положения, а в структурах с медью положение максимума и симметрия угловой зависимости изменяются. Установлено, что величина электрического тока и внешнего магнитного поля не влияет на зависимости  $R_{\text{PHE}}(\varphi_{\text{EX}})$ , оставляя неизменным и обменное смещение в использованном диапазоне полей и токов. Добавление спейсерной прослойки не изменяет направление легкой оси намагничивания, однако уменьшает сопротивление  $R_{\text{PHE}}$  и влияет на спиновый ток, генерируемый на интерфейсе IrMn/Spacer.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке тематической карты ФИЦ Проблем химической физики и медицинской химии РАН 124013100858-3.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] C. Zhou, Y.P. Liu, Z. Wang, S.J. Ma, M.W. Jia, R.Q. Wu, L. Zhou, W. Zhang, M.K. Liu, Y.Z. Wu, J. Qi. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 086801 (2018).
- [2] H. Qiu, L. Zhou, C. Zhang, J. Wu, Y. Tian, S. Cheng, S. Mi, H. Zhao, Q. Zhang, D. Wu, B. Jin, J. Chen, P. Wu. *Nat. Phys.* **17**, 388–394 (2021).
- [3] S. Shim, M. Menhaeen, J. Sklenar, J. Oh, J. Gibbons, H. Saglam, A. Hoffmann, S.S.-L. Zhang, N. Mason. *Phys. Rev. X* **12**, 021069 (2022).
- [4] A. Hoffmann. *IEEE Trans. Magn.* **49**, 5172–5193 (2013).
- [5] J.B.S. Mendes, R.O. Cunha, O.A. Santos, P.R.T. Ribeiro, F.L.A. Machado, R.L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, S.M. Resende. *Phys. Rev. B* **89**, 140406(R) (2014).
- [6] L. Huang, Y. Zhou, H. Qiu, H. Bai, C. Chen, W. Yu, L. Liao, T. Guo, F. Pan, B. Jin, C. Song. *Adv. Mater.* **34**, 2205988 (2022).
- [7] P. Gambardella, I.M. Miron. *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3175–3197 (2011).
- [8] R. Ramaswamy, J.M. Lee, K. Cai, H. Yang. *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031107 (2018).
- [9] Q. Shao, P. Li, L. Liu, H. Yang, S. Fukami, A. Razavi, H. Wu, K. Wang, F. Freimuth, Y. Mokrousov, M.D. Stiles, S. Emori, A. Hoffmann, J. Akerman, K. Roy, J.-P. Wang, S.-H. Yang, K. Garello, W. Zhang. *IEEE Trans. Magn.* **57**, 800439 (2021).
- [10] C. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou, X. Zhou, R. Chen, Y. You, X. Chen, F. Pan. *Prog. Mater. Sci.* **118**, 100761 (2021).
- [11] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [12] J. Kang, J. Ryu, J.-G. Choi, T. Lee, J. Park, S. Lee, H. Jang, Y.S. Jung, K.-J. Kim, B.-G. Park. *Nature Comm.* **12**, 6420 (2021).
- [13] J. Zelezny, P. Wadley, K. Olejnik, A. Hoffmann, H. Ohno. *Nature Phys.* **14**, 220–228 (2018).
- [14] M. Dunz, T. Matalla-Wagner, M. Meinert. *Phys. Rev. Research* **2**, 013347 (2020).
- [15] H. Wang, J. Finley, P. Zhang, J. Han, J.T. Hou, L. Liu. *Phys. Rev. Appl.* **11**, 044070 (2019).
- [16] V. Tshitoyan, C. Ciccirelli, A.P. Mihai, M. Ali, A.C. Irvine, T.A. Moore, T. Jungwirth, A.J. Ferguson. *Phys. Rev. B* **92**, 214406 (2015).
- [17] L. Jogschies, D. Klaas, R. Kruppe, J. Rittinger, P. Taptimthong, A. Wienecke, L. Rissing, M.C. Wurz. *Sensors* **15**, 28665 (2015).
- [18] A.D. Henriksen, B.T. Dalslet, D.H. Skjeller, K.H. Lee, F. Okkels, M.F. Hansen. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 013507 (2010).
- [19] T.Q. Hung, S. Oh, B. Sinha, J.-R. Jeong, D.-Y. Kim, C.G. Kim. *J. Appl. Phys.* **107**, 09E715 (2010).
- [20] W. Zhang, M.B. Jungfleisch, W. Jiang, J.E. Pearson, A. Hoffmann. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 196602 (2014).
- [21] I.M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M.V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, P. Gambardella. *Nature* **476**, 189 (2011).

Редактор Ю.Э. Кутаев