

05,08

Эффективное токоиндуцированное перемагничивание в металлических наноструктурах

© А.В. Телегин, В.Д. Бессонов, И.Д. Лобов, В.С. Теплов

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: telegin@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 6 октября 2023 г.

В окончательной редакции 6 октября 2023 г.

Принята к публикации 7 октября 2023 г.

Методами магнетронного распыления изготовлены образцы металлических тонкопленочных наноструктур ферромагнетик (ФМ)/тяжелый металл (ТМ) и сформированы токопроводящие структуры с локально увеличенной плотностью тока. Из данных магнитных и транспортных измерений определена энергия перпендикулярной магнитной анизотропии и плотность тока, необходимая для перемагничивания структур. Проведено моделирование удельного сопротивления и тока, протекающего через слои наноструктур, отвечающие за генерацию спинового тока. Показано, что все образцы обладают магнитным откликом на пропускание тока вследствие спинового эффекта Холла. Для полученных наноструктур определены параметры удельного токоиндуцированного поля и эффективности токоиндуцированного переключения и их зависимость от типа ТМ и толщины ФМ-слоя. Результаты работы представляют интерес для изучения транспортных эффектов в многослойных структурах и разработки методов управления спиновыми текстурами для создания новых запоминающих и вычислительных устройств.

Ключевые слова: магнетронное распыление, эффект Холла, спинтроника, наноструктуры, спиновый ток, Керр-микроскопия.

DOI: 10.61011/FTT.2023.12.56770.221

1. Введение

Развитие технологий обработки больших объемов данных, включая системы искусственного интеллекта, требует высокопроизводительной и энергоэффективной элементной базы. Одним из перспективных направлений развития современной электроники является спинтроника, в которой манипулируют не зарядом, а спином электрона [1–3]. С фундаментальными исследованиями на стыке топологического магнетизма и спинтроники связано формирование за последние годы двух новых перспективных направлений — спин-орбитроника [4–6] и скирмионика [7]. К актуальным задачам спин-орбитроники относят исследование природы топологического магнетизма в коллинеарных и неколлинеарных спиновых системах с сильной спин-орбитальной связью и взаимодействием Дзялошинского–Мории [8–11]. Исследователями ведется интенсивный поиск оптимальных параметров и материалов на основе тонких магнитных металлических пленок, в которых возможно спонтанное либо параметрическое зарождение киральных спиновых текстур — скирмионов [12–14]. Необходимо отметить, что традиционный путь создания скирмионных структур основывается на термодинамическом подходе: варьируя величину и знак взаимодействия Дзялошинского–Мории (ВДМ), обменного взаимодействия, магнитной анизотропии и магнитостатического взаимодействия добиваются термодинамической стабильности скирмионного состояния. В отличие от статических скирмионов, динамические скирмионы об-

ладают собственной высокочастотной динамикой, что делает их особенно привлекательными для практических применений [14–17]. Исследования спиновых текстур и их динамических свойств под действием спин-орбитальных эффектов в многослойных наноструктурах вносят свой вклад в развитие нового направления — динамической спинтроники. Динамические магнитные скирмионы представляют собой наноразмерные топологически нетривиальные солитонные объекты, которые могут быть получены в перпендикулярно намагниченных магнитных пленках посредством воздействия спиновыми токами, либо магнитными/электрическими полями [18–20]. Для этого может использоваться эффект передачи спинового момента импульса (spin-transfer torque, STT) непосредственно в магнитном слое, либо более энергоэффективный эффект передачи спин-орбитального момента импульса (spin-orbit torque, SOT) от спинового тока, возникающего в немагнитном слое тяжелого 4d- или 5d-металла вследствие спинового эффекта Холла [21,22]. Если при этом величина и знак ВДМ соответствует термодинамической стабильности скирмионного состояния, то такое динамическое состояние сохранится и после выключения стимулирующего воздействия. Как было показано в [21], скирмионы могут быть индуцированы, например, эрстедовскими полями, создаваемые электрическими токами, которые отвечают за необходимую инверсионную асимметрию [23]. Исключение внешнего магнитного поля из схемы управления скирмионами позволяет реализовать полностью электрически контролируемую скирмионную память [24].

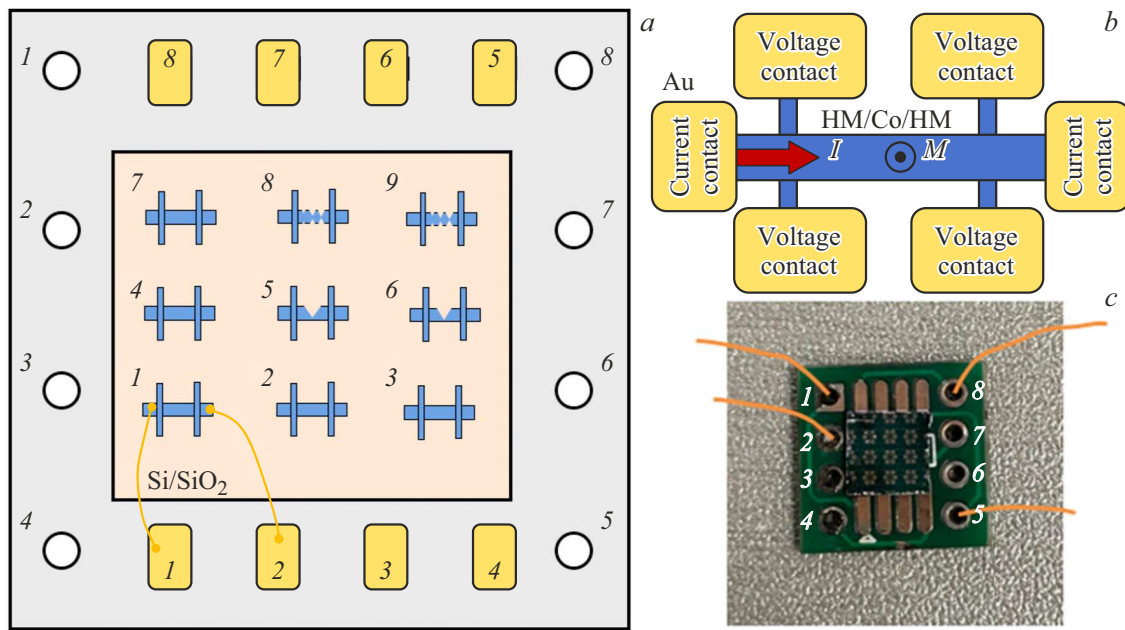


Рис. 1. а) Схема расположения структур Холла на образце относительно контактов чипа. б) Схема структуры Холла с шестью контактами для многослойного образца типа НМ (heavy metal)|Co|НМ. в) Фотография готового образца на чипе.

Однако внедрению устройств памяти на основе скирмионов препятствует, с одной стороны, недостаток данных о параметрах топологических состояний и отсутствие надежных методов зарождения и управления динамикой и размерами скирмионов; с другой стороны, еще не до конца ясно, какие материалы или структуры являются наиболее пригодными для этих целей при комнатной температуре.

Среди перспективных материалов, способных внести вклад в решение этой важной задачи, привлекательными являются тонкие металлические пленки и наноструктуры. Это обусловлено их широкими функциональными возможностями в нормальных условиях, благодаря комбинации магнитных и немагнитных слоев, управлению их размерностью, геометрии и качеству интерфейсов. Наличие сильного ВДМ в наноструктурах типа тяжелый металл|ферромагнетик с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) [25–28] позволили существенно расширить диапазон экспериментальных систем и условий, в которых могут наблюдаться топологические магнитные структуры. Исследования последних лет показали, что ферромагнетики обладают большим потенциалом для решения этих задач, чем ферромагнетики, что определяют устойчивость и минимальный размер спиновых текстур, быстрдействие, энергоэффективность и т.д. [29–31]. Поэтому важными задачами для развития спин-орбитроники и скирмионики являются: исследование зависимости магнитных свойств наноструктур от структуры и типа слоев и интерфейсов и выявление эффективных способов управления магнитными параметрами — как ферро-, так и ферримагнитных металлических наноструктур с сильным ВДМ.

В настоящей работе были синтезированы ферро- и ферримагнитные наноструктуры с Co и исследованы их магнитные и магнитотранспортные свойства. Показано, что все образцы обладают доменной структурой и магнитным откликом на пропускание тока вследствие спинового эффекта Холла. Характер отклика сильно зависит от параметров слоев структуры. Максимальная эффективность токоиндуцированного перемангничивания наблюдается для ферримагнитного слоя CoTb. При этом плотность тока переключения намагниченности составила порядка 10^{11} А/м². Предполагается, что токоиндуцированные эффекты могут быть эффективно использованы для динамического контроля и управления спиновыми текстурами в металлических наноструктурах.

2. Методы получения и аттестации образцов

Многослойные пленки состава Ru(10)|Co(0.8)|Ru(2)–Ru|Co, Ru(10)|Co(0.8)|Ru(2)|W(4)–Ru|Co|W, W(4)|Tb₃₀Co₇₀(6)|Ru(2)–TbCo|Ru, W(4)|[Tb(0.6)|Co(1.4)]₃|Ru(2)–Tb|Co|Ru и Pt(5)|Co(0.8)|MgO(2)|Pt(2)–Pt5|Co, Pt(15)|Co(0.8)|MgO(2)|Pt(2)–Pt15|Co (толщины слоев приведены в nm), были получены на подложках термически оксидированного кремния с помощью сверхвысоковакуумного комплекса Omicron, при давлении Ar 0.4 Па. Калибровка скорости распыления проводилась с помощью атомного-силового микроскопа (АСМ) NTEGRA Aura. Среднеквадратичная шероховатость поверхности составила порядка трех ангстрем.

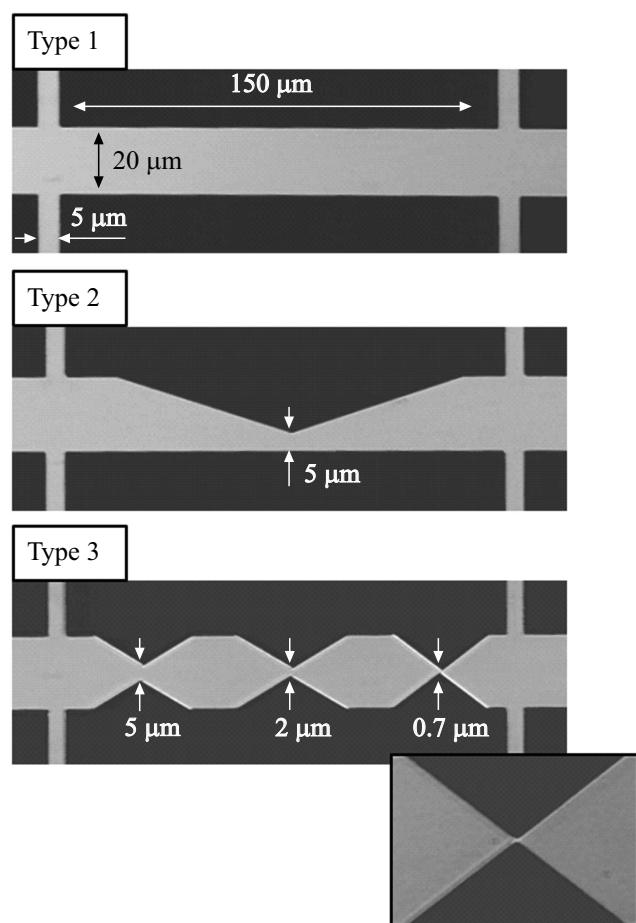


Рис. 2. Три типа токопроводящих холловских структур на образцах пленок с разной шириной токопроводящей части.

С помощью рентгеновского дифрактометра D8 Advance было установлено, что полученные образцы состава Pt–Co, Ru–Co являются поликристаллическими, а CoTb–Ru — аморфными.

На отдельные пленки был нанесен слой фоторезиста, из которого методом электронно-лучевой литографии с помощью сканирующего электронного микроскопа Scios 2 DualBeam был сформирован трафарет структур Холла с длиной токовода 200 и шириной $20\ \mu\text{m}$ (рис. 1). Для создания шаблонов под электрические контакты использовалась установка контактной фотолитографии. На контакты был термически осажден слой Ti–Au толщиной порядка $60\ \text{nm}$.

Для изучения особенностей спиновой динамики в металлических наноструктурах, связанной с локальным повышением плотности постоянного тока, на образцах с контактами холловского типа были сформированы структуры трех типов (рис. 2). Первый тип: постоянная толщина токопроводящей части — $20\ \mu\text{m}$. Второй тип: токовод с обеих сторон сужается к центру до ширины $5\ \mu\text{m}$ для создания градиента плотности тока. Третий тип: на токовом создано три сужения 5 , 2 и $0.7\ \mu\text{m}$ для достижения максимальных плотностей тока.

Итоговые образцы пленочных структур, размером $4 \times 4\ \text{mm}$, были размещены на кремниевом чипе и разварены методом ультразвуковой сварки по методу „клин–клин“ алюминиевой проволокой диаметром $20\ \mu\text{m}$. Таким образом, на одном образце на чипе расположено 9 структур Холла: 5 структур первого типа, 2 структуры второго и 2 структуры третьего типа. Каждая структура Холла обладает шестью контактами: 2 по краям токовода и 4 поперечных, для измерения продольной и поперечной разности потенциалов при пропускании тока.

Исследование электрофизических свойств проводилось на двух типах полученных образцов: сплошные пленки и микротекстурированные пленки с контактами. Для подключения к выводам чипа были припаяны тонкие медные проволоки. Магнитные свойства образцов (намагниченность насыщения, коэрцитивная сила, энергия магнитной анизотропии и т.д.) были исследованы на сплошных пленках с помощью вибрационного магнетометра LakeShore 7401 VSM. Для определения динамики перемагничивания и оценки размера доменов в образцах сплошных пленок и пленок с контактами использовались данные Керр-микроскопа Evico Magnetics. Количественная оценка воздействия тока на магнитную структуру образца производилась на оригинальной зондовой станции.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Магнитные и магнитооптические данные

Экспериментальные данные измерений полевой зависимости намагниченности M для образцов № 1–6 представлены на рис. 3. Для всех образцов была получена типичная петля магнитного гистерезиса с осью легкого намагничивания перпендикулярно пленке. Близкая к прямоугольной и узкая петля была получена для структур с РЗ-ионами тербия и кобальта, обладающих гексагональной структурой с осью легкого намагничивания вдоль оси c . На основе данных измерений намагниченности в полях разной ориентации были рассчитаны магнитные параметры каждого образца: намагниченность насыщения и коэрцитивная сила, энергия и поле магнитной анизотропии (см. таблицу).

На рис. 4 представлены особенности магнитной доменной структуры сплошных пленок и структуры Холла в размагниченном состоянии и при воздействии магнитного поля или тока для образцов наноструктур, полученные с Керр-микроскопа.

3.2. Электрические измерения

Удельное электросопротивление исследуемых наноструктур составило порядка $10^{-6}\ \Omega \cdot \text{cm}$. Как было показано, например, в [32–34], пропускание постоянного тока в металлических наноструктурах приводит к индуцированию эффективного магнитного поля в слое ферромагнетика (ФМ) вследствие спинового эффекта Холла, который возникает в слое тяжелого металла (ТМ).

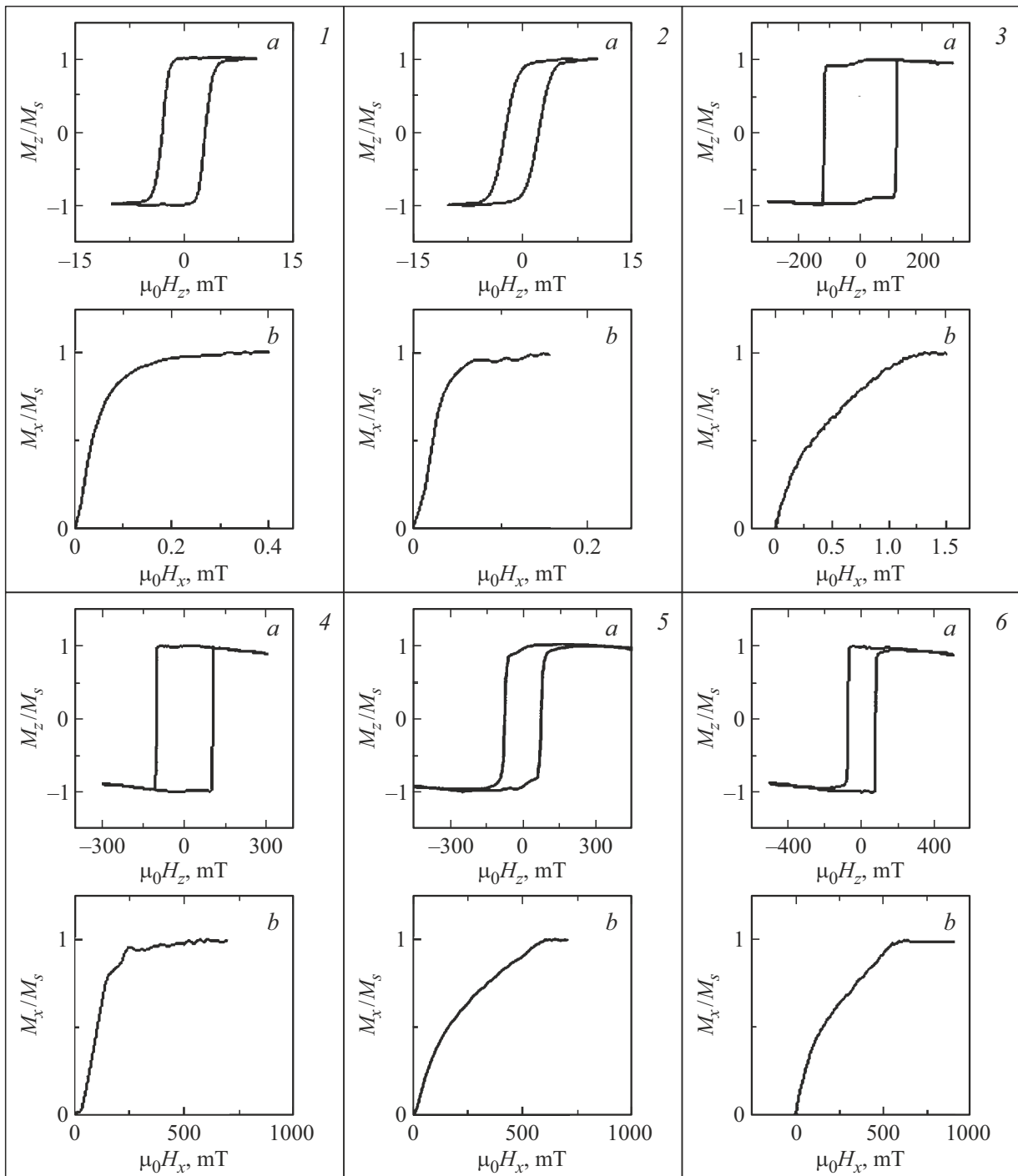


Рис. 3. Полевые зависимости относительной величины компоненты намагниченности во внешнем поле, направленном а) перпендикулярно и б) параллельно плоскости образцов: 1 — Ru|Co, 2 — Ru|Co|W, 3 — TbCo|Ru, 4 — Tb|Co|Ru, 5 — Pt5|Co, 6 — Pt15|Co.

Однако в многослойных структурах с данной конфигурацией электрических контактов ток течет не только через слой ТМ, но также и через ФМ и вспомогательные слои. Соответственно, для оценки эффективности токоиндуцированного перемагничивания в многослойной проводящей наноструктуре была проведена оценка доли тока p_i , проходящего через слой ТМ в модели парал-

лельных резисторов

$$p_i = \frac{h_i}{\rho_i} \frac{1}{\sum_i \frac{h_i}{\rho_i}} \cdot 100\%,$$

где t_i — толщина i -го слоя, ρ_i — удельное сопротивление слоя толщиной h_i .

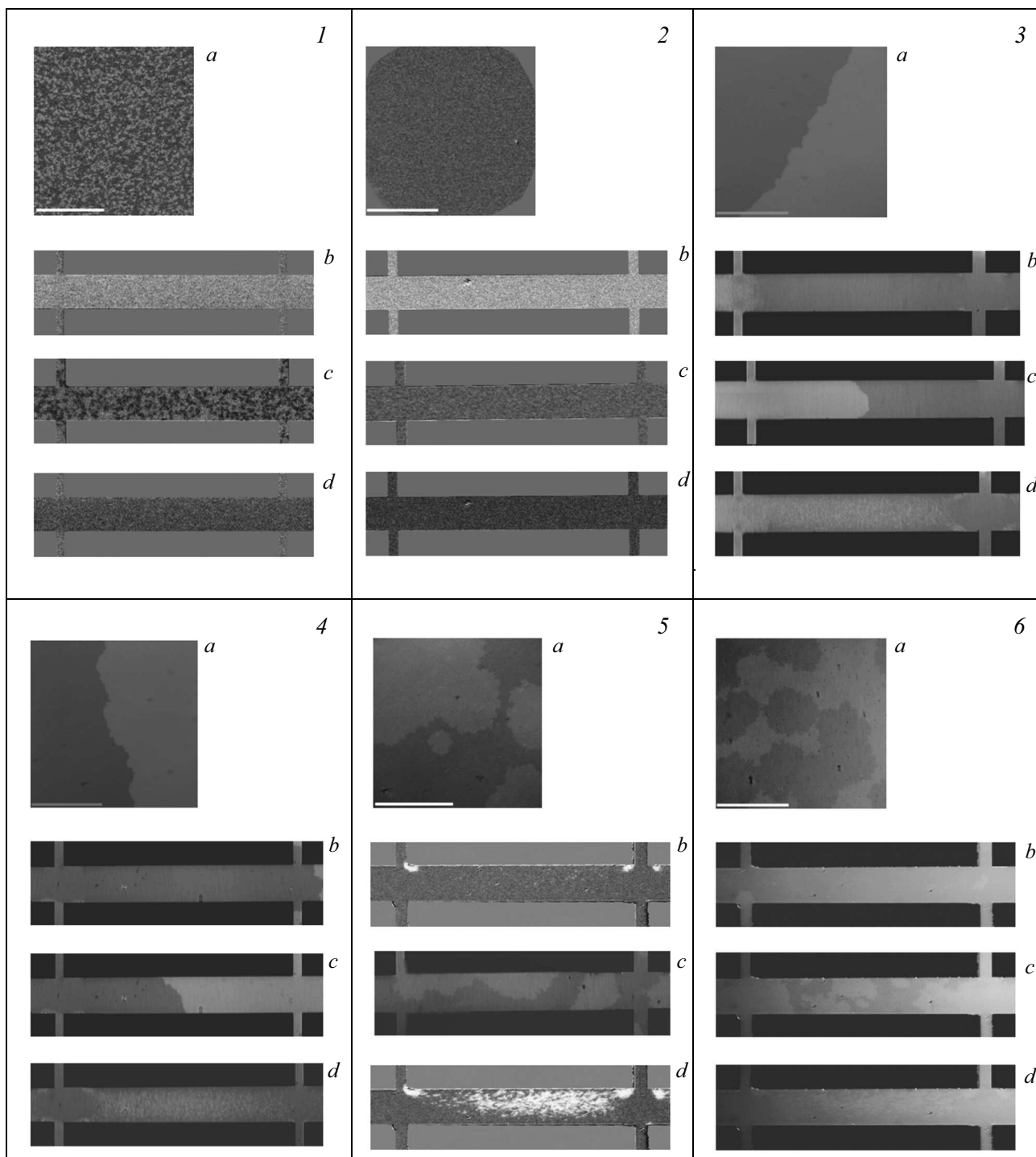


Рис. 4. Визуализация с помощью Керр-микроскопа процессов перемагничивания: *a*) размагниченные пленки, *b*) пленки под действием поля, *c*) структуры Холла под действием поля, и *d*) структуры Холла под действием тока, для образцов: 1 — Ru|Co, 2 — Ru|Co|W, 3 — TbCo|Ru, 4 — Tb|Co|Ru, 5 — Pt5|Co, 6 — Pt15|Co.

На рис. 5 приведены полученные расчетные эквивалентные схемы электросопротивления многослойных структур для каждого состава. В процентах указана доля тока, проходящая через каждый слой структуры. Видно, что для всех типов структур порядка 90–95% тока протекает через слои ТМ. При этом доля основного

нижнего слоя ТМ, т.е. токовая эффективность такой многослойной структуры, составляет более 50%.

Исследование поведения намагниченности в наноструктурах при пропускании тока с помощью Керр-микроскопа (рис. 4) позволило определить величину тока I_c , при котором происходит переключение намаг-

Магнитные и электрические характеристики полученных образцов наноструктур

Состав образца	1_Ru Co Ru	2_Ru Co Ru W	3_W Tb30Co70 Ru	4_W [Tb Co]3 Ru	5_Pt Co MgO Pt	6_Pt Co MgO Pt
Намагниченность насыщения M_s , 10^6 A/m)	0.51	0.49	0.21	0.25	0.80	0.87
Поле анизотропии H_a , мТ	450	150	900	510	600	590
Энергия магнитной анизотропии K_u , 10^5 J/m ³	0.43	0.13	0.9	0.30	1.67	1.77
Коэрцитивная сила H_C , мТ	2.9	2.2	116.5	102.3	74	75
Ток переключения I_c , mA	–	48	31	27	40	38
Плотность тока переключения j_c , 10^{11} A/m ²)	–	1.4	1.3	1.1	2.6	1
Доля тока через ТМр, %	77	29	68	68	55	79
Удельное сопротивление ρ , 10^{-6} $\Omega \cdot m$	0.51	1.2	1.7	1.8	0.47	0.46
Удельное токоиндуцированное поле β , 10^{-3} T/A	12	36	208	232	166	160
Эффективность токоиндуцированного перемангничивания ξ	0.09	0.11	1.82	1.4	0.32	0.4

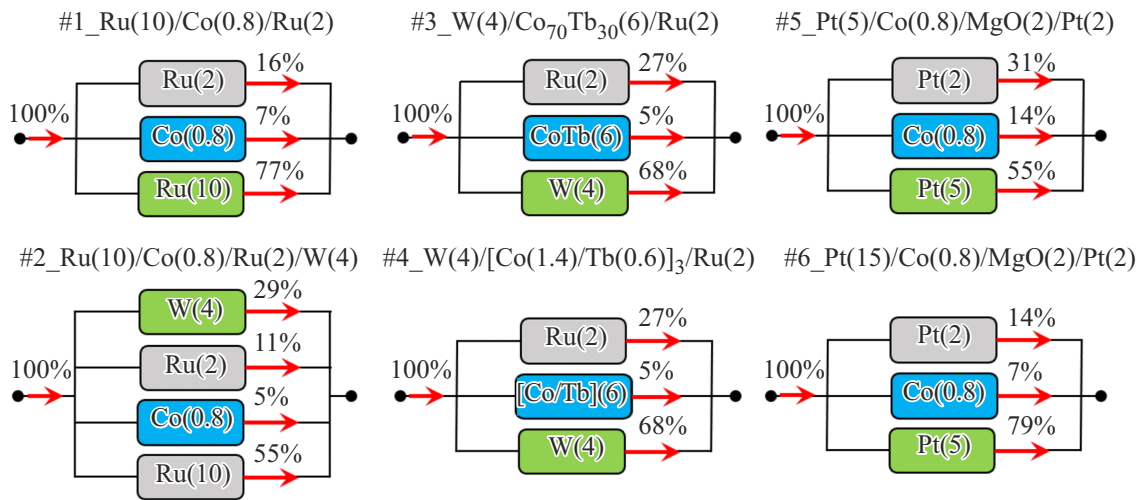


Рис. 5. Схемы сопротивления многослойных структур разного состава. В процентах указана доля тока, проходящего через слой.

ниченности, и плотность тока переключения. Определив сопротивление образцов со структурой Холла, размеры токопроводящей части и зная состав, рассчитали удельное сопротивление и долю тока, проходящая через слой, индуцирующий спин-поляризованный ток. Приведённые на рис. 5 значения токовой эффективности рассчитаны на примере структур типа 1, где плотность тока одинаковая по все длине токовода. В структурах второго и третьего типа изменение площади сечения приводит к многократному увеличению плотности тока в слое ТМ. На рис. 6 для примера приведены результаты визуализации распределения плотности тока в неоднородных структурах типа 2 и 3, полученные в

ходе компьютерного моделирования. Для структур CoTb минимальная наблюдаемая плотность тока переключения составила $\sim 10^{11}$ A/m² (при критической величине тока 20–40 mA), что близко к ранее наблюдаемому минимальному значению — $\sim 2.5 \cdot 10^{10}$ A/m² [35]. Максимальное наблюдаемое значение скорости движения доменной стенки под действием тока составило $\sim 10 \mu m/s$. Для оценки эффективности токоиндуцированного перемангничивания наноструктур проводилась регистрация поперечной разности потенциалов при пропускании тока, используя полученные на образцах структуры Холла. Разность потенциалов возникает вследствие аномально го эффекта Холла (АЭХ, АНЕ) [22,33], и ее величина

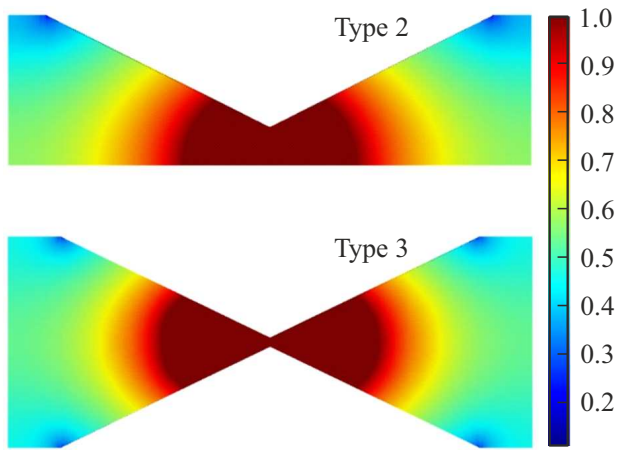


Рис. 6. Распределение плотности тока в структурах типа 2 и 3 с перемычкой 2 и 0.7 μm .

пропорциональна перпендикулярной компоненте намагниченности. Изменение внешнего перпендикулярного магнитного поля приводит к перемагничиванию структуры, что отражается на величине и полевой зависимости сигнала АЭХ, которая демонстрирует прямоугольную петлю гистерезиса (рис. 7).

При пропускании тока в образцах вследствие спинового эффекта Холла в ФМ-слой будет инжектироваться спин-поляризованный ток, который обусловит дополнительное вращение магнитных моментов. Чтобы это вращение имело определенное направление, можно изменить симметрию эффекта посредством включения постоянного магнитного поля в плоскости образца — стандартная схема реализации перемагничивания в результате переноса спинового магнитного момента. Предполагается, что в таком случае ток будет индуцировать дополнительное поле — B_{SOT}^z (рис. 7), перпендикулярное плоскости образца, а петля гистерезиса будет смещаться влево или вправо на эту величину, в зависимости от направления пропускания тока (красная и синяя петля на рис. 7 и 8).

Исследование величины этого смещения от силы тока в образцах обнаружило линейную зависимость (рис. 8), которая определяет коэффициент пропорциональности β между током, пропускаемым через структуру, и индуцированным им полем (в присутствии постоянного магнитного поля в плоскости образца).

Для каждого из образцов были исследованы зависимости смещения петель от величины пропускаемого тока и определен коэффициент β . Исходя из схемы на рис. 7, b , проиллюстрированный сдвиг петель обусловлен только перпендикулярной компонентой поля B_{SOT}^z . Для определения полного значения необходимо учесть, что B_{SOT} ориентировано перпендикулярно намагниченности. Тогда, зная поле анизотропии, которое удерживает намагниченность перпендикулярно плоскости, и величину внешнего поля в плоскости, можно определить угол

наклона намагниченности и величину B_{SOT} по формуле

$$B_{\text{SOT}} = \frac{B_{\text{SOT}}^z}{\sin(\arctan(B_x/B_a))}. \quad (1)$$

По значениям коэффициентов β , B_{SOT}^z , намагниченности насыщения M_x и полю M_x анизотропии была рассчитана эффективность токоиндуцированного перемагничивания по формуле [4]:

$$\xi = \frac{2e}{\hbar} M_{\text{stF}} \frac{B_{\text{SOT}}}{j}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, \hbar — приведенная постоянная Планка, t_{F} — толщина магнитного слоя, j — плотность тока, протекающего через структуру, B_{SOT} — токоиндуцированное поле.

Полученные величины удельного токоиндуцированного поля β и эффективности токоиндуцированного перемагничивания ξ для каждого из образцов приведены в таблице. Далее они могут быть использованы для оценки эффективности спинового транспорта в металлических многослойных структурах.

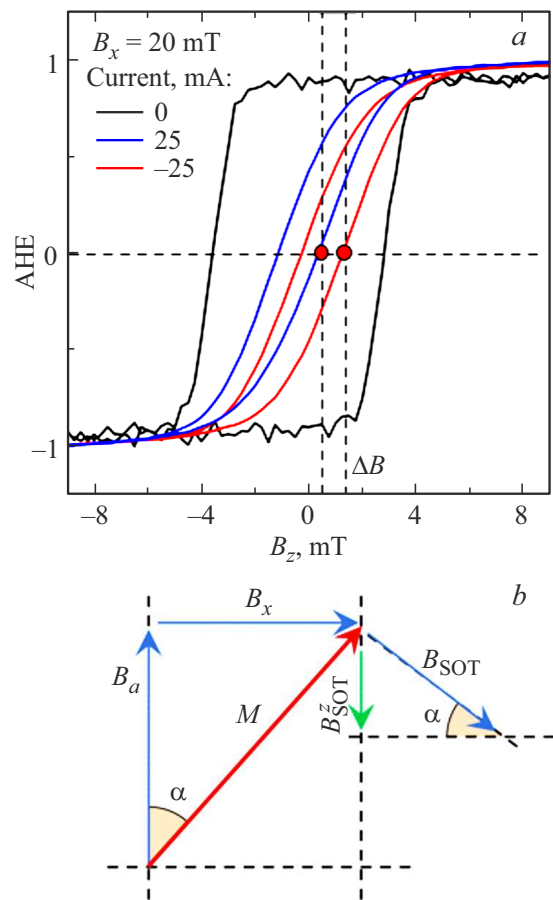


Рис. 7. а) Петли гистерезиса АЭХ для наноструктуры в зависимости от величины и ориентации пропускаемого тока; б) Схема взаимной ориентации внешнего поля B_x , эффективных полей анизотропии B_a и намагниченности M

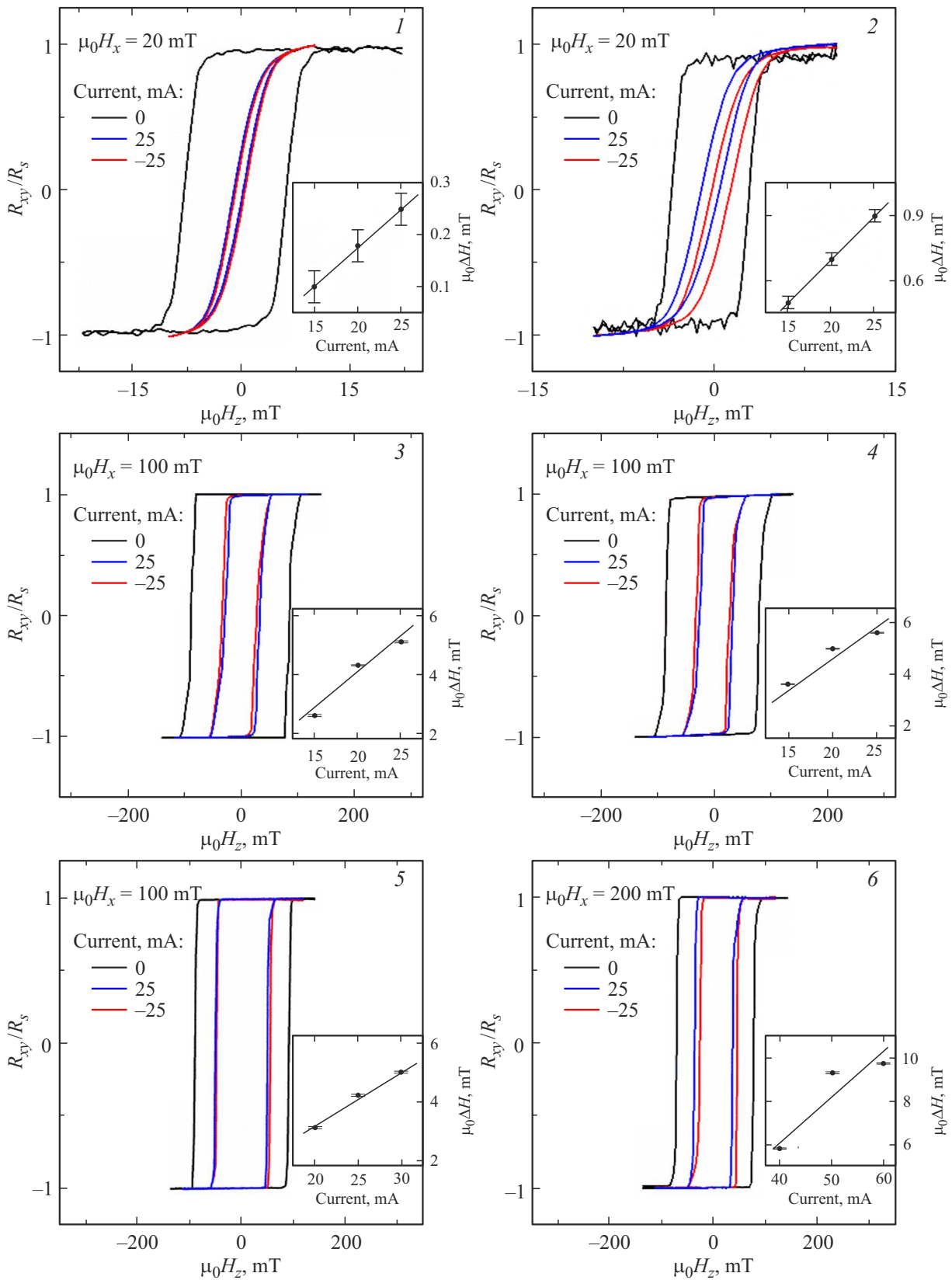


Рис. 8. Петли гистерезиса аномального эффекта Холла R_x/R_s в зависимости от величины и ориентации пропускаемого тока в образцах: 1 — Ru|Co, 2 — Ru|Co|W, 3 — TbCo|Ru, 4 — Tb|Co|Ru, 5 — Pt5|Co, 6 — Pt15|Co. На вставках — зависимость токоиндуцированного поля $\mu_0 \Delta H$ от силы тока, пропускаемого через структуру Холла.

Структуры на основе Pt–Co с прослойкой MgO демонстрируют высокую эффективность спинового транспорта и являются наиболее исследованными для задач токоиндуцированного, и в том числе, сверхбыстрого перемагничивания, и могут быть использованы для проверки используемой методики. В [36,37] было показано, что в структуре Ru|Co|Ru величина токоиндуцированного перемагничивания пренебрежимо мала, так как слой Ru почти не индуцирует спин-поляризованный ток. Собственно пропускаемый через образец ток влияет на магнитную структуру только посредством джоулева нагрева и индуцированного поля Эрстеда, тогда как перенос спинового момента не может индуцировать переключения намагниченности. Таким образом, подобная структура может быть использована только как референсная при изучении влияния косвенного обменного взаимодействия на спиновую динамику и различные спин-зависящие процессы рассеяния в наноструктурах. Отметим, что добавление слоя W как ТМ приводит к увеличению эффективности переключения намагниченности в разы, при неизменной толщине слоя ФМ, что согласуется, например, с данными [38].

Образцы с Tb являются ферримагнетиком, магнитный момент которого зависит от взаимной концентрации атомов. В [39,40] и других работах было показано, что с изменением толщины ферримагнитного слоя CoTb можно переходить между состояниями насыщения при фиксированном составе. Однако максимальная эффективность токоиндуцированного воздействия наблюдается в окрестностях состояния компенсации ферримагнетика, которое может варьироваться путем изменения состава или толщины ферримагнитного слоя. При этом минимальный ток переключения будет соответствовать случаю минимальной толщины ферримагнитного слоя и минимальному содержанию Co в нем, что связано с эффектом джоулева нагрева. Поэтому для исследований была взята структура с соотношением ионов порядка 70 : 30. При таком отношении намагниченность насыщения образца составила $0.2 \cdot 10^6$, тогда как монослой Co такой же толщины имел бы намагниченность насыщения $1.2 \cdot 10^6$. В отличие от наноструктур на основе Pt–Co и Ru–Co, имеющих заметную поверхностно-индуцированную перпендикулярную магнитную анизотропию, слой CoTb имеет объёмную природу анизотропии. Такая особенность позволяет исследовать магнитные слои произвольной толщины. Если в структурах на основе Pt и Ru толщина Co была ограничена 1 nm, то в ферримагнитных образцах CoTb была выбрана толщина магнитного слоя 6 nm, чтобы обеспечить более высокий уровень отклика в магнитных и резонансных методах исследования. Образцы с Tb отличаются между собой структурой магнитного слоя: в первом случае CoTb — сплав, сформированный при одновременном распылении мишени Co и Tb, во втором случае было реализовано послойное напыление Co(1.4 nm) и Tb(0.6 nm). Полученное различие в магнитных и спин-транспортных свойствах этих образцов может быть связано, в первую очередь, с наличием большего числа границ раздела

и дефектов в сплаве, чем в слоистом образце [39]. Отметим, что наличие большего числа границ раздела может привести к усилению интерфейсного вклада во взаимодействие Дзялошинского–Мории по аналогии со сплавами Pt–Co [27], оценка которого выходит за рамки данной работы.

4. Заключение

Методом магнетронного распыления на подложках из диоксидированного кремния синтезированы поликристаллические пленки многослойных наноструктур Ru(10)|Co(0,8)|Ru(2), Ru(10)|Co(0,8)|Ru(2)|W(4), W(4)|Tb₃₀Co₇₀(6)|Ru(2), W(4)|[Tb(0,6)|Co(1,4)]₃Ru(2), Pt(5)|Co(0,8)|MgO(2)|Pt(2), Pt(15)|Co(0,8)|MgO(2)|Pt(2). С использованием литографических методов получены контактные структуры Холла и исследованы магнитные и магнитотранспортные свойства наноструктур. Установлено, что во всех образцах наблюдается эффект токоиндуцированного воздействия на магнитную структуру ФМ-слоя, однако эффективность этого воздействия может изменяться почти на два порядка в зависимости от слоя ТМ. Максимальные величины удельного токоиндуцированного поля и эффективности токоиндуцированного перемагничивания были получены в ферримагнитных сплавах W(4)|Tb₃₀Co₇₀(6)|Ru(2), W(4)|[Tb(0,6)|Co(1,4)]₃Ru(2), которые могут быть рекомендованы для дальнейшего исследования процессов спинового транспорта и токоиндуцированного перемагничивания оптическими и магнитооптическими методами, в том числе, в методике накачка–зондирование. Влияние токоиндуцированных эффектов на спиновую текстуру тонкопленочных металлических наноструктур типа ТМ|ФМ может быть использовано в спин-электронных устройствах.

Благодарности

Авторы выражают благодарность за помощь в измерениях и синтезе образцов ЦКП ДВФУ.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20160 (<https://rscf.ru/en/project/21-72-20160>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А. Ферт. УФН **178**, 12, 1336 (2008). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200812f.1336>
- [2] Ю.К. Фетисов, А.С. Сигов. Радиотехника. Наносистемы. Информационные технологии **10**, 3, 343 (2018).
- [3] А.В. Огнев, А.С. Самардак. Вестн. ДО РАН. **4** (128), 70 (2006).

- [4] A. Manchon, J. Železný, I.M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, P. Gambardella. *Rev. Mod. Phys.* **91**, 3, 035004 (2019).
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.035004>
- [5] V.V. Ustinov, I.A. Yasyulevich, N.G. Bebenin. *Phys. Met. Metallography* **124**, 2, 195 (2023).
- [6] A.A. Stashkevich. *J. Russ. Univ. Radioelectron.* **22**, 6, 45 (2019).
- [7] A. Fert, N. Reyren, V. Cros. *Nature Rev. Mater.* **2**, 7, 17031 (2017). <https://doi.org/10.1038/natrevmats.2017.31>
- [8] И.Е. Дзялошинский. *ЖЭТФ* **32**, 6, 1547 (1957). [*I. Dzyaloshinsky. Sov. Phys. JETP* **5**, 6, 1259 (1957)]; *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 4, 241 (1958).
- [9] T. Moriya. *Phys. Rev. Lett.* **4**, 5, 228 (1960); *Phys. Rev.* **120**, 1, 91 (1960).
- [10] A.N. Bogdanov, U.K. Röbber. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 3, 037203 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.037203>
- [11] R.E. Camley, K.L. Livesey. *Surface Sci. Rep.* **78**, 3, 100605 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.surfrep.2023.100605>
- [12] A. Fert, F.N. Van Dau. *Comptes Rendus Phys.* **20**, 7–8, 817 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2019.05.020>
- [13] A.N. Bogdanov, C. Panagopoulos. *Nature Rev. Phys.* **2**, 9, 492 (2020). <https://doi.org/10.1038/s42254-020-0203-7>
- [14] N. Nagaosa, Y. Tokura. *Nature Nanotechnol.* **8**, 12, 899 (2013). <https://doi.org/10.1038/nnano.2013.243>
- [15] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R.M. Reeve, M. Kläui. *J. Appl. Phys.* **124**, 24, 240901 (2018).
<https://doi.org/10.1063/1.5048972>
- [16] X. Zhang, Y. Zhou, K.M. Song, T.E. Park, J. Xia, M. Ezawa, S. Woo. *J. Phys.: Condens. Matter* **32**, 14, 143001 (2020).
<https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab5488>
- [17] B. Kaviraj, J. Sinha. *ECS J. Solid State Sci. Technol.* **11**, 11, 115003 (2022). <https://doi.org/10.1149/2162-8777/ac9eda>
- [18] J. Ding, X. Yang, T. Zhu. *J. Phys. D* **48**, 11, 115004 (2015).
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/11/115004>
- [19] F. Kammerbauer, F. Freimuth, R. Frö mter, Y. Mokrousov, M. Klä ui. *J. Phys. Soc. Jpn* **92**, 8, 081007 (2023).
<https://doi.org/10.7566/JPSJ.92.081007>
- [20] W. Jiang, G. Chen, K. Liu, J. Zang, S.G.E. Te Velthuis, A. Hoffmann. *Phys. Rep.* **704**, 1 (2017).
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.08.00>
- [21] Y. Zhou, E. Iacocca, A.A. Awad, R.K. Dumas, F.C. Zhang, H.B. Braun, J. Åkerman. *Nature Commun.* **6**, 1, 8193 (2015).
<https://doi.org/10.1038/ncomms9193>
- [22] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 4, 1213 (2015).
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.87.1213>
- [23] O. Heinonen, W. Jiang, H. Somaily, S.G.E. Te Velthuis, A. Hoffmann. *Phys. Rev. B* **93**, 9, 094407 (2016).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.094407>
- [24] B. Paikaray, M. Kuchibhotla, A. Halder, C. Murapaka. *Nanotechnol.* **34**, 22, 225202 (2023).
<https://doi.org/10.1088/1361-6528/acbeb3>
- [25] А.И. Безверхний, В.А. Губанов, А.В. Садовников, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **63**, 12, 2053 (2021).
<https://doi.org/10.21883/FTT.2021.12.51665.120> [A.I. Bezverkhniy, V.A. Gubanov, A.V. Sadovnikov, R.B. Morgunov. *Phys. Solid State* **63**, 12, 2285 (2021).]
- [26] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, M. Chshiev. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 26, 267210 (2015).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.267210>
- [27] J. Park, T. Kim, G.W. Kim, V. Bessonov, A. Telegin, I.G. Iliushin, A.A. Pervishko, D. Yudin, A.Yu. Samardak, A.V. Ognev, J. Cho, A.S. Samardak, Y.K. Kim. *Acta Materialia* **241**, 118383 (2022).
<https://doi.org/10.1016/j.actamat.2022.118383>
- [28] A.S. Samardak, A.G. Kolesnikov, A.V. Davydenko, M.E. Stebliy, A.V. Ognev. *Phys. Met. Metallogr.* **123**, 3, 238 (2022).
<https://doi.org/10.1134/S0031918X22030097>
- [29] Б.А. Иванов. *Физика низких температур* **45**, S9, 1095 (2019).
- [30] Y. Zhang, X. Feng, Z. Zheng, Z. Zhang, K. Lin, X. Sun, G. Wang, J. Wang, J. Wei, P. Vallobra, Y. He, Z. Wang, L. Chen, K. Zhang, Y. Xu, W. Zhao. *Appl. Phys. Rev.* **10**, 1 (2023). <https://doi.org/10.1063/5.0104618>
- [31] S.K. Kim, G.S.D. Beach, K.-J. Lee T. Ono, T. Rasing, H. Yang. *Nature Mater.* **21**, 1, 24 (2022).
<https://doi.org/10.1038/s41563-021-01139-4>
- [32] B. Divinskiy, V.E. Demidov, A. Kozhanov, A.B. Rinkevich, S.O. Demokritov, S. Urazhdin. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 3, 032405 (2017).
- [33] A. Hoffmann. *IEEE Trans. Magn.* **49**, 10, 5172 (2013).
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2262947>
- [34] V.E. Demidov, S. Urazhdin, R. Liu, B. Divinskiy, A. Telegin, S.O. Demokritov. *Nature Commun.* **7**, 1, 10446 (2016).
<https://doi.org/10.1038/ncomms10446>
- [35] M.E. Stebliy, M.A. Bazrov, Z.Z. Namsaraev, M.E. Letushev, A.G. Kozlov, V.A. Antonov, E.V. Stebliy, A.V. Davydenko, A.V. Ognev, Y. Shiota, T. Ono, A.S. Samardak. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **15**, 34, 40792 (2023).
<https://doi.org/10.1021/acsami.3c08979>
- [36] A.G. Kolesnikov, M.E. Stebliy, A.V. Ognev, A.S. Samardak, A.N. Fedorets, V.S. Plotnikov, X. Han, L.A. Chebotkevich. *J. Phys. D* **49**, 42, 425302 (2016).
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/42/425302>
- [37] A.G. Kolesnikov, A.V. Ognev, M.E. Stebliy, L.A. Chebotkevich, A.V. Gerasimenko, A.S. Samardak. *J. Magn. Magn. Mater.* **454**, 78 (2018).
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2018.01.056>
- [38] W.L. Yang, Z.R. Yan, Y.W. Xing, C. Cheng, C.Y. Guo, X.M. Luo, M.K. Zhao, G.Q. Yu, C.H. Wan, M.E. Stebliy, A.V. Ognev, A.S. Samardak, X.F. Han. *Appl. Phys. Lett.* **120**, 12, 122402 (2022). <https://doi.org/10.1063/5.0079400>
- [39] Z. Zhao, Z. Xie, Y. Sun, Y. Yang, Y. Cao, L. Liu, D. Pan, N. Lei, Z. Wei, J. Zhao, D. Wei. *Phys. Rev. B* **108**, 2, 024429 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.024429>
- [40] R.Q. Zhang, L.Y. Liao, X.Z. Chen, T. Xu, L. Cai, M.H. Guo, H. Bai, L. Sun, F.H. Xue, J. Su, X. Wang, C.H. Wan, H. Bai, Y.X. Song, R.Y. Chen, N. Chen, W.J. Jiang, X.F. Kou, J.W. Cai, H.Q. Wu, F. Pan, C. Song. *Phys. Rev. B* **101**, 21, 214418 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.214418>

Редактор Е.В. Толстякова