

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.621.2:537.623

ТЕПЛОВЫЕ И СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДЕЙСТВИИ ТОКА НА СПИНОВЫЕ КЛАПАНЫ, СОДЕРЖАЩИЕ СЛОИ β -Ta И СПЛАВА NiFeCr

© 2024 г. Л. И. Наумова^a*, Р. С. Заворницын^a, М. А. Миляев^a, А. А. Гермизина^a,
И. К. Максимова^a, Т. А. Чернышова^a, А. Ю. Павлова^a, В. В. Проглядо^a, В. В. Устинов^a

^aИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: naumova@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 13.06.2024 г.

После доработки 22.07.2024 г.

Принята к публикации 29.07.2024 г.

Для микрообъектов на основе спиновых клапанов наблюдали изменения магнитного состояния под действием кратковременного пропускания постоянного тока. Показано, что при достижении определенной величины плотности тока происходит поворот магнитного момента свободного слоя. Угол поворота возрастает при увеличении плотности тока. Поворот магнитного момента происходит преимущественно за счет теплового действия тока. Обнаружены изменения угла поворота, обусловленные спиновой аккумуляцией в слоях Ta или сплава NiFeCr и передачей спин-орбитального крутящего момента электронов магнитному моменту свободного слоя.

Ключевые слова: спиновый клапан, спин-орбитальное взаимодействие, спин-орбитальный крутящий момент, SOT-эффект, сплав NiFeCr

DOI: 10.31857/S0015323024120026, **EDN:** IJPWPX

ВВЕДЕНИЕ

Управление намагниченностью в наноструктурах, обладающих эффектом гигантского магнитосопротивления, является актуальной тематикой исследований в контексте разработки устройств спинтроники [1, 2]. Одним из наиболее универсальных и энергоэффективных механизмов переключения намагниченности является использование спин-орбитального крутящего момента (spin orbit torque — SOT) [3–6]. SOT генерируется в материалах, обладающих сильным спин-орбитальным взаимодействием, в частности, немагнитных металлах (НМ) — Ta, Pt, W. Вследствие спинового эффекта Холла в таких металлах при протекании зарядового тока в поперечном направлении возникает чисто спиновый ток с поляризацией σ . При этом на границах слоя НМ происходит аккумуляция электронов с противоположными спинами, которая может быть подавлена внешним магнитным полем [7, 8]. Степень конверсии зарядового тока в спиновый характеризуется спиновым углом Холла (θ_{SH}).

Протекание электрического тока в наноструктурах, в которых соседствуют слои НМ с сильным спин-орбитальным взаимодействием

и ферромагнитных (ФМ) металлов, приводит к тому, что спиновый ток, возникший в НМ, поглощается ФМ-слоем. При этом на магнитный момент ФМ-слоя (M) действует спин-орбитальный крутящий момент. Характерная плотность электрического тока, при которой происходит переключение намагниченности ФМ-слоя, составляет величину порядка 10^9 – 10^{10} А/м² [9–11]. SOT позволяет переключать намагниченность ФМ-слоев как с перпендикулярной, так и с плоскостной магнитной анизотропией. Системы с перпендикулярной магнитной анизотропией отличаются быстрой динамикой переключения [3, 6]. Однако для детерминированного переключения намагниченности к таким структурам необходимо прикладывать внешнее магнитное поле для нарушения симметрии [12, 13]. В системах с плоскостной магнитной анизотропией переключение намагниченности возможно и без внешнего магнитного поля, только за счет SOT, подобно механизму передачи вращательного спинового момента [13].

В общем случае SOT имеет две компоненты: подавляющий (damping-like) $\tau_{DL} \sim M \times (M \times \sigma)$ и полевой (field-like) $\tau_{FL} \sim (M \times \sigma)$ крутящие момен-

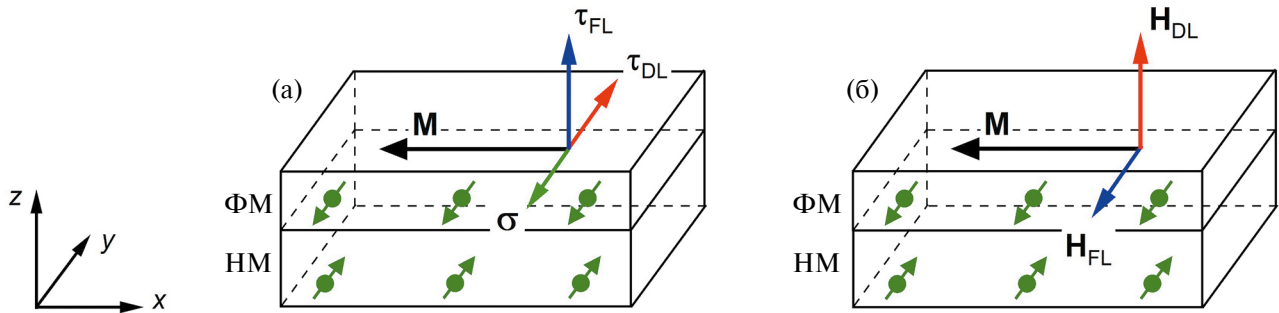


Рис. 1. Схематическое изображение двухслойной структуры немагнитный металл/ферромагнетик, магнитного момента M , компонент τ_{DL} и τ_{FL} (а) и соответствующих им эффективных полей H_{DL} и H_{FL} (б). Электрический ток, протекающий в НМ слое вдоль оси x , генерирует спиновый ток вдоль оси z со спиновой поляризацией σ , коллинеарной оси y ($\sigma = \pm y$).

ты. Этим моментам соответствуют эффективные поля H_{DL} и H_{FL} (рис. 1). Сообщается [3, 14], что при переключении магнитного момента действие τ_{DL} (и поля H_{DL}) является преобладающим в сравнении с τ_{FL} (H_{FL}). Отмечается, однако, что для высокорезистивной модификации тантала (β -Ta) вклады τ_{DL} и τ_{FL} соизмеримы друг с другом [15].

В обладающих эффектом гигантского магнитосопротивления наноструктурах типа “спиновый клапан” (СК) магнитный момент референтного или пиннигованного ферромагнитного слоя связан обменным взаимодействием с соседним слоем антиферромагнетика. Второй ферромагнитный слой, называемый свободным, отделен от пиннигованного медной прослойкой. В верхней части наноструктуры находится защитный слой, а в нижней части — буферный. Взаимодействие между пиннигованным и антиферромагнитным слоями характеризуется полем обменного смещения петли гистерезиса перемангничивания. Взаимодействие между свободным и пиннигованным слоями характеризуется полем сдвига (H_{int}) петли перемангничивания свободного слоя от $H = 0$. Величина H_{int} мала и составляет от 0 до десятков эрстед.

При напылении в магнитном поле обменное взаимодействие на границе ферромагнетик/антиферромагнетик приводит к формированию в СК однонаправленной анизотропии, характеризующейся осью однонаправленной анизотропии (ОАА). Нагрев СК до температуры блокировки (T_b) приводит к исчезновению обменного смещения петли перемангничивания пиннигованного слоя, а при последующем охлаждении в магнитном поле формируется новая ОАА. Такая процедура термоманнитной обработки традиционно используется для изменения однонаправленной анизотропии в СК.

Имеются публикации, в которых показано, что ОАА в СК можно изменить при воздействии импульса тока. Прохождение зарядового тока сопровождается выделением тепловой энергии,

а также появлением на границах соседствующего с пиннигованным слоя НМ областей неравновесной спиновой плотности, индуцирующих спиновый ток. Поворот ОАА при этом может быть обусловлен как нагревом спинового клапана до T_b , так и изменением направления магнитного момента пиннигованного слоя под действием спинового тока (SOT). В работе [16] показано, что при длительности импульсов постоянного тока 0.3 с нагрев играет решающую роль в изменении однонаправленной анизотропии. В работе [17] было получено изменение ОАА импульсами тока длительностью 0.1 с, обусловленное действием спинового момента на магнитные моменты в интерфейсе ферромагнетик/антиферромагнетик. Изменение обменного смещения в наноструктуре IrMn/NiFe при протекании импульсов тока длительностью 0.03 с наблюдали в работе [18]. Авторы обсуждают термический и SOT-эффекты и делают вывод о том, что изменение ОАА происходит за счет взаимодействия обменно-связанных магнитных моментов в IrMn и NiFe со спиновым током.

Имеется ряд работ, сообщающих о переключении спинового клапана между высоко- и низкорезистивными состояниями путем поворота магнитного момента свободного слоя за счет SOT-эффекта. При этом спиновая аккумуляция и генерация спинового тока происходят в соседних со свободным слоем слоях немагнитного металла: β -Ta [13, 19, 20], β -W [21] или Pt [22].

В спиновых клапанах с верхним или нижним расположением антиферромагнетика свободного слоя находится, соответственно, в нижней или верхней части наноструктуры и соседствует с немагнитными буферным или защитным слоем. Обычно в качестве материала этих немагнитных слоев используют Ta. Для формирования текстуры $\langle 111 \rangle$ в обладающих гранецентрированной кубической структурой слоях ФМ в качестве подслоя часто используют сплав $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$. Это приводит к ослаблению магнитного гисте-

резиса и увеличению максимального магнитосопротивления [23–26]. Для синтеза наноструктур, магнитное состояние которых изменяется током, важно знать, происходит ли на противоположных границах слоя сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$ аккумуляция электронов с противоположными спинами. Ранее в наноструктурах Ni/Cr наблюдали эффекты, обусловленные спиновой аккумуляцией [27], а для пленок хрома был обнаружен обратный спиновый эффект Холла и близкий по величине к W, Ta и Pt отрицательный спиновый угол Холла [28], независимый от наличия антиферромагнитного упорядочения [29]. На данный момент в печати отсутствует информация о наблюдении эффектов, связанных со спиновой аккумуляцией, а также о величине и знаке спинового угла Холла для сплавов NiFeCr.

В настоящей работе исследуется изменение магнитного состояния спиновых клапанов с нижним расположением антиферромагнетика после кратковременного пропускания постоянного тока. Объяснение дано с учетом теплового действия зарядового тока и SOT-эффекта, обусловленного спиновой аккумуляцией в верхних немагнитных слоях β -Ta и сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Спиновые клапаны композиции $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$ (5нм)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (3нм)/ $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ (12нм)/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (2нм)/Cu(4.4нм)/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (4.5нм)/[Ta или $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$](5нм) с разным составом верхнего защитного слоя изготовлены методом магнетронного напыления при комнатной температуре на подложках из стекла. В процессе напыления в плоскости подложки было приложено магнитное поле напряженностью $H = 80$ Э. Давление рабочего газа Ar при напылении составляло 0.1 Па. При таких условиях магнетронного напыления в пленках тантала формируется высокорезистивная аллотропная модификация β -Ta [30–32]. Результаты исследования микроструктуры и гальваномагнитных свойств напыляемых нами пленок тантала опубликованы ранее [33, 34]. В этих работах показано, что в слоях тантала формируется фаза β -Ta, обладающая тетрагональной структурой, высоким удельным сопротивлением и отрицательным температурным коэффициентом электросопротивления. В работе [34] проведена оценка эффективного спинового угла Холла и показано, что его минимальное возможное значение в пленках β -Ta составляет 0.0155.

Микрообъекты в виде мостов Холла шириной 200 мкм и длиной 2000 мкм изготовлены методом фотолитографии так, что ОЛН была направлена перпендикулярно направлению тока. Кон-

тактные площадки изготовлены при помощи lift-off процедуры.

Измерения проведены в установке, собранной на базе электромагнита фирмы Bruker и температурного контроллера LakeShore 336. Сопротивление измеряли четырехконтактным методом. Магнитосопротивление определяли как $MR = (R(H) - R_s) / R_s$, где $R(H)$ — сопротивление образца в магнитном поле, R_s — сопротивление в поле насыщения.

При исследовании действия тока на магнитное состояние спиновых клапанов ток фиксированной плотности j из диапазона от $2.8 \cdot 10^9$ до $8.4 \cdot 10^9$ А/м² пропускали в течение 0.75 с. После выключения тока и термической стабилизации при температуре 293 ± 0.1 К проводили измерения электросопротивления. Плотность тока при измерениях была максимально минимизирована и составляла $j = 1.4 \cdot 10^7$ А/м². Весь эксперимент проводили в постоянном магнитном поле.

Для визуализации магнитной структуры использовали многофункциональный сканирующий зондовый микроскоп СОЛВЕР НЕКСТ в режиме атомного силового микроскопа.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спиновая аккумуляция на границах слоя сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$. В исследуемых спиновых клапанах с нижним расположением антиферромагнетика, в зависимости от материала верхнего защитного слоя, свободный слой соседствует со слоями β -Ta или сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$. Следующие эксперименты направлены на обнаружение эффектов, обусловленных возникновением неравновесной спиновой плотности в слое $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$.

Согласно [35], слои сплава $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{100-x}\text{Cr}_x$ при $x = 40$ находятся в парамагнитном состоянии при комнатной температуре. Для пленки толщиной 11 нм температура перехода в ферромагнитное состояние (T_C) близка к 200 К [35].

Полевые зависимости сопротивления пленки сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$ в поле, приложенном параллельно и перпендикулярно плоскости пленки и току, были получены при температурах ниже, близкой и выше T_C (рис. 2).

В малых полях наблюдается резкий минимум продольного магнитосопротивления. При $T = 93$ и 193 К, соответствующих ферромагнитному состоянию, реализация данного минимума продольного и соответствующего максимума поперечного магнитосопротивления может быть связана с эффектом анизотропного магнитосопротивления ферромагнитной пленки.

При $T = 293$ К пленка сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$ находится в парамагнитном состоянии, и на-

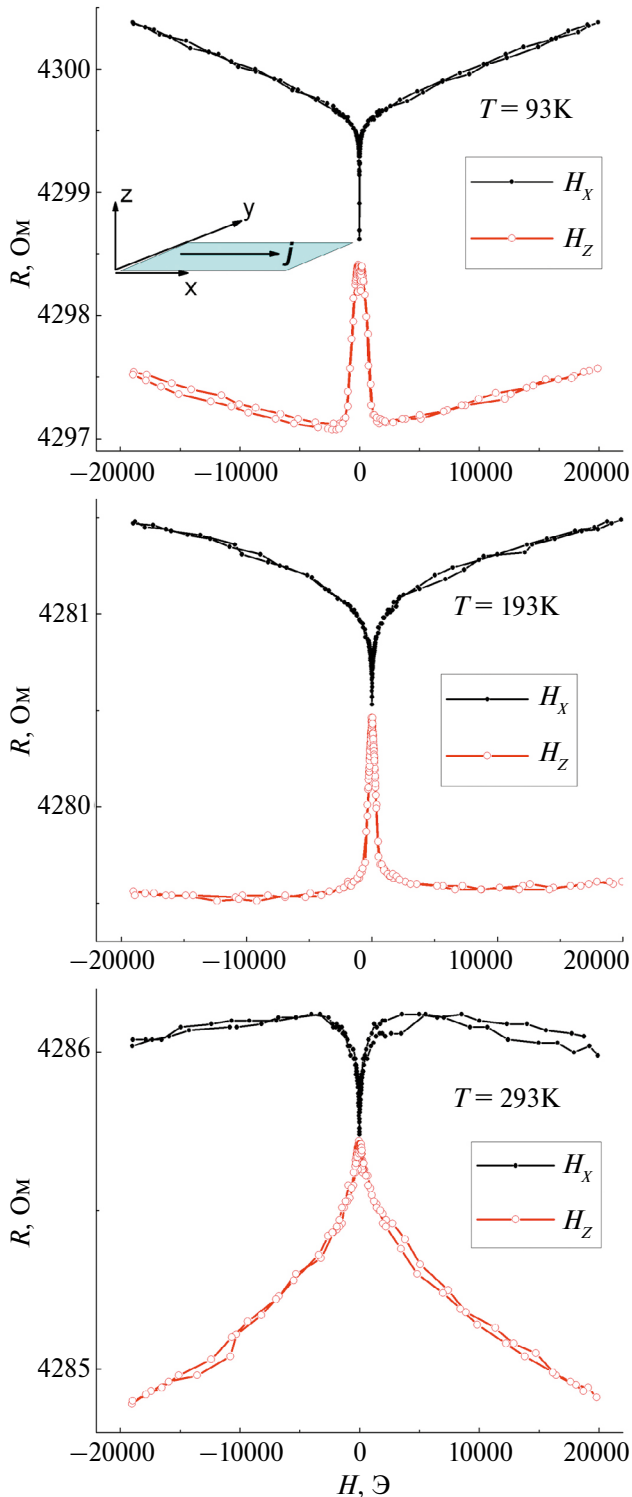


Рис. 2. Полевые зависимости продольного (темные символы) и поперечного (светлые символы) электросопротивления пленки сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{0.60}\text{Cr}_{40}$ толщиной 3 нм, полученные при температурах 93, 193 и 293 К.

блюдаемое в широком полевом интервале поперечное отрицательное магнитосопротивление можно объяснить уменьшением электросопр-

тивления при выстраивании локальных магнитных моментов в парамагнетике вдоль направления приложенного поля. Появление резкого минимума продольного магнитосопротивления в малых полях при $T = 293$ К может быть связано с изменением ориентации локальных магнитных моментов атомов Ni и Fe и соответствующих изменений неравновесной спиновой плотности вблизи границ пленки. Подобные зависимости магнитосопротивления наблюдали ранее [7, 36] для пленок Pt и β -Ta на подложках железиттриевого граната, и резкое уменьшение магнитосопротивления в малых полях связывали с перемagnичиванием ферромагнитной подложки. В этих же работах в интервале больших полей наблюдали положительное продольное магнитосопротивление, которое связывали с проявлением прямого и обратного спинового эффекта Холла.

В результате совместного действия прямого и обратного спинового эффекта Холла в пленках металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием происходит следующее. Зарядовый ток вызывает появление ортогонального спинового тока, и вблизи верхней и нижней поверхностей пленки аккумулируются электроны с противоположными спинами. Удельное электросопротивление этих областей ниже, чем в областях с равновесной спиновой плотностью. Если приложенное магнитное поле имеет ортогональную вектору спиновой поляризации компоненту, то спиновая аккумуляция подавляется, и электросопротивление пленки возрастает.

В наших экспериментах по измерению продольного и поперечного магнитосопротивления пленки сплава NiFeCr приложенное поле всегда было перпендикулярно вектору спиновой поляризации, который на границах пленки коллинеарен оси y . Соответственно, в больших полях при низких температурах $T \leq 193$ К наблюдали возрастание сопротивления с увеличением приложенного поля. Такой характер полевой зависимости электросопротивления не может быть связан с действием силы Лоренца и обычным магнитосопротивлением, так как в этом случае положительное магнитосопротивление в поле \mathbf{H}_z , приложенном перпендикулярно току, должно быть больше, чем в поле \mathbf{H}_x . Для объяснения наблюдаемых в больших полях изменений сопротивления можно предположить существование и подавление магнитным полем неравновесности спиновой плотности на границах пленки. При повышении температуры спиновое упорядочение разрушается тепловым движением, и положительное магнитосопротивление не наблюдается.

Если в спиновых клапанах на границах слоя NiFeCr, так же как на границах слоя Ta, происходит накопление спин-поляризованных элект-

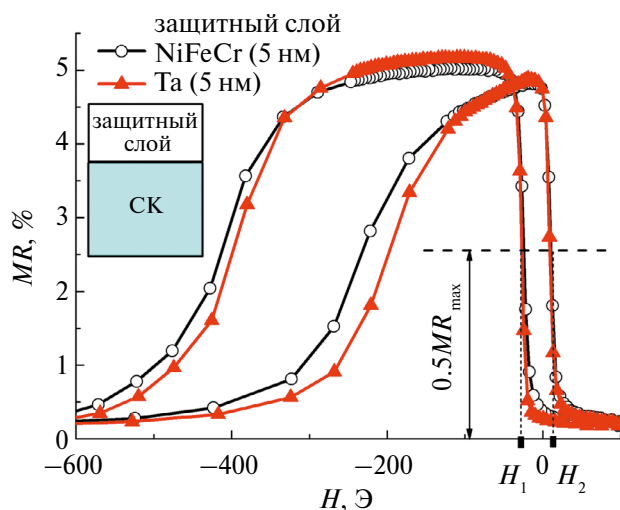


Рис. 3. Полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов Ni–FeCr/NiFe/FeMn/CoFe/Cu/CoFe/[Ta или NiFeCr] с разным составом верхнего защитного слоя.

тронов, тогда возможно частичное отражение и прохождение спинового тока через интерфейс (NiFeCr или Ta)/CoFe и передача спинового вращательного момента магнитному моменту M_F свободного слоя CoFe. Эти условия зависят от взаимной ориентации M_F и вектора спиновой поляризации σ в прилегающей к ферромагнетик у границе немагнитного слоя.

Перемагничивание спиновых клапанов. На рис. 3 показаны полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов, с разным составом верхнего защитного слоя: β -Ta или сплав NiFeCr. Отличия в форме магниторезистивных кривых и величине максимального магнитосопротивления (MR_{max}) пренебрежимо малы.

Магнитное поле и ООА перпендикулярны направлению тока. В полях, соответствующих максимальному магнитосопротивлению (MR_{max}), векторы M_F и σ коллинеарны ($M_F \parallel \sigma$), а при $MR \approx 0.5 MR_{max}$ в полях H_1 и H_2 (рис. 3) взаимная ориентация M_F и σ близка к ортогональной.

Отметим, что ортогональная ориентация M_F и σ реализуется только в том случае, когда перемагничивание свободного слоя происходит путем когерентного вращения магнитного момента. При перемагничивании за счет движения доменных границ, взаимная ориентация M_F и σ будет меняться от параллельной на антипараллельную без возникновения ортогональной ориентации. Для визуализации изменений магнитного состояния после пропускания тока из пленки спинового клапана с верхним немагнитным слоем Ta был изготовлен специальный микрообъект с двумя параллельными микрополосками (рис. 4а). К одной из полосок подходят

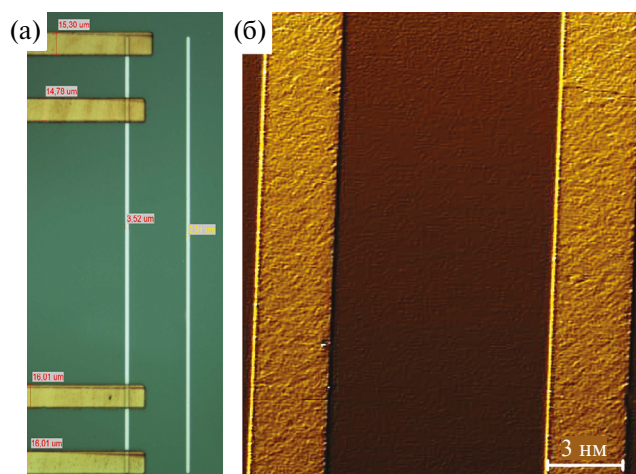


Рис. 4. (а) Фотография микрообъекта для исследования магнитной структуры; (б) изображения магнитной структуры микрополоски спинового клапана после прохождения тока (слева) и без прохождения тока (справа).

медные контактные дорожки для пропускания тока и измерения сопротивления четырехконтактным методом. В процессе эксперимента обе полоски находились в одинаковом магнитном поле, но ток проходил только по одной из них.

На рис. 4б показаны изображения обеих микрополосок, полученные методом магнитной силовой микроскопии. На левой и правой сторонах обеих полосок видны светлые и темные линии. Такие линии соответствуют разным по знаку максимальным величинам перпендикулярной составляющей поля рассеяния от поверхности образца. Они обычно возникают, если магнитный момент полосок ориентирован перпендикулярно длинным сторонам полосок, что и ожидаемо, исходя из условий приготовления образцов. Однородный цвет полосок свидетельствует о том, что разбиение на домены отсутствует. Видно, что пропускание тока не вызывает появления доменных границ. Подобные изображения магнитной структуры СК наблюдали в работе [37] при перемагничивании свободного слоя когерентным вращением намагниченности.

Изменение магнитного состояния спинового клапана постоянным током. Исследуем изменения электросопротивления и формы магниторезистивной кривой СК, вызванные кратковременным воздействием действием тока, для случая $M_F \perp \sigma$.

Электрический ток пропускали в течение промежутков времени 0.75 с, последовательно, шаг за шагом увеличивая силу тока. Измерения электросопротивления СК проводили после каждого шага. Затем направление тока меняли на противоположное и повторяли измерения.

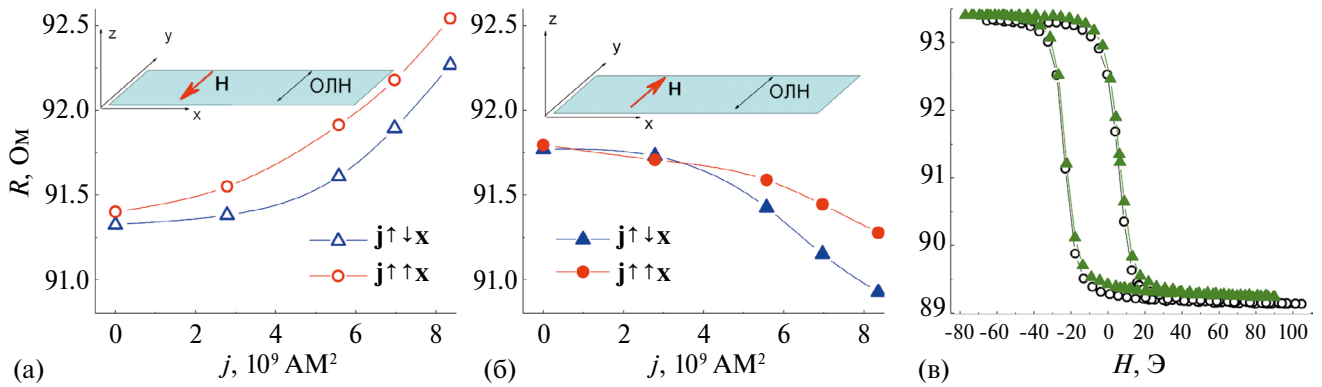


Рис. 5. Зависимости сопротивления спинового клапана после пропускания тока от плотности тока, полученные во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , равном по величине H_1 (а) и H_2 (б). Полевые зависимости электросопротивления спинового клапана, измеренные до (светлые круги) и после (темные треугольники) пропускания импульсов постоянного тока (в).

На рис. 5а показаны результаты измерений для СК с верхним слоем NiFeCr, проведенных при приложении постоянного внешнего магнитного поля $H \approx H_1$. Поле соответствует ветви петли гистерезиса, на которой магнитосопротивление возрастает (рис. 3) и противонаправлено ООА. Видно, что с увеличением плотности тока электросопротивление возрастает. Тенденция к возрастанию не зависит от направления тока, тем не менее при $\mathbf{j} \uparrow \mathbf{x}$ электросопротивление и, соответственно, магнитосопротивление СК больше, чем при $\mathbf{j} \downarrow \mathbf{x}$. Затем начальное магнитное состояние спинового клапана изменили путем приложения постоянного магнитного поля $H \approx H_2$, сонаправленного ООА и соответствующего ветви петли гистерезиса, на которой магнитосопротивление СК уменьшается (рис. 3). Магнитосопротивление СК уменьшалось после каждого прохождения тока (рис. 5б), независимо от его направления, однако и в этом случае при $\mathbf{j} \uparrow \mathbf{x}$ магнитосопротивление СК больше, чем при $\mathbf{j} \downarrow \mathbf{x}$.

На рис. 5в показаны полевые зависимости электросопротивления спинового клапана, измеренные до начала и после окончания эксперимента. Зависимости практически совпадают. Следовательно, пропускание тока не привело к изменению обменного взаимодействия на границе ферромагнетик/антиферромагнетик, а также к межслойной диффузии. Вероятно, наблюдаемые изменения магнитосопротивления обусловлены поворотом магнитного момента свободного слоя под действием тока.

Для оценки угла (Θ) отклонения магнитного момента \mathbf{M}_F от ООА воспользуемся зависимостью сопротивления спинового клапана от угла (φ) между магнитными моментами свободного и пиннигованного слоев [38]:

$$R(\varphi) = R_p + (R_{AP} - R_p)(1 - \cos \varphi) / 2. \quad (1)$$

В исследуемом интервале полей магнитный момент пиннигованного слоя параллелен ОЛН \parallel ООА и направлен против оси y (рис. 4), соответственно, угол Θ равен по величине углу φ . Оценивая R_p и R_{AP} как сопротивления СК в высокорезистивном (R_{max}) и низкорезистивном (R_{min}) состояниях (рис. 4в), получаем для величины угла Θ выражение:

$$\Theta = \arccos \left(1 - \frac{2(R - R_{min})}{R_{max} - R_{min}} \right), \quad (2)$$

где R соответствует сопротивлению СК после пропускания постоянного тока.

На рис. 6 показаны зависимости угла Θ от плотности и направления тока для спиновых клапанов с разным составом немагнитного металла, соседствующего со свободным слоем.

Для спиновых клапанов со слоями NiFeCr и Ta, прилегающими к свободному слою CoFe, при возрастании тока получено увеличение или уменьшение угла Θ во внешнем поле \mathbf{H}_1 или \mathbf{H}_2 соответственно. Эти тенденции не зависят от направления \mathbf{j} , однако наблюдается также и особенность, определяемая именно направлением \mathbf{j} . При $\mathbf{j} \uparrow \mathbf{x}$ угол Θ всегда больше, чем при $\mathbf{j} \downarrow \mathbf{x}$, независимо от направления внешнего поля и состава верхнего немагнитного слоя.

Поворот магнитного момента свободного слоя за счет теплового действия постоянного тока. В экспериментах, результаты которых показаны на рис. 6, взаимная ориентация \mathbf{M}_F и ООА перед пропусканием тока была близка к ортогональной, а угол Θ близок к 90° . Если начальное магнитное состояние СК соответствовало ветви петли гистерезиса, на которой магнитосопротивление увеличивается ($H = H_1$, $\mathbf{H} \uparrow \downarrow \text{ООА}$), то после пропускания тока любого направления угол Θ всегда увеличивался. Если начальное со-

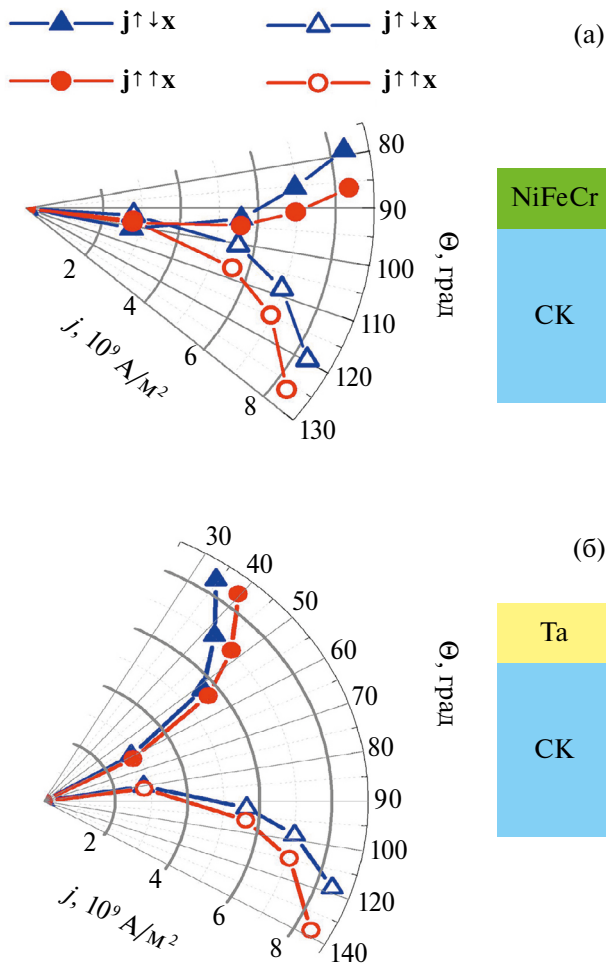


Рис. 6. Величины углов между магнитным моментом свободного слоя и ООА в зависимости от плотности и направления тока в спиновых клапанах композиции NiFeCr/NiFe/FeMn/CoFe/Cu/CoFe/NiFeCr (а) и NiFeCr/NiFe/FeMn/CoFe/Cu/CoFe/Ta (б) с разным составом немагнитного металла в верхнем защитном слое. Светлыми и темными символами показаны зависимости, полученные во внешних полях H_1 и H_2 , противонаправленном и сонаправленном ООА соответственно.

стояние относилось к ветви петли с уменьшением магнитосопротивления ($H = H_2$, $\mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{OOA}$), то после пропускания тока любого направления угол Θ всегда уменьшался. Эти изменения обусловлены тепловым действием тока.

Для спинового клапана с верхним слоем NiFeCr провели измерения сопротивления в моменты прохождения тока различной плотности при температуре 203 К и, для сравнения, изменения сопротивления при нагревании образца от 203 до 410 К. Результаты показаны на рис. 7.

Зависимость $R(j)$ аппроксимирована полиномом второго порядка. Изменение сопротивления происходит одинаково при противоположных направлениях тока (положительных и отрицательных величинах j). Из сравнения зави-

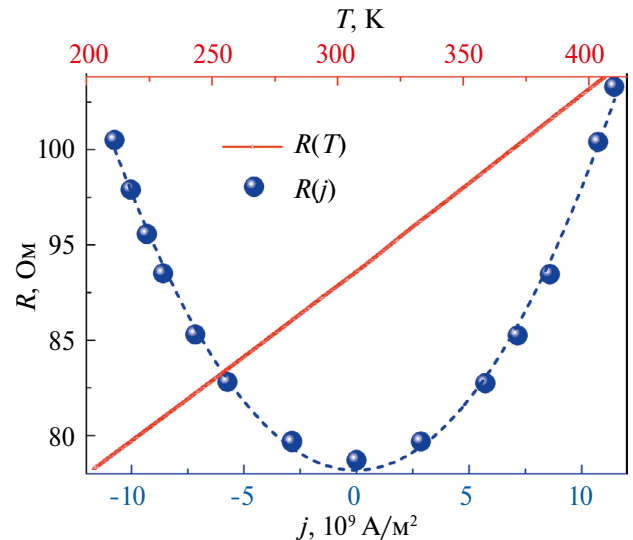


Рис. 7. Зависимости электросопротивления образца спинового клапана NiFeCr/NiFe/FeMn/CoFe/Cu/CoFe/NiFeCr от температуры (сплошная линия) и от плотности тока при начальной температуре 203 К и пропускании постоянного тока (символы). Штриховой линией показан результат аппроксимации полиномом второго порядка.

симостей $R(j)$ и $R(T)$ следует, что используемые в наших экспериментах и продолжительность прохождения, и плотности тока приводят к нагреву образцов.

Соответственно, при прохождении тока из-за повышения температуры изменяются магнитные характеристики спинового клапана, в частности, уменьшается ширина низкополевой петли гистерезиса. В результате происходит поворот магнитного момента свободного слоя и изменение угла Θ . После выключения тока температура образца понижается до исходной, однако новая ориентация \mathbf{M}_F и произошедшее изменение Θ сохраняются. Подобное явление было исследовано в работе [39], в которой для быстрого локального нагрева материала и ослабления гистерезиса использовали луч лазера. В этой работе было предложено использовать вызванное локальным нагревом изменение магнитного состояния для термомагнитной записи (Heat-assisted magnetic recording (HAMR)).

Поворот магнитного момента свободного слоя, обусловленный SOT-эффектом. Для объяснения зависящих от направления тока изменений магнитосопротивления рассмотрим возможные факторы, которые зависят от направления тока и могут действовать на магнитный момент свободного слоя: 1) магнитное поле подводящих проводов, 2) магнитное поле тока в образце, а также 3) SOT-эффект. По оценкам, величина магнитного поля, обусловленного токами в подводящих проводах и в самом образце, составляет

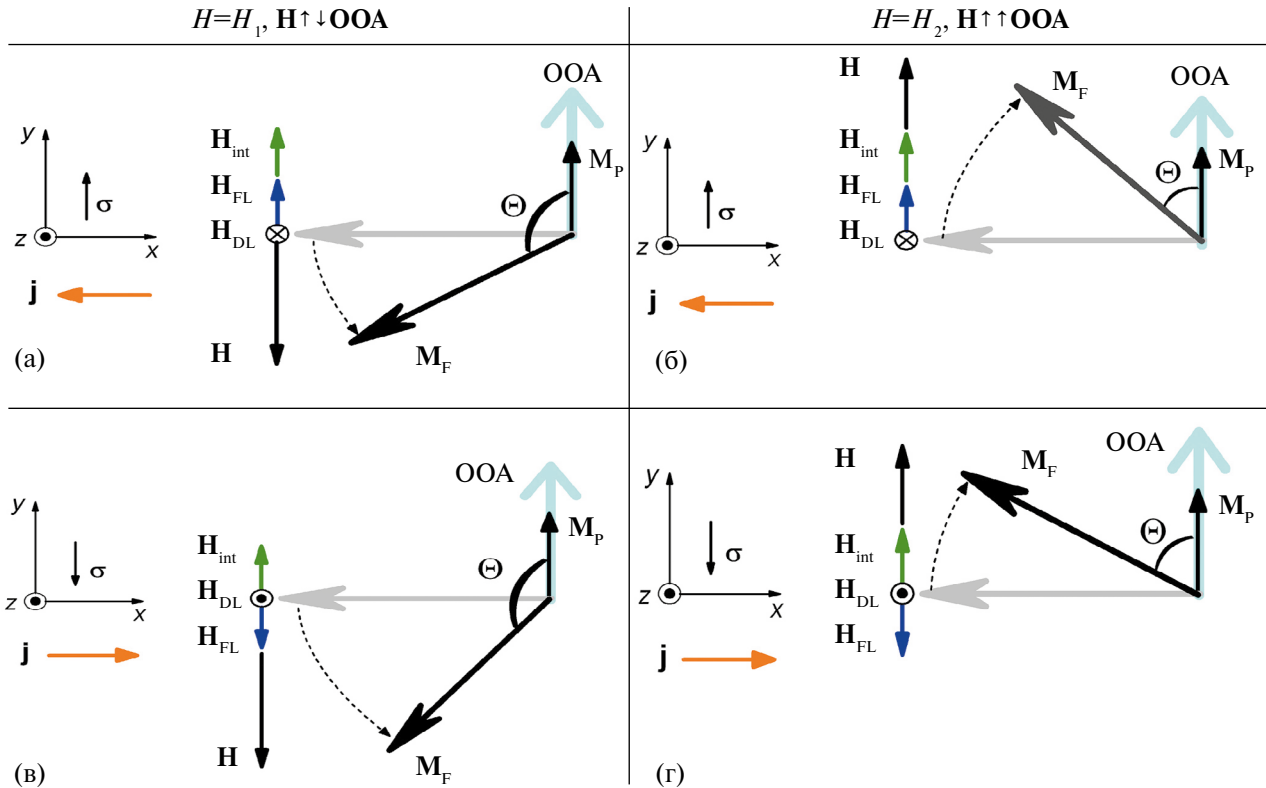


Рис. 8. Схематичное изображение поворота магнитного момента свободного слоя в фиксированном поле \mathbf{H} антипараллельном (а, в) и параллельном (б, г) ООА после пропускания тока, сонаправленного (а, б) и противоположного (в, г) начальному направлению магнитного момента.

сотые доли Эрстеда. Для объяснения наблюдаемых различий в углах Θ для $\mathbf{j}\uparrow\mathbf{x}$ и $\mathbf{j}\downarrow\mathbf{x}$ таких полей недостаточно.

Рассмотрим поворот магнитного момента свободного слоя при протекании тока с точки зрения действия спин-орбитального крутящего момента и возникающих при этом эффективных полей \mathbf{H}_{FL} и \mathbf{H}_{DL} . На рис. 8 схематически показаны магнитные моменты свободного и пиннированного (\mathbf{M}_P) слоев, направления тока и ООА, поле взаимодействия между свободным и пиннированным слоем \mathbf{H}_{int} , внешнее приложенное поле \mathbf{H} , а также поля \mathbf{H}_{FL} и \mathbf{H}_{DL} , направление которых зависит от направления вектора спиновой поляризации σ для электронов, аккумулированных вблизи границы между немагнитным верхним слоем и свободным ферромагнитным слоем.

Перед пропусканием тока взаимное расположение \mathbf{M}_F и ООА близко к ортогональному. После прохождения тока происходит поворот \mathbf{M}_F и угол Θ изменяется. За исключением \mathbf{H}_{DL} , все действующие на \mathbf{M}_F поля лежат в плоскости пленки (xy). Поле \mathbf{H}_{DL} коллинеарно оси z . Из-за размерных эффектов, обусловленных малой толщиной пленки, пренебрегаем действием направленного вдоль нормали к пленке поля \mathbf{H}_{DL} и рассмотрим

только вклад поля \mathbf{H}_{FL} в поворот \mathbf{M}_F . Если ток направлен против оси x ($\mathbf{j}\downarrow\mathbf{x}$) (рис. 8а, б), то \mathbf{H}_{FL} сонаправлено с \mathbf{H}_{int} , то есть действие такого поля поворачивает \mathbf{M}_F в направлении ООА и вносит вклад в уменьшение угла Θ . При изменении направления тока на противоположное ($\mathbf{j}\uparrow\mathbf{x}$) (рис. 8в, г), поле \mathbf{H}_{FL} противоположно \mathbf{H}_{int} и, соответственно, отклоняет \mathbf{M}_F от ООА и способствует увеличению угла Θ . Эти представления полностью согласуются с результатами экспериментов.

На рис. 6 видно, что при $\mathbf{j}\downarrow\mathbf{x}$ угол Θ всегда на 5–10 градусов меньше, чем при $\mathbf{j}\uparrow\mathbf{x}$. Эту тенденцию, обусловленную направлением тока, наблюдали как в поле H_1 , противоположном ООА, так и в поле H_2 , сонаправленном ООА, как для слоя Та, так и для сплава NiFeCr, прилегающих к свободному слою спинового клапана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования гальваномагнитных свойств спиновых клапанов, в которых свободный слой сплава $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ соседствует с немагнитными слоями β -Та или сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$, позволяют сделать следующие выводы.

Постоянный электрический ток длительностью 0.75 с приводит к повороту магнитного момента свободного слоя в спиновом клапане. Это изменение магнитного состояния сохраняется после прекращения воздействия тока.

Поворот магнитного момента свободного слоя при протекании тока индуцируется преимущественно нагревом спинового клапана. Тем не менее имеются изменения угла поворота, которые обусловлены спиновой аккумуляцией в слоях Та и сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$ вблизи границы слоя СоFe и передачей спин-орбитального крутящего момента электронов магнитному моменту свободного слоя. Таким образом, SOT-эффект проявляется в виде добавочного фактора, который приводит к увеличению или уменьшению угла поворота магнитного момента свободного слоя в зависимости от направления тока.

Для слоев Та и $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$ наблюдали одинаковые обусловленные SOT-эффектом изменения угла поворота магнитного момента свободного слоя. Это позволяет предположить, что, так же, как и для β -Та, спиновый угол Холла для сплава $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}]_{60}\text{Cr}_{40}$ имеет отрицательный знак.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Свердловской обл. в рамках проекта № 24-12-20022, <https://rscf.ru/project/24-12-20022/> ФГБУН Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Свердловская обл.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самардак А.С., Давыденко А.В., Стеблій М.Е., Огнев А.В. Топологически нетривиальные спиновые текстуры в тонких магнитных пленках // ФММ. 2022. Т. 123. С. 260–283.
2. Звездин К.А., Екомасов Е.Г. Спиновые токи и нелинейная динамика вихревых спин-трансферных наносцилляторов // ФММ. 2022. Т. 123. С. 219–239.
3. Fert A., Ramesh R., Garcia V., Casanova F., Bibes M. Electrical control of magnetism by electric field and current-induced torques // Rev. Mod. Phys. 2024. V. 96. P. 015005.
4. Shao Q., Li P., Liu L., Yang H., Fukami S., Razaivi A., Wu H., Wang K., Freimuth F., Mokrousov Yu., Stiles M.D., Emori S., Hoffman A., Akerman J., Roy K., Wang J.-P., Yang S.-H., Garello K., Zhang W. Roadmap of spin-orbit torques // IEEE Trans. Magn. 2021. V. 57. P. 1–39.
5. Manchon A., Zelezny J., Miron I.M., Jungwirth T., Sinova J., Thiaville A., Garello K., Gambardella P. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. P. 035004.
6. Han X., Wang X., Wan C., Yu G., Lv X. Spin-orbit torques: Materials, physics, and devices // App. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 120502.
7. Velez S., Golovach V.N., Bedoya-Pinto A., Isasa M., Sagasta E., Abadia M., Rogero C., Hueso L.E., Bergeret F.S., Casanova F. Hanle Magnetoresistance in Thin Metal Films with Strong Spin-Orbit Coupling // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 016603.
8. Li J., Comstock A.H., Sun D., Xu X. Comprehensive demonstration of spin Hall effects in epitaxial Pt thin films // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 184420.
9. He Z., Zhao Y., Zhao S., Li Y., Liu J., Zha X., Zhao M., Du Y., Wang R., Jiang Y., Zhou Z., Liu M. Enhancing spin-orbit torques with a low voltage in metallic multi-layered heterostructures // J. Appl. Phys. 2023. V. 134. P. 153901.
10. Wang W., Liu J., Su W., Han Y., Du Q., Wu J., Hu Z., Wang C., Jiang Z., Wang Z., Liu M. Heat-assisted magnetization switching in flexible spin-orbit torque devices // Nano Lett. 2024. V. 24. P. 2003–2010.
11. Garello K., Miron I.M., Avcı C.O., Freimuth F., Mokrousov Y., Blugel S., Auffret S., Boulle O., Gaudin G., Gambardella P. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures // Nat. Nanotech. 2013. V. 8. P. 587–593.
12. Liu L., Lee O.J., Gudmundsen T.J., Ralph D.C., Buhrman R.A. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from spin hall effect // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 096602.
13. Fukami S., Anekawa T., Zhang C., Ohno H. A spin-orbit torque switching scheme with collinear magnetic easy axis and current configuration // Nat. Nanotech. 2016. V. 11. P. 621–626.
14. Zhu L., Ralph D.C., Buhrman R.A. Maximizing spin-orbit torque generated by the spin Hall effect of Pt // App. Phys. Rev. 2021. V. 8. P. 031308.
15. Zhang X., Wan C.H., Yuan Z.H., Zhang Q.T., Wu H., Huang L., Kong W.J., Fang C., Khan U., Han X.F. Electrical control over perpendicular magnetization switching driven by spin-orbit torques // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 174434.
16. Dai N.V., Thuan N.C., Hong L.V., Phuc N.X., Lee Y.P., Wolf S.A., Nam D.N.H. Impact of in-plane currents on magnetoresistance properties of an exchange-biased spin valve with an insulating antiferromagnetic layer // Phys. Rev. B. 2008. V. 77 P. 132406.
17. Tang X.L., Zhang H.W., Su H., Jing Y.L., Zhong Z.Y. Changing the exchange bias of spin valves by means of current pulses: Role of the Joule heating // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 073914.
18. Kang J., Ryu J., Choi J.-G., Lee T., Park J., Lee S., Jang H., Jung Y.S., Kim K.-J., Park B.-G. Current-induced manipulation of exchange bias in IrMn/NiFe bilayer structures // Nature Comm. 2021. V. 12. P. 6420.
19. Liu L., Pai C.-F., Li Y., Tseng H.W., Ralph D.C., Buhrman R.A. Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum // Sci. 2012. V. 336. P. 555–558.
20. Inokuchi T., Yoda H., Kato Y., Shimizu M., Shirotori S., Shimomura N., Koi K., Kamiguchi Y., Sugiyama H., Oikawa S., Ikegami K., Ishikawa M., Altansargai B., Tiwari A., Ohsawa Y., Saito Y., Kurobe A. Improved read disturb and

- write error rates in voltage-control spintronics memory (VoCSM) by controlling energy barrier height // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 110. P. 252404 (1–4).
21. *Pai C.-F., Liu L., Li Y., Tseng H.W., Ralph D.C., Buhrman R.A.* Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V 101. P. 122404 (1–4).
 22. *Lau Y.-C., Betto D., Rode K., Coey J.M.D., Stamenov P.* Spin-orbit torque switching without an external field using interlayer exchange coupling // *Nature Nanotechnology.* 2016. V. 11. P. 758–763.
 23. *Yan S., Chen W., Zhou Z., Li Z., Cao Z., Lu S., Zhu D., Zhao W., Leng Q.* Reversal of the Pinning Direction in the Synthetic Spin Valve with a NiFeCr Seed Layer // *Nanomaterials.* 2022. V. 12. P. 2077.
 24. *Bannikova N.S., Milyaev M.A., Naumova L.I., Krinitsina T.P., Patrakov E.I., Proglyado V.V., Chernyshova T.A., Ustinov V.V.* NiFeCo/Cu Superlattices with High Magnetoresistive Sensitivity and Weak Hysteresis // *Physics of the Solid State.* 2016. V. 58. N. 10. P. 2011–2017.
 25. *Vas'ko V.A., Kief M.T.* Effect of grain size on the properties of the CoFe–NiFe/NiMn top spin valve // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93. P. 8409.
 26. *An Y., Liu J., Ma Y.* Influence of seed layer on structure and magnetic properties of NiFe/PtMn bilayers // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. P. 013905 (1–5).
 27. *Bose A., Singh H., Kushwaha V.K., Bhuktare S., Dutta S., Tulapurkar A.A.* Sign Reversal of Fieldlike Spin-Orbit Torque in an Ultrathin Cr/Ni Bilayer // *Phys. Rev. Appl.* 2018. V. 9. P. 014022 (8).
 28. *Bleser S.M., Greening R.M., Roos M.J., Hernandez L.A., Fan X., Zink B.L.* Negative spin Hall angle and large spin-charge conversion in thermally evaporated chromium thin films // *J. Appl. Phys.* 2022. V. 131. P. 113904 (1–7).
 29. *Qu D., Huang S.Y., Chien C.L.* Inverse spin Hall effect in Cr: Independence of antiferromagnetic ordering // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. P. 020418 (R).
 30. *Abadias G., Colin J.J., Tingaud D., Djemi Ph., Belliard L., Tromas C.* Elastic properties of α - and β -tantalum thin films // *Thin Solid Films.* 2019. V. 688. P. 137403.
 31. *Ellis E.A.I., Chmielus M., Baker Sh.P.* Effect of sputter pressure on Ta thin films: Beta phase formation, texture, and stresses // *Acta Mater.* 2018. V. 150. P. 317–326.
 32. *Magnuson M., Greczynski G., Eriksson F., Hultman L., Högberg H.* Electronic Structure of β -Ta Films from X-ray Photoelectron Spectroscopy and First-principles Calculations // *Appl. Surf. Sci.* 2019. V. 470. P. 607–612.
 33. *Наумова Л.И., Заворницын Р.С., Мильяев М.А., Девятериков Д.И., Русалина А.С., Криницина Т.П., Павлова А.Ю., Проглядо В.В., Устинов В.В.* Геллимагнитная и кристаллографическая текстуры роста нанослоев диспрозия на буферных слоях Co₉₀Fe₁₀, Nb и β -Ta // *ФММ.* 2023. Т. 124. С. 692–702.
 34. *Устинов В.В., Наумова Л.И., Заворницын Р.С., Ясюлович И.А., Максимова И.К., Криницина Т.П., Павлова А.Ю., Проглядо В.В., Мильяев М.А.* Размерные эффекты в магнитосопротивлении нанослоев тантала со спин-орбитальным взаимодействием // *ЖЭТФ.* 2024. Т. 165. С. 114–127.
 35. *Devonport A., Vishina A., Singh R.K., Edwards M., Zheng K., Domenico J., Rizzo N.D., Kopas C., van Schilfgaarde M., Newman N.* Magnetic properties of chromium-doped Ni₈₀Fe₂₀ thin films // *J. Magn. Magn. Mater.* 2018. V. 460. P. 193–202.
 36. *Wu H., Zhang X., Wan C.H., Tao B.S., Huang L., Kong W.J., Han X.F.* Hanle magnetoresistance: The role of edge spin accumulation and interfacial spin current // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. P. 174407.
 37. *King J.P., Chapman J.N., Kools J.C.S., Gillies M.F.* On the free layer reversal mechanism of FeMn-biased spin-valves with parallel anisotropy // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1999. V. 32. P. 1087–1096.
 38. *Kools J.C.S.* Exchange-biased spin-valves for magnetic storage // *IEEE Trans. Magn.* 1996. V. 32 (4). P. 3165–3184.
 39. *Kryder M.H., Gage E.C., McDaniel T.W., Challenor W.A., Rottmayer R.E., Ju G., Hsia Y.-T., Erden M.F.* Heat Assisted Magnetic Recording // *Proc. IEEE.* 2008. V. 96. N. 11. P. 1810–1835.

THERMAL AND SPIN-ORBITAL EFFECTS UNDER THE ACTION OF CURRENT ON SPIN VALVES CONTAINING β -Ta AND NiFeCr ALLOY LAYERS

L. I. Naumova^{1,*}, R. S. Zavornitsyn¹, M. A. Milyaev¹, A. A. Germizina¹, I. K. Maksimova¹, T. A. Chernyshova¹, A. Yu. Pavlova¹, V. V. Proglyado¹, and V. V. Ustinov¹

¹*Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch, Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620108 Russia*

**e-mail: naumova@imp.uran.ru*

For microobjects based on spin valves, changes in the magnetic state are observed under the action of short-term direct current. It has been shown that the magnetic moment of the free layer rotates when a certain current density is attained. The rotation angle grows with increasing current density. The magnetic moment rotates predominantly due to the thermal effect of current. Rotation angle changes caused by spin accumulation in Ta or NiFeCr layers and the transfer of the spin-orbit torque of electrons to the magnetic moment of the free layer have been revealed.

Keywords: spin valve, spin-orbit interaction, spin-orbit torque, SOT effect, NiFeCr alloy