

01,05,08

Влияние спинового тока на характеристики спиновых волн в бислоях Ru/Pt и YIG/Pt

© Н.Д. Лобанов, М.А. Морозова

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: nl_17@mail.ru

Поступила в Редакцию 10 сентября 2025 г.

В окончательной редакции 20 февраля 2026 г.

Принята к публикации 25 февраля 2026 г.

Исследовано влияние спинового тока на характеристики спиновых волн за счет действия интерфейсного вклада в перенос спинового момента в структуре YIG/Pt и действия интерфейсного и объемного вкладов в структуре Ru/Pt. На основе микромагнитного моделирования показано, что спиновый ток приводит к смещению ферромагнитного резонанса в область низких, либо высоких частот, в зависимости от полярности напряжения, приложенного к слою Pt. Установлено, что в структуре Ru/Pt, где возможно протекание спинового тока через объем ферромагнетика, возникает эффект невзаимности распространения спиновых волн, тогда как в структуре YIG/Pt данный эффект отсутствует, наблюдается лишь частотный сдвиг спектра.

Ключевые слова: спиновая волна, спиновый ток, тяжелый металл, магнитный материал.

DOI: 10.61011/FTT.2026.03.62927.249-25

1. Введение

В последние десятилетия стремительное развитие информационных технологий стимулировало интенсивные исследования в области спинтроники [1–3] и магноники [4–6] — направлений, ориентированных на использование спиновых степеней свободы электрона для обработки, хранения и передачи информации. В отличие от традиционной электроники, основанной на управлении зарядом, спинтоника опирается на спиновую поляризацию токов, тогда как магноника использует коллективные возбуждения магнитной подсистемы — спиновые волны (или магноны) — в качестве носителей информации. Это открывает перспективы создания энергоэффективных, высокоскоростных и масштабируемых устройств нового поколения [7–10]. Применение спиновых волн и спинового тока особенно актуально в контексте развития бесконтактных и малоэнергос затратных технологий обработки сигналов. Уже сейчас ведутся разработки магнонных волноводов [11–13], логических вентилях [14,15] и интерферометров [16], функционирующих на основе спиновых волн. В перспективе, такие элементы могут найти применение в нейроморфных вычислениях [17–19], сенсорике [20,21] и квантовой информации [22,23].

С точки зрения требований СВЧ электроники, наиболее часто используемыми материалами, в которых наблюдается распространение спиновых волн, являются пленки диэлектрических ферритов-гранатов (в частности, железо-иттриевого граната — $Y_3Fe_5O_{12}$, YIG). Успешное использование данного материала обусловлено предельно низкими СВЧ потерями и слабой магнитной анизотропией [24]. Современные технологии магне-

тронного распыления и жидкофазной эпитаксии позволяют выращивать пленки ЖИГ толщиной до 5 nm [25]. Распространение спиновых волн также наблюдается в пленках проводящих магнитных материалов, например, в пленках пермаллоя Ru (FeNi) [26]. В таких пленках возможно одновременное распространение спинового тока, т.к. есть сводные носители зарядов. В свою очередь для генерации спинового тока наиболее подходящими являются пленки платины (Pt), характеризующиеся сильной спин-орбитальной связью и максимальным значением угла Холла, а также имеющие толщину порядка нескольких нм, которая близка к длине диффузии спинов [27,28].

Особый интерес представляют гибридные структуры на основе бислоев типа „магнитный материал/тяжелый металл“ [29–34] (например, YIG/Pt, Ru/Pt, CoFeB/Ta и др.). В таких структурах возможно управление спиновыми волнами в магнитном материале с помощью спинового тока, генерируемого в тяжелом металле [35]. При приложении напряжения к тяжелому металлу электрический ток, за счет действия спинового эффекта Холла, генерирует спиновый ток. Спиновый ток, инжектируемый из тяжелого металла в магнитный слой, способен возбуждать или модулировать спиновые волны в магнитном материале, изменяя их амплитуду, фазу или направление распространения. Такая возможность открывает путь к созданию активных элементов магнотронной логики: усилителей, фазовращателей, направленных вентилях и т.п.

Ранее было показано, что спиновый ток в бислоях может приводить к усилению, либо ослаблению спиновой волны в магнитном материале [36,37]. Соответственно, в слоистых структурах, состоящих из двух магнитных

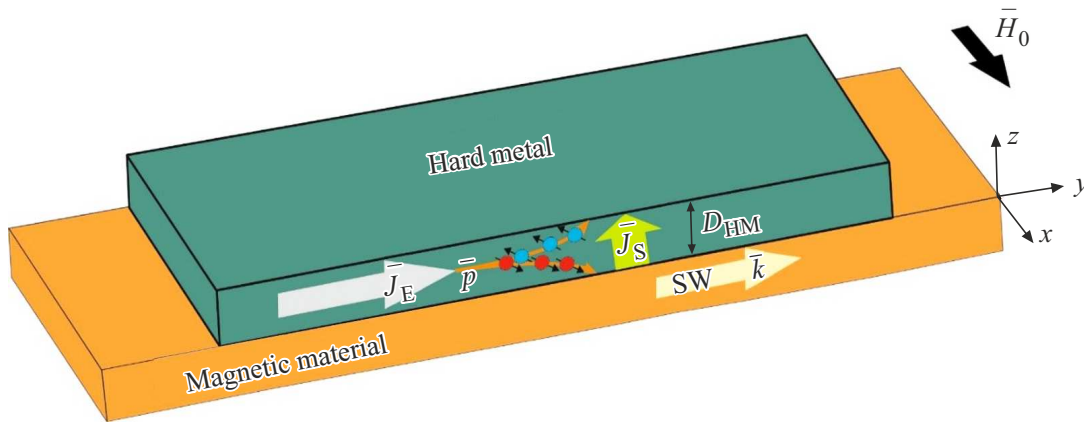


Рис. 1. Исследуемая структура.

слоев, разделенных слоем тяжелым металлом, возможно усиление спиновой волны в одном слое и ослабление в другом, а также нарушение симметрии во времени и пространстве [38,39].

Однако, следует отметить, что механизм влияния спинового тока на спиновую волну в бислоях „магнитный материал/тяжелый металл“ будет различен в зависимости от природы магнитного материала. В случае если тяжелый металл граничит с диэлектрическим магнитных материалов (например, YIG) в котором нет свободных носителей заряда и не может проходить спиновый ток, влияние спинового тока на спиновую волну происходит за счет действия интерфейсного вклада в перенос спинового момента [40,41]. Если тяжелый металл граничит с проводящим магнитным материалов (например, Pu) в котором есть свободные носители заряда и спиновый ток может распространяться в самом магнитном материале, влияние спинового тока на спиновую волну происходит как за счет действия интерфейсного вклада в перенос спинового момента, так и за счет объемного вклада в перенос спинового момента [40,41].

Целью данной работы является выявление эффектов, связанных с действием как интерфейсного, так и объемного вклада в перенос спинового момента на характеристики спиновых волн. Для сравнительного анализа были выбраны диэлектрический и проводящий магнитные материалы (YIG и Pu). В качестве тяжелого металла использовалась Pt. Рассмотрено влияние спинового тока на ферромагнитных резонанс и дисперсионные характеристики спиновых волн в бислоях YIG/Pt и YIG/ Pu . Для исследования были выбраны методы микромагнитного моделирования с помощью программного пакета Boris Computational Spintronics [41].

2. Модель и основные соотношения

Исследуемая структура состоит из слоя магнитного материала и слоя тяжелого металла (рис. 1). Струк-

тура размещена во внешнем магнитном поле напряженностью H_0 , направленном вдоль оси x . При такой геометрии вдоль оси y распространяется поверхностная спиновая волна (SW). К слою тяжелого металла прикладывается разность потенциалов, вследствие этого вдоль оси y течет электрический ток плотности J_E . За счет спинового эффекта Холл происходит рассеяние электронов со спином „вверх“ к одному интерфейсу слоя тяжелого металла, а со спином „вниз“ к противоположному, т.е. в перпендикулярном направлении (вдоль оси z) течет спиновый ток плотностью J_S . Между интерфейсами воздух/тяжелый металл и тяжелый металл/магнитный материал не возникает разность потенциалов, так как происходит передача спин-орбитального момента, а не заряда. За счет передачи спинового крутящего момента на интерфейсе тяжелый металл/магнитный материал спиновый ток оказывает влияние на спиновую волну в магнитном материале.

Для моделирования динамики намагниченности использовалось уравнение Ландау–Лифшица–Гилберта с включением решателя спинового переноса и вычислением спинового накопления для учета взаимодействия с тяжелым металлом. Это приводит к появлению объемного и интерфейсного вкладов, которые добавляются к уравнению Ландау–Лифшица–Гилберта в следующем виде [40,42–45]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \frac{1}{M_S} (\mathbf{T}_S + \mathbf{T}_S^{if}), \quad (1)$$

где \mathbf{m} — нормированный магнитный момент, γ — гиромагнитное отношение, \mathbf{H} — эффективное магнитное поле, α — константа затухания Гилберта, M_S — намагниченность насыщения. В уравнении (1) первое слагаемое отвечает за прецессию магнитных моментов, второй член соответствует затуханию, третий член демонстрирует объемный (\mathbf{T}_S) и интерфейсный (\mathbf{T}_S^{if}) вклады в перенос спинового момента.

Эффективное магнитное поле в уравнении (1) вводилось следующим образом:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{\text{ex}}, \quad (2)$$

где \mathbf{H}_0 — внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_d — поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} — обменное поле.

Объемный вклад в перенос спинового момента выражается соотношением [40,43]:

$$\mathbf{T}_S = -\frac{D_e}{\lambda_J^2} \mathbf{m} \times \mathbf{S} - \frac{D_e}{\lambda_\phi^2} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{S}), \quad (3)$$

где D_e — коэффициент диффузии электронов, \mathbf{S} — спиновое накопление, λ_J и λ_ϕ — длины обменного вращения и спиновой дефазировки соответственно, описывающие поглощение поперечных спиновых компонент (поперечных к направлению намагниченности \mathbf{m}) в магнитном материале. Длина обменного вращения λ_J характеризует масштаб, на котором спиновый ток, неколлинеарный намагниченности, начинает прецессировать вокруг локального магнитного момента. Длина спиновой дефазировки λ_ϕ характеризует расстояние, на котором поглощаются поперечные компоненты спинового накопления (именно это поглощение и создает вращательный момент). Длина спиновой диффузии λ_{sf} характеризует расстояние, на котором релаксирует продольная (относительно намагниченности) компонента спинового накопления. Это расстояние, на которое спин-поляризованный электрон диффундирует, прежде чем его спин перевернется из-за рассеяния (на примесях, фононах).

Интерфейсный вклад в перенос спинового момента можно представить таким образом [40,45]:

$$\mathbf{T}_S^{\text{if}} = \frac{g\mu_B}{ed_h} [\text{Re}\{G^{\uparrow\downarrow}\} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \Delta V_S) + \text{Im}\{G^{\uparrow\downarrow}\} \mathbf{m} \times \Delta V_S], \quad (4)$$

где g — g -фактор для электрона, μ_B — магнетон Бора, e — заряд электрона, d_h — размер ячейки по нормали к границе раздела, $G^{\uparrow\downarrow}$ — комплексная проводимость спинового смешивания, $\Delta V_S = V_{S,F} - V_{S,H}$ — падение спинового химического потенциала, $V_{S,F}$ — падение потенциала на границе магнетика, $V_{S,H}$ — падение потенциала на границе тяжелого металла, $V_S = (D_e/\sigma)(e/\mu_B)S$, σ — электрическая проводимость.

Заметим, что YIG является диэлектриком, поэтому в нем нет свободных электронов способных нести спиновый ток через объем магнетика, следовательно, для структуры YIG/Pt можно учесть лишь интерфейсный вклад, работающий на границе раздела слоев. Для структуры Ru/Pt следует учитывать объемный и интерфейсный вклады, поскольку пермаллой является металлом, следовательно, движущиеся носители внутри пермаллоя могут отдавать угловой момент магнитным моментам в объеме. И к тому же выполняется условие, что толщина ферромагнетика сравнима с длиной поворота спина ферромагнетика, то есть объемный вклад в перенос спинового момента может эффективно передаваться по всей толщине структуры слабо затухая.

Расчеты проводились для структур со следующими параметрами: структуры со слоем Ru — толщина слоя Ru 5 nm, $H_0 = 1.005$ T, $A = 1.3$ pJ/m (константа обмена), $M_s = 1$ T, $\alpha = 0.01$, $\sigma = 7$ MS/m, $G^{\uparrow\downarrow} = 1$ PS/m² + $i \cdot 100$ TS/m², $D_e = 10$ mm²/s, $\lambda_J = 2$ nm, $\lambda_\phi = 4$ nm, $\lambda_{sf} = 10$ nm (длина спиновой диффузии), а слой Pt — толщина 3 nm, $\sigma = 7$ MS/m, $D_e = 10$ mm²/s; структуры со слоем YIG — толщина слоя YIG 20 nm, $H_0 = 0.125$ T, $A = 3.614$ pJ/m, $M_s = 0.175$ T, $\alpha = 0.0002$, $\sigma = 10$ pS/m, $G^{\uparrow\downarrow} = 100$ TS/m² + $i \cdot 100$ TS/m², слой Pt — толщина 10 nm, $\sigma = 7$ MS/m, $D_e = 10$ mm²/s. Расчет производился с добавлением периодических граничных условий в направлении осей x и y .

3. Результаты микромагнитного моделирования

Дадим краткое описание получения спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) в *Bois*. Для получения частотного отклика системы использовался метод широкополосного импульсного возбуждения.

Система, находящаяся в равновесном состоянии во внешнем постоянном магнитном поле H_0 , возбуждалась кратковременным импульсом магнитного поля $h(t)$, приложенным перпендикулярно полю смещения. Временная зависимость возбуждающего поля описывалась функцией вида: $h(t) = h_0 \text{sinc}(2\pi f_c(t - t_0))$, где h_0 — амплитуда импульса, f_c — частота отсечки, t_0 — временная задержка центра импульса.

Параметры временного интегрирования выбирались следующим образом: шаг по времени Δt определялся критерием Найквиста–Котельникова как $\Delta t = 1/(2f_c)$. f_c для Ru и Ru/Pt бралось 50 GHz, а для YIG и YIG/Pt — 6 GHz. Полная длительность моделирования для Ru и Ru/Pt составляла 5 ns, для YIG и YIG/Pt 50–500 ns (малое время моделирования бралось для случаев с большим напряжением положительной полярности, поскольку при большом времени моделирования будут происходить нелинейные процессы, из-за которых появляются дополнительные резонансы. Интенсивность таких резонансов быстро растет со временем и в итоге они становятся сопоставимыми по величине с основным пиком ФМР), что обеспечивало достаточное время для релаксации прецессии намагниченности.

Спектр ФМР был получен путем применения быстрого преобразования Фурье (БПФ) к временной реализации усредненной компоненты намагниченности $m_x(t)$, то есть на графиках ФМР представлена $|FFT(m_x(t))|^2$.

На рис. 2 показаны кривые для спектров ФМР в слое Ru (синие кривые) и в бислое Ru/Pt (красные кривые) при приложении к Pt напряжения разной полярности. В отсутствии напряжения спектральные характеристики ФМР для слоя Ru и бислоя Ru/Pt совпадают. При приложении к Pt напряжения положительной полярности, как видно из рис. 2, а, кривая ФМР для бислоя Ru/Pt сдвигается в низкочастотную область относительно кривой для

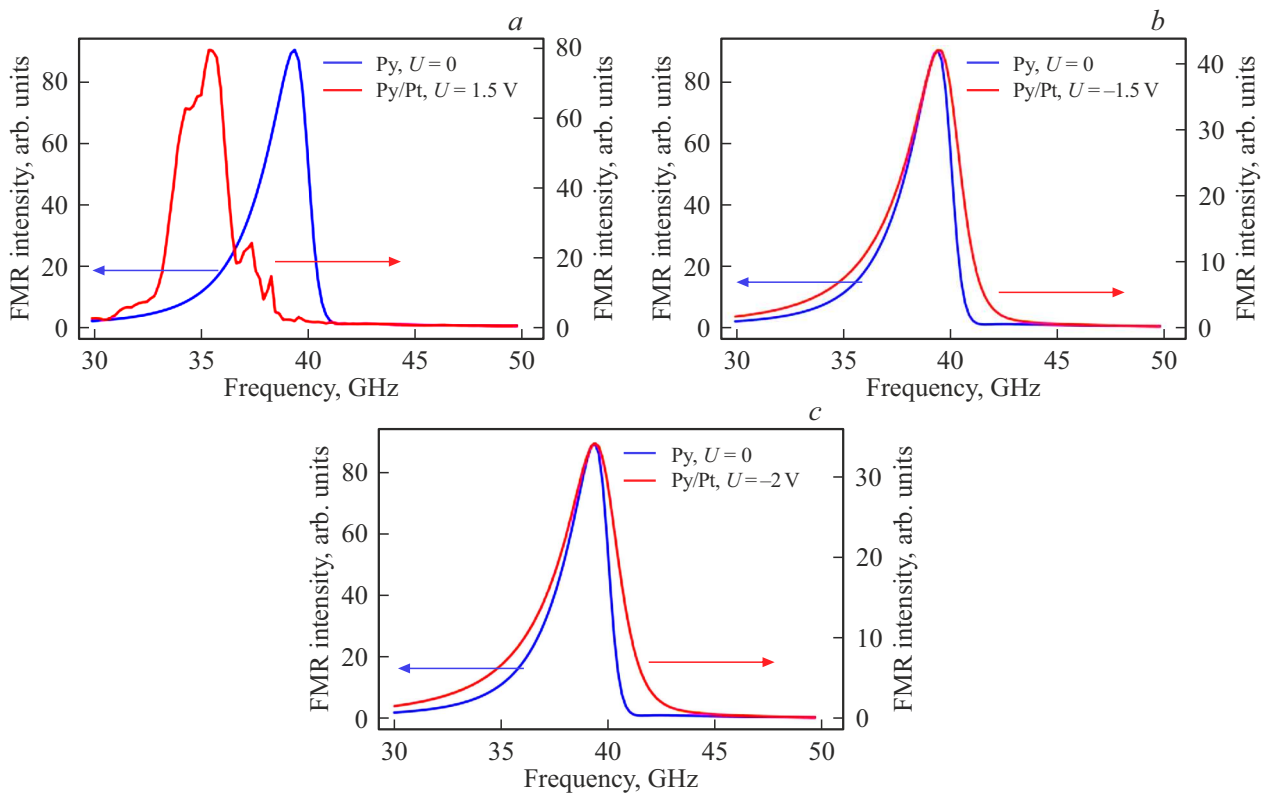


Рис. 2. Кривые ферромагнитного резонанса для одиночного слоя пермаллоя (синие кривые) и бислоя пермаллой/платина (красные кривые) при разном напряжении, V: *a* — 1.5, *b* — -1.5, *c* — -2. Время моделирования ФМР составило 5 ns.

одиночного слоя Py. При этом незначительно уменьшается пик ФМР, а справа от пика заметно образование дополнительных резонансов, связанных с нелинейными процессами. Следует заметить, что для случая малого напряжения для бислоя Py/Pt возможно наблюдать режим усиления (такой пример будет показан ниже для YIG/Pt). При приложении напряжения отрицательной полярности частотное положение спектра не меняется (рис. 2, *b*). Однако, при этом происходит уширение всего спектра ФМР, по сравнению со спектром для одиночного слоя Py, и значительное уменьшение амплитуды сигнала (рис. 2, *b*). Вид спектра ФМР практически не меняется при увеличении напряжения отрицательной полярности до -2 V, однако наблюдается дальнейшее уменьшение интенсивности сигнала (рис. 2, *c*).

Далее рассмотрим спектры ФМР для одиночного слоя YIG и бислоя YIG/Pt при приложении к Pt напряжения разной полярности. В отсутствии напряжения спектральные характеристики ФМР для слоя YIG и бислоя YIG/Pt совпадают. На рис. 3, *a* показан случай усиления сигнала, где видно, что пик интенсивности ФМР бислоя YIG/Pt значительно выше одиночного слоя YIG, такая ситуация может быть реализована при малом положительном напряжении и достаточном большом времени моделирования. При приложении большого напряжения положительной полярности для YIG/Pt, аналогично случаю Py/Pt, происходит значительное уменьшение интенсивности

сигнала и сдвиг спектра ФМР в низкочастотную область (рис. 3, *b* и 3, *c*), так как быстро начинают действовать нелинейные процессы. Также в случае YIG/Pt происходит значительное уширение всего спектра ФМР, что не наблюдалось в результатах для Py/Pt. Для бислоя YIG/Pt наблюдается образование дополнительных мод слева от основного резонансного пика в то время, как для Py дополнительные моды образовывались справа, то есть выше по частотам, чем пик ФМР. Рассмотрим случай приложения напряжения отрицательной полярности. Из рис. 3, *d–f* видно, что в этом случае для бислоя YIG/Pt спектр ФМР сдвигается в высокочастотную область, относительно спектра ФМР для слоя YIG. Данного эффекта не наблюдалось для случая бислоя Py/Pt. Также наблюдается уширение спектра ФМР при увеличении напряжения отрицательной полярности для YIG/Pt и значительное уменьшение интенсивности ФМР сигнала.

На следующем этапе рассмотрим влияние напряжения, приложенного к Pt, на дисперсионные характеристики спиновых волн в бислоях Py/Pt и YIG/Pt. На рис. 4 приведены дисперсионные характеристики спиновых волн в одиночном слое пермаллоя (рис. 4, *a*) и в бислое Py/Pt при разной полярности напряжения (рис. 4, *b* и 4, *c*). Красными пунктирными кривыми на рис. 4 показана дисперсионная характеристика, рассчитанная для одиночной пленки Py по аналитической формуле,

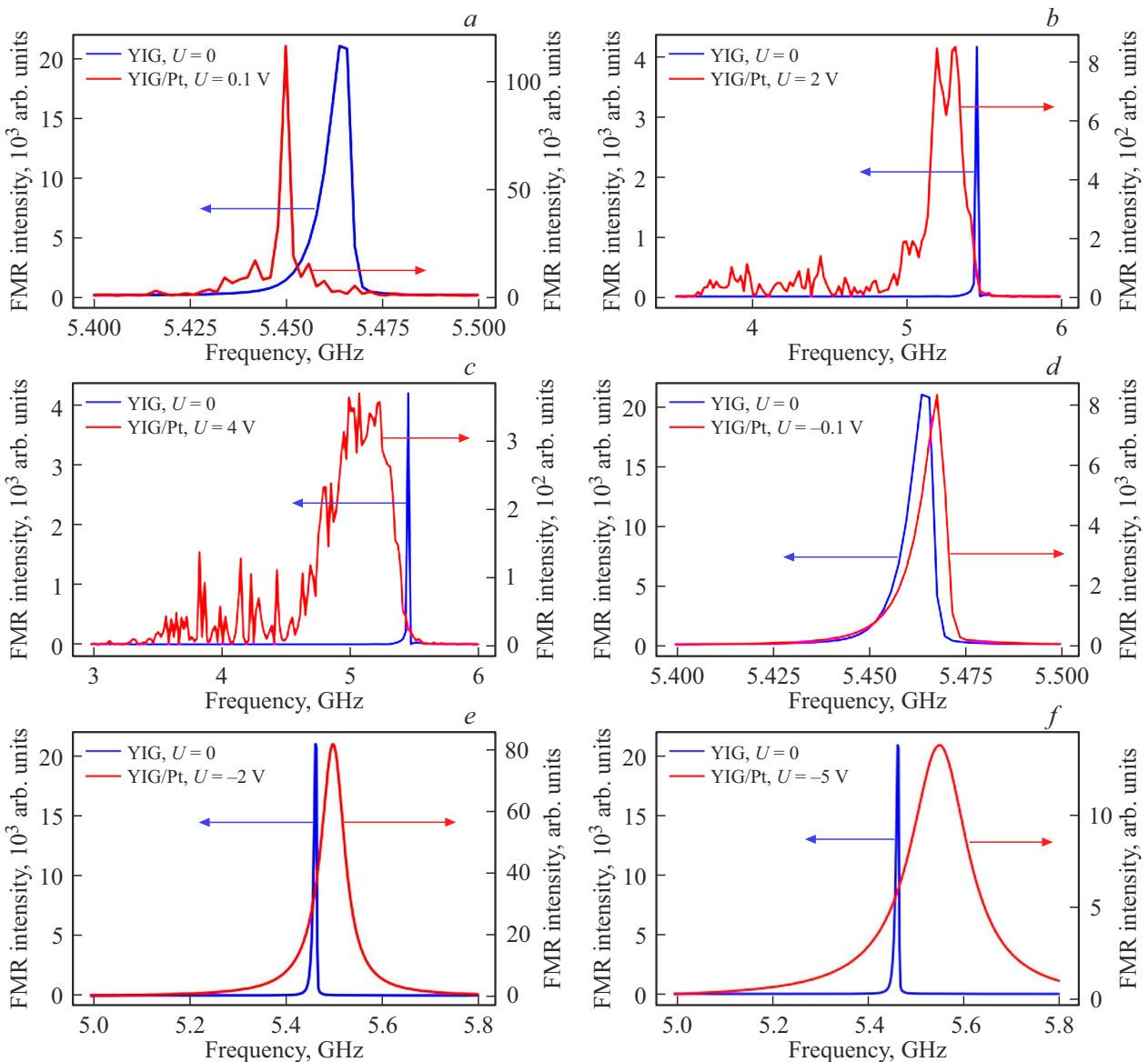


Рис. 3. Кривые ферромагнитного резонанса для одиночного слоя железо-иттриевого граната (синие кривые) и бислоя железо-иттриевый гранат/платина (красные кривые) при разном напряжении, V: *a* — 0.1, *b* — 2, *c* — 4, *d* — -0.1, *e* — -2, *f* — -5. Время моделирования дисперсий составило 50 ns для рис. 3, *b* и 3, *c* и 500 ns для рис. 3, *a* и 3, *d*–*f*.

приведенной в работе [46] при условии преобладающего обменного взаимодействия. На рис. 4, *a* видны дисперсионные ветви для первых двух мод спиновых волн. Видно, что обе ветви дисперсионной характеристики для одиночного слоя Ru, рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования, достаточно хорошо аппроксимируются аналитическими кривыми. При приложении напряжения положительной полярности (рис. 4, *b*) можно видеть смещение дисперсионной характеристики в сторону положительных волновых чисел, относительно аналитической дисперсионной характеристики. Данное смещение приводит к тому, что прямая и обратная ветви спиновых волн становятся несимметричными относительно $k = 0$, т. е. возникает невзаимность спиновых

волн. На рис. 4, *b* видно, что приложенное напряжение сильнее влияет на обратные ветви дисперсионной характеристики (при $k < 0$), хорошо это обстоятельство видно в сравнении с белыми пунктирными кривыми. Это свидетельствует о том, что спин-трансферный момент в данной геометрии эффективнее взаимодействует с волнами, распространяющимися против направления спинового тока. При приложении напряжения отрицательной полярности (рис. 4, *c*) можно видеть смещение дисперсионной характеристики в сторону отрицательных волновых чисел, относительно аналитической дисперсионной характеристики. Причем приложенное напряжение сильнее влияет на прямые ветви дисперсионной характеристики (при $k > 0$). Также была рассчитана

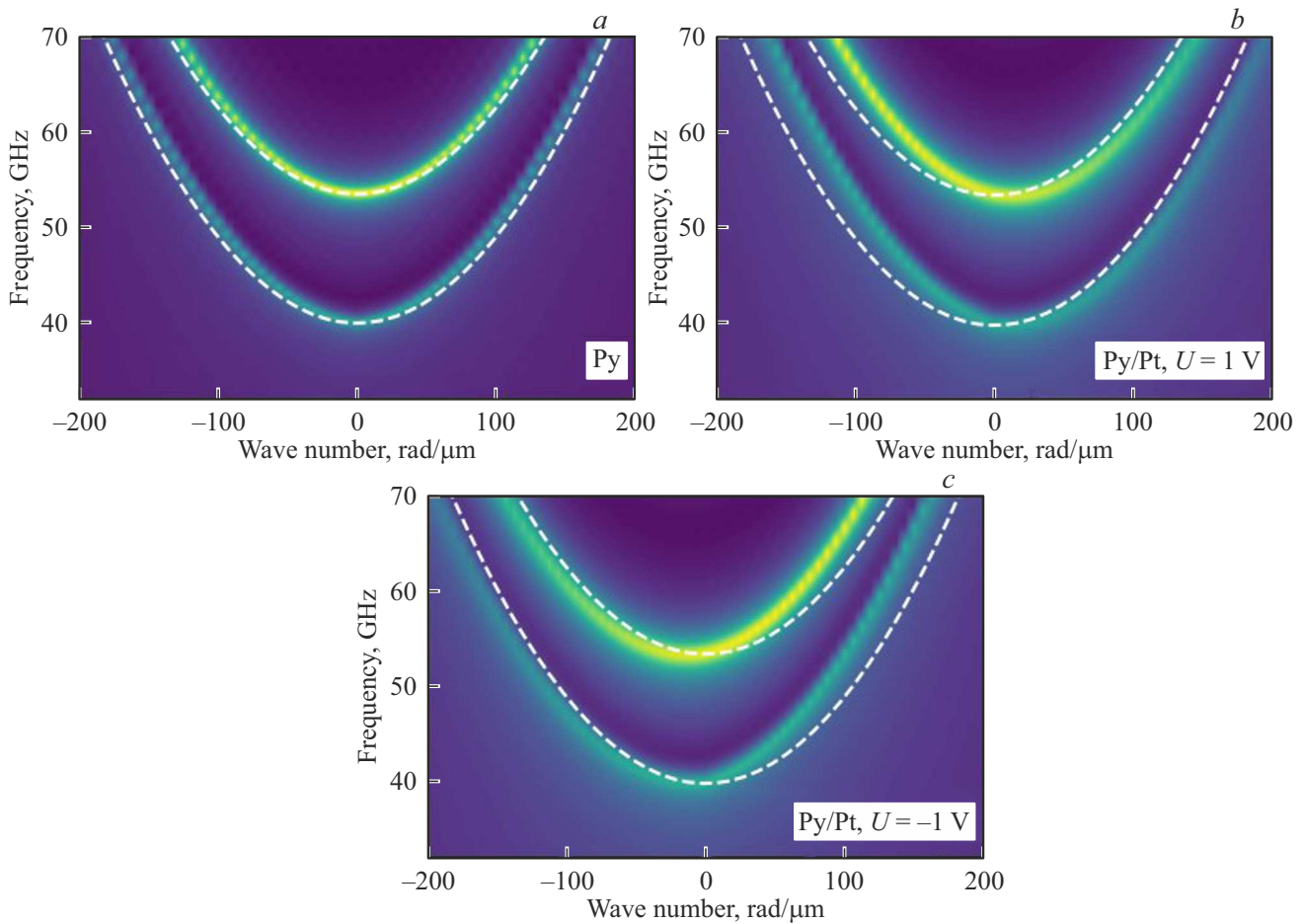


Рис. 4. Дисперсионные характеристики спиновых волн в слое Py (a), бислое Py/Pt при напряжении 1 V (b), и бислое Py/Pt при напряжении -1 V (c). Белые пунктирные кривые — спин-волновые моды посчитанные по аналитической формуле для пермаллоя [46]. Время моделирования дисперсий составило 5 ns.

количественная оценка эффекта невзаимности. Оценка оказалась эквивалентной по абсолютной величине для случаев положительной и отрицательной полярностей и равной $31.29 \text{ rad}/\mu\text{m}$.

На рис. 5 приведены дисперсионные характеристики спиновых волн в одиночном слое YIG (рис. 5, a) и в бислое YIG/Pt при разной полярности напряжения (рис. 5, b и 5, c). Видно, что для одиночного слоя YIG нижняя отсечка полосы пропускания спиновых волн составляет 5.48 GHz. При приложении напряжения положительной полярности отсечка смещается в низкочастотную область на 30 MHz и составляет 5.45 GHz (рис. 5, b). При приложении напряжения отрицательной полярности отсечка смещается в высокочастотную область на 10 MHz и составляет 5.49 GHz (рис. 5, c). Отметим, что сдвиг по частоте при приложении напряжения положительной полярности оказывается больше, чем при приложении отрицательной полярности. Эффекты невзаимности и сближения мод не наблюдаются для структуры YIG/Pt, т. е. данный эффект связан с влиянием объемного вклада в перенос спинового момента.

4. Заключение

В работе исследовано влияние спинового тока на характеристики спиновых волн за счет действия интерфейсного вклада в структуре YIG/Pt и действия интерфейсного и объемного вкладов в структуре Py/Pt. Установлено, что в рассматриваемой модели можно наблюдать как режимы ослабления, так и режимы усиления в обеих структурах с бислоем. Показано, что для обеих бислоистых структур происходит смещение спектра ФМР в область высоких частот при положительной полярности напряжения. При отрицательной полярности сдвиг в область низких частот наблюдался только для бислоя YIG/Pt. Установлено, что при приложении напряжения положительной полярности наблюдаются дополнительные резонансы в высокочастотной области для структуры Py/Pt и в низкочастотной для структуры YIG/Pt. Также для структур YIG/Pt и Py/Pt при обеих полярностях наблюдалось уширение спектра ферромагнитного резонанса.

Из расчетов дисперсионных характеристик для исследуемых структур следует, что в бислое Py/Pt объем-

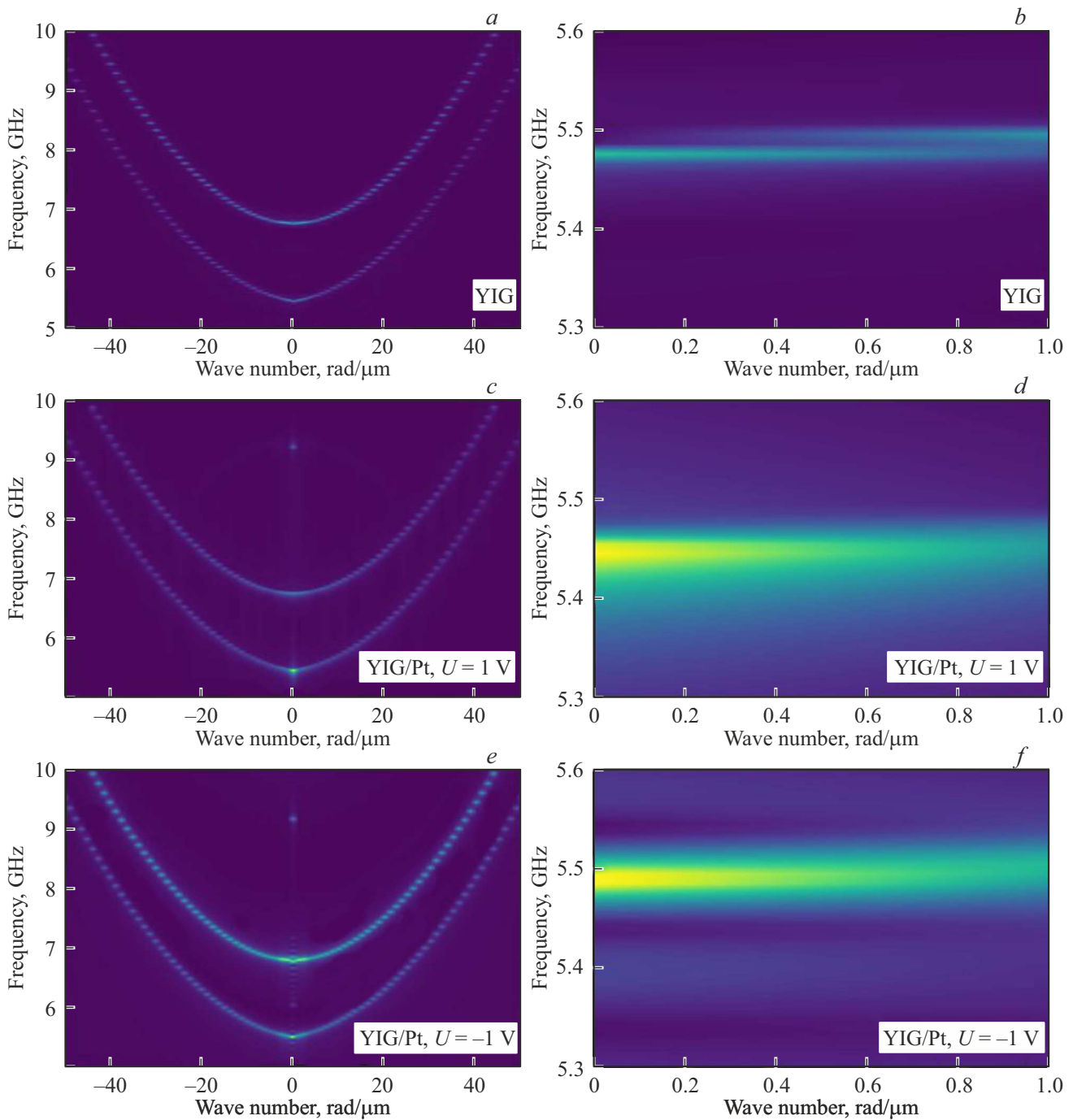


Рис. 5. Дисперсионные характеристики для слоя YIG (a), бислоя YIG/Pt при напряжении 1 V (b), и бислоя YIG/Pt при напряжении -1 V (c). В правом столбце приведены увеличенные фрагменты дисперсионных характеристик (приведенных в левом столбце) в области частот отсечки. Время моделирования дисперсий составило 100 ns.

ный вклад в перенос спинового момента приводит к появлению эффектов невязности и сближению спин-волновых мод. А эффект смещения нижней границы возбуждения по частоте является проявлением вклада интерфейсного момента, как видно из дисперсионных характеристик для YIG/Pt.

Численно предсказанные изменения дисперсионных характеристик и длины затухания спиновых волн под

действием тока могут быть подтверждены методами спин-волновой спектроскопии с использованием микрополосковых антенн. Данный метод позволяет с высокой точностью регистрировать изменение ширины линии ферромагнитного резонанса и резонансной частоты при варьировании плотности тока в слое тяжелого металла. Кроме того, для прямой визуализации пространственного профиля затухания спиновых волн и про-

верки эффекта не взаимности распространения наиболее информативным методом является Мандельштам–Бриллюэновское рассеяние света. Данная методика обладает субмикронным пространственным разрешением и позволяет строить карты распределения интенсивности динамической намагниченности, аналогичные представленным в нашей работе численным результатам.

Таким образом, изучение особенностей распространения спиновых волн под действием спинового тока в структурах магнетик/тяжелый металл не только представляет фундаментальный научный интерес, но и крайне актуально с прикладной точки зрения. Оно лежит в основе разработки энергоэффективных и функционально насыщенных компонентов будущих спинтронных и магнанных процессоров, способных обеспечить прорыв в вычислительных технологиях.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (грант № 23-79-30027).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I. Žutić, J. Fabian, S.D. Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 2, 323 (2004).
- [2] F. Pulizzi. *Nat. Mater.* **11**, 5, 367 (2012).
- [3] S.D. Bader, S.S.P. Parkin. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 1, 71 (2010).
- [4] B. Flebus, D. Grundler, B. Rana et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **36**, 36, 363501 (2024).
- [5] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 26, 264001 (2010).
- [6] B. Flebus, S.M. Rezende, D. Grundler, A. Barman. *J. Appl. Phys.* **133**, 16, 160401 (2023).
- [7] Q. Wang, A.V. Chumak, P. Pirro. *Nat. Commun.* **12**, 1, 2636 (2021).
- [8] Q. Wang, G. Csaba, R. Verba, A.V. Chumak, P. Pirro. *Phys. Rev. Appl.* **21**, 4, 040503 (2024).
- [9] P. Barla, V.K. Joshi, S. Bhat. *J. Comput. Electron.* **20**, 2, 805 (2021).
- [10] M.K. Yadav, R. Kumar, R.K. Ratnesh, J. Singh, R. Chandra, A. Kumar, V. Vishnoi, G. Singh, A.K. Singh. *Mater. Sci. Eng. B* **303**, 117293 (2024).
- [11] A.V. Sadovnikov, A.A. Zyablovsky, A.V. Dorofeenko, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. Appl.* **18**, 2, 024073 (2022).
- [12] F. Garcia-Sanchez, P. Borys, R. Soucaille, J.P. Adam, R.L. Stamps, J.V. Kim. *Phys. Rev. Lett.* **15**, 1, 247206 (2015).
- [13] H. Merbouche, B. Divinskiy, D. Gouéré. *Nat. Commun.* **15**, 1, 1560 (2024).
- [14] Z.H. Xiong, D. Wu, Z.V. Vardeny, J. Shi. *Nature* **427**, 6977, 821 (2004).
- [15] P. Ghising, C. Biswas, Y.H. Lee. *Adv. Mater.* **35**, 23, 2209137 (2023).
- [16] O. Rousseau, B. Rana, R. Anami, M. Yamada, K. Miura, S. Ogawa, Y. Otani. *Sci. Rep.* **5**, 1, 9873 (2015).
- [17] C.H. Marrows, J. Barker, T.A. Moore, T. Moorsom. *npj Spintronics* **2**, 1, 12 (2024).
- [18] J. Grollier, D. Querlioz, K.Y. Camsari, K. Everschor-Sitte, S. Fukami, M.D. Stiles. *Nat. Electron.* **3**, 7, 360 (2020).
- [19] J. Torrejon, M. Riou, F.A. Araujo et al. *Nature* **547**, 7664, 428 (2017).
- [20] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, M. Samant. *Proc. IEEE* **91**, 5, 661 (2003).
- [21] P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso. *Proc. IEEE* **104**, 10, 1894 (2016).
- [22] R. Cai, I. Žutić, W. Han. *Adv. Quantum Technol.* **6**, 1, 2200080 (2023).
- [23] H.Y. Yuan, Y. Cao, A. Kamra, R.A. Duine, P. Yan. *Phys. Rep.* **965**, 1 (2022).
- [24] A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 26, 264002 (2010).
- [25] J. Ding, C. Liu, Y. Zhang et al. *Phys. Rev. Appl.* **14**, 1, 014017 (2020).
- [26] G. Nahrwold, J.M. Scholtyssek, S. Motl-Ziegler, O. Albrecht, U. Merkt, G. Meier. *J. Appl. Phys.* **108**, 1, 013907 (2010).
- [27] Z. Wang, Y. Sun, M. Wu, V. Tiberkevich, A. Slavin. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 14, 146602 (2011).
- [28] L. Liu, O.J. Lee, T.J. Gudmundsen, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 9, 096602 (2012).
- [29] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S.M. Rezende. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 19, 192511 (2011).
- [30] P. Pirro, T. Brächer, A.V. Chumak, B. Lägél, C. Dubs, O. Surzhenko, P. Görnert, B. Leven, B. Hillebrands. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 1, 012402 (2014).
- [31] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, E. Saitoh. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 3, 036601 (2008).
- [32] S. Keller, J. Greser, M.R. Schweizer et al. *Physical Review B* **96**, 2, 024437 (2017).
- [33] A.S. Pakhomov, P.N. Skirdkov, V.V. Yurlov, A.I. Chernov, K.A. Zvezdin. *Phys. Met. Metallogr.* **125**, 5, 446 (2024).
- [34] A. Conca, B. Heinz, M.R. Schweizer, S. Keller, E.T. Papaioannou, B. Hillebrands. *Phys. Rev. B* **95**, 17, 174426 (2017).
- [35] V. Castel, N. Vlietstra, J. Ben Youssef, B.J. van Wees. *Phys. Rev. B* **86**, 13, 134419 (2012).
- [36] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh. *Nature* **464**, 7286, 262 (2010).
- [37] K. Uchida, H. Adachi, Y. Kajiwara, S. Maekawa, E. Saitoh. *Solid State Phys.* **64**, 1 (2013).
- [38] X. Wang, G. Guo, J. Berakdar. *Nat. Commun.* **11**, 1, 5663 (2020).
- [39] X. Wang, D. Schulz, G.H. Guo, J. Berakdar. *Phys. Rev. Appl.* **18**, 2, 024080 (2022).
- [40] S. Lepadatu. *Sci. Rep.* **7**, 1, 12937 (2017).
- [41] S. Lepadatu. *J. Appl. Phys.* **128**, 24, 243902 (2020).
- [42] S. Zhang, P.M. Levy, A. Fert. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 23, 236601 (2002).
- [43] A. Shpiro, P.M. Levy, S. Zhang. *Phys. Rev. B* **67**, 10, 104430 (2003).
- [44] M.I. Dyakonov. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 12, 126601 (2007).
- [45] A. Brataas, Y.V. Nazarov, G.E.W. Bauer. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 11, 2481 (2000).
- [46] B.A. Kalinikos, A.N. Slavin. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **19**, 35, 7013 (1986).

Редактор А.Н. Смирнов