

Спиновый ток в обменно-смещенных структурах Co/FeMn/Pt

© Т.А. Шайхулов¹, А.С. Федоров^{3,1,2}, С.С. Сафонов¹, Т.В. Богданова^{1,2}, А.А. Федорова^{1,2},
М.А. Базров³, Ж.Ж. Намсараев³, В.В. Демидов¹, Д.В. Калябин^{1,2}, С.А. Никитов^{1,2,4}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Москва, Россия

² Московский физико-технический институт,
Долгопрудный, Московская область, Россия

³ Институт высоких технологий и перспективных материалов
Дальневосточного федерального университета,
Владивосток, Россия

⁴ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия

E-mail: shcaihulov@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.

В окончательной редакции 9 марта 2026 г.

Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Исследован спиновый транспорт в обменно-смещенных проводящих структурах Co/FeMn/Pt. Спиновый ток инжектировали из ферромагнитной пленки Co в антиферромагнитный проводник FeMn, после чего было исследовано постоянное напряжение, возникающее в слое Pt в условиях ферромагнитного резонанса. Был рассчитан вклад, вызванный чистым спиновым током (спиновой накачкой), зарегистрированный с помощью обратного спинового эффекта Холла в нормальном металле. Обнаружено, что амплитуда наблюдаемого сигнала, вызванного протеканием спинового тока через 10 nm антиферромагнитную прослойку проводящего антиферромагнетика (FeMn), количественно в 1.6 раза превышает аналогичный сигнал в структуре без антиферромагнитной прослойки (Co/Pt).

Ключевые слова: антиферромагнетик, ферромагнетик, гетероструктура, обменное смещение, спиновый ток.

DOI: 10.61011/FTT.2026.08.63687.22NN

Эксперименты по спиновой накачке играют важную роль в фундаментальных исследованиях спинтроники. Эффект спиновой накачки, который обычно изучается в двухслойных структурах ферромагнит/нормальный металл (ФМ/НМ), возникает из обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными электронами намагниченности. Локализованные спины в ферромагнитном слое прецессируют под действием ферромагнитного резонанса (ФМР). Эта прецессия постоянно передается посредством обменного взаимодействия электронам проводимости, которые распространяются за счет диффузионного движения в металлический слой, что приводит к чистому спиновому току без переноса электрического заряда. Это явление лежит в основе многих различных спинтронных технологий.

Он играет ключевую роль для создания нового типа устройств, т.к. не связан с переносом электрического заряда и соответствует передаче неравновесной компоненты спинового момента от возбужденного ферромагнетика в соседний нормальный металлический слой. В отличие от ферромагнетиков с ненулевой результирующей намагниченностью, антиферромагнетики обладают компенсированными магнитными подрешётками, что приводит к нулевой суммарной намагниченности. Это существенно затрудняет как возбужде-

ние антиферромагнитного резонанса, так и наблюдение аналогичных эффектов как протекание спинового тока в нормальный металл (НМ). Антиферромагнитные (АФМ) и ферромагнитные (ФМ) материалы, как металлические, так и диэлектрические, также могут поддерживать распространяющиеся спиновые возбуждения, потенциально допуская перенос спинового тока [1,2].

В работах [2,3], было экспериментально продемонстрировано, что тонкий слой АФМ, разделяющий ФМ слой и слой нормального металла в гетероструктуре, может передавать и эффективно усиливать спиновый ток. Слой ФМ в условиях ферромагнитного резонанса возбуждает спиновый ток на границе с нормальным металлом, эффективно передающийся через слой АФМ [4,5,6]:

$$\langle \mathbf{J}_s \rangle_z = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right]_z. \quad (1)$$

Где:

$$g_r^{\uparrow\downarrow} = g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow} \left[1 + \frac{g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow} \rho_{AFM} \lambda_{AFM} e^2}{2\pi \hbar \tanh[t_{AFM}/\lambda_{AFM}]} \right]^{-1}$$

— реальная часть спинового проводимости,
 $g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{\Delta \alpha 4\pi M_s t_{FM}}{g \mu_B}$ — эффективная спиновая

проводимость, которая определяет эффективность передачи спинового тока из слоя ферромагнетика в слой нормального металла, ρ_{AFM} , t_{AFM} , λ_{AFM} , t_{FM} — удельное сопротивление, толщины и длина спиновой диффузии слоев антиферромагнетика и ферромагнетика, e — заряд электрона, g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора и $\Delta\alpha = \alpha_{eff} + \alpha_{sp}$ — эффективная константа Гильберта, которая выражается через собственное затухание и спиновую накачку, соответственно [7].

Спиновый ток (1) может быть обнаружен с помощью обратного спинового эффекта Холла в слое НМ, который определяется выражением [4,5,6]:

$$V_{ISHE} \propto \theta_{SH} |\mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\sigma}|, \quad (2)$$

где θ_{SH} — угол спинового эффекта Холла, который определяет эффективность преобразования спинового тока в зарядовый ток, $\boldsymbol{\sigma}$ — матрица, определяемая спиновой поляризацией.

Мы предполагаем, что усиление спинового тока в слое антиферромагнетика происходит вследствие возбуждения антиферромагнитной динамики ($\mathbf{m} = \frac{1}{\gamma H_{ext}} [\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t}]$, где $\mathbf{l}$ — это вектор антиферромагнетизма, H_{ext} — это обменное поле) в приграничном слое АФМ, который непосредственно контактирует с ферромагнитным слоем, находящимся в условиях ферромагнитного резонанса на частотах существенных ниже собственных колебаний АФМ [8]. По всей видимости, эффект достигает максимальной величины при толщине антиферромагнитного слоя для более тонких пленок, в нашем случае ≤ 5 нм. При дальнейшем увеличении толщины антиферромагнетика спиновый ток в Pt будет затухать.

В настоящей работе продемонстрирована эффективная передача спинового тока в гетероструктуре ФМ/АФМ/НМ через регистрацию напряжения обратного эффекта Холла в условиях ферромагнитного резонанса при различных углах поворота ориентации постоянного магнитного поля в плоскости пленки. Для сопоставления результатов было рассчитано отношение напряжений, вызванных чистым спиновым током (спиновой накачкой), для структур ФМ/АФМ/НМ и ФМ/НМ.

Исследуемые гетероструктуры (рис. 1) формировали на подложках термически оксидированного кремния (Si/SiO₂) методом магнетронного распыления. Поликристаллические пленки осаждали с использованием сверхвысоковакуумного комплекса Omicron, оснащенного четырьмя магнетронными источниками, работающими в режимах постоянного (DC) и высокочастотного (RF) токов. Источники расположены по окружности и наклонены таким образом, что их оси пересекаются в центре образца. Базовое давление в камере составляло $1.33 \cdot 10^{-6}$ Па. Металлические слои Pt, Co и FeMn распыляли в режиме DC, при давлении Ar 0.4 Па и мощности 22 Вт. Скорость осаждения контролировалась с помощью кварцевого измерителя толщин и составляла: $V_{Pt} = 0.05$ нм/с, $V_{Co} = 0.02$ нм/с, $V_{FeMn} = 0.018$ нм/с.

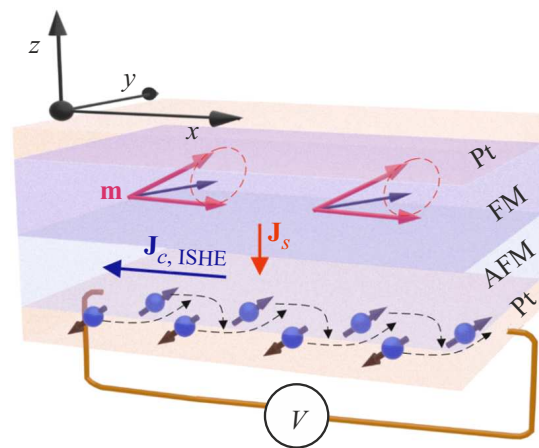


Рис. 1. Геометрия структуры Pt(4 нм)/Co(10 нм)/FeMn(10 нм)/Pt(1.5 нм), где используются следующие обозначения: $\mathbf{m}$ — вектор намагниченности, $\mathbf{J}_s$ — вектор спинового тока и $\mathbf{J}_c$ — вектор зарядового тока.

С помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Ntegra Aura, проводили калибровку скорости распыления. Для каждого образца была произведена оценка среднеквадратичной шероховатости поверхности образца, которая составляла порядка 3 Å, так как качество граничного слоя способно влиять на генерацию спинового тока [9]. Для индуцирования эффекта обменного смещения в многослойных пленках, содержащих бислоем ферромагнетик/антиферромагнетик (Co/FeMn), использовалась процедура охлаждения в магнитном поле. Пленка нагревалась до температуры выше температуры Нееля, которая для исследуемого FeMn составляет порядка 180 °С. После этого пленка охлаждалась в магнитном поле. Величина поля должна быть достаточной для насыщения ферромагнитного слоя. После охлаждения магнитная структура ферромагнетика оказывается обменно связанной с зафиксированной магнитной структурой антиферромагнетика. Это действие проявляется как наличие внутреннего эффективного магнитного поля, то есть поля смещения [10–15].

Для исследования магнитных параметров полученных пленок использовался вибрационный магнитометр LakeShore 7401. Установка обладает следующими параметрами: чувствительность измерения намагниченности 10^{-7} ед.и, индукция биполярного магнитного поля ± 3 Т. Для каждой пленки регистрировалась петля гистерезиса в направлении оси легкого намагничивания в плоскости пленки. На рис. 2 приведены петли гистерезиса $M(H)$, полученные для изучаемых структур Co(10 нм) и Co(10 нм)/FeMn(10 нм). Из полученных данных было определено поле обменного смещения для структуры Co(10 нм)/FeMn(10 нм), $H_{EB} = 34.6$ Ое, что подтверждает наличие обменного смещения в изучаемой структуре.

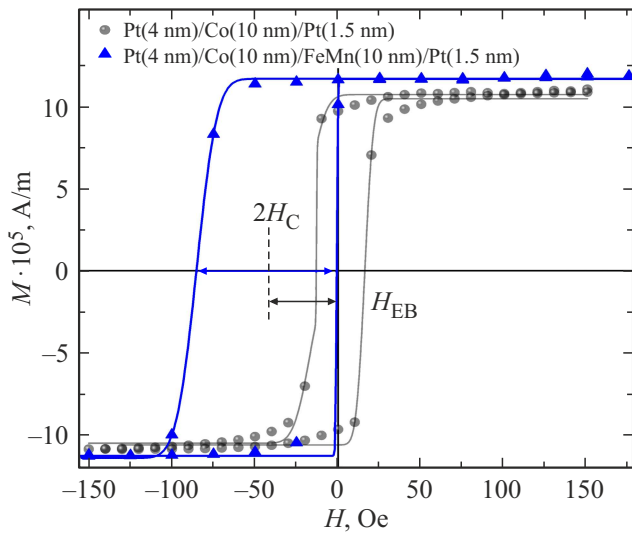


Рис. 2. Петля гистерезиса, $M(H)$, для пленки Co(10 nm) и структуры Co(10 nm)/FeMn(10 nm) с обменным смещением при 300 K.

Образцы Pt/Co/FeMn/Pt и Pt/Co/Pt представляли собой квадрат ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) с электрическими индиевыми контактами по краям для измерения напряжения. Он располагался в центральной плоскости прямоугольного СВЧ-резонатора TE102. СВЧ-накачка осуществлялась генератором с выходной мощностью до 10 mW на частоте 9 GHz. Регистрация отклика осуществлялась методом синхронного детектирования. Для этого СВЧ накачка была промодулирована по мощности на частоте работы внутреннего генератора синхронного детектора

SR844 ($f_m = 25.4 \text{ kHz}$) с помощью TTL-сигнала. Была исследована ориентационная зависимость напряжения от угла поворота внешнего магнитного поля H в плоскости пленки в диапазоне 0–360 градусов с шагом 10 градусов [16].

Типичный сигнал $U(H)$, регистрируемый на пленке Pt, показан на рис. 3. Спиновый ток преобразуется в электрический ток за счет обратного спинового эффекта Холла. Кроме того, следует учитывать постоянное напряжение, возникающее из-за наличия анизотропного магнитосопротивления (АМС) в ферромагнитном слое. В результате полное постоянное напряжение примет вид:

$$U(H, \alpha) = U_{CT} \cdot L(H) \cdot \sin^3 \alpha + [U_{AMC}^{Sym} \cdot L(H) + U_{AMC}^{Asym} \cdot L'(H)] \cdot \sin 2\alpha \cdot \sin \alpha. \quad (3)$$

Здесь линия поглощения ФМР $L(H) = (\Delta H)^2 / [(H - H_0)^2 + (\Delta H)^2]$ — симметричная функция Лоренца с резонансным полем H_0 и полушириной ΔH . $L'(H) = \Delta H(H - H_0) / [(H - H_0)^2 + (\Delta H)^2]$ — антисимметричная функция [17,18].

Для разделения симметричного сигнала на эффекты спиновой накачки и симметричной части анизотропного магнитосопротивления была измерена зависимость напряжения от угла α между направлениями зарядового тока и магнитного поля H (в нашем случае намагниченность параллельна H , рис. 4, a).

Однонаправленная анизотропия и основные магнитные свойства обменно-смещенных структур были охарактеризованы путем анализа угловых зависимостей спектров ФМР (рис. 4, b) с помощью выражение (4),

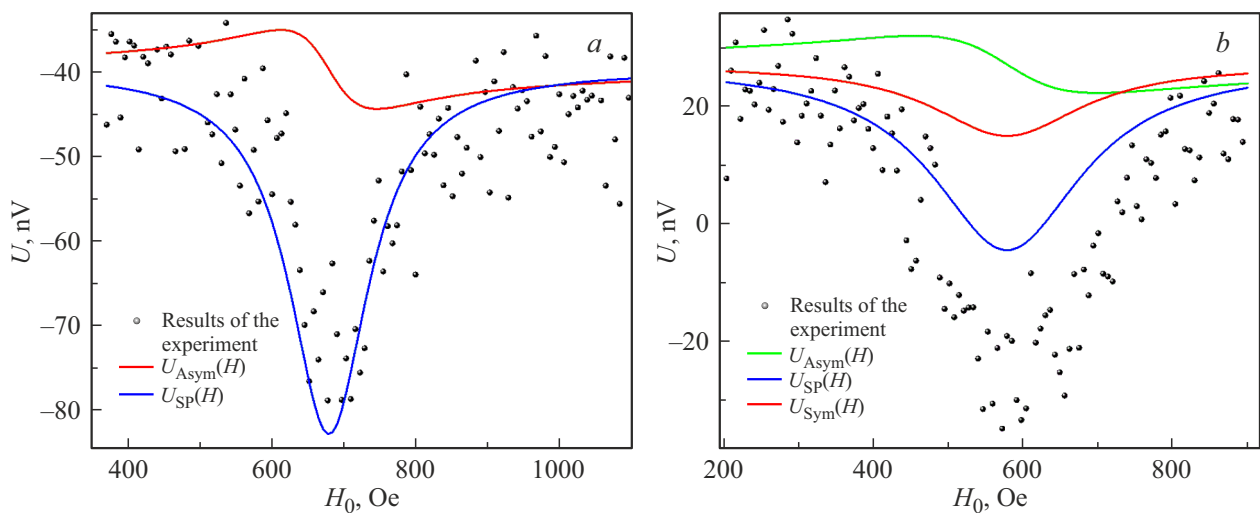


Рис. 3. Напряжение, генерируемое в гетероструктуре а) Pt(4 nm)/Co(10 nm)/Pt(1.5 nm), б) Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(10 nm)/Pt(1.5 nm) при развертке постоянного магнитного поля при комнатной температуре. Красная сплошная линия на рисунке а) является вкладом от U_{AMC}^{Asym} , на рис. 3, б) вкладом от симметричной части АМС. Зеленая сплошная линия на рис. 3, б) является вкладом от U_{AMC}^{Sym} . Синие сплошные линии представляют сигнал спиновой накачки для рис. 3, а и рис. 3, б). Черные открытые квадраты представляют собой сумму трех вкладов (U_{AMC}^{Sym} , U_{AMC}^{Asym} и U_{CT}).

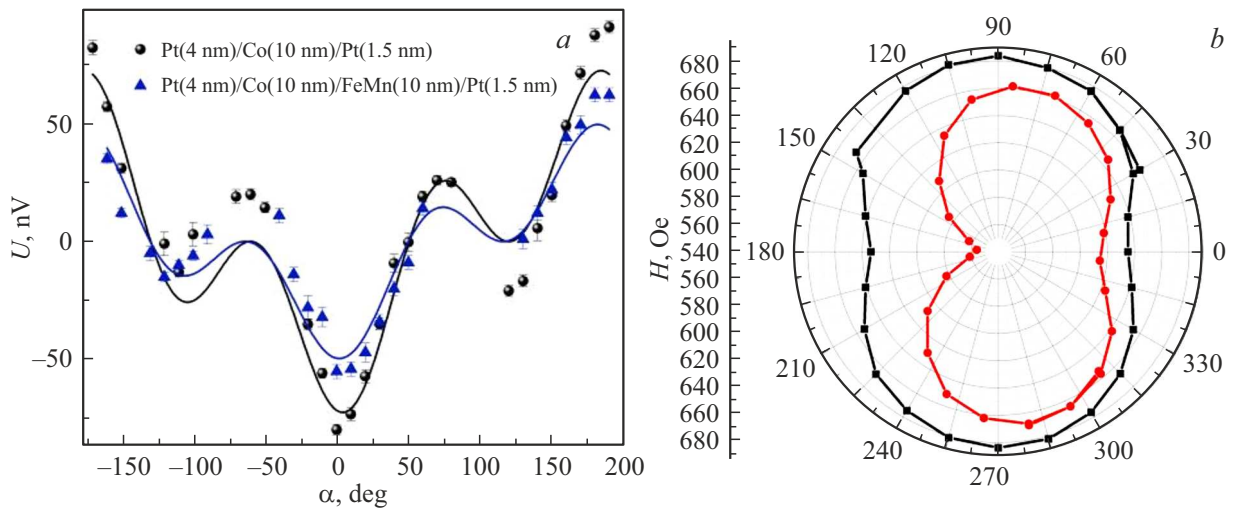


Рис. 4. *a)* Зависимость симметричной части U_s резонансного постоянного напряжения от угла α между направлением поля и краем образца для Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(10 nm)/ Pt(1.5 nm) (синие треугольники) и Pt(4 nm)/Co(10 nm)/ Pt(1.5 nm) (черные круги). Точки — экспериментальные данные. Сплошные линии — аппроксимация экспериментальных данных. *b)* Угловая зависимость резонансного поля в (H_0) структурах Pt/Co/FeMn/Pt и Pt/Co/Pt в зависимости от ориентации магнитного поля H , вращающегося в плоскости пленки, Pt(5 nm)/Co(10 nm)/Pt(2 nm) (черные квадраты), Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(5 nm)/Pt(1.5 nm) (красные кружки). Символы обозначают экспериментальные точки, а кривые — наилучшие аппроксимации, полученные с использованием уравнения (1) с параметрами, представленными в тексте.

полученного в работе [19]. Изменения положения линии ФМР H_0 (ϕ) регистрировались при вращении статического магнитного поля H в плоскости пленки.

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = \left(H + H_{EB} \cos(\phi_{EB} - \phi) + 4\pi M_s + H_j \cos^2(\phi_j - \phi)\right) \times \left(H + H_{EB} \cos(\phi_{EB} - \phi) + H_j \cos(2\phi_j - 2\phi)\right), \tag{4}$$

где ϕ_j — угол между осью x и осью одноосной анизотропии, ϕ_{EB} — азимутальный угол между осью x и вектором однонаправленной анизотропии. Уравнение (1) представляет собой квадратное уравнение относительно величины резонансного поля H . Хотя это уравнение даёт два решения, мы сосредоточились только на том, где H принимает действительное значение.

Исучаемые структуры с указанием толщин (nm) слоев	M_s , Oe	H_j , Oe
Pt(4)/Co(10)/FeMn(10)/Pt(1.5)	1425 ± 1.5	36.2 ± 1.2
Pt(5)/Co(10)/Pt(1.5)	1342.1 ± 12.2	15.7 ± 1.5

Коэффициенты U_{CT} и $U_{\text{АМС}}^{\text{Sym}}$ из выражения (1) были получены по методике, описанной в работе [16] из экспериментальных данных, представленных на рис. 4.

Два слагаемых (U_{CT} в выражении (3) соответствую- ют экспериментально апробированным формулам для эффектов АМС и спинового тока [18] и служат ос- новой для их разделения. Аппроксимация с помощью уравнения (3) дает нам необходимые коэффициенты для определения амплитуд как спинового тока, так и симметричной части анизотропного магнитосопротивле- ния для последующего разделения этих вкладов. Общий множитель $\sin \alpha$ входит в уравнение (2), поскольку прецессия ФМР возбуждается проекцией компоненты h .

Для характеристики спинового транспорта в антифер- ромагнитных проводящих пленках мы используем слой 10 nm FeMn антиферромагнитного материала между слоями Co(10 nm) и Pt(1.5 nm). На рис. 5, *a* показаны максимальный амплитуды сигналов, вызванных протека- нием спиновых токов при определённой угловой ори- ентации для каждой структуры. Для того чтобы убрать вклад от контактного сопротивления, полученные ам- плитуды напряжения из уравнения (4) были разделены на сопротивления между контактами. Сигналы, показан- ные на рис. 5, *a*, снимались при фиксированных углах между постоянным магнитных полем и направлением протекания тока. Примечательно, что мы наблюдаем усиление сигнала для структуры с толщиной антифер- ромагнитного слоя равной 10 nm относительно образца Co/Pt. На рис. 5, *b* показаны угловые зависимости ампли- туды тока, вызванного спиновой накачкой для структур Co/FeMn/Pt и Co/Pt.

Отношение амплитуд величин спинового тока в структуре Co/Pt примерно в 1.6 раза меньше ана- логичного сигнала в обменно-смещенной структуре

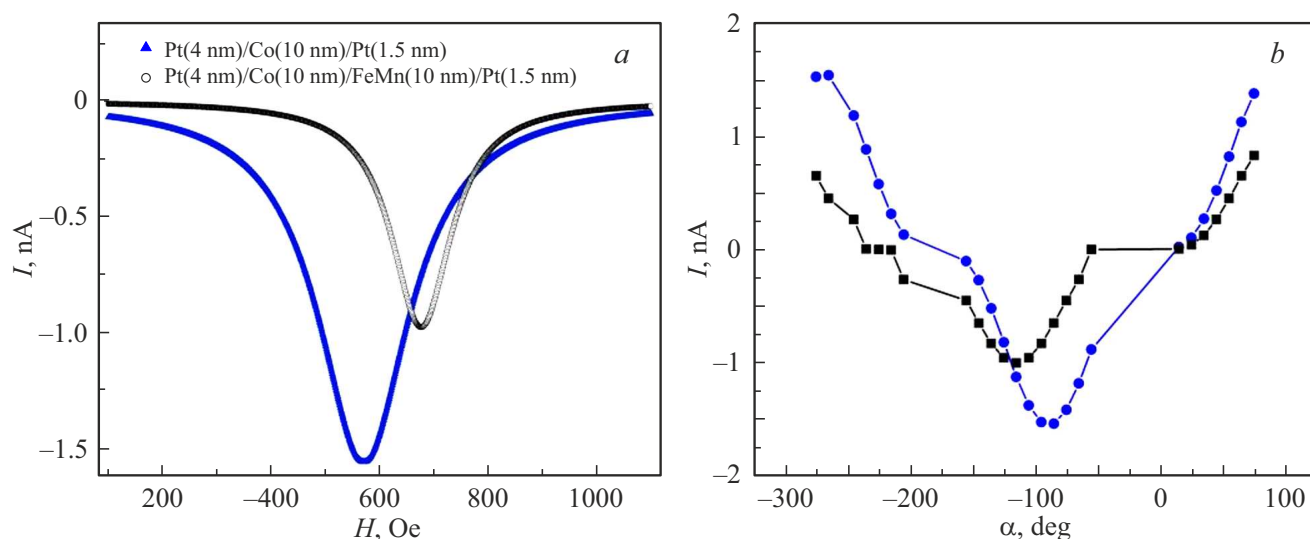


Рис. 5. а) Спектры спинового тока для структур Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(10 nm)/Pt(1.5 nm) (синяя линия) и Pt(4 nm)/Co(10 nm)/Pt(1.5 nm) (черная линия). б) Угловая зависимость сигнала, вызванного спиновой накачкой, в структурах Co/FeMn/Pt и Co/Pt.

Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(10 nm)/Pt(1.5 nm) .

$$\frac{U_{\text{CT}}(\text{Co/FeMn/Pt})}{U_{\text{CT}}(\text{Co/Pt})} (\text{Co/Pt}) = 1.6 \quad (5)$$

В заключение, мы сообщаем о наблюдении спинового транспорта в проводящем антиферромагнетике FeMn и усилении сигнала спиновой накачки при введении слоя FeMn толщиной 10 nm между Co и Pt. Было зарегистрировано усиление амплитуды электрического тока, вызванного протеканием спинового тока, в 1.6 раза в структуре Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(10 nm)/Pt(1.5 nm), по сравнению со структурой Pt(4 nm)/Co(10 nm)/Pt(1.5 nm). Была получена угловая зависимость смешанного напряжения (U_{CT} и $U_{\text{AMC}}^{\text{Sym}}$) в обменно-смещенной структуре Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(10 nm)/Pt(1.5 nm) и угловая зависимость электрического тока, вызванного протеканием спинового тока в структуре Pt(4 nm)/Co(10 nm)/FeMn(10 nm)/Pt(1.5 nm). Данные результаты интересны с точки зрения исследования спиновой динамики в антиферромагнитных материалах.

Финансирование работы

Настоящая работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 23-79-00016 (<https://rscf.ru/project/23-79-00016/>, ФГБУН Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, г.Москва) с использованием оборудования Междисциплинарного центра коллективного пользования в области нанотехнологий и новых функциональных материалов ДВФУ для исследования магнитных гистерезисов полученных пленок. Исследование угловых характеристик ферромагнитного резонанса

было выполнено в рамках гранта Российского научного фонда № 25-79-00052 (<https://rscf.ru/project/25-79-00052/>).

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Wang, C. Du, P.C. Hammel, F. Yang. Phys. Rev. Lett. **113**, 097202 (2014).
- [2] C. Hahn, G. De Loubens, V.V. Naletov, J. Ben Youssef, O. Klein, M. Viret. EPL. **108**, 57005 (2014).
- [3] H. Wang, C. Du, P.C. Hammel, F. Yang. Phys. Rev. Lett. **113**, 097202 (2014).
- [4] R. Khymyn, I. Lisenkov, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, B.A. Ivanov. Phys. Rev. B. **93**, 224421 (2016).
- [5] А.Л. Хорошилов, А.В. Богач, С.В. Демишев, К.М. Красиков, С.Е. Половец, Н.Ю. Шицевалова, В.Б. Филипов, Н.Е. Случанко. ПЖЭТФ. **115**, 130 (2022).
- [6] А.С. Пахомова, П.Н. Скирдков, В.В. Юрлова, А.И. Чернова, К.А. Звездин. Физ. мет. металловед. **125**, 502 (2024).
- [7] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa, E. Saitoh. J. Appl. Phys. **109**, 103913 (2011).
- [8] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, A.N. Slavin, B.A. Ivanov. Phys. Rev. B. **93**, 224421 (2016).
- [9] И.А. Антонов, Р.В. Горев, Ю.А. Дудин, Е.А. Караштин, Д.С. Королев, И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, П.А. Юнин. Физ. мет. металловед. **126**, 186 (2025).
- [10] J. Nogues, I.K. Shuller. J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).
- [11] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).

- [12] S. Giri, M. Patra, S. Majumdar. J. Phys. Condens. Matter. **23**, 073201 (2011).
- [13] A. Layadi, W. Cain, J.-W. Lee, J. Artman. IEEE Trans. Magn. **23**, 2993 (1987).
- [14] R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen, W.F. Egelhoff. J. Appl. Phys. **83**, 7037 (1998).
- [15] R.L. Stamps. J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, R247 (2000).
- [16] Т.А. Шайхулов, А.С. Федоров, С.С. Сафонов, Т.В. Богданова, А.А. Федорова, М.А. Базров, Ж.Ж. Намсараев, В.В. Демидов, Д.В. Калябин, С.А. Никитов. Физ. мет. металловед. **126**, 11, 1220 (2025).
- [17] S. Emori, U.S. Alaam, M.T. Gray, V. Sluka, Y. Chen, A.D. Kent, Y. Suzuki. Phys. Rev. B. **94**, 224423 (2016).
- [18] A. Azevedo, L.H. Vilela-Leao, R.L. Rodriguez-Suarez, A.F. Lacerda Santos, S.M. Rezende. Phys. Rev. B. **83**, 144402 (2011).
- [19] Т.В. Богданова, А.С. Федоров, С.С. Сафонов, А.А. Федорова, Т.А. Шайхулов, М.А. Базров, Ж.Ж. Намсараев, В.В. Демидов, Д.В. Калябин, С.А. Никитов. Физ. мет. металловед. **126**, 9, 1022 (2025).

Редактор Ю.Э. Кутаев