

Температурная зависимость поля зародышеобразования в уединенных и обменно-связанных ультратонких пленках Co

Р. С. Евстигнеев¹⁾, Ю. П. Кабанов, Л. С. Успенская¹⁾, В. С. Горнаков¹⁾

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2026 г.

После переработки 21 июля 2026 г.

Принята к публикации 21 июля 2026 г.

В диапазоне температур $T = 30 \div 300$ К экспериментально изучен процесс перемангничивания ультратонких слоев Co, уединенных и обменно-связанных через слой Pd, и определены поля зародышеобразования H_N . Обнаружено, что в обменно-связанных пленках на зависимостях $H_N(T)$ наблюдается кроссовер. В области высоких температур, где слои перемангничиваются независимо друг от друга, как и в однослойных пленках, $H_N \sim T^{-1}$, в области низких температур, где слои перемангничиваются скоррелированно, $H_N \sim \ln(T^{-1})$. Проведенные численные расчеты показали, что определяющим фактором зародышеобразования в гетероструктуре является межслоевое обменное взаимодействие, что позволяет качественно объяснить зависимость $H_N(T)$.

DOI: 10.7868/S3034576626090123

1. Введение. Процесс преобразования намагниченности в наноразмерных магнитных пленках и гетероструктурах, лежащий в основе устройств спинтроники и магнитной памяти нового поколения [1, 2], относится к наиболее важным фундаментальным проблемам ферромагнетизма. Особый интерес представляют ультратонкие ферромагнитные (ФМ) пленки и гетероструктуры [3] с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) типа ферромагнетик/тяжелый немагнитный металл (ФМ/НМ). Сильное спин-орбитальное взаимодействие на интерфейсах этих систем позволяет эффективно управлять стабильностью магнитных состояний и существенно влиять на динамику доменных границ (ДГ) [4–6]. С прикладной и фундаментальной точек зрения ключевыми характеристиками таких магнетиков являются критические поля, при которых происходит переключение намагниченности. Известно, что в идеальном ФМ кристалле этот процесс должен протекать одномоментно во всем объеме в поле анизотропии. Однако в большинстве реальных структур перемангничивание активируется локально на дефектах в существенно меньших полях (парадокс Брауна [7]) и включает в себя зарождение микродоменов обратной фазы с их последующим расширением [8, 9].

Несмотря на то, что на текущий момент кинетика движения ДГ в пленках с ПМА изучена достаточно подробно [10–12], процессы зарождения доменов до сих пор вызывают вопросы. Большинство экспери-

ментальных работ, исследующих влияние дефектов или взаимодействия Дзялошинского–Мории на зародышеобразование, выполнены исключительно при комнатной температуре [13–15]. В то же время температурная эволюция полей зарождения, являющаяся фундаментальной характеристикой преобразования доменной структуры магнетиков и важнейшим индикатором термической стабильности наномгнитных ячеек памяти, остается слабо изученной. Экспериментальные данные температурных зависимостей зародышеобразования в низкотемпературном диапазоне практически отсутствуют как для уединенных ФМ-слоев, так и для многослойных систем, где процессы зарождения в отдельных ФМ-слоях неизбежно усложняются межслоевым обменным взаимодействием через НМ-прослойку.

В настоящей работе проведено прямое экспериментальное изучение температурных зависимостей полей зарождения доменов новой фазы H_N в диапазоне температур от 30 до 300 К. С помощью метода магнитооптической Керр-микроскопии исследованы два типа объектов: ультратонкий слой Co и обменно-связанная гетероструктура Pd/Co/Pd/Co/Pd. Проведено сравнение температурных зависимостей полей H_N этих двух тонкопленочных магнетиков. Обнаружено, что включение межслоевого обменного взаимодействия приводит к принципиальному изменению характера температурной зависимости полей зарождения по сравнению с уединенным слоем, качественно меняя кинетику процесса перемангничивания при низких температурах. Для объяснения это-

¹⁾e-mail: evstigneev@issp.ac.ru

го феномена предложена физическая модель, связывающая наблюдаемые аномалии с трансформацией энергетического барьера зародышеобразования, что открывает новые подходы к управлению магнитной стабильностью многослойных спинтронных устройств.

2. Методика эксперимента. Эксперименты проводились на ФМ пленке Ta(2 нм)/Pt(1.5 нм)/Co(0.6 нм)/Pt(1.5 нм)/Ta(2 нм) с одним ферромагнитным слоем Co и на гетероструктуре Ta(2 нм)/Pd(1 нм)/Co(0.4 нм)/Pd(6 нм)/Co(0.4 нм)/Pd(1 нм)/Ta(2 нм) с двумя ФМ слоями Co, связанными ФМ межслоевым обменным взаимодействием. Наличие интерфейсов Co/Pt и Co/Pd обеспечивало формирование ПМА в обеих структурах. Исследуемые материалы были изготовлены методом магнетронного распыления на окисленные кремниевые подложки размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ при комнатной температуре. Осаждение проводилось в атмосфере аргона при рабочем давлении $1.5 \cdot 10^{-3}$ Торр и базовом давлении ниже $2 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Для исследования температурной зависимости поля зарождения доменов использовался поляризационный микроскоп ПОЛАМ П-312, оснащенный оптическим криостатом, обеспечивающим возможность проводить измерения в диапазоне температур 30–300 К. Визуализация доменной структуры осуществлялась с помощью полярного эффекта Керра. Магнитооптическое изображение этой структуры регистрировалось ССД-камерой, сохранялось и обрабатывалось на ЭВМ.

Перед началом измерений образец намагничивался до насыщения в постоянном магнитном поле $H_Z = +160$ кА/м, направленном перпендикулярно плоскости пленки. Затем к образцу прикладывались импульсы магнитного поля противоположной полярности длительностью 10 мс, амплитуда которых увеличивалась до появления на магнитооптическом изображении локальной области с контрастом, отличным от исходного состояния. Поле, при котором впервые регистрировался такой контраст, принималось за поле зарождения домена обратной фазы H_N .

Минимальный размер регистрируемого домена определялся пространственным разрешением оптической системы и уровнем теплового шума матрицы камеры. В используемой экспериментальной установке надежная регистрация доменов была возможна при их характерном размере не менее 3 мкм.

Измерения проводились в одних и тех же локальных областях образца при последовательном изменении температуры. Для каждой температуры процедура насыщения образца и определения поля зарождения

повторялась заново. При этом погрешность измерения поля зарождения не превышала 1 кА/м.

3. Экспериментальные результаты. На рисунке 1 схематически изображен процесс зарождения домена обратной фазы в структуре Pt/Co/Pt. При достижении полем значения H_N в ФМ слое появляется локальная область с контрастом, отличным от исходного состояния, соответствующая зарождению микродомена. Дальнейшее увеличение амплитуды магнитного поля приводит к его расширению и последующему переманчиванию пленки.

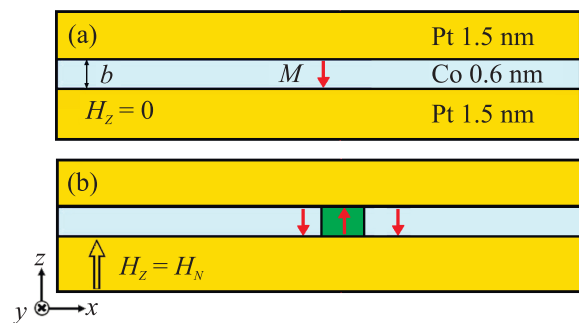


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение процесса переманчивания структуры Pt/Co/Pt: (a) до и (b) после зарождения домена

Температурная зависимость поля зарождения H_N представлена на рис. 2а. Видно, что при понижении температуры поле зарождения монотонно возрастает. В координатах $1/T$ и H_N экспериментальные данные аппроксимируются линейной зависимостью с коэффициентом достоверности $R^2 = 0.9928$ (рис. 2б).

При температурах ниже 125 К поле зарождения существенно возрастает, что приводит к одновременному возникновению большого числа зародышей в различных областях пленки и их быстрому расширению. В этих условиях корректное определение поля зарождения в выбранной локальной области становится невозможным.

Для гетероструктуры Pd/Co/Pd/Co/Pd имеют место два качественно различных режима зарождения доменов. При температурах $T > T_1 = 180$ К зарождение домена первоначально происходит только в верхнем ФМ слое Co (рис. 3а, б) при величине поля H_{N1} . При дальнейшем увеличении магнитного поля домен расширяется, приводя к переманчиванию верхнего слоя. Лишь при достижении поля H_{N2} происходит зарождение домена в нижнем слое с последующим его расширением.

При температурах $T \leq T_2 = 175$ К зарождение домена и дальнейшее переманчивание происходят

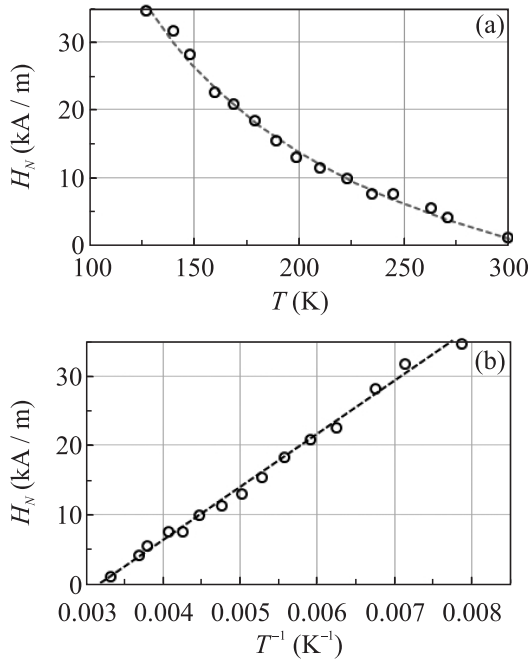


Рис. 2. Изменение поля зарождения домена в однослойной структуре в зависимости от температуры (а) и то же в зависимости от обратной температуры (б)

согласованно сразу в обоих ФМ слоях (рис. 3с, д). В промежуточном диапазоне температур $T_2 < T < T_1$ реализуются оба режима перемангничивания: зарождение домена может происходить как в одном верхнем слое, так и одновременно в обоих слоях.

Температурная зависимость поля зарождения H_N для двуслойной структуры приведена на рис. 4а. Как и в случае однослойной пленки, поле зарождения возрастает при понижении температуры. Однако зависимость $H_N(T)$ имеет выраженный перегиб в области $T_2 < T < T_1$, в которой имеет место переход между независимым и скоррелированным режимами перемангничивания ФМ слоев. В аналогичных гетероструктурах с другими толщинами НМ-прослойки и ФМ-слоев интервалы $\Delta T = T_1 - T_2$, определяемые свойствами центров зарождения, были меньше, зависели от их расположения и менее отчетливо проявлялись в области кроссовера.

В высокотемпературной области ($T > T_1$), соответствующей независимому перемангничиванию слоев, зависимость H_N удовлетворительно описывается линейной функцией от обратной температуры с коэффициентом достоверности $R^2 = 0.9949$ (рис. 4б). В низкотемпературной области, где наблюдается скоррелированное перемангничивание слоев, экспериментальные данные аппроксимируются логарифмической зависимостью с коэффициентом достоверности $R^2 = 0.9924$ (рис. 4с).

4. Обсуждение результатов. Для интерпретации наблюдаемой температурной зависимости рассмотрим модель термоактивированного зародышеобразования, предложенную в работе [9]. Согласно данной модели в ФМ тонкопленочном образце с ПМА перемангничивание происходит за счет переворота спинов, локализованных вблизи одной из поверхностей пленки, с последующим формированием цилиндрического микродомена радиусом R с обратной относительно исходной намагниченностью. В ФМ пленке свободная энергия этого микродомена E определяется энергией его ДГ и энергией Зеемана во внешнем магнитном поле H_z , зависящими от R . Из условия минимизации $dE/dR = 0$ следует, что критическому радиусу $R = R_{CR}$ отвечает потенциальный барьер E_B для формирования зародыша домена новой фазы, который соответствует максимуму свободной энергии $E(R)$, т.е. E_B будет убывать как при аннигиляции зародыша (при $R < R_{CR}$), так и при его расширении (при $R > R_{CR}$). Таким образом, при $R = R_{CR}$ энергия $E = E_B$ будет представлять собой энергию потенциального барьера для зарождения домена и равна [9]

$$E_B/b = \pi\sigma^2/2\mu_0 M_s H_z, \quad (1)$$

где b – толщина ФМ пленки, σ – плотность энергии доменной стенки, $\mu_0 M_s$ – намагниченность насыщения. Отсюда следует, величина поля $H_z = H_N$, соответствующего полю зарождения

$$H_N = \pi\sigma^2 b/2\mu_0 M_s E_B. \quad (2)$$

Формирование зародыша нового домена в ФМ тонкой пленке связано с дефектами ее кристаллической структуры, где значения локальной анизотропии отличны от анизотропии в остальной части кристалла. Это делает зарождение домена в этом месте более вероятным. Тем не менее для возникновения локальной области с перевернутыми спинами необходимо преодолеть потенциальный барьер E_B . Таким образом, для зарождения домена обратной намагниченности необходимо сообщить энергию, близкую к энергии барьера. Высота барьера уменьшается при увеличении величины приложенного поля, приводящего к переориентации магнитных моментов. Температура также активизирует преодоление энергетического барьера. Ее влияние на время перемангничивания подчиняется закону Аррениуса [9, 16]

$$\tau = \tau_0 \exp(E_B/k_B T), \quad (3)$$

где k_B – постоянная Больцмана и τ_0 – время попытки перемангничивания, характерное для конкретного материала. Тогда величину потенциального барьера

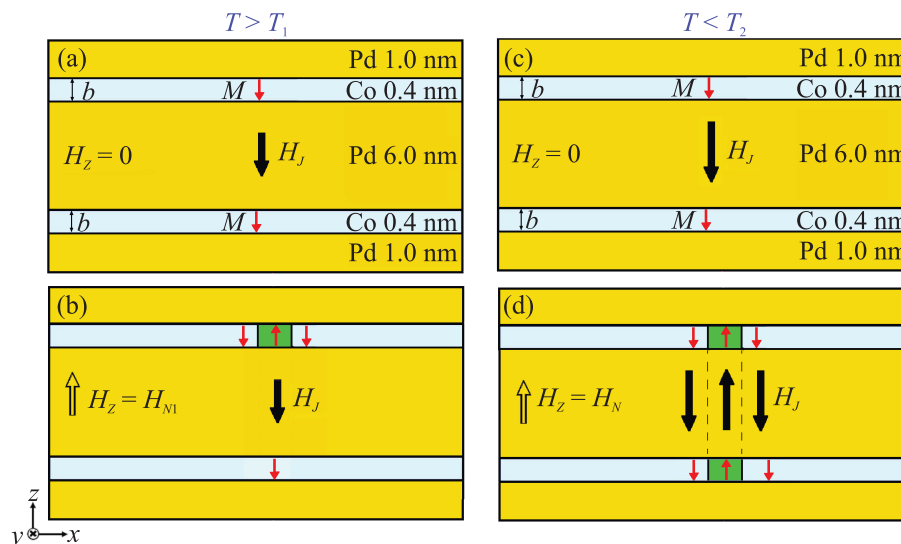


Рис.3. (Цветной онлайн) Схематичное изображение процесса перематничивания обменно-связанной структуры Pd/Co/Pd/Co/Pd: независимое перематничивание слоев при высокой температуре (а), (b) и скоррелированное перематничивание при низких температурах (с), (d)

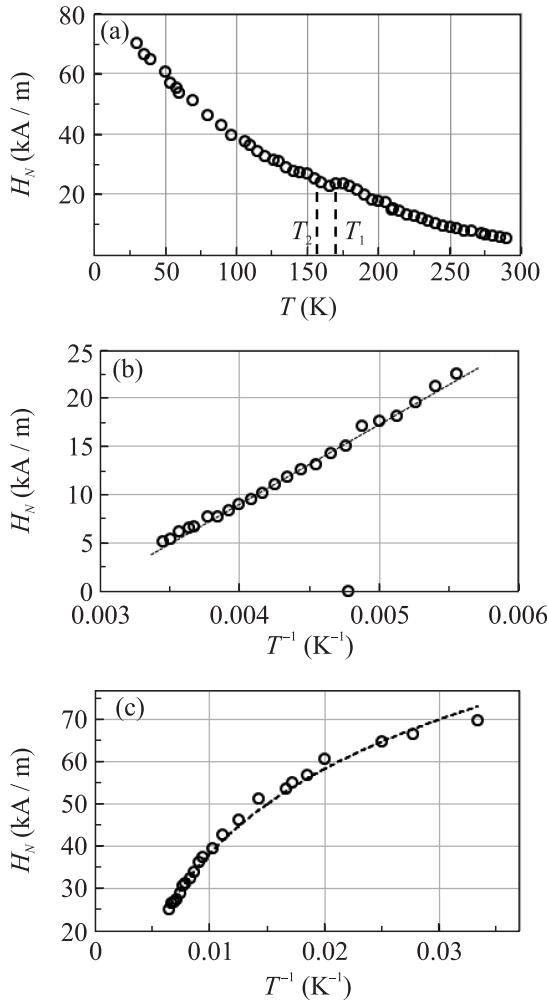


Рис. 4. Температурная зависимость поля зарождения домена в гетероструктуре Pd/Co/Pd/Co/Pd (a). Она же в зависимости от обратной температуры при $T > T_1$ (b) и при $T \leq T_2$ (c)

нием температуры [17], величина H_N стремится к фиксированному значению, аналогично тому, как это получено в эксперименте (рис. 5). Вычисленные по формуле (11) зависимости $H_N(T)$ и $H_N(T^{-1})$ приведены на рис. 5a и b соответственно. Видно, что зависимость на рис. 5b хорошо согласуется с зависимостью на рис. 4b, полученной экспериментально. Наилучшее согласие достигается при критическом радиусе зародыша $r = 5$ нм. При варьировании r в диапазоне 4.5–5.5 нм рассчитанное поле зарождения изменяется лишь на 5–20 %, тогда как характер зависимости $H_N(T)$ остается неизменным, что свидетельствует об устойчивости модели к выбору данного параметра. Таким образом, учет межслоевого обменного взаимодействия приводит к кардинальному изменению температурной зависимости полей зарождения

в магнитной гетероструктуре ФМ/НМ/ФМ. Определяющим ход зависимости $H_N(T)$ в таких гетероструктурах является увеличение плотности энергии $J(T)$ с уменьшением температуры [17] в противовес уменьшающейся энергии $E_B(T)$ [9].

Кинетика зарождения нового домена в гетероструктуре схематически представлена на рис. 3. В исходном состоянии магнитные моменты обоих ФМ слоев ориентированы вдоль внешнего поля H_z (рис. 3a, c). На спины действует эффективное поле межслоевого обменного взаимодействия H_J (5), пропорциональное энергии обмена (J). Поскольку в исследуемой гетероструктуре межслоевое взаимодействие является ФМ, магнитные моменты в обоих слоях ориентированы параллельно друг другу вдоль оси ПМА.

При $T > T_1$ межслоевое обменное взаимодействие не оказывает определяющего влияния на зарождение доменов. В поле обратной полярности новый домен возникает сначала в одном из ФМ слоев при $H_z = H_{N1}$, после чего происходит его переманчивание за счет движения доменных границ. Лишь при дальнейшем увеличении поля домен зарождается во втором слое при $H_z = H_{N2}$. Таким образом, зародышеобразование в слоях происходит независимо, вследствие чего температурные зависимости $H_N(T)$ для каждого слоя совпадают с зависимостью, наблюдаемой в отдельной ультратонкой ФМ пленке, и следуют закону $H_N \propto T^{-1}$.

Иначе происходит зарождение доменов в гетероструктуре при $T < T_2$, где обменное взаимодействие между слоями играет решающую роль. Наличие сильной связи между спинами в ФМ слоях кардинально меняет кинетику их переманчивания. Очевидно, что при формировании доменов в ФМ слоях в магнитном поле H_z для преодоления потенциального барьера, кроме энергии внешнего поля, необходимо учитывать и энергию межслоевого обмена J , эффективное поле H_J которого направлено против поля H_z , препятствуя переключению системы спинов на поверхности какого-либо одного из ФМ слоев гетероструктуры. Так как процесс зародившегося возбуждения носит термоактивационный характер, то любая флуктуация намагниченности одновременно в обоих слоях вызовет их лавинообразное переключение, поскольку в этом случае направление поля H_J изменится на противоположное и будет уже складываться с полем H_z (рис. 3d), и, как следствие, закон температурной зависимости полей зарождения доменов новой фазы примет вид, отличный от T^{-1} . Критический вклад в этот закон будет вносить зависимость $J(T)$.

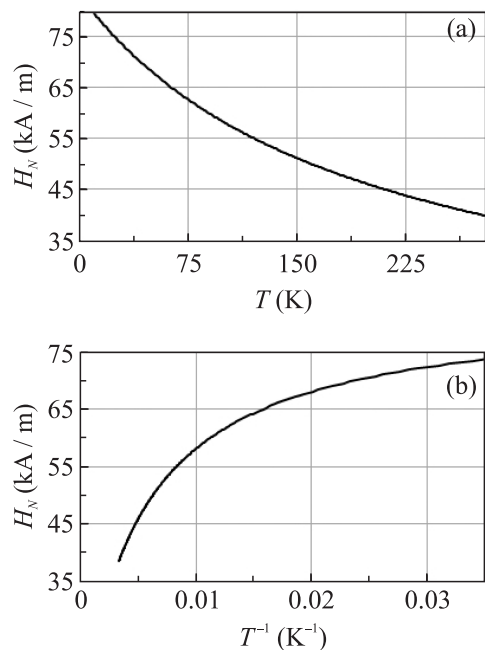


Рис. 5. Расчетные зависимости поля зарождения домена в гетероструктуре Pd/Co/Pd/Co/Pd от температуры (a) и от обратной температуры (b). Расчетная кривая была получена при следующих значениях параметров уравнения (10): $\sigma = 10^{-3}$ Дж/м², $b = 4 \cdot 10^{-10}$ м, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м, $M_s = 10^6$ А/м, $p = 0.5$, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, $k_F = 1.2 \text{ \AA}^{-1}$, $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг, $d = 6 \cdot 10^{-9}$ м, $\hbar = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с. Радиус зародыша $r = 5$ нм – подгоночный параметр

5. Заключение. Установлено, что в ультратонкой пленке Ta(2 нм)/Pt(1.5 нм)/Co(0.6 нм)/Pt(1.5 нм)/Ta(2 нм) температурная зависимость поля зарождения доменов во всем исследованном диапазоне температур подчиняется закону $H_N \propto T^{-1}$, предсказанному теоретически для термоактивированного зародышеобразования.

В гетероструктуре Ta(2 нм)/Pd(1 нм)/Co(0.4 нм)/Pd(6 нм)/Co(0.4 нм)/Pd(1 нм)/Ta(2 нм) показано, что при $T > T_1$, когда зарождение доменов в ФМ слоях происходит независимо, зависимости $H_N(T)$ для каждого из слоев также следуют закону T^{-1} . Однако при $T < T_2$ реализуется связанное зарождение доменов в обоих слоях Co, связанных обменным взаимодействием, а температурная зависимость поля зарождения становится близкой к закону $\ln(T^{-1})$.

Таким образом, впервые показано, что межслоевое обменное взаимодействие является определяющим фактором зародышеобразования в гетероструктуре ФМ/НМ/ФМ. Учет энергии межслоевого обменного взаимодействия $J(T)$ объясняет качественное изменение механизма зародышеобразования и со-

ответствующий переход от зависимости $H_N \propto T^{-1}$ к зависимости, близкой к $\ln(T^{-1})$.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Diény, P. Pirro, and B. Hillebrands, "Review on spintronics: Principles and device applications", J. Magn. Mater. **509**, 166711 (2020).
2. B. Dieny, I.L. Prejbeanu, K. Garello et al. (Collaboration), "Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry", Nat. Electron. **3**, 446 (2020).
3. B. Heinrich and J.F. Cochran, "Ultrathin metallic magnetic films: Magnetic anisotropies and exchange interactions", Adv. Phys. **42**, 523 (1993).
4. F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak et al. (Collaboration), "Interface-driven phenomena in magnetism", Rev. Mod. Phys. **89**, 025006 (2017).
5. A. Soumyanarayanan, N. Reyren, A. Fert, and C. Panagopoulos, "Emergent phenomena in ferromagnet/heavy-metal interfaces", Nature **539**, 509 (2016).
6. A. Manchon, J. Železný, I.M. Miron, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, "Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems", Rev. Mod. Phys. **91**, 035004 (2019).
7. W.F. Brown Jr., *Micromagnetics* (Interscience Publishers, John Wiley & Sons, N.Y., 1963).
8. J. Moritz, B. Dieny, J.P. Nozières, Y. Pennec, J. Camarero, and S. Pizzini, "Experimental evidence of a $1/H$ activation law in nanostructures with perpendicular magnetic anisotropy", Phys. Rev. B **71**, 100402(R) (2005).
9. S. Pizzini, J. Vogel, S. Rohart, L.D. Buda-Prejbeanu, E. Jué, O. Boulle, I.M. Miron, C.K. Safeer, S. Auffret, G. Gaudin, and A. Thiaville, "Chirality-induced asymmetric magnetic nucleation in Pt/Co/AlO_x ultrathin microstructures", Phys. Rev. Lett. **113**, 047203 (2014).
10. P.J. Metaxas, J.P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R.L. Stamps, "Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy", Phys. Rev. Lett. **99**, 217208 (2007).

11. V.S. Gornakov, I.V. Shashkov, and Yu.P. Kabanov, “Temperature Dependence of the Kinetics of Domain-Structure Transformation in Heterophase Co/Pt/Co Films”, *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques* **18**, 384 (2024).
12. И. В. Шашков, Ю. П. Кабанов, Р. С. Евстигнеев, В. С. Горнаков, “Влияние температуры на величину межслоевого обменного взаимодействия в гетеро-структуре Co/Pd/Co”, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **2**, 54 (2024) [I. V. Shashkov, Y. P. Kabanov, R. S. Evstigneev, and V. S. Gornakov, “Temperature Effect on the Interlayer Exchange Interaction in a Co/Pd/Co Heterostructure”, *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques* **18**, 166 (2024)].
13. А. А. Карпачева, Н. В. Митетело, М. А. Степанов, А. А. Гуськов, А. С. Каминский, А. П. Пятаков, “Механо-индуцированное локальное зарождение магнитных доменов в пленке феррита граната“, *Письма в ЖЭТФ* **122**, 103 (2025) [A. A. Karpacheva, N. V. Mitetelo, M. A. Stepanov, A. A. Gus'kov, A. S. Kaminskiy, and A. P. Pyatakov, “Strain-Induced Local Nucleation of Magnetic Domains in Iron Garnet Film”, *JETP Lett.* **122**, 97 (2025)].
14. J. Vogel, J. Moritz, and O. Fruchart, “Nucleation fields of perpendicular magnetic domains in ultrathin films and multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 34 (2005).
15. S. Kim, P.-H. Jang, D.-H. Kim, M. Ishibashi, T. Taniguchi, T. Moriyama, K.-J. Kim, K.-J. Lee, and T. Ono, “Magnetic droplet nucleation with a homochiral Néel domain wall”, *Phys. Rev. B* **95**(22), 220402(R) (2017).
16. W.F. Brown, “Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle”, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
17. P. Bruno, “Theory of interlayer magnetic coupling”, *Phys. Rev. B* **52**, 411 (1995).