

05,08

Резонансные исследования магнитной анизотропии тонкой пленки CoNi

© А.В. Кобяков^{1,2}, Г.С. Патрин^{1,2}, Я.А. Вахитова¹, Я.Г. Шиян^{1,2}, В.И. Юшков^{1,2}

¹ Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

² Институт физики им. Л.В. Киренского,
Федеральный исследовательский центр „Красноярский научный центр СО РАН“,
Красноярск, Россия

E-mail: nanonauka@mail.ru

Поступила в Редакцию 29 июля 2026 г.

В окончательной редакции 6 августа 2026 г.

Принята к публикации 6 августа 2026 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитных анизотропных свойств пленок $\text{Co}_{80.5}\text{Ni}_{19.5}$. Из анализа температурных зависимостей резонансных полей определены температурные зависимости полей магнитной анизотропии как внутри плоскостной анизотропии, так и перпендикулярной анизотропии. Проведен анализ зависимости коэрцитивной силы, определены феноменологические параметры, позволяющие описать зависимость коэрцитивной силы от температуры. Установлено, что дополнительно к анизотропии формы присутствует вклад в перпендикулярную анизотропию.

Ключевые слова: магнитный резонанс, анизотропия, тонкие пленки.

DOI: 10.61011/FTT.2026.09.63911.10284

1. Введение

Разработка и исследование материалов, пригодных для практического использования в устройствах микро- и нанoeлектроники направлены на решение как разнообразных прикладных задач, так и проблем фундаментальной физики конденсированного состояния [1]. Содержащие металлические пленки выделяются тем, что структуры на их основе обладают богатым набором физических свойств [2]. В частности, такие пленки используются в СВЧ устройствах [3,4], для магнитооптической памяти [5], в микро/нано электромеханических системах (MEMS/NEMS) [6]. Пленки системы Co–Ni как в виде сплава, так и при послойном напылении материалов показывают необычные изменения анизотропии магнитных свойств [7]. Изначально, пленки $\text{Co}_{82}\text{Ni}_{18}$ рассматривались как перспективные материалы для параллельной магнитной записи [8]. В дальнейшем нанесение на слой кобальта слоя никеля использовали для создания структур с перпендикулярной магнитной анизотропией для магнитной памяти [9–11]. Здесь необходимо учитывать вклады магнитоупругой анизотропии, обусловленной деформацией, магнитокристаллической анизотропии, анизотропии, вызванной шероховатостью, и взаимной диффузией слоев в многослойных структурах Co/Ni. Обнаружено, что в подобных пленочных структурах существенное влияние на их свойства оказывают технология получения и структура слоев [12–15].

В настоящее время пленочные структуры, содержащие слои CoNi, используют в устройствах на основе туннельного магнитосопротивления [16]. Особый инте-

рес представляет память с передачей спинового момента (STT-RAM). Это новый тип твердотельной памяти, использующий электрический ток для считывания и записи данных, хранящихся на магнитном моменте электронов. Однако одной из основных проблем при внедрении STT-RAM является высокий ток переключения намагниченности. Решение видится в использовании многослойных столбчатых структур из чередующихся слоев Co и Ni. Использование материала CoNi для спинтроники обусловлено высокой степенью спиновой поляризации и возможностью управления магнитной анизотропией [7].

В плане развития методов управления магнитной анизотропией и способов перемагничивания гетероструктур используют воздействие на магнитную подсистему электрическим током [17]. Здесь в гетероструктуре $[\text{CoNi}/\text{Cu}/\text{CoFe}/\text{Cu}]_n/\text{PMN-PT}$ параллельный магнитный момент между двумя магнитными слоями в исходном состоянии может стать перпендикулярным под действием электрического поля. На основе этих рассуждений предложена модель магнитоэлектрического запоминающего устройства с записью под действием напряжения.

Однако разработка подобных методов требует детального знания магнитных свойств активных слоев в статическом и в динамическом режимах. В этом направлении определена закономерность зависимости температуры Кюри от толщины слоя CoNi в структуре CoNi/Pt [18], установлены магнитные и структурные свойства поверхности сплава CoNi [15]. В структурах CoNi/Si/FeNi с полупроводниковой прослойкой обнаружен эффект сосуществования положительного обменного смещения

и магнитной пружины [19], а также биквадратичное межслоевое взаимодействие [20].

В свете выше изложенного мы провели детальное исследование магнитной анизотропии пленки сплава CoNi методом электронного магнитного резонанса для состава, перспективного для разработки „параллельной“ магнитной памяти.

2. Методика эксперимента

Методом магнетронного распыления синтезированы пленки CoNi на подложке SiO₂ при базовом давлении $\sim 10^{-9}$ Торр. Содержание никеля в слое CoNi составляло 19.5 at. %. Толщина слоя CoNi была $t \sim 30 \pm 2$ nm. Вся структура покрывалась сверху слоем кремния толщиной 30 nm, чтобы предотвратить окисление верхнего слоя. Для наведения магнитной анизотропии напыление и последующее охлаждение происходило в магнитном поле (~ 200 Oe). Измерения намагниченности проводились на установке MPMS-XL. Толщины слоев контролировались на электронном микроскопе JEOL JEM-2100 (при подготовке образца на установке Gatan PIPS). Поперечный срез пленки представлен на рис. 1. Также было установлено, что пленка CoNi была поликристаллической и находилась в гексагональной фазе. Рельеф поверхности пленок исследовался на атомном силовом микроскопе (АСМ) Veeco Multi Mode (разрешение 1 nm). Установлено, что высота шероховатости поверхности не превышает 1.5 nm (рис. 2) в местах „выбросов“ и связана с неровностями подложки. Измерения спектров электронного магнитного резонанса в температурном интервале $T = 4.2\text{--}300$ K проводились на спектрометре Bruker E 580 CW EPR, действующем на СВЧ-частоте 9.48 GHz.

3. Результаты и обсуждение

При исследовании магнитостатических свойств было установлено, что измеренные петли гистерезиса намагниченности практически совпадают с ранее полученными для слоя CoNi в работе [19]. В использованном диа-

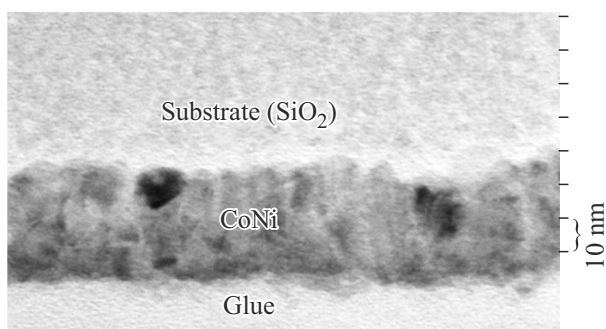


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза пленки CoNi.

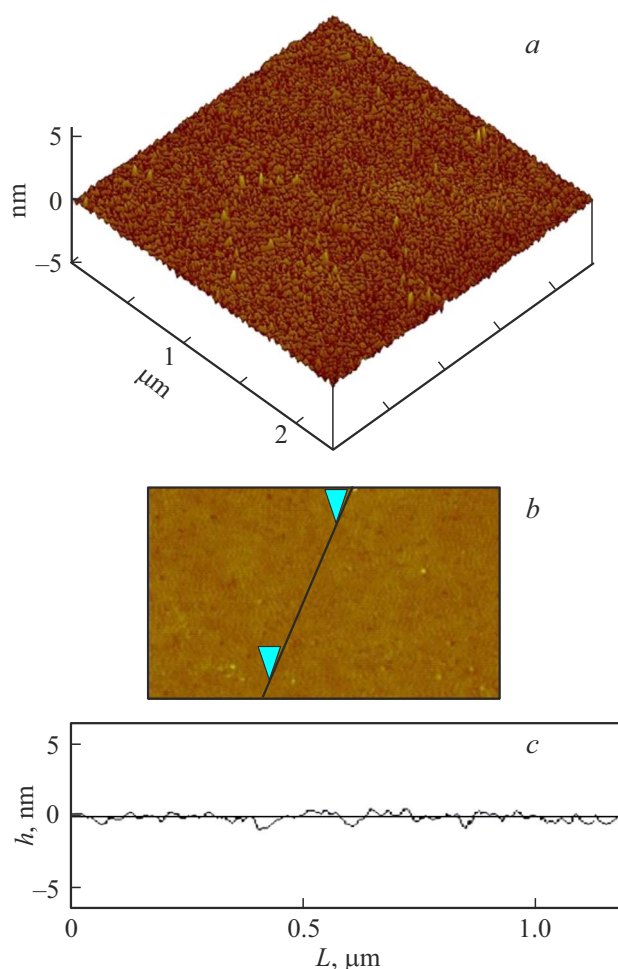


Рис. 2. Морфология пленки CoNi, полученная методом атомно-силовой микроскопии: *a* — трехмерное изображение; *b* — вид сверху; *c* — рельеф по линии, изображенной на панели *b*.

пазоне температур температурная зависимость намагниченности хорошо описывается законом Блоха „ $T^{3/2}$ “:

$$M(T) = M_0(1 - \beta T^{3/2}), \quad (1)$$

где $M_0 = 1.625$ kOe, $\beta = 3.441 \cdot 10^{-5}$. В дальнейшем эта зависимость использовалась при обработке экспериментальных данных магнитного резонанса. Температурная зависимость коэрцитивной силы (H_C), полученная из магнитостатических измерений петли гистерезиса приведена на рис. 3 (кривая 1).

На рис. 4 представлены типичные резонансные кривые, снятые в легком направлении намагничивания в плоскости пленки (кривая 1) и в направлении, перпендикулярном плоскости пленки (кривая 2) при температуре $T = 300$ K. Линии хорошо подгоняются кривыми лоренцевского типа.

Были получены зависимости величины резонансного поля (H_r) от направления магнитного поля в плоскости пленки, отсчитываемого от оси легкого направления

(рис. 5, *a*). На рисунке видна четко выраженная одноосная анизотропия. На рис. 5, *b* представлена зависимость резонансного поля при повороте магнитного поля из плоскости пленки до направления перпендикулярного плоскости. На угловой зависимости отсутствуют какие-либо особенности, и кривая имеет типичный вид. Однако оценка величины $H_r(\Theta = 0)$ указывает на то, что кроме поля анизотропии, обусловленного анизотропией формы ($H_M = 4\pi M$), существует еще один тип анизотропии. Это изменение вне плоскостной анизотропии может быть обусловлено наличием перпендикулярной анизотропии, что наблюдается в сплавах Co–Ni [15]. Имеются данные (см. работы [21,22]) по обнаружению перпендикулярной анизотропии в двухслойных пленках и мультислойных структурах на основе металлических ферромагнетиков кобальта и никеля. Величина ани-

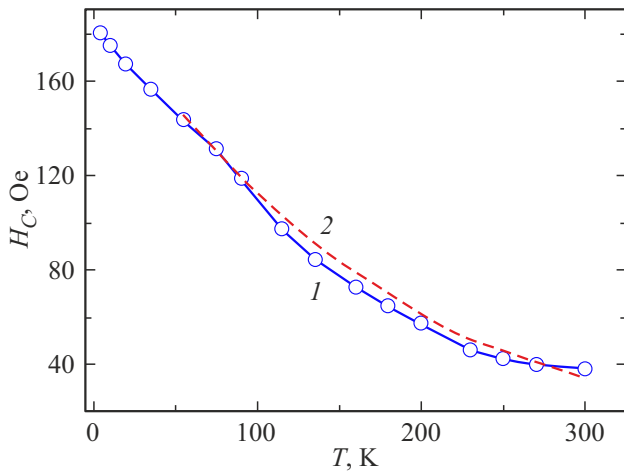


Рис. 3. Температурная зависимость коэрцитивной силы пленки CoNi: 1 — экспериментальные данные на основании магнитостатических измерений; 2 — аппроксимация по формуле (5).

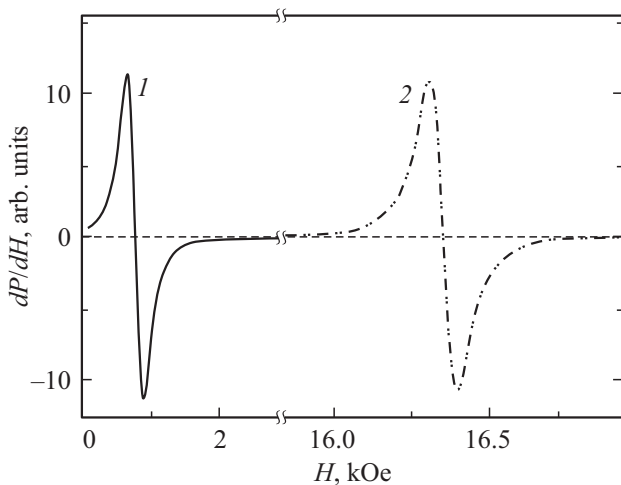


Рис. 4. Спектр резонансного поглощения пленки $\text{Co}_{80.5}\text{Ni}_{19.5}$: 1 — поле параллельно плоскости пленки; 2 — поле перпендикулярно плоскости пленки. $T = 300$ K.

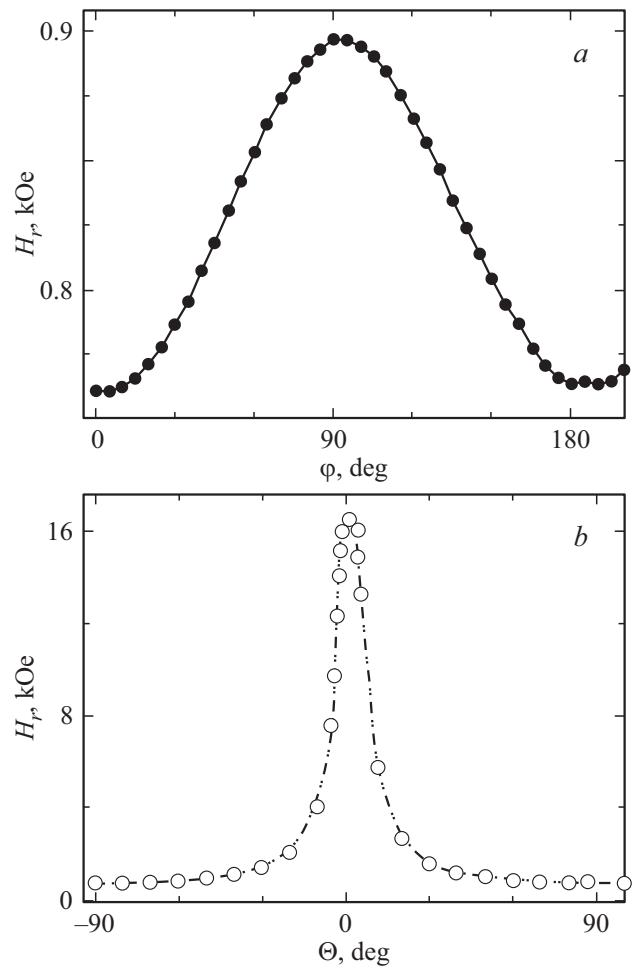


Рис. 5. Угловые зависимости резонансного поля: *a* — анизотропия в плоскости пленки; *b* — перпендикулярная анизотропия. $T = 300$ K.

тропии здесь существенно зависит от технологических условий получения пленок и от симметрии сопрягаемых плоскостей.

Для выяснения основных вкладов в анизотропию были проведены измерения температурных зависимостей резонансного поля (рис. 6, *a*). Видно, что поле резонансного поглощения в геометрии, когда поле лежит в плоскости пленки, уменьшается при уменьшении температуры и поглощение исчезает в районе $T \approx 60$ K (рис. 6, *a*, кривая 1). В перпендикулярной геометрии резонансное поле растет с понижением температуры (рис. 6, *a*, кривая 2), но растет значительно медленнее по сравнению с уменьшением $H_M(T)$.

С учетом, выше приведенных экспериментальных данных энергию магнитной системы запишем в виде:

$$E = -t(HM - (K_{\perp} + 2\pi M^2) \cos^2 \Theta + K_{\parallel} \sin^2 \varphi), \quad (2)$$

здесь H — внешнее магнитное поле в плоскости пленки, M — намагниченность магнитного слоя, t — толщина слоя CoNi, Θ — полярный угол, φ — азимутальный угол, отсчитываемый от оси легкого намагничивания,

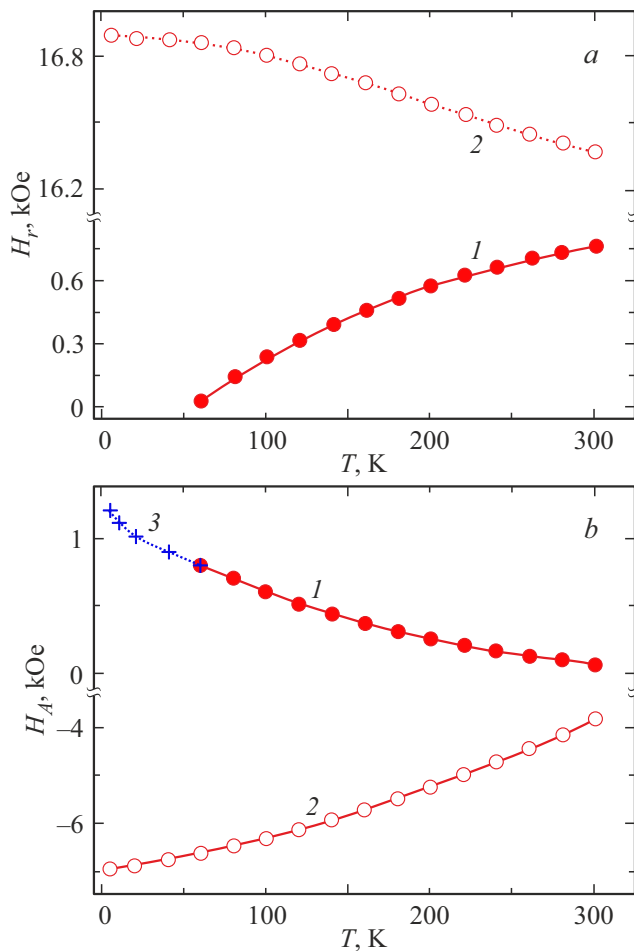


Рис. 6. Температурные зависимости резонансных полей (а) и полей анизотропии (b): 1 — поле направлено вдоль легкой оси в плоскости пленки ($\varphi = 0$ deg); 2 — поле направлено перпендикулярно плоскости пленки ($\Theta = 0$ deg); 3 — аппроксимация поля анизотропии $H_{A\parallel}$ вычисленного из экспериментальных значений H_C .

$K_{\perp}$ и $K_{\parallel}$ — константы перпендикулярной и внутри плоскостной анизотропий, соответственно. Ось Z направлена перпендикулярно плоскости.

Частоты магнитного резонанса в пленке для энергии (2) имеют такой же вид как в работе [23] для случаев поля внутри и перпендикулярно плоскости. Для поля вдоль легкой оси в плоскости пленки ($\Theta = \pi/2$, $\varphi = 0$) это будет соотношение

$$(\omega_1/\gamma)^2 = [(H + H_{A\parallel})(H + H_M - H_{A\perp})]. \quad (3)$$

Для поля, перпендикулярного плоскости ($\Theta = 0$), имеем соотношение

$$\omega_2/\gamma = H - H_M + H_{A\perp}. \quad (4)$$

Здесь H — внешнее магнитное поле, $\gamma = 2.804$ — гиромангнитное отношение, $H_{A\parallel} = 2K_{\parallel}/M$, $H_{A\perp} = 2K_{\perp}/M$, $H_M = 4\pi M$. Величина γ была получена из экспериментальных значений H_r при комнатных температурах с

использованием выражений (3) и (4) в предположении, что для соседних значений температуры величина $H_{A\parallel}$ изменяется незначительно (см. рис. 6, а). Величина H_M определялась с использованием формулы (1).

В дальнейшем по формулам (3) и (4) были вычислены температурные зависимости полей анизотропии $H_{A\parallel}$ и $H_{A\perp}$. Результаты вычислений приведены на рис. 6, b (кривая 1 — $H_{A\parallel}$, кривая 2 — $H_{A\perp}$). Видно, что поле анизотропии в плоскости пленки монотонно спадает при повышении температуры. В то же время на температурной зависимости кривой коэрцитивной силы, полученной из петель гистерезиса намагниченности при намагничивании в плоскости пленки, при $T \approx 75$ К на $H_C(T)$ имеет место перегиб (рис. 3, кривая 1). В настоящее время получено (см. работу [24]), что коэрцитивное поле в виде

$$H_C = \alpha(2K_{\parallel}/M_S) - N_{eff}M_S \quad (5)$$

достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты. Здесь α и N_{eff} следует интерпретировать как феноменологические параметры, определяющие, насколько материал далек от идеальных условий. Таким образом, коэрцитивное поле определяется двумя вкладками: 1) магнитной кристаллографической анизотропией и 2) анизотропией формы. Первый вклад более существенен при низких температурах, так как он определяется конкуренцией температурных зависимостей намагниченности (слабая зависимость) и константы магнитной анизотропии (сильная зависимость), а второй — при высоких температурах, поскольку там происходит наиболее заметное изменение намагниченности. Подгонка экспериментальных данных на рис. 3 по формуле (5) с использованием значений $H_{A\parallel} = 2K_{\parallel}/M$ из данных магнитного резонанса представлена кривой 2. Наилучшая подгонка получена при значениях параметров $\alpha = 0.07$ и $N_{eff} = 1.75 \cdot 10^2$. Видно, что в целом наблюдается неплохое соответствие между экспериментальной и подгоночной кривыми. Так как для плоскостной геометрии резонанс не наблюдается при температурах $T \leq 60$ К, то поле анизотропии H_A при низких температурах можно оценочно аппроксимировать из экспериментальных данных, используя формулу (5). Результат такого действия приведен на рис. 6, b (кривая 3).

4. Заключение

В работе представлены экспериментальные данные по магнитным анизотропным свойствам сплава CoNi в тонкопленочном состоянии, который перспективен для применения в устройствах магнитной памяти. Теоретическое описание состояния в изучении изменения магнитной анизотропии в наноструктурированных системах

представлено в работе [25]. В качестве основной причины предлагается изменение локальной анизотропии около магнитоактивного иона. Были получены следующие результаты:

— на установке магнетронного распыления со сверхвысоким базовым вакуумом получены пленки CoNi в области нанотолщин с шероховатостью не превышающей 1.5 nm;

— методом электронного магнитного резонанса исследованы температурные зависимости полей перпендикулярной и внутри плоскостной магнитных анизотропий;

— впервые количественно установлено, что во всем исследованном диапазоне температур от 4.2 до 300 K присутствует вклад магнитной кристаллографической анизотропии в перпендикулярную анизотропию, частично компенсирующий поле анизотропии формы. При этом температурный ход коэрцитивной силы претерпевает перегиб в районе 75 K, обусловленный изменением доминирующего механизма перемагничивания: при низких температурах величина коэрцитивной силы определяется внутрислойной кристаллографической анизотропией, тогда как при повышении температуры до комнатной основной вклад дает анизотропия формы. Определены параметры, описывающие зависимость коэрцитивной силы.

Благодарности

Спектры электронного магнитного резонанса получены с помощью оборудования EPR Spectrometer ELEXSYS E580 (Bruker, Germany) Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН. Авторы выражают благодарность Чуркину В.Р. за АСМ измерения.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Ping, L.E. Fullerton, O. Gutfisch, D.J. Sellmyer. *Nanoscale Magnetic Materials and Applications*. Springer Science, N.Y. (2009). 730 p.
- [2] A. Hirohita, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Dieny, P. Pirro, B. Hillebrands. *JMMM*, **509**, 166711 (2020).
- [3] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов. *ФТТ*, **50**, 4, 650 (2008).
- [4] G.V. Kurl'yanskaya, S.M. Bhagat, C. Luna, M. Vazquez. *J. Appl. Phys.*, **99**, 104308 (2006).
- [5] D. Treves, I.W. Wolf, N.J. Ballard. *Appl. Phys.*, **40**, 976 (1969).
- [6] N.V. Myung, D.-Y. Park, B.-Y. Yoo, P.T.A. Sumodjo. *JMMM*, **265**, 189 (2003).
- [7] S. Andrieu, T. Hauet, M. Gottwald, A. Rajanikanth, L. Calmels, A.M. Bataille, F. Montaigne, S. Mangin, E. Otero, P. Ohresser, P. Le Fevre, F. Bertran, A. Resta, A. Vlad, A. Coati, Y. Garreau. *Phys. Rev. Mater.*, **2**, 064410 (2018).
- [8] T. Abe, T. Nishihara. *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-22**, 5, 570 (1986).
- [9] S. Fukami, H. Sato, M. Yamanouchi, S. Ikeda, H. Ohno. *Appl. Phys. Express*, **6**, 073010 (2013).
- [10] M. Suzuki, K. Kudo, K. Kojima, T. Yasue, N. Akutsu, W.A. Diño, H. Kasai, E. Bauer, T. Koshikawa. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 406001 (2013).
- [11] I. Pardede, D. Yoshikawa, T. Kanagawa, N. Ikhsan, I. Murata, M. Obata, T. Oda. *JMMM*, **500**, 166357 (2020).
- [12] Инби Дум, В.Е. Зубов, Н.С. Перов. *ЖТФ*, **67**, 3, 63 (1997).
- [13] R. Özdemir, C.Ali Korkmaz, El-Cezeri. *J. Sci. Eng.*, **9**, 1122 (2022).
- [14] E. Aubry, T. Liu, A. Billard, A. Dekens, F. Perry, S. Mangin, T. Hauet. *JMMM*, **422**, 391 (2017).
- [15] M. Mohanta, S.K. Parida, A. Sahoo, Z. Hussain, M. Gupta, V.R. Reddy, V.R.R. Medicherla. *Physica B, Condens. Matter*. **572**, 105 (2019).
- [16] P.A. Poljakov, O.P. Poljakov, S.I. Kasatkin, V.V. Amelichev, V.A. Trapeznikov. *Sensors & Systems*, **2**, 40 (2017).
- [17] T. Jin, L. Hao, J. Cao, M. Liu, H. Dang, Y. Wang, D. Wu, J. Bai, F. Wei. *Appl. Phys. Express*, **7**, 043002 (2014).
- [18] Q. Meng, W.P. van Drent, J.C. Lodder, Th.J.A. Popma. *JMMM*, **156**, 296 (1996).
- [19] Г.С. Патрин, И.А. Турпанов, В.И. Юшков, А.В. Кобяков, К.Г. Патрин, Г.Ю. Юркин, Я.А. Живая. *Письма в ЖЭТФ*, **109**, 5, 325 (2019).
- [20] Г.С. Патрин, Я.А. Вахитова, Я.Г. Шиян, А.В. Кобяков, В.И. Юшков. *Письма в ЖТФ*, **51**, 4, 46 (2025).
- [21] G.H.O. Daalderop, P.J. Kelly, F.J.A. den Broeder. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 682 (1992).
- [22] F.J.A. den Broeder, E. Janssen, A. Mud, J.M. Kerkhof. *JMMM*, **126**, 563 (1993).
- [23] M. Farle. *Rep. Prog. Phys.*, **61**, 755 (1998).
- [24] G. Bertotti. *Hysteresis in Magnetism: For Physicists, Materials Scientists, and Engineers. Coercivity Mechanisms*. ACADEMIC PRESS. San Diego (1998). 347 p.
- [25] P. Weinberger. *Magnetic Anisotropies in Nanostructured Matter*. CRC Press, N.Y. (2009). 299 p.

Редактор А.Н. Смирнов