

07

Планарный эффект Холла и анизотропное магнитосопротивление в монокристаллических пленках сплава Гейслера CoFeMnSi

© И.В. Верюжский, А.С. Приходько, Ф.А. Усков, Ю.Е. Григорашили, Н.И. Боргардт

Национальный исследовательский университет „МИЭТ“, Зеленоград, Москва, Россия

E-mail: scme@miee.ru, sashaprixodko@gmail.com

Поступило в Редакцию 28 мая 2026 г.

В окончательной редакции 4 июля 2026 г.

Принято к публикации 5 июля 2026 г.

Планарный эффект Холла и анизотропное магнитосопротивление исследованы в монокристаллических пленках CoFeMnSi толщиной 20 nm в магнитных полях до 11 mT при комнатной температуре. После их выращивания методом лазерного осаждения на подложке MgO (100) с применением масочной технологии создавалась многослойная структура для проведения электрических измерений. Атомарное строение и состав пленок изучались методом просвечивающей электронной микроскопии. Получены осциллирующие зависимости напряжения Холла от угла между направлением протекания тока и внешним магнитным полем. Установлено, что величина анизотропного магнитосопротивления отрицательна и составляет около -0.16% .

Ключевые слова: планарный эффект Холла, анизотропное магнитосопротивление, сплав Гейслера, импульсное лазерное осаждение, электронная микроскопия.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.20.63605.20793

Развитие современной спинтроники и сенсорных технологий неразрывно связано с поиском материалов, обладающих высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда при комнатной температуре. Четвертый сплав Гейслера CoFeMnSi (CFMS) представляет значительный интерес благодаря своим уникальным электрическим и магнитным характеристикам [1,2]. В зависимости от стехиометрии и степени кристаллического порядка это соединение может проявлять свойства либо полуметаллического ферромагнетика [3], либо спинового бесщелевого полупроводника [4]. В сплавах CFMS можно реализовать 100% спиновую поляризацию [5] и использовать эффект Холла для „разделения“ спин-поляризованных электронов и дырок. Соединение характеризуется высокой температурой Кюри ($T_c \approx 763$ K для объемного образца), а его намагниченность насыщения M_s составляет порядка $3.49 \mu_B/\text{f.u.}$ [6] и подчиняется правилу Слэтера–Полинга [7].

Несмотря на ряд ожидаемых преимуществ сплава CoFeMnSi, реальные магнитотранспортные характеристики критически зависят от степени атомного упорядочения, кристаллической фазы, толщины и условий роста выращиваемых пленок. Анизотропное магнитосопротивление (АМС) и планарный эффект Холла (ПЭХ) позволяют изучить взаимосвязь между магнитным моментом и спин-орбитальным взаимодействием в материалах, закономерности которой объясняются усовершенствованной двухтоковой моделью [8]. Она описывает процессы рассеяния электронов и обуславливает отрицательное АМС для полуметаллических сплавов. Хотя отрицательное АМС было выявлено в ряде кобальтсодержащих сплавов Гейслера [9,10], включая соединение CoFeMnSi [3], данные об исследованиях планарного эффекта Холла для таких сплавов отсутствуют.

В настоящей работе представлены результаты исследования при комнатной температуре планарного эффекта Холла и анизотропного магнитосопротивления для тонких монокристаллических пленок сплава CoFeMnSi, выращенных методом импульсного лазерного осаждения на подложке MgO. Атомарное строение и состав пленок изучались методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), а для получения их электрических характеристик во внешнем магнитном поле использовалась специально изготовленная измерительная структура.

Тонкие пленки CFMS выращивались на монокристаллической подложке MgO (100) в установке импульсного лазерного осаждения путем распыления KrF-лазером (длина волны излучения 248 nm) материала мишени, представляющей собой четвертый сплав Гейслера CoFeMnSi с атомарным соотношением Co:Fe:Mn:Si 1:1:1:1 и чистотой исходных материалов 99.9%. Длительность импульса излучения составляла 20 ns.

Для получения структур, позволяющих исследовать ПЭХ и АМС в пленках CFMS, их осаждение и формирование последующих слоев проводилось через маски, изготовленные из нержавеющей стали. Метод магнетронного осаждения применялся для формирования на поверхности CFMS адгезионного слоя Cr и контактного слоя Au.

Образцы поперечного сечения, параллельного плоскости MgO (001), приготавливались методом *in situ* lift-out [11] в электронно-ионном микроскопе Helios Nanolab 650. Их исследования методами ПЭМ выполнялись с использованием прибора FEI Titan Themis 200 с корректором сферической аберрации в режиме получения изображений при ускоряющем напряжении 200 kV. Состав сформированных слоев определялся в режиме

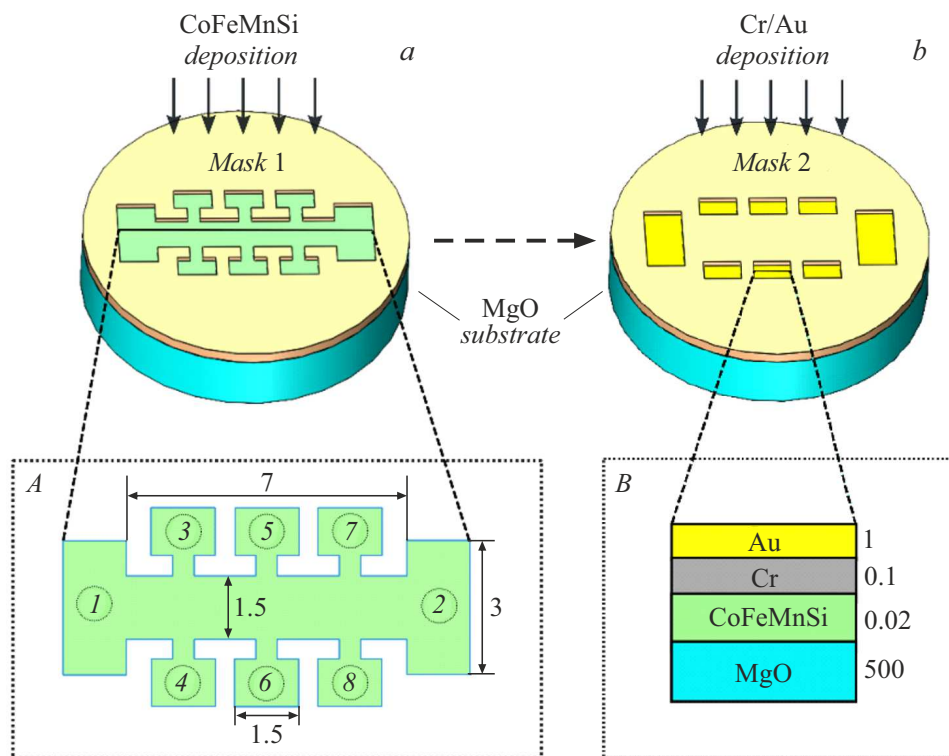


Рис. 1. Изготовление структуры CFMS на поверхности подложки MgO путем осаждения CFMS-слоя толщиной 20 nm через маску 1 (a) и формирование контактных площадок методом магнетронного напыления Cr и Au через маску 2 (b). На вставке A приведены размеры изготовленной структуры (в миллиметрах), на вставке B представлено схематическое изображение осажденных на подложку слоев, толщина которых приведена в микрометрах.

просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ) методом энергодисперсионного рентгеновского микроанализа.

Измерение зависимостей холловского напряжения U_H от угла θ между направлением тока в исследуемой структуре и внешним магнитным полем проводилось в катушках Гельмгольца с использованием схемы и методики измерения, аналогичной [12]. Величина этого тока задавалась с помощью регулируемого источника Б5-45 и токоограничивающего резистора, а напряжение U_H измерялось вольтметром В7-21. Ток в катушки Гельмгольца подавался с источника ТЕС-5010, для измерения величины магнитной индукции в катушках Гельмгольца использовался гауссметр (производитель F.W. Bell, США, модель 5180) с измерительным щупом STD18-0404, предназначенным для точного измерения магнитных полей с погрешностью измерения в постоянных полях $\pm 1\%$.

Формирование структур для измерения ПЭХ выполнялось в несколько этапов, которые иллюстрируются рис. 1, a. Сначала на поверхности подложки MgO (100) размером 10×10 mm через маску 1 формировалась пленка CFMS методом импульсного лазерного осаждения (рис. 1, a) в условиях ее оптимального роста, установленных в [13]. Тяжи на картине дифракции быстрых электронов на отражение, приведенной на вставке A

к рис. 2, a, свидетельствуют о сплошности пленки CFMS и ее кристаллическом совершенстве. На следующем этапе (рис. 1, b) для создания контактных площадок на поверхности выращенной пленки CFMS через маску 2 последовательно формировались методом магнетронного осаждения адгезионный слой хрома толщиной ~ 100 nm и слой золота толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$. На последнем этапе поверхность золотых контактов покрывалась слоем серебра путем нанесения на них серебрясодержащей пасты. Полученная структура представляла собой узкую проводящую полосу, вдоль которой симметрично расположены шесть контактных площадок по три с каждой стороны. Она показана на рис. 1, a, на котором также приведены размеры ее элементов. Как видно на рис. 1, a, на концах проводящей полосы расположены расширенные области 1 и 2, обеспечивающие равномерное распределение тока по поперечному сечению пленки CFMS при подключении к ним токовых контактов.

Микрофотография образца поперечного сечения (рис. 2, a), полученная методом просвечивающей электронной микроскопии, демонстрирует, что пленка CFMS в сформированной структуре является сплошной и гладкой, ее толщина не меняется в латеральном направлении и составляет около 20 nm. На вставке B (рис. 2, a) показана дифракционная картина, полученная от пленки CFMS и подложки вдоль направления MgO [001]

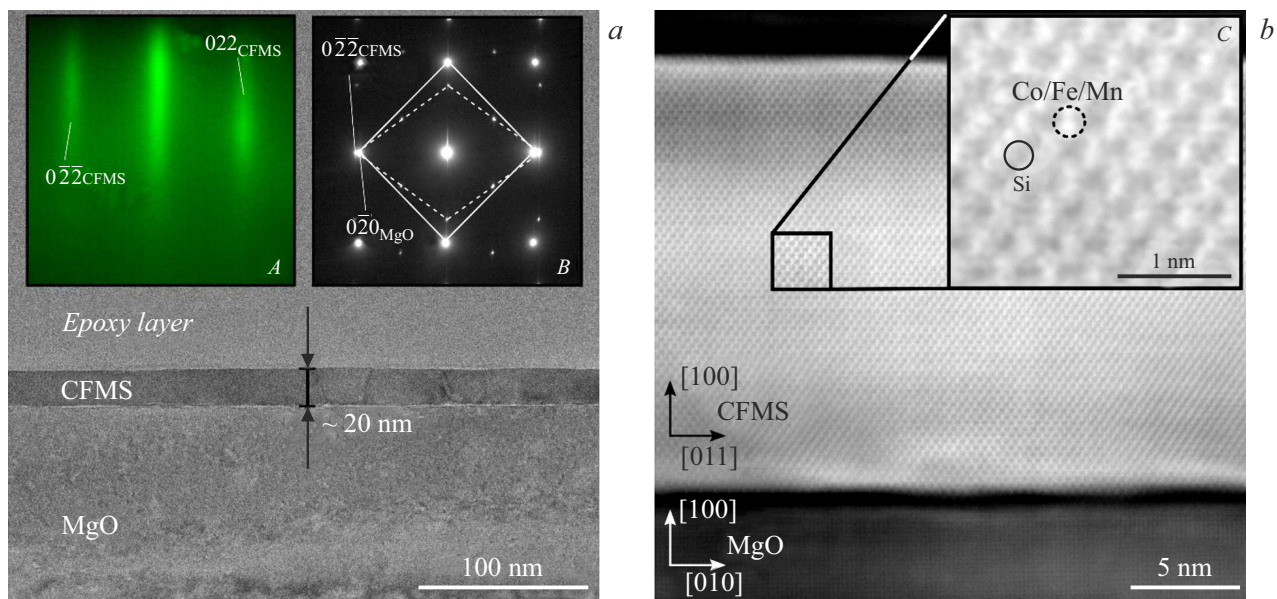


Рис. 2. *a* — ПЭМ-микрофотография образца поперечного сечения пленки CFMS на подложке MgO, свидетельствующая о сплошности и гладкости пленки; *b* — высокоразрешающая ПРЭМ-микрофотография, полученная с применением кольцевого темнопольного детектора при регистрации электронов, рассеянных на большие углы, подтверждающая высокое структурное совершенство пленки. На вставке *A* приведена картина дифракции быстрых электронов, отраженных от поверхности пленки CFMS, на вставке *B* — дифракционная картина, на которой рефлексы $0\bar{2}0$ подложки соединены сплошной, а рефлексы $0\bar{2}\bar{2}$ пленки CFMS — пунктирной линией. На вставке *C* представлено увеличенное изображение, визуализирующее атомарную структуру CFMS, на котором относительно темные области соответствуют атомным колонкам Si, а светлые области — атомам Co, Fe и Mn.

с применением селективной диафрагмы, которая выделяет круглую область на образце диаметром 650 nm. Положение рефлексов на ней указывает на то, что кубические элементарные ячейки пленки CFMS и кристалла MgO (100) повернуты относительно друг друга на угол 45° вокруг направления MgO [100]. На рис. 2, *b* приведена высокоразрешающая ПРЭМ-микрофотография, которая получена с использованием кольцевого темнопольного детектора при регистрации электронов, рассеянных на большие углы. Она выявляет периодическое расположение темных и светлых областей и непосредственно подтверждает совершенную кристаллическую структуру выращенной пленки. Распределение интенсивности на такой микрофотографии пропорционально примерно квадрату атомного номера ($\sim Z^2$) рассеивающих колонок атомов в образце. На вставке *C* (рис. 2, *b*) показан увеличенный фрагмент ПРЭМ-изображения пленки CFMS, на котором области с пониженной и повышенной интенсивностью (две из них выделены сплошной и пунктирной окружностями) отвечают колонкам атомов со средними меньшими и большими значениями атомных номеров соответственно. Предположительно темные области соответствуют атомным колонкам Si, а светлые — трем близкорасположенным колонкам тяжелых атомов: Co, Fe и Mn [14]. В соответствии с [15] методом энергодисперсионного рентгеновского микроанализа установлено, что выращенная пленка состояла примерно из 30 % атомов кобальта, 29 % атомов

железа, 18 % атомов марганца и 23 % атомов кремния. Исследования структуры и состава пленки проводились в различных ее областях и для нескольких образцов. Они воспроизводили представленные выше результаты.

В соответствии со схемой эксперимента, показанной на рис. 3, *a*, измерение напряжения Холла U_H проводилось на контактах 5 и 6 при протекании тока $I = 1.5$ mA между контактами 1 и 2, что, согласно электронно-микроскопическим данным, соответствует направлению [011] в пленке CFMS. Измерения проводились при температуре $T = 300$ K. На рис. 3, *b* показаны зависимости U_H от угла θ между направлениями протекания тока и внешнего магнитного поля, параллельного плоскости пленки. Угол θ менялся от 0 до 360° с шагом 10° , величина приложенного поля варьировалась в диапазоне значений от 0.5 до 11 mT, зависимости $U_H(\theta)$ приведены для некоторых из них.

Как видно из рис. 3, *b*, во внешнем магнитном поле 0.5 mT напряжение Холла близко к нулю при всех значениях угла θ . При увеличении его индукции до 3 mT изменения U_H приобретали синусоподобный характер с амплитудным значением в несколько μV . При величине магнитного поля 6 mT осцилляции напряжения Холла становились более выраженными, их период уменьшился в 2 раза, а амплитудные значения достигали величины около $25 \mu V$. При значении индукции внешнего поля ~ 8 mT происходило магнитное насыщение пленки, и увеличение его величины до 11 mT лишь незначительно

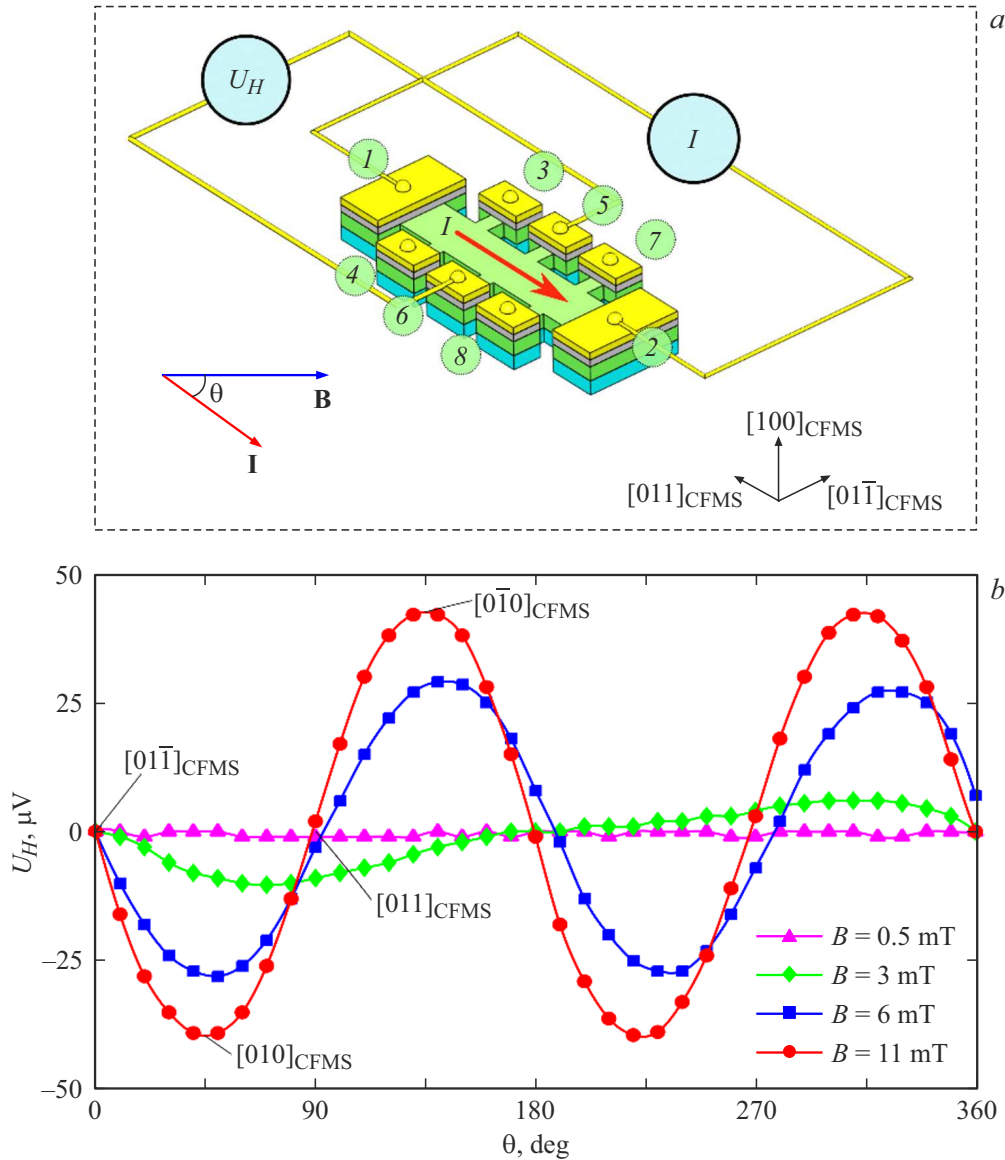


Рис. 3. Схема эксперимента для исследования ПЭХ и АМС (а) и зависимость напряжения Холла U_H от угла θ между направлениями протекания тока и внешнего магнитного поля при различных значениях его магнитной индукции (b).

изменяло амплитудные значения напряжения Холла, которые составляли $\sim 45 \mu\text{V}$ (рис. 3, b).

В таком магнитном поле зависимость U_H от угла θ приобретает вид, хорошо известный для материалов с анизотропным магнитосопротивлением, и описывается выражением [16,17]:

$$U_H = \frac{Iw}{2l_{46}}(R_{\parallel} - R_{\perp}) \sin 2\theta, \quad (1)$$

где w — ширина структуры, равная 1.5 mm, l_{46} — расстояние между контактами 4 и 6, составляющее 2 mm, $R_{\parallel}$ и $R_{\perp}$ — сопротивление пленки CFMS, измеренное при ориентации вектора намагниченности образца, определяемой внешним магнитным полем, параллель-

но и перпендикулярно направлению протекания тока соответственно.

В соответствии с выражением (1) и зависимостью напряжения Холла от угла θ в условиях магнитного насыщения (рис. 3, b) максимальные по модулю (амплитудные) значения U_H возникали при θ , равных 45, 135, 225 и 315°, что соответствует ориентации внешнего поля вдоль направлений $[010]$ и $[0\bar{1}0]$ выращенной пленки CFMS. Нулевые значения напряжения Холла фиксировались при θ , равных 0, 90, 180 и 360°, т.е. для направлений магнитного поля, параллельных направлениям $[01\bar{1}]$ и $[011]$ пленки CFMS.

Изготовленная структура путем измерения напряжения между контактами 4 и 6 (рис. 3, a) позволила оценить анизотропное магнитосопротивление на основе

соотношения

$$\text{AMR}_r = \frac{\langle R_{\parallel} \rangle - \langle R_{\perp} \rangle}{\langle R_{\perp} \rangle} \approx -0.16\%, \quad (2)$$

где $\langle R_{\parallel} \rangle \approx 92.870 \Omega$ и $\langle R_{\perp} \rangle \approx 93.015 \Omega$ — средние значения сопротивлений $R_{\parallel}$ и $R_{\perp}$, которые находились при ориентации магнитного поля вдоль направления протекания тока ($\theta = 0, 180, 360^\circ$) и перпендикулярно ему ($\theta = 90, 270^\circ$) соответственно.

Полученное отрицательное значение анизотропного магнитосопротивления характерно для полуметаллических сплавов [18]. Механизм его возникновения описан в [8] и обусловлен особенностями рассеяния электронов с учетом ориентации их спинов. Например, для тонких пленок сплава Гейслера $\text{Co}_{1.9}\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.6}\text{Si}_{1.0}$ при 300 К было установлено значение $\text{AMR}_r \approx -0.19\%$ [3]. Оно хорошо согласуется с величиной, определенной при температуре $T = 300 \text{ К}$ для пленок рассматриваемого состава, хотя в типичных ферромагнитных материалах значение AMR_r является положительным и может составлять более 1% [16]. Отрицательное значение AMR_r объясняет фазовый сдвиг на 180° зависимостей планарного напряжения Холла, представленных на рис. 3, б. Отметим, что подстановка найденных значений $R_{\parallel}$ и $R_{\perp}$ в выражение (1) приводит к расчетному амплитудному значению напряжения Холла, равному $\sim 81.56 \mu\text{V}$. Это на $\sim 36 \mu\text{V}$ превышает экспериментально полученную величину (рис. 3, б), что может быть обусловлено погрешностями измерения планарного напряжения Холла с использованием изготовленной структуры.

Удельное сопротивление изготовленной пленки CoFeMnSi составило $\sim 139.4 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. Оно существенно меньше, чем удельное сопротивление ~ 380.5 и $\sim 349.6 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ для поликристаллических [19] и эпитаксиально выращенных [20] слоев CoFeMnSi соответственно, что, вероятно, обусловлено высоким кристаллическим совершенством рассматриваемых в настоящей работе пленок.

Таким образом, проведенные измерения показывают, что выращенные методом импульсного лазерного осаждения монокристаллические пленки сплава Гейслера CoFeMnSi имеют сравнительно небольшое удельное сопротивление ($139.4 \mu\Omega \cdot \text{cm}$) и обладают отрицательной анизотропией магнитосопротивления (-0.16%), что указывает на их полуметаллические свойства. Материалы с такими свойствами представляют интерес для изготовления высокочувствительных туннельных датчиков магнитного поля и магнитной памяти нового поколения с низким энергопотреблением.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания (соглашение FSMR-2024-0004) с использованием оборудования ЦКП „Диагностика и модификация микроструктур и нанообъектов“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K. Elphick, W. Frost, M. Samiepour, T. Kubota, K. Takanashi, H. Sukegawa, S. Mitani, A. Hirohata, *Sci. Technol. Adv. Mater.*, **22** (1), 235 (2021). DOI: 10.1080/14686996.2020.1812364
- [2] D. Rani, L. Bainsla, A. Ablam, K.G. Suresh, *J. Appl. Phys.*, **128** (22), 220902 (2020). DOI: 10.1063/5.0028918
- [3] H. Yako, T. Kubota, K. Takanashi, *IEEE Trans. Magn.*, **51** (11), 2600403 (2015). DOI: 10.1109/TMAG.2009.2018578
- [4] V. Mishra, V. Barwal, L. Pandey, N.K. Gupta, S. Hait, A. Kumar, N. Sharma, N. Kumar, S. Chaudhary, *J. Magn. Magn. Mater.*, **547**, 168837 (2022). DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.168837
- [5] J. Han, Y. Feng, K. Yao, G.Y. Gao, *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 132402 (2017). DOI: 10.1063/1.4999288
- [6] H. Fu, Y. Li, L. Ma, C. You, Q. Zhang, N. Tian, *J. Magn. Magn. Mater.*, **473**, 16 (2019). DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.10.040
- [7] X. Tan, J. You, P. Liu, Y. Wang, *Crystals*, **9**, 678 (2019). DOI: 10.3390/cryst9120678
- [8] S. Kokado, M. Tsunoda, K. Haragaya, A. Sakuma, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **81**, 024705 (2012). DOI: 10.1143/JPSJ.81.024705
- [9] T. Tanaka, Y.C. Huang, T. Kubota, S. Kolado, R.Y. Umetsu, *J. Appl. Phys.*, **138**, 053902 (2025). DOI: 10.1063/5.0273431
- [10] M. Oogane, A.P. McFadden, K. Fukuda, M. Tsunoda, Y. Ando, C.J. Palmstrom, *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 262407 (2018). DOI: 10.1063/1.5030341
- [11] A.S. Prikhodko, N.I. Borgardt, *Micron*, **203**, 104002 (2026). DOI: 10.1016/j.micron.2026.104002
- [12] A. Roy, P. Sampathkumar, P.S.A. Kumar, *Measurement*, **156**, 107590 (2020). DOI: 10.1016/j.measurement.2020.107590
- [13] И.В. Верюжский, А.С. Приходько, Ф.А. Усков, Ю.Е. Григорашвили, Н.И. Боргардт, *Письма в ЖТФ*, **50** (22), 61 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.22.59139.20019 [I.V. Veryuzhskii, A.S. Prikhodko, F.A. Uskov, Yu.E. Grigorashvili, N.I. Borgardt, *Tech. Phys. Lett.*, **50** (11), 112 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.11.59681.20019].
- [14] H.X. Liu, T. Kawami, K. Moges, T. Uemura, M. Yamamoto, F. Shi, P. Voyles, *J. Phys. D*, **48**, 164001 (2015). DOI: 10.1088/0022-3727/48/16/164001
- [15] И.В. Верюжский, А.С. Приходько, Ф.А. Усков, Ю.Е. Григорашвили, Н.И. Боргардт, *Изв. вузов. Электроника*, **30** (5), 543 (2025). DOI: 10.24151/1561-5405-2025-30-5-543-551
- [16] T.R. McGuire, R.I. Potte, *IEEE Trans. Magn.*, **11** (4), 1018 (1975). DOI: 10.1109/TMAG.1975.1058782
- [17] Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский, А.Б. Давыдов, М.Е. Докукин, Ю.Е. Калинин, С.Н. Николаев, В.В. Рыльков, А.В. Ситников, В.В. Тугушев, *ЖЭТФ*, **130** (1), 127 (2006). [B.A. Aronzon, A.B. Granovskii, A.B. Davydov, M.E. Dokukin, Yu.E. Kalinin, S.N. Nikolaev, V.V. Rylkov, A.V. Sitnikov, V.V. Tugushev, *JETP*, **103** (1), 110 (2006). DOI: 10.1134/S1063776106070120].

- [18] F.J. Yang, C. Wei, X.Q. Chen, Appl. Phys. Lett., **102**, 172403 (2013). DOI: 10.1063/1.4803537
- [19] H.R. Fu, Y. You, F.Q. Xin, L. Ma, N. Tian, Appl. Phys. Lett., **112**, 262406 (2018). DOI: 10.1063/1.5029340
- [20] V.K. Kushwaha, J. Rani, A. Tulapurkar, C.V. Tomy, Appl. Phys. Lett., **111**, 152407 (2017). DOI: 10.1063/1.4996639