

01,05,13

Спин-флоп-переход вблизи температуры магнитной компенсации в аморфных ферримагнитных пленках Dy-Co, полученных ионно-плазменным напылением

© А.С. Русалина¹, В.Н. Лепаловский¹, Е.А. Степанова¹, А.А. Юшков¹, А.Н. Горьковенко¹,
Е.В. Кудюков¹, В.О. Васьковский^{1,2}, Г.В. Курляндская¹, А.В. Свалов¹

¹ Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина,
Екатеринбург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: anastasia.rusalina@urfu.ru, andrey.svalov@urfu.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

В аморфных ферримагнитных пленках Dy-Co, полученных ионно-плазменным напылением, вблизи температуры магнитной компенсации наблюдался спин-флоп переход. Температурная зависимость критического поля описывается в рамках теории молекулярного поля для двухподрешеточного ферримагнетика. Сделана оценка эффективной константы межподрешеточного обменного взаимодействия.

Ключевые слова: аморфные магнитные пленки, ферримагнетизм, фазовый переход, магнитная анизотропия.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58231.10NH

1. Введение

Аморфные ферримагнитные пленки сплавов тяжелых редкоземельных элементов (RE) и переходных 3d-металлов (TM) в последние годы вновь стали объектом повышенного внимания исследователей. Это обусловлено, в частности, продемонстрированной возможностью изменения ориентации намагниченности RE-TM пленки с помощью сверхкоротких оптических импульсов без приложения внешнего магнитного поля [1]. Недавно было показано, что особенности данного процесса перемагничивания зависят от редкоземельного компонента пленки, в том числе, его магнитной анизотропии [2]. Кроме того, фазовый переход из коллинеарного в неколлинеарное спиновое состояние может существенно изменить сверхбыструю спиновую динамику в ферримагнитных пленках RE-TM [3].

Пленки Dy-Co характеризуются немонотонными концентрационными зависимостями основных магнитных свойств. При содержании Co более 50 at.% данным материалам свойственна сперимагнитная структура, а количественное описание спонтанной намагниченности возможно в модели молекулярного поля [4]. Вблизи температуры магнитной компенсации T_{comp} в пленках Dy-Co может наблюдаться индуцированный магнитным полем спин-флоп-переход [5]. Настоящая работа посвящена обсуждению особенностей спин-флоп-перехода в аморфных ферримагнитных пленках Dy-Co, полученных ионно-плазменным напылением. Для этого были исследованы магнитные свойства пленок в широком интер-

вале температур, включающем температуру магнитной компенсации.

2. Методика исследований

Пленки Dy_{18.7}Co_{81.3} были получены методом сонапыления на стеклянные подложки Corning при одновременном ионно-плазменном распылении в атмосфере аргона мишеней Dy и Co. Состав пленок задавался регулированием подводимых к мишеням мощностей. С целью повышения однородности состава по площади пленок осаждение проводилось на вращающуюся подложку при скорости вращения 40 rpm. Толщина пленок составляла 90 nm при скорости напыления 9 nm/min. Все образцы были защищены от окисления буферным и покрывающим слоями Ta толщиной 5 nm. Осаждение пленок происходило в присутствии постоянного магнитного поля напряженностью 250 Oe, ориентированного в плоскости подложки. Структурные исследования пленок проводились методами просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) на микроскопе JEM-2100 при ускоряющем напряжении 200 kV. Образцы, предназначенные для структурных исследований, были осаждены на свежие сколы монокристаллов NaCl. Магнитные свойства исследовались с помощью измерительного комплекса MPMS-7XL в температурном интервале от 5 K до 300 K и магнитооптического Керр-микроскопа Evico при комнатной температуре.

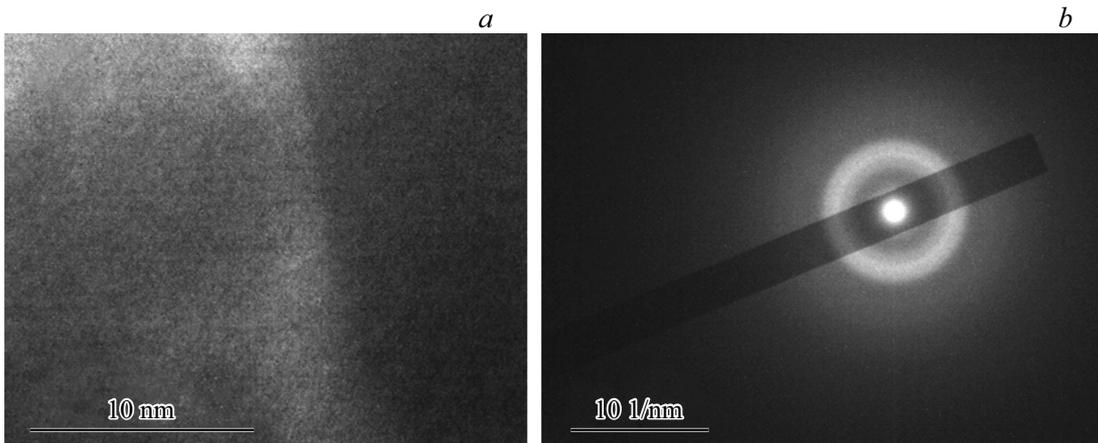


Рис. 1. ТЕМ-изображение (а) и картина микродифракции (b) для пленки $Du_{18.7}Co_{81.3}$.

3. Результаты и обсуждение

Результаты исследований с помощью просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют об аморфной структуре образцов. На рис. 1, а показано ТЕМ изображение пленки $Du_{18.7}Co_{81.3}$. Оно демонстрирует слабый контраст, характерный для аморфной структуры, и отсутствие микрокристаллитов. Размытые гало, наблюдаемые на дифракционной картине выбранной области (рис. 1, b), подтверждают данный вывод.

Петли гистерезиса, измеренные вдоль и перпендикулярно плоскости образцов, свидетельствуют о том, что пленки обладают эффективной плоскостной магнитной анизотропией. В качестве примера на рис. 2 приведены некоторые петли гистерезиса пленки $Du_{18.7}Co_{81.3}$, измеренные на СКВИД-магнитометре при разных температурах и ориентации внешнего магнитного поля параллельно плоскости образца. В свою очередь, в плоскости образцов была обнаружена наведенная магнитная анизотропия (рис. 3), ось легкого намагничивания (ОЛН) которой была параллельна оси магнитного поля, присутствовавшего во время осаждения пленок. Механизм возникновения данной так называемой М-наведенной анизотропии хорошо известен [6,7]. Величина поля анизотропии для данной пленки составила примерно 2000 Ое, что соответствует константе анизотропии $K \approx 1.8 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ при $M = 180 \text{ G}$.

Температурная зависимость спонтанной намагниченности $M(T)$ была определена на основе измерений магнитометрических петель гистерезиса при разных температурах. При этом полагалось, что величина остаточной намагниченности соответствует величине спонтанной намагниченности. На этой зависимости наблюдался минимум, характерный для ферромагнетиков вблизи температуры компенсации (рис. 4). Ферромагнитная природа исследованных пленок подтверждается и характерной температурной зависимостью коэрцитивной силы $H_c(T)$ с локальным максимумом вблизи $T = T_{\text{comp}}$

(рис. 5). Анализ зависимостей $M(T)$ и $H_c(T)$ позволяет заключить, что для пленки $Du_{18.7}Co_{81.3}$ $T_{\text{comp}} \approx 175 \text{ K}$.

При температурах в окрестности T_{comp} на магнитометрических петлях гистерезиса наблюдались изломы при определенной величине внешнего магнитного поля $H = H_{\text{cr}}$ (рис. 2), что характерно для спин-флоп-перехода и возникновения неколлинеарной магнитной структуры в ферромагнетиках [8]. Полученные данные для H_{cr} суммированы на рис. 6.

Видно, что величина H_{cr} зависит от температуры и уменьшается при приближении к T_{comp} . Для двухподрешеточного ферромагнетика RE-TM в рамках теории молекулярного поля выражение для H_{cr} записывается в виде [8]:

$$H_{\text{cr}} = \lambda |M_{\text{RE}} - M_{\text{TM}}|, \quad (1)$$

где M_{RE} и M_{TM} — намагниченности подрешеток редкоземельного и переходного металлов, соответственно; λ — константа межподрешеточного обменного взаимодействия. На рис. 6 сплошные линии построены на основе экспериментальных данных методом наименьших квадратов. Линии пересекаются при $T \approx 175 \text{ K} = T_{\text{comp}}$. Кроме того, скорость изменения H_{cr} с температурой одинакова при $T < T_{\text{comp}}$ и $T > T_{\text{comp}}$ ($|\Delta H_{\text{cr}}/\Delta T = 0.6 \text{ kOe/K}$), и такое поведение соответствует одинаковой скорости изменения M_s вблизи T_{comp} ($|\delta M_s/\Delta T = 1.6 \text{ G/K}$). Это можно рассматривать как дополнительное свидетельство того, что магнитные свойства аморфных ферромагнитных пленок Ду-Со могут удовлетворительно описываться в рамках теории молекулярного поля для двухподрешеточного ферромагнетика. Отметим, что из уравнения (1) следует, что величина H_{cr} уменьшается при приближении к температуре магнитной компенсации и обращается в ноль при $T = T_{\text{comp}}$, когда $|M_{\text{RE}} - M_{\text{TM}}| = 0$. Наблюдаемая на эксперименте величина H_{cr} минимальна вблизи T_{comp} , но отлична от нуля (рис. 6). Скорее всего, это связано с тем, что выражение (1) справедливо для изотропного ферромагнетика, а в исследованных в настоящей работе

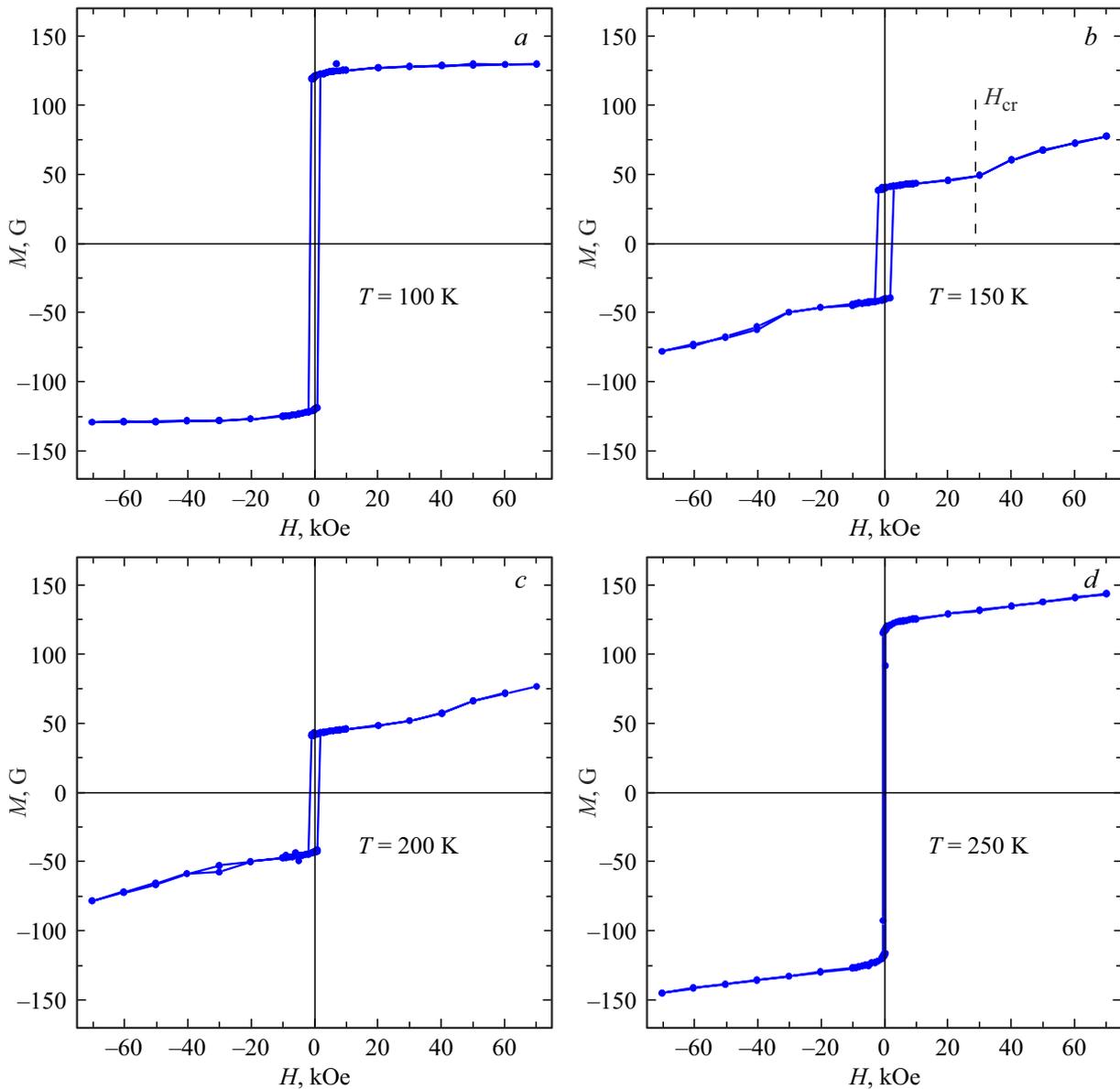


Рис. 2. Петли гистерезиса пленки $Dy_{18.7}Co_{81.3}$, измеренные при разных температурах и ориентации магнитного поля в плоскости образца.

пленках сформировалась наведенная магнитная анизотропия в плоскости пленок как результат напыления в присутствии постоянного магнитного поля. Кроме того, не исключено влияние возможной химической неоднородности по объему образца.

На основе участков петель гистерезиса в области полей, превышающих H_{cr} , были рассчитаны значения константы межподрешеточного взаимодействия согласно выражению [5,8]:

$$\lambda = \partial H / \partial M. \quad (2)$$

Усреднение результатов, полученных из нескольких петель, измеренных при разных температурах, дает значение $\lambda \cong 1000$.

Существует еще один способ оценки λ . Известно, что для аморфных ферромагнитных пленок зависимость $M(T)$ может быть адекватно описана в рамках феноменологической теории спонтанной намагниченности, основанной на модели молекулярного поля [4,9–12], в виде

$$M_s(x, T) = |M_{RE}(x, T=0)B_R(\xi_R) - M_{TM}(x, T=0)B_T(\xi_T)|, \quad (3)$$

где $M_i(x, T=0)$ — подрешеточные намагниченности основного состояния, $B_i(\xi_i)$ — функции Бриллюэна, описывающие температурное изменение подрешеточных намагниченностей, x — концентрация редкоземельного компонента. Молекулярное поле для каждой магнитной подрешетки имеет внутривидовую и межвидовую

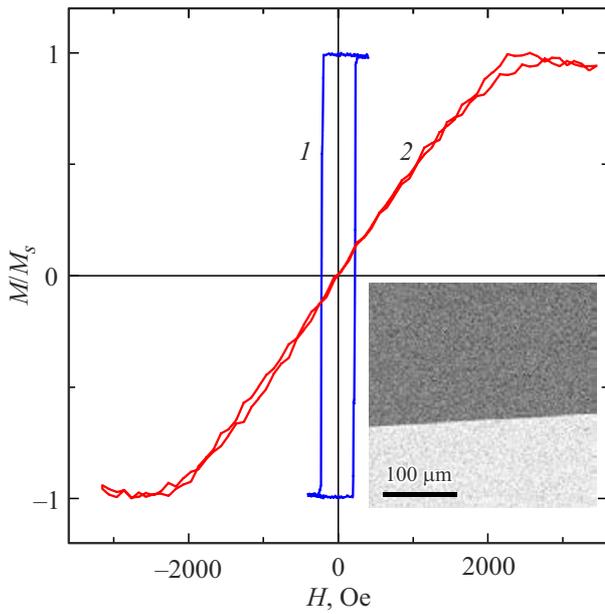


Рис. 3. Магнитооптические петли гистерезиса пленки $Dy_{18.7}Co_{81.3}$ измеренные в плоскости образца вдоль (1) и перпендикулярно ОЛН (2). На вставке показана доменная структура, сформировавшаяся в поле, близком к коэрцитивной силе образца.

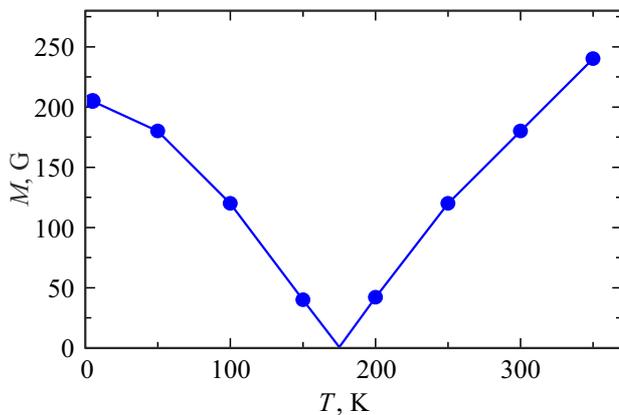


Рис. 4. Экспериментальная (точки) и рассчитанная (линия) температурная зависимость спонтанной намагниченности для пленки $Dy_{18.7}Co_{81.3}$.

шеточную составляющие и определяется выражением

$$H_i^* = \lambda_{ii}(x)M_i(x, T) + \lambda_{ij}(x)M_j(x, T), \quad (4)$$

где $\lambda_{ii}(x)$ и $\lambda_{ij}(x)$ — константы внутри- и междодрешеточного взаимодействия, которые, в свою очередь, сводятся к обменным интегралам J_{TM-TM} , J_{TM-RE} , J_{RE-RE} [10]. Эти величины являются параметрами феноменологической теории и определяются путем аппроксимации экспериментальных зависимостей $M_s(T)$ формулой (3). Связь между константой междодрешеточного взаимодействия $\lambda = \lambda_{ij}$ и J_{TM-RE} определяется

выражением [5,8]:

$$\lambda_{ij} = \frac{2J_{ij} \langle Z \rangle}{Ng^2\mu^2}, \quad (5)$$

где Z — число ближайших соседей атомов; N — количество атомов в единице объема; g_{RE} и g_{TM} — гиромагнитный фактор для RE- и TM-элементов, соответственно; μ_B — магнетон Бора. На рис. 4 сплошной линией показана рассчитанная температурная зависимость спонтанной намагниченности для пленки $Dy_{18.7}Co_{81.3}$. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных было получено при значении подгоночного параметра $J_{TM-RE} = 23 \cdot 10^{-16}$ erg. При расчете учитывалась сперимагнитная структура пленки Ду-Со согласно процедуре, описанной в [7]. Порядок полученного параметра J_{TM-RE} хорошо согласуется с данными для других аморфных пленок RE-TM [4,9–12]. Используя данную величину J_{TM-RE} и полагая, что $g_{RE} = 4/3$, $g_{TM} = 2$, согласно

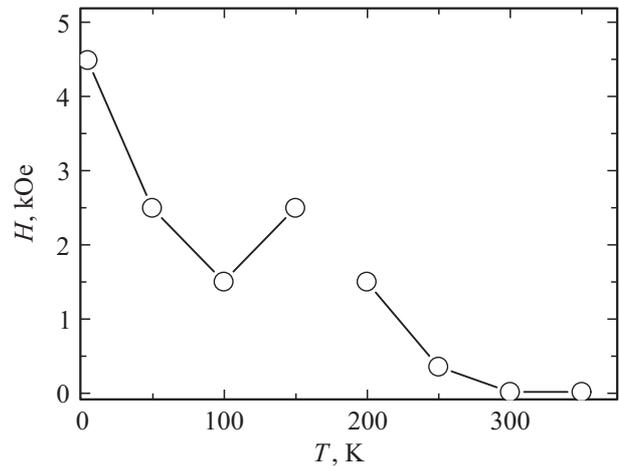


Рис. 5. Температурная зависимость коэрцитивной силы пленки $Dy_{18.7}Co_{81.3}$.

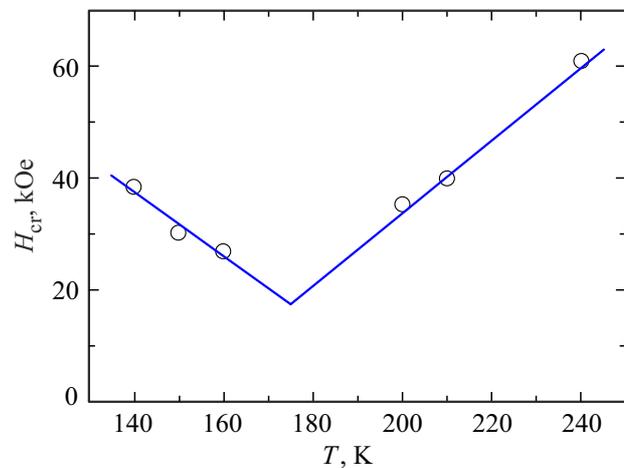


Рис. 6. Температурная зависимость критического поля для пленки $Dy_{18.7}Co_{81.3}$, полученная при ориентации магнитного поля в плоскости образца.

выражению (5), находим $\lambda \cong 1000$. Таким образом, два разных способа определения λ дают одинаковый результат.

Полученные значения $\lambda \cong 1000$ совпадают с величиной, найденной для монокристалла $\text{DyCo}_{5.3}$ [8]. В то же время, они примерно в пять раз превышают значения λ , полученные в работе [5] для близкой по составу пленки Dy-Co, приготовленной термическим напылением. Такое различие в величинах λ , скорее всего, обусловлено микроструктурой пленок, полученных разными методами, а именно, особенностями ближнего порядка, и прежде всего, вариациями межатомного расстояния. Кроме того, высказывалось предположение, что микроструктура пленок Dy-Co, полученных термическим напылением, может представлять собой совокупность наноразмерных кристаллитов Dy_xCo_y , соответствующих составов, при этом размер кристаллитов составляет единицы нанометров, что характеризуется как рентгеноаморфное состояние [14]. В таком случае, не исключен вариант, что изломы на кривых намагничивания для термических пленок Dy-Co являются отражением не спин-флоп-перехода, а нарушения магнитной структуры образца, обусловленной обменным взаимодействием между кристаллитами разного состава, подобно тому, как это наблюдалось в неоднородных по составу пленках Gd-Co [15]. Логично предположить, что интенсивность обменного взаимодействия между кристаллитами меньше, чем между подрешетками RE и TM, следствием чего является меньшее значение эффективной λ .

4. Заключение

В аморфных ферромагнитных пленках Dy-Co, полученных ионно-плазменным напылением зафиксирован спин-флоп-переход вблизи температуры магнитной компенсации, характерный для двухподрешеточного ферромагнетика R3-ПМ. Температурная зависимость критического поля хорошо описывается в рамках теории молекулярного поля. Величина эффективной константы межподрешеточного обменного взаимодействия оказалась сравнимой с λ для монокристалла $\text{DyCo}_{5.3}$ и в несколько раз больше аналогичной величины для пленок Dy-Co, полученных термическим напылением.

Финансирование работы

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России FEUZ-2023-0020.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 117201 (2009).
- [2] Z. Hu, J. Besbas, R. Smith, N. Teichert, G. Atcheson, K. Rode, P. Stamenov, J.M.D. Coey. *Appl. Phys. Lett.* **120**, 112401 (2022).
- [3] J. Becker, A. Tsukamoto, A. Kirilyuk, J.C. Maan, Th. Rasing, P.C.M. Christianen, A.V. Kimel. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 117203 (2017).
- [4] В.О. Васьковский, Е.В. Кудюков, Е.А. Степанова, Е.А. Кравцов, О.А. Аданаква, А.С. Русалина, К.Г. Балымов, А.В. Свалов. *ФММ* **122**, 5, 513 (2021).
- [5] Б.П. Хрусталева, В.Г. Поздняков, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук. *ФТТ* **31**, 3, 112 (1989).
- [6] R.S. Srivastava. *J. Appl. Phys.* **48**, 1355 (1977).
- [7] В.О. Васьковский, К.Г. Балымов, А.В. Свалов, Н.А. Кулеш, Е.А. Степанова, А.Н. Сорокин. *ФТТ* **53**, 11, 2161 (2011).
- [8] А.Г. Березин, Р.З. Левитин, Ю.Ф. Попов. *ЖЭТФ* **79**, 268 (1980).
- [9] R. Hasegawa. *J. Appl. Phys.* **46**, 5263 (1975).
- [10] A. Gangulee, R.J. Kobliska. *J. Appl. Phys.* **49**, 4896 (1978).
- [11] P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, K. Witter. *J. Appl. Phys.* **66**, 756 (1989).
- [12] A.V. Svalov, O.A. Adanakova, V.O. Vas'kovskiy, K.G. Baly-mov, A. Larrañaga, G.V. Kurlyandskaya, R. Domingues Della Pace, C.C. Plá Cid. *J.M. Magn. Mater.* **459**, 57 (2018).
- [13] T.-h. Wu, H. Fu, R.A. Hajjar, T. Suzuki, M. Mansuripur. *J. Appl. Phys.* **73**, 1368 (1993).
- [14] Г.И. Фролов, В.С. Жигалов. *Физические свойства и применение магнито пленочных нанокомпозигов*. Изд-во СО РАН, Новосибирск (2006). 187 с.
- [15] А.С. Русалина, В.Н. Лепаловский, Е.А. Степанова, В.О. Васьковский, Г.В. Курляндская, А.В. Свалов. *ФТТ* **65**, 6, 883 (2023).

Редактор К.В. Емцев