

05,13

## Пространственное деление спиноволнового сигнала в микроволноводе на основе структуры ферритмагнетик/антиферромагнетик

© А.С. Пташенко<sup>1</sup>, С.А. Одинцов<sup>1</sup>, Е.И. Саломатова<sup>1</sup>, А.А. Амиров<sup>2</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов Россия

<sup>2</sup> Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

E-mail: andrey.po3@mail.ru

Поступила в Редакцию 25 июля 2023 г.

В окончательной редакции 25 июля 2023 г.

Принята к публикации 1 августа 2023 г.

Проведено исследование распространения спиновых волн в микроволноводе на основе ферритмагнитной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) с продольно ориентированным слоем антиферромагнитного железо-родия (ЖР). Рассмотрен случай, когда поперечный размер слоя ЖР на порядок меньше ширины микроволновода. Методом микромагнитного моделирования решена задача о возбуждении поверхностных спиновых волн в области антенны и детектировании интегральной величины динамической намагниченности в области выходной секции структуры. Показано, что при изменении величины температуры слоя ЖР наблюдается изменение амплитудно-частотных характеристик, при этом в области выходной секции наблюдается локализация величины интенсивности спиновой волны в области ЖИГ либо под слоем ЖР, либо в свободной области пленки, что вызвано делением мощности входного сигнала ввиду изменения величины намагниченности слоя ЖР. Предложенная структура на основе ЖИГ/ЖР может быть использована в качестве логических устройств магноники и элементов пространственно-частотной селекции сигналов в магнонных сетях.

**Ключевые слова:** спиновые волны, магноники, ферритмагнетик/антиферромагнетик, железо-иттриевый гранат, железо-родий.

DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56322.163

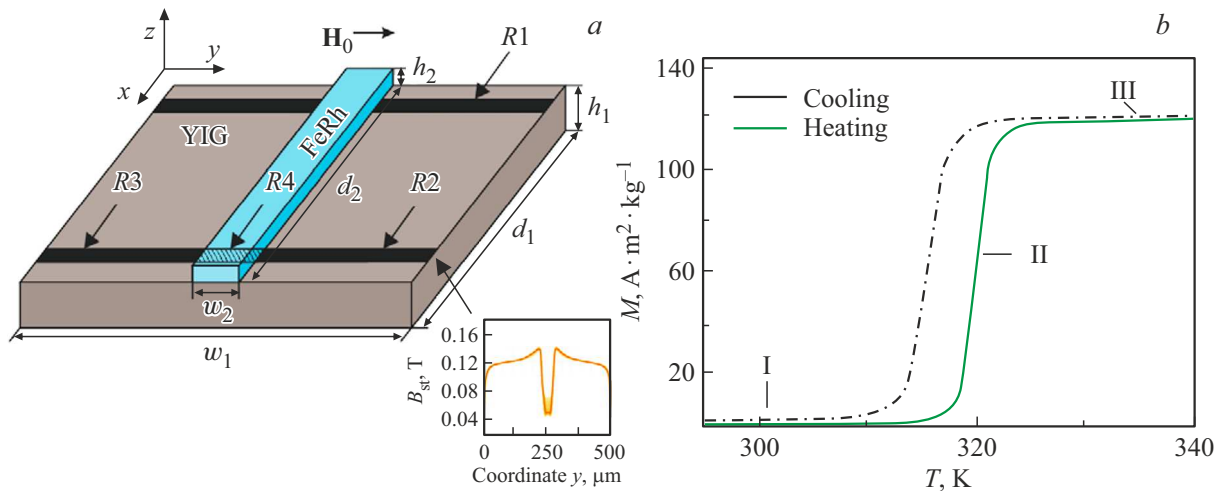
### 1. Введение

В последнее время активно проводятся исследования магнитных материалов с магнитным фазовым переходом первого рода (First order magnetic phase transition (FOMPT)) в связи с их потенциальными применениями в различных областях, таких как энергоэффективные технологии, системы контроля температуры, устройства памяти [1,2]. Особый интерес вызывает интерметаллический сплав железо-родия (ЖР) [3], который обладает гигантским магнитокалорическим эффектом [4] и колоссальным магнитосопротивлением при повышенных температурах [5].

Такие сплавы, близкие к эквипроцентным соотношениям, обладают упорядоченной кристаллической структурой типа CsCl. Это означает, что их намагниченность [6], параметры решетки [7] и теплоемкость [8] изменяются в диапазоне температур 310–360 К. Исследование методов и механизмов управления свойствами спиновых волн в композитных материалах на основе структур с FOMPT и сред, в которых распространяются спиновые волны (СВ), представляет собой актуальную задачу. Для вариации магнитных параметров слоя ЖР можно использовать различные подходы, такие как

воздействие магнитного поля [9], гидростатического давления [10], электрического поля, индуцированного деформацией [11,12] и других методов. Особую роль в получении контроля над динамикой спиновых волн могут сыграть магнонные волноводы. Они представляют собой структуры, состоящие из магнитной пленки в форме слоя, у которого продольный размер превышает поперечный, и используются для передачи сигналов между устройствами обработки информации [13,14]. В качестве одного из наиболее часто используемых при исследовании распространения СВ материалов рассматривается железо-иттриевый гранат (ЖИГ, YIG) ввиду рекордно низких параметров потерь и узкой ширины линии ферромагнитного резонанса. При этом свойствами СВ в ЖИГ-микроволноводах можно управлять путем создания слоистых структур, таких например, как ЖИГ/пьезоэлектрик [15], ЖИГ/пьезоэлектрик [16]. Используя комбинацию структур на основе ферритмагнитных пленок и антиферромагнитных слоев возможно более точное управление характеристиками спиновых волн [17–20].

В настоящей работе исследуется возможность управления спиновыми волнами, которые распространяются как направляемые моды комбинированной структуры



**Рис. 1.** *a* — схема рассматриваемого ЖИГ-микроволновода со слоем ЖР, расположенном на нем; *b* — экспериментально полученная температурная зависимость намагниченности сплава  $Fe_{48}Rh_{52}$  (зеленая — нагрев, черная — охлаждение).

ЖИГ/ЖР. При этом слой из сплава ЖР размещается на слое ЖИГ и приводит к трансформации величины внутреннего магнитного поля в области ЖИГ-микроволновода. С помощью микромагнитного численного моделирования были получены спектры прохождения спиновых волн через комбинированный двуслойный микроволновод. Анализ полученных результатов показал, что предложенную структуру можно использовать как функциональный блок в планарных магнотонных сетях, например, как модовый фильтр. Более того, была продемонстрирована возможность управления распространением спин-волновых сигналов путем изменения температуры слоя ЖР. Эти результаты подтверждают перспективность данной комбинированной структуры в области разработки новых магнитных материалов и устройств на их основе, что в настоящий момент актуально для развития подхода вычислений на основе магнотонной логики [21].

## 2. Исследуемая структура

Рассмотрим структуру, состоящую из микроволновода ЖИГ ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) и слоя ЖР. Микроволновод ЖИГ традиционно выращивается на подложке из галлий-гадолиниевого граната (GGG). ЖИГ обладает намагниченностью насыщения  $M_S = 139 \text{ kA/m}$  и шириной линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H = 0.54 \text{ Oe}$ . Размеры ЖИГ/ЖР микроволновода приведены на рис. 1, *a* и составляют: длина  $d_1 = 7000 \mu\text{m}$ , ширина  $w_1 = 500 \mu\text{m}$  и толщина  $h_1 = 10 \mu\text{m}$ . Слой ЖР расположен в центре структуры над пленкой ЖИГ и имеет следующие размеры: длина  $d_2 = 7000 \mu\text{m}$ , ширина  $w_2 = 50 \mu\text{m}$ , высота  $h_2 = 30 \mu\text{m}$ .

Сегментом R1 на рис. 1, *a* обозначена область возбуждения СВ, расположенная поперек всего микроволновода, а областями R2, R3 и R4 — области детектирования

сигнала в ЖИГ вне и под слоем ЖР соответственно. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле  $H_0 = 1200 \text{ Oe}$ , ориентированное вдоль оси  $y$ , для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) [22,23]. Для сплавов ЖР с составом, близким к эквиа tomному и упорядоченному в структуре типа CsCl, характерен изоструктурный метамагнитный переход из антиферромагнитной (АФМ) фазы в ферромагнитную (ФМ) фазу при температурах, близких к комнатной. Это приводит к резкому изменению намагниченности [13]. Для данного исследования были использованы характеристики сплава  $Fe_{48}Rh_{52}$  [13]. Экспериментально полученная в работе [13] зависимость намагниченности от температуры показана на рис. 1, *b*.

Для численного моделирования были выбраны три характерные точки, обозначенные на рис. 1, *b*, соответствующие трем уровням температуры/намагниченности в сплаве ЖР:  $M_{\text{sat}} = 0 \text{ kA/m}$ ,  $M_{\text{sat}} = 40 \text{ kA/m}$ ,  $M_{\text{sat}} = 120 \text{ kA/m}$ . Далее будет рассмотрено как меняются режимы распространения СВ в комбинированной структуре ЖИГ/ЖР при различных значениях температуры и намагниченности ЖР.

## 3. Метод численного исследования

Для исследования распространения спиновых волн в структуре было использовано микромагнитное моделирование (ММ) с помощью программы MuMax3 [24]. В данном моделировании применяется численное решение уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, которое описывает прецессию магнитного момента  $M$  в эффективном магнитном поле  $H_{\text{eff}} = H_0 + H_{\text{demag}} + H_{\text{ex}} + H_a$ , состоящем из внешнего магнитного поля  $H_0$ , поля размагничивания  $H_{\text{demag}}$ , обменного поля  $H_{\text{ex}}$  и поля анизотропии  $H_a$ . В данном исследовании мы полагаем

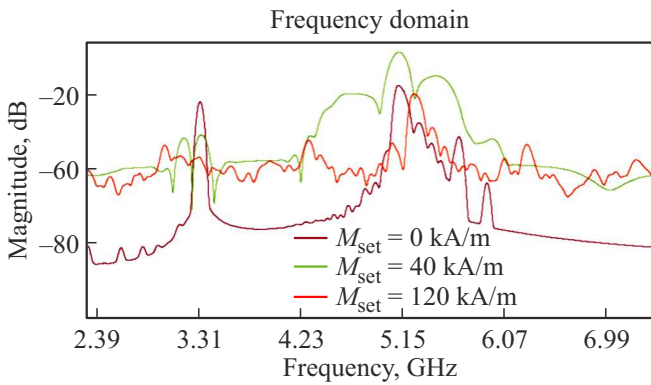


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики для ЖИГ-микроволновода со слоем ЖР при его различной намагниченности.

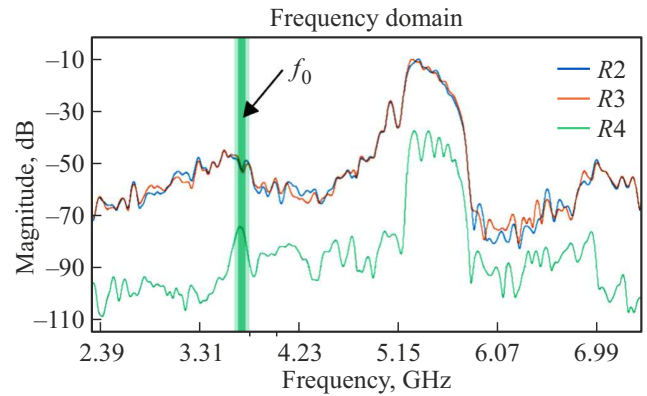


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики, для структуры с железо-родием при его намагниченности  $M_{sat} = 120$  kA/m.

поле анизотропии равным нулю ( $H_a = 0$ ), так как вектор равновесной намагниченности ЖИГ направлен вдоль осей симметрии кристалла.

Чтобы уменьшить отражения сигнала от границ расчетной области в численном моделировании, были введены регионы с повышенным коэффициентом затухания  $\alpha = 10^{-5}$  в начальной части входной и конечной части выходной секции волноводной структуры. Это позволяет более точно моделировать распространение спиновых волн без искажений, вызванных отражениями от границ.

С помощью ММ были проведены расчеты амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) СВ для исследуемой структуры с различными значениями намагниченности слоя ЖР (рис. 2). Исходя из анализа приведенных АЧХ, построенных для интегрального сигнала для  $m_z$ -компоненты динамической намагниченности  $\int_0^{y_{max}} m_z(x = x_s, y) dy$ , полученного с антенн R2, R3 и R4, расположенных в сечении  $x = x_s$ , видно что увеличение намагниченности слоя ЖР до величины  $M_{sat} = 40$  kA/m приводит к расширению частотной области прохожде-

ния СВ сигнала на величину  $\Delta f = 1$  GHz. Далее при  $M_{sat} = 120$  kA/m низкочастотная граница сигнала смещается на 300 МГц в область больших частот, что сопровождается сужением полосы выходного сигнала. При этом в области частоты 4.23 GHz образуется область прохождения сигнала при уменьшении уровня на 30 db.

Далее рассмотрим результаты расчета спектральной плотности мощности сигнала в области каждой из антенн R2, R3 и R4. На рис. 3 продемонстрированы АЧХ с различных портов при значении намагниченности ЖР  $M_{sat} = 120$  kA/m.

Для исследования влияния величины намагниченности слоя ЖР на спектр СВ было проведено численное моделирование распространения сигнала, подаваемого на входную антенну на частоте  $f_0 = 3.38$  GHz. Для выявления особенностей, возникающих в области выходных антенн, были построены двумерные карты пространственного распределения величины интенсивности СВ  $I(x, y) = \sqrt{m_z^2(x, y) + m_x^2(x, y)}$  в микроволноводе при разных значениях намагниченности слоя ЖР.

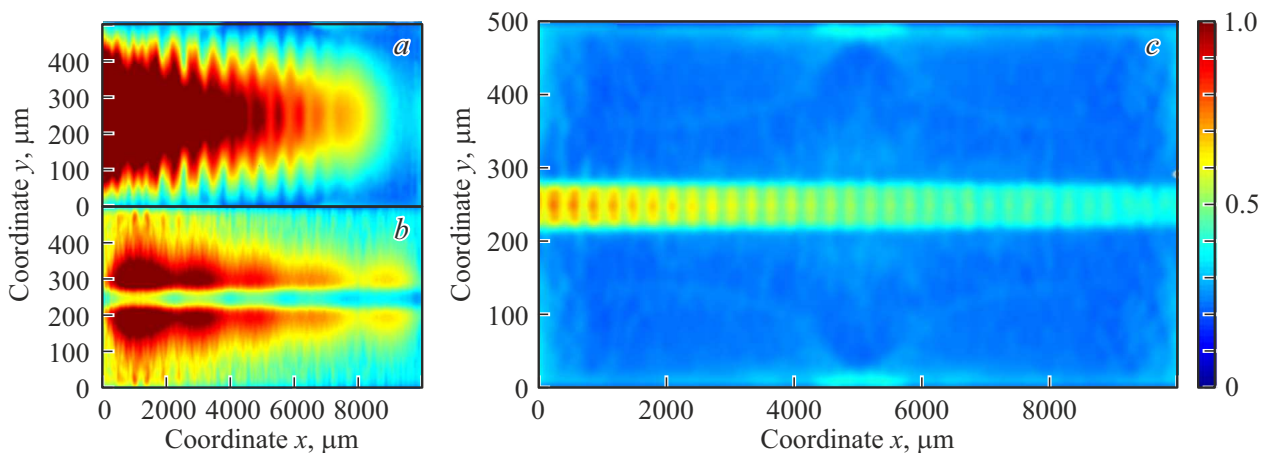


Рис. 4. Карты пространственного распределение интенсивности спиновых волн в структуре с железо-родием при различном значении намагниченности. a — распределение намагниченности при  $M_{sat} = 0$  kA/m; b — распределение намагниченности при  $M_{sat} = 40$  kA/m. (c) Распределение намагниченности при  $M_{sat} = 120$  kA/m.

На рис. 4, *a* представлена карта распределения интенсивности для случая, когда железо-родий является антиферромагнетиком и  $M_{\text{sat}} = 0$ . При возбуждении спин-волнового сигнала в микроволноводе происходит возбуждении ширинных мод структуры с поперечными волновыми числами  $k_{y,n} = n\pi/w_1$  [25–27]. При распространении СВ наблюдается интерференция собственных мод и затухание волны. При увеличении температуры слоя ЖР, что в эксперименте обычно достигается путем лазерного облучения, либо джоулева нагрева [16–20], при увеличении величины намагниченности ЖР до  $M_{\text{sat}} = 40 \text{ kA/m}$  наблюдается локализация интенсивности СВ в области в ЖИГ, свободной от слоя ЖР. При этом интенсивность сигнала концентрируется на границе соприкосновения двух слоев: ЖР и ЖИГ (см. рис. 4, *b*). Наблюдается разделение интенсивности СВ на три области: первые две совпадают с областью ЖИГ, не покрытой слоем ЖР, а третья расположена под слоем ЖР; ввиду этого можно сделать предположение о возникновении распределенной продольной связи СВ через область под слоем ЖР, однако в первых двух областях наблюдается значительная концентрация интенсивности СВ. При этом система демонстрирует поведение, аналогичное спин-волновому делителю или ответвителю мощности, предложенному в работе [27]. При дальнейшем увеличении намагниченности до  $M_{\text{sat}} = 120 \text{ kA/m}$ , наблюдается концентрация интенсивности СВ в третьей области, а именно волна начинает распространяться в узком канале внутри ЖИГ под слоем ЖР, что продемонстрировано на рис. 4, *c*.

#### 4. Заключение

В рамках данного исследования был проведен детальный анализ режимов частотной фильтрации на основе предложенного метода управления распространением спиновых волн в структуре, содержащей полосу железиттриевого граната (ЖИГ) с полосой ЖР. Анализ, основанный на микромагнитном численном моделировании, выявил потенциал для контроля свойствами распространяющихся спиновых волн в композитной структуре. На основе рассчитанных амплитудно-частотных характеристик спин-волнового сигнала в рассматриваемой магнотной структуре при различных значениях намагниченности слоя ЖР продемонстрированы режимы управляемой пространственно-частотной селекции спиновых волн. Так, изменяя намагниченность слоя ЖР путем его точечного нагрева, оказывается возможным наблюдать пространственную локализацию мощности спиновой волны в областях слоя ЖР и областях пленки ЖИГ, не покрытых слоем ЖР. При этом наблюдается также локализованное распространение спин-волнового пучка в области ЖИГ, точно расположенной под ЖР слоем. Использование такой структуры позволяет не только контролировать распространение спиновых волн, но и изменять характеристики спин-волновых мод путем

варьирования температуры слоя ЖР. Это открывает новые перспективы для разработки спинтронных устройств и магнитоэлектроники на основе материалов с включением ЖР.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 23-29-00610.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] V.E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, S.O. Demokritov. *Phys. Rep.* **673**, 1 (2017).
- [2] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. *J. Phys. D* **43**, 26, 264005 (2010).
- [3] А.Р. Сафин, С.А. Никитов, А.И. Кирилук, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, П.А. Стремоухов, М.В. Логунов, П.А. Попов. *ЖЭТФ* **158**, 85 (2020).
- [4] A.A. Amirov, V.V. Rodionov, I.A. Starkov, A.S. Starkov, A.M. Aliev. *J. Magn. Magn. Mater.* **470**, 77 (2019).
- [5] Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, R. Verba, F. Kohl, B. Heinz, M. Geilen, M. Mohseni, B. Lägel, F. Ciubotaru, C. Adelmann, C. Dubs, S.D. Cotofana, O.V. Dobrovolskiy, T. Bräher, P. Pirro, A.V. Chumak. *Nature Electron.* **3**, 12, 765 (2020).
- [6] S. Nikitin, G. Myalikgulyev, A. Tishin, M. Annaorazov, K. Asatryan, A. Tyurin. *Phys. Lett. A* **148**, 363 (1990).
- [7] Y. Lee, Z.Q. Liu, J.T. Heron, J.D. Clarkson, J. Hong, C. Ko, M.D. Biegalski, U. Aschauer, S.L. Hsu, M.E. Nowakowski, J. Wu, H.M. Christen, S. Salahuddin, J.B. Bokor, N.A. Spaldin, D.G. Schlom, R. Ramesh. *Nature Commun.* **6**, 5959 (2015).
- [8] A. Tohki, K. Aikoh, A. Iwase, K. Yoneda, S. Kosugi, K. Kume, T. Batchu-luun, R. Ishigami, T. Matsui. *J. Appl. Phys.* **111**, 07A742 (2012).
- [9] А.И. Захаров, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, Е.Г. Понятовский. *ЖЭТФ* **46**, 2003 (1964). [A.I. Zakharov, A.M. Kadomtseva, R.Z. Levitin, E.G. Ponyatovskii. *Sov. Phys. JETP* **19**, 1348 (1964)].
- [10] M.P. Annaorazov, K.A. Asatryan, G. Myalikgulyev, S.A. Nikitin, A.M. Tishin, A.L. Tyurin. *Cryogenics* **32**, 867 (1992).
- [11] J.S. Kouvel. *J. Appl. Phys.* **37**, 1257 (1966).
- [12] R. Wayne. *Phys. Rev.* **170**, 523 (1968).
- [13] A.A. Amirov, I.A. Baraban, A.A. Grachev, A.P. Kamantsev, V.V. Rodionov, D.M. Yusupov, V.V. Rodionova, A.V. Sadovnikov. *AIP Adv.* **10**, 025124 (2020).
- [14] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [15] Y.K. Fetisov, G. Srinivasan. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 14, 143503 (2006).
- [16] Exceptional-point phase transition in coupled magnonic waveguides, A.V. Sadovnikov, A.A. Zyablovsky, A.V. Dorofeenko, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. Appl.* **18**, 024073 (2022).
- [17] A.P. Kamantsev, V.V. Koledov, A.V. Mashirov, E.T. Dilmieva, V.G. Shavrov, J. Cwik, I.S. Tereshina, M.V. Lyange, V.V. Khovaylo, G. Porcari, M. Topic. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **79**, 1086 (2015).

- [18] A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Odincov, S. Sheshukova, Y. Sharaevskii, A.I. Stognij, S. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 172411 (2016).
- [19] A. Sadovnikov, A. Grachev, V. Gubanov, S. Odintsov, A. Martyshkin, S. Sheshukova, Y. Sharaevskii, S. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **112**, 142402 (2018).
- [20] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилук. *УФН* **190**, 1009 (2020).
- [21] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotofana, A. Naeemi, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, S.A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler, A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, J-Y. Duquesne, M. Marangolo, G. Csaba, W. Porod, V.E. Demidov, S. Urazhdin, S.O. Demokritov, E. Albisetti, D. Petti, R. Bertacco, H. Schultheiss, V.V. Kruglyak, V.D. Poimanov, S. Sahoo, J. Sinha, H. Yang, M. Münzenberg, T. Moriyama, S. Mizukami, P. Landeros, R.A. Gallardo, G. Carlotti, J-V. Kim, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Rana, Y. Otani, W. Yu, T. Yu, G.E.W. Bauer, C. Back, G.S. Uhrig, O.V. Dobrovolskiy, B. Budinska, H. Qin, S. van Dijken, A.V. Chumak, A. Khitun, D.E. Nikonov, I.A. Young, B.W. Zingsem, M. Winklhofer. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 413001 (2021).
- [22] D.D. Stancil, A. Prabhakar. Springer, N.Y. (2009).
- [23] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, Boca Raton, FL, USA (1996).
- [24] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
- [25] S.N. Bajpai. *J. Appl. Phys.* **58**, 910 (1985).
- [26] T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson. *J. Appl. Phys.* **49**, 4886 (1978).
- [27] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, D.V. Romanenko, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 202405 (2015).

*Редактор Ю.Э. Кутаев*