

05,13

## Управление направлением распространения спиновых волн в ансамбле латерально и вертикально связанных ферритовых микрополосок

© А.Б. Хутиева, В.Р. Акимова, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: abkhutieva@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Методом численного моделирования показана возможность управления направлением распространения спиновых волн в ансамбле латерально и вертикально связанных микрополосок железо-иттриевого граната (ЖИГ). С помощью метода конечных элементов проведен расчет величины длины связи спиновых волн в латеральной и вертикальной геометриях. Численное значение коэффициентов связи спиновых волн находилось методом конечных элементов в результате решения системы уравнений Максвелла с тензором магнитной проницаемости полученным из линеаризации уравнения Ландау–Лифшица. Методом интегрирования уравнения связанных волн показана возможность изменения направления распространения спин-волнового сигнала в рассматриваемой структуре. Полученные в микромагнитном моделировании спектры прохождения сигнала свидетельствуют об изменении характера локализации мощности спиновой волны в выходных секциях микроволновода при изменении частоты на входе структуры. Система латерально и вертикально связанных микроволноводов представляет собой элемент межсоединений для трехмерных топологий магнотных сетей, демонстрируя при этом функциональные возможности пространственно-частотного демультимплексирования сигнала.

**Ключевые слова:** спиновые волны, магнетика, латеральные структуры, магнетный кристалл, ансамбли связанных структур.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52821.20NN

### 1. Введение

Магноны, являющиеся квантами спин-волновых возбуждений, могут являться носителями сигнала, в случае, когда реализуется режим распространения спиновых волн (СВ) в ферро- или ферритмагнитных пленках и структурах. К основным преимуществам при использовании СВ можно отнести широкий диапазон существования СВ, частоты которых могут составлять величины от нескольких GHz до сотен GHz [1–3] и длины волн от десятков нанометров до единиц миллиметров. При этом комбинация магнетных элементов позволяет создавать магнетные сети (МС), состоящие из связанных спин-волновых элементов. В качестве простейшего элемента может выступать полоска ферромагнетика, ограниченного в двух направлениях и представляющая собой волновод спиновых волн или с электродинамической точки зрения — волновод с гиротропной средой. Свойства гиротропии при этом задаются направлением внешнего магнетного поля, вдоль которого в ферромагнетике выстраивается направление намагнетченности при достаточных для насыщения величинах магнетного поля. В качестве материалов для волноводов спиновых волн в настоящее время рассматриваются пленки ЖИГ, которые могут использоваться для обработки информации и в то же время обеспечивать технологическую

интеграцию с существующей полупроводниковой архитектурой [3–7]. Недавно было показано, что трехмерный (3D) магнетный кристалл в форме меандра [8,9] может обеспечивать вертикальный перенос спиновых волн за счет использования вертикальных участков магнетного волновода. При этом было также экспериментально продемонстрировано что создание многослойных топологий трехмерных структур с нарушением трансляционной симметрии позволяет рассматривать создаваемые элементы как узлы межсоединений для вертикально интегрированных топологий МС. Стоит отметить также, что использование диэлектрических пленок ЖИГ дает больше преимуществ по сравнению с металлическими пленками из-за значительно меньших потерь на распространение спиновых волн в ЖИГ.

В настоящей работе рассмотрены дипольные поля рассеяния магнетных полосок для выполнения вертикального и латерального переноса спиновых волн и передачи сигнала между магнетными полосками в двух взаимно ортогональных направлениях. Каждая полоска изготовлена из тонких пленок ЖИГ. Для исследования динамики распространения спиновых волн в системе связанных волноводов ЖИГ использовалось численное моделирование на основе метода конечных элементов (МКЭ) и микромагнетного (ММ) моделирования с временным и частотным разреше-

нием. При этом было проведено исследование режимов распространения спиновых волн в рассматриваемых массивах микроволноводов при варьировании угла намагничивания.

## 2. Исследуемые структуры и методика численного моделирования

Для исследования распространения спиновых волн была рассмотрена структура, изображенная на рис. 1 и представляющая собой расположенные в узлах прямоугольной матрицы микроволноводы, образованные из пленки ЖИГ с намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Ое. Каждый из микроволноводов имеет толщину  $d = 10 \mu\text{m}$ , ширину  $c = 300 \mu\text{m}$ , длину  $l = 6000 \mu\text{m}$ . Латеральный зазор между микроволноводами  $a = 10 \mu\text{m}$ , а вертикальный зазор в направлении вдоль оси  $x$  составляет  $b = 30 \mu\text{m}$ . Источники, используемые для возбуждения СВ в численном моделировании, расположены на двух микроволноводах на нижнем слое с размерами  $300 \times 30 \times 10 \mu\text{m}$ .

На первом этапе с помощью метода конечных элементов [10] (МКЭ) проведен расчет величины длины связи спиновых волн в латеральной и вертикальной геометриях. Система помещена во внешнее постоянное магнитное поле  $H_0 = 1200$  Ое, направленное вдоль оси  $z$ . В качестве ферромагнитного материала выбраны микрополоски ЖИГ, диэлектрическая проницаемость которых является скалярной величиной и константой, а магнитная проницаемость может быть выражена тензором, компоненты которого зависят от частоты [10]. Если известен вид тензора  $\hat{\mu}$ , то для определения электродинамических характеристик необходимо решать уравнения Максвелла для структуры на рис. 1, с соответствующими граничными условиями. Если внешнее магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ , в пленке ЖИГ будет распространяться поверхностная магнитостатическая волна (ПМСВ). Решая в линейном приближении уравнение движения вектора намагниченности (уравнение Ландау–Лифшица без учета диссипации) под действием периодического магнитного поля [11], являющегося малой добавкой к постоянному полю намагничивания, можно получить тензор магнитной проницаемости ферромагнетика [12].

Поскольку моделирование проводится в частотной области, то предполагается, что все компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по гармоническому закону. В этом случае из уравнений Максвелла для вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  следует уравнение второго порядка

$$\nabla \cdot (\hat{\mu}^{-1} \nabla \cdot \mathbf{E}) - k^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

где  $k = \omega/c$  — волновое число электромагнитной волны в вакууме,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $f$  — линейная частота. Решая задачу на собственные значения на основе уравнения (1) можно получить дисперсионные характеристики для волн, распространяющихся в ансамбле латерально и вертикально связанных ферритовых

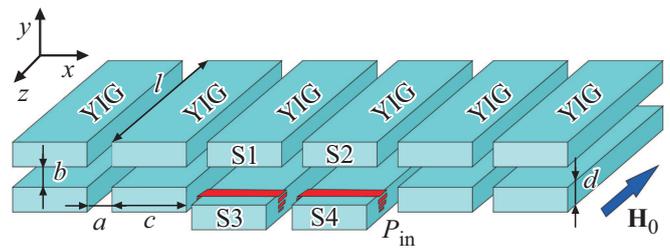


Рис. 1. Изображение исследуемой структуры, состоящей из массива ЖИГ микрополосок. Красными лентами изображена область для возбуждения спин-волнового сигнала при численном моделировании.

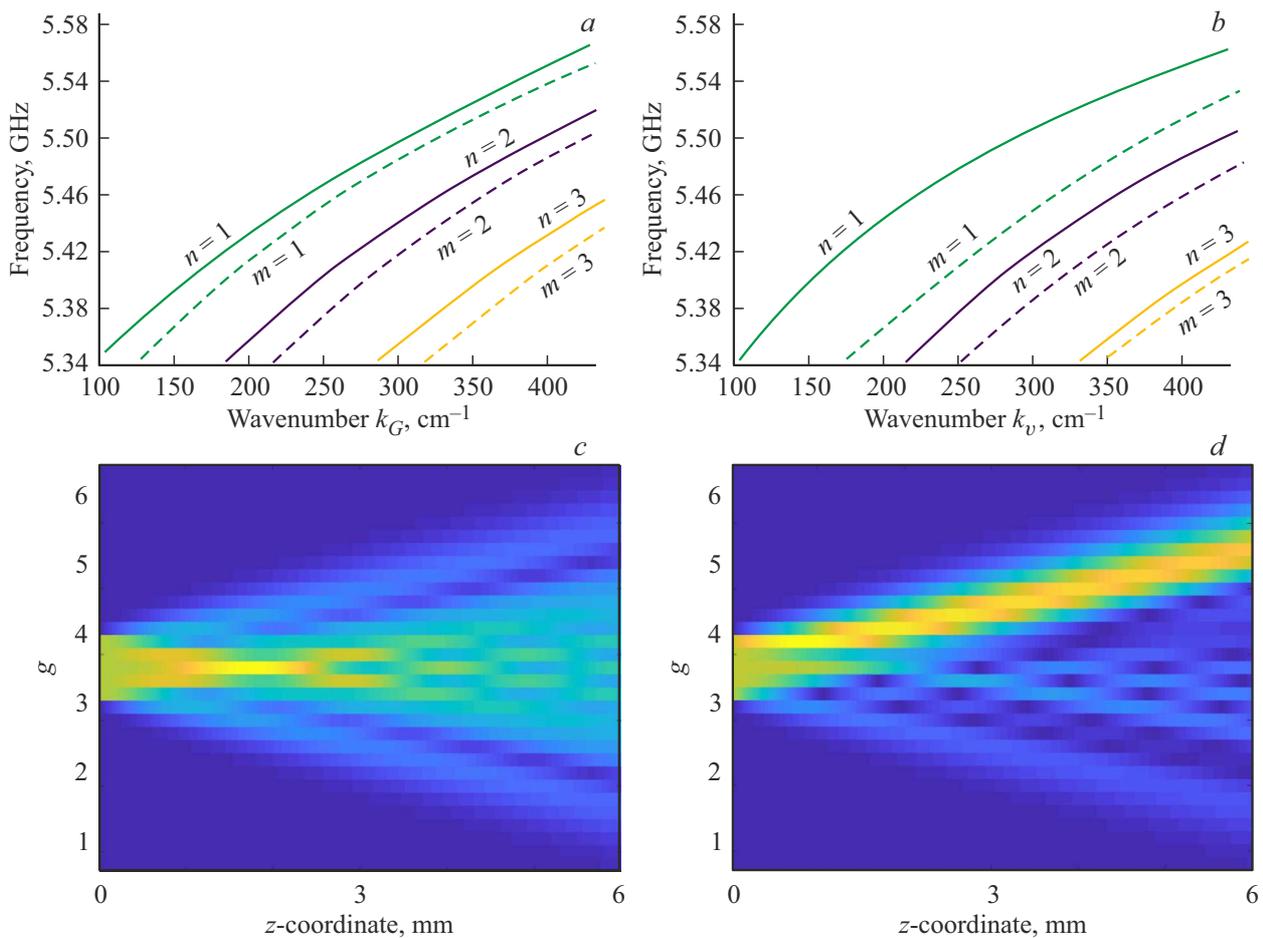
микрополосок. На рис. 2 построены дисперсионные характеристики для случая латеральной связи (рис. 2, а) и вертикальной связи (рис. 2, б). Спектр собственных мод каждой системы представляет собой набор симметричных и антисимметричных мод для каждой из шириных мод отдельно взятого микроволновода [13]. Порядок шириной моды симметричного типа обозначен символом  $n$ , для асимметричного символа  $m$ . Расчет проведен для трех первых шириных мод. Численное значение коэффициентов  $C_V$  и  $C_L$  находилось путем расчета величины разницы между волновыми числами симметричной  $k_s$  и антисимметричной  $k_{as}$  мод [13]:

$$C_{V,L} = |k_s - k_{as}|. \quad (2)$$

Используя рассчитанные величины коэффициентов  $C_V$  и  $C_L$ , было проведено численное интегрирование системы уравнений связанных волн [14–16], используемой для описания спин-волнового распространения сигнала в ансамбле связанных ферритовых микрополосок

$$\begin{aligned} \frac{dA_{qg}}{dz} = i\beta A_{qg} + iC_V(A_{q+1,g} + A_{q-1,g}) \\ + iC_L(A_{q,g+1} + A_{q,g-1}), \end{aligned} \quad (3)$$

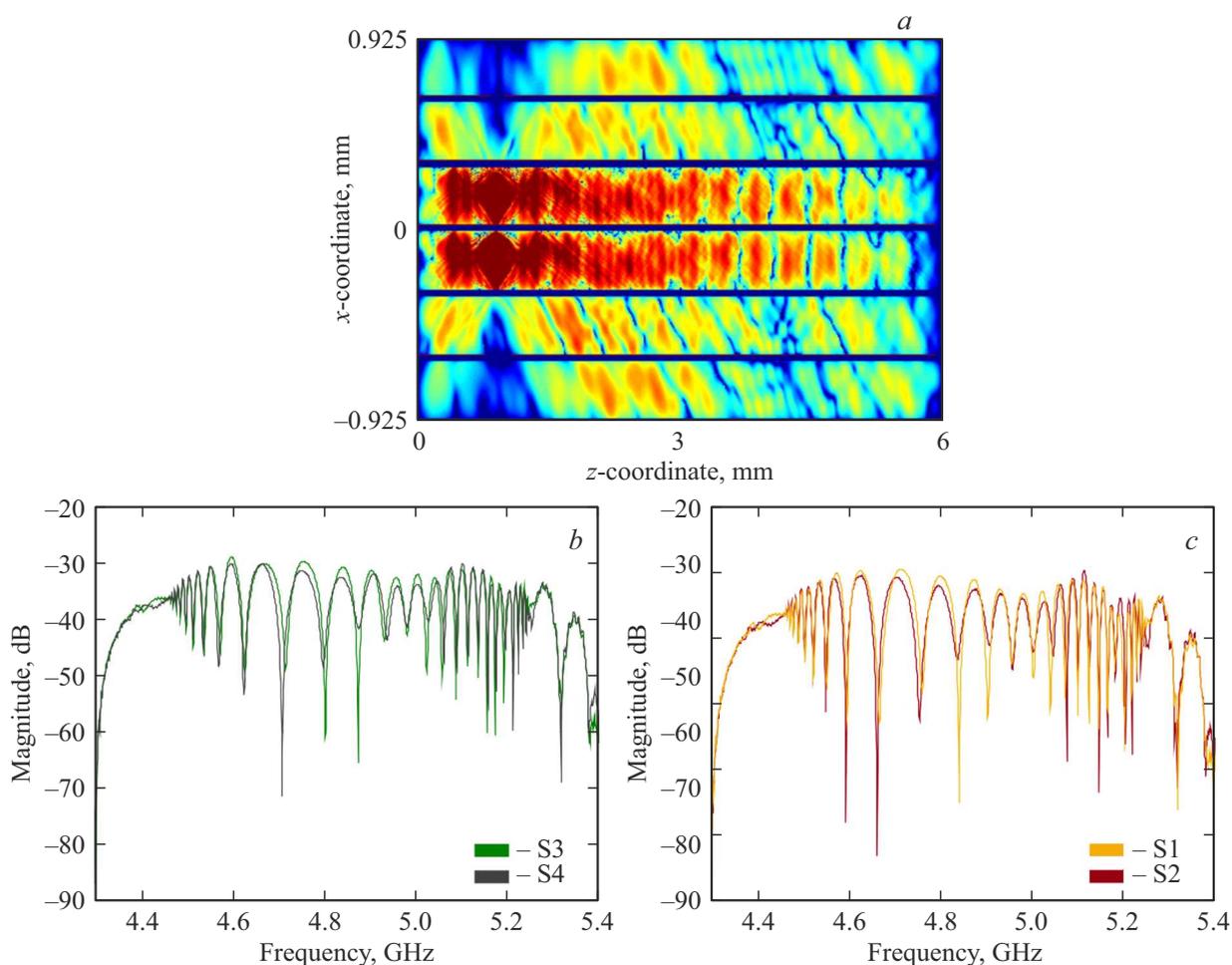
где  $A_{qg}$  — амплитуда спиновой волны в волноводе распространяющейся в направлении  $z$ , нижние индексы — номер волновода вдоль горизонтального ( $q$ ) и вертикального ( $g$ ) направлений соответственно;  $\beta$  — волновое число спиновой волны на частоте  $f$  в одиночном изолированном волноводе;  $C_V$  и  $C_L$  — вертикальный и горизонтальный коэффициенты связи, соответственно. Динамика спиновых волн в рассматриваемой системе определяются величинами  $\beta$ ,  $C_V$ ,  $C_L$ , которые в свою очередь зависят от ориентации статического магнитного поля относительно продольного направления  $z$ . При этом расчет коэффициентов связи может быть проведен при учете неоднородного распределения величины внутреннего магнитного поля. На основе численного интегрирования системы уравнений (3) было выполнено исследование особенностей процессов формирования спин-волновых пучков в линейном случае для систем связанных магнитных волноводов. Проведенный расчет показал, что изменение частоты сигнала



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики спиновых волн для случая латеральной связи (а) и вертикальной связи (б). Пунктирной линией показаны ассиметричные моды, сплошной линией — симметричные моды. Порядок шириных моды симметричного типа обозначен символом  $n$ , для ассиметричной — символом  $m$ ;  $c$  — распределение интенсивности спинового пучка в Y-сечении структуры;  $d$  — распределение интенсивности спинового пучка в Y-сечении структуры при сдвиге фаз между источниками в режиме коллимированного пучка.

приводит к возможности формирования направленного пучка, что видно из построенных на рис. 2,  $c, d$  карт распределений величины  $|A_{qg}|$ . Полученные результаты хорошо согласуются с изочастотными характеристиками для системы связанных волноводов, рассмотренными в работах [14–16] при вариации поля подмагничивания. На рис 2,  $c, d$  видно, что сигнал распространяется от области источников в режиме дифракции пучка, что приводит к перераспределению мощности между всеми секциями, расположенными на выходных областях микроволноводов. При изменении сдвига фазы между входными микроволноводами на величину  $\pi/2$  наблюдается формирование пучка спиновых волн, распространяющегося под углом к оси  $z$ . Наблюдаемый эффект можно объяснить, путем построения изочастотных характеристик для системы связанных волноводов, так как это было сделано в работе [14]. На изочастотных характеристиках можно отметить точку, соответствующую выбору определенной пары значений  $(k_z, k_x)$ , при которой наблюдается формирование сверхнаправленного пучка спиновых волн [17], при этом сдвиг фазы на

источниках возбуждения волны определяет поперечное волновое число  $k_x$ . На следующем этапе было проведено микромагнитное моделирование (ММ), в программе MuMax3 [18] на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта [19,20]. Метод ММ позволяет численно решить задачу о возбуждении и распространении СВ в ансамбле латерально и вертикально связанных ферритовых микрополосок. Определяя область возбуждения и параметры входного сигнала можно наблюдать стационарный режим установления волнового процесса в структуре. Путем построения пространственного распределения интенсивности спиновой волны  $I(x, z)$  в случае возбуждения волны в микрополосках S1 и S2 было показано, как интенсивность СВ перераспределяется между микроволноводами в латеральном направлении (рис. 3,  $a$ ). При этом метод ММ позволяет также получить спектральную плотность мощности, регистрируемой в выходных секциях микроволноводов S3 и S4 (рис. 3,  $b$ ) и в выходных секциях микроволноводов S1 и S2 (рис. 3,  $c$ ). Из сравнения последних следует, что мощность спин-волнового сигнала перерас-



**Рис. 3.** Результаты микромагнитного моделирования: *a* — пространственное распределение интенсивности спиновой волны  $I(x, z)$  в случае возбуждения волны в микрополосках S1 и S2; *b* — спектральная плотность мощности, регистрируемой в выходных сечениях микроволноводов S3 и S4; *c* — спектральная плотность мощности, регистрируемой в выходных сечениях микроволноводов S1 и S2.

пределяется между микрополосками ЖИГ в интервале частот от 4.4 GHz до 5.4 GHz. Полученные спектральные характеристики имеют вид чередующихся полос пропускания сигнала с потерями на распространение СВ на расстоянии 6 mm ( $-30$  dB) и частотных диапазонов, где наблюдается значительное затухание сигнала до уровня  $-70$  dB, что связано с перераспределением мощности СВ между микрополосками ЖИГ. Характерный режим распространения волны при этом хорошо описывается методом решения уравнений связанных волн при использовании коэффициентов связи, полученных при учете неоднородного профиля внутреннего поля в ЖИГ-микрополосках.

### 3. Заключение

Таким образом, построенная математическая модель, описывающая особенности распространения спиновых волн в массиве размерностью  $2 \times 6$  микрополосок ЖИГ, позволяет утверждать, что при возбуждении двух цен-

тральных микроволноводов в массиве режим дифракции спин-волнового сигнала сменяется режимом формирования спин-волнового пучка. Сформированный пучок распространяется под углом к продольной оси системы. На основе метода конечных элементов получены значения коэффициентов связи спиновых волн для случаев плоскостной (латеральной) и вертикальной связи для массива микроразмерных структур. Методом микромагнитного моделирования были продемонстрированы режимы пространственно-частотной селекции сигнала. Стоит отметить, что рассматриваемый класс ансамблей магнитных структур может использоваться для расширения функциональности устройств обработки информации на принципах магноники.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [2] А.Н. Сафин, С.Ф. Никитов, А.И. Кирилюк, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, П.А. Стремоухов, М.В. Логунов, П.А. Попов. *ЖЭТФ* **131**, 71 (2020). [A.R. Safin, S.A. Nikitov, A.I. Kirilyuk, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, P.A. Stremoukhov, M.V. Logunov, P.A. Popov. *JETP* **131**, 71 (2020).]
- [3] S.L. Vysotskii, A.V. Sadovnikov, G.M. Dudko, A.V. Kozhevnikov, Y.V. Khivintsev, V.K. Sakharov, N.N. Novitskii, A.I. Stognij, Y.A. Filimonov. *Appl. Phys. Lett.* **117**, 102403 (2020).
- [4] A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov, E.N. Beginin S.E. Sheshukova, u.P. Sharaevskii, A.I. Stognij, N.N. Novitski, V.K. Sakharov, Yu.V. Khivintsev. *Phys. Rev. B* **99**, 054424 (2019).
- [5] G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Nikitov, D. Wan, A. Gupta, S. Kundu, G. Talmelli, R. Carpenter, I. Asselberghs, I.P. Radu, C. Adelman, F. Ciubotaru. *Phys. Rev. B* **15**, 014061 (2021).
- [6] A. Yariv. *IEEE J. Quantum Electron* **9**, 9, 919 (1973).
- [7] W.-P. Huang. *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 3, 963 (1994).
- [8] V.K. Sakharov, E.N. Beginin, Y.V. Khivintsev, A.V. Sadovnikov, A.I. Stognij, Y.A. Filimonov, S.A. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **117**, 022403 (2020).
- [9] A.V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E.N. Beginin, S. Sheshukova, S.A. Nikitov, C. Adelman, F. Ciubotaru. *J. Magn. Magn. Mater.* **544** (2022).
- [10] А.В. Садовников, А.Г. Рожнев. *Изв. вузов* **20**, 1, 143 (2012).
- [11] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Phys. Z. Sow. Union* **8**, 2, 153 (1935).
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. Наука, М. (1982).
- [13] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, D.V. Romanenko, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 202405 (2015).
- [14] А.Б. Хутиева, Е.Н. Бегинин, С.Е. Шешукова, А.В. Садовников. *ФТТ* **12**, 2116 (2021).
- [15] F. Lederer, G.I. Stegeman, D.N. Christodoulides, G.A. Assanto, M. Segev, Y. Silberberg. *Phys. Rep.* **463**, 1–3, 1 (2008).
- [16] D. Stancil, A. Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer, N. Y. (2009). 346 p.
- [17] A.B. Khutueva, A.V. Sadovnikov, A.Y. Annenkov, S.V. Gerus, E.H. Lock. *Bull. Rus. Academy Sci.: Physics* **85**, 1205 (2021).
- [18] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B.V. Waeyenberge. *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
- [19] L. Landau, E. Lifshitz. *Phys. Z. Sow. Union* **8**, 153 (1935).
- [20] T.L. Gilbert, J.M. Kelly. *Am. Institute of Electrical Engineers* (1955). 253 p.

Редактор Т.Н. Василевская