

05,13

Формирование волноводных каналов для спиновых волн в индуцированном лазерным излучением магннном микроволноводе

© И.О. Фильченков, А.А. Грачев, А.В. Садовников

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

E-mail: infachforever@gmail.com

Поступила в Редакцию 4 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 21 января 2025 г.

Принята к публикации 29 января 2025 г.

С помощью численных исследований показан способ направленного ответвления спиновых волн в прямоугольном волноводе из железо-иттриевого граната, индуцированном лазерным излучением. Вдоль всей длины волновода лазерным пучком нагревается центральная часть, что приводит к возникновению градиента намагниченности насыщения в области воздействия. Вследствие применения лазерного излучения волновод „разделяется“ на два независимых узких волноводящих канала для спиновых волн, при котором наблюдается явление пространственной перекачки спиновых волн. Такая методика позволяет влиять на распространение спиновых волн, направляя их в одну или другую половину волновода и, таким образом, создавая ответвление спин-волнового сигнала. Этот подход открывает новые возможности для динамического управления магннными устройствами с высокой точностью и скоростью, а также позволяет разрабатывать новые виды логических элементов и переключателей для магннных схем.

Ключевые слова: магнетика, дипольное взаимодействие, лазерный нагрев, связанные структуры.

DOI: 10.61011/FTT.2025.03.60260.331

1. Введение

Спиновые волны представляют собой коллективные колебания магнитных спиновых моментов в ферромагнитных материалах и являются фундаментальным объектом изучения в магнетике — быстро развивающейся области науки, нацеленной на использование этих волн для передачи и обработки информации. Спиновые волны могут распространяться в диапазоне частот от нескольких GHz до 10 THz, что делает их привлекательными для применения в микроволновой электронике и телекоммуникациях. Длины волн в этих системах могут варьироваться от нескольких нанометров до микрон, в зависимости от материала и частоты возбуждения, что позволяет создавать устройства как на микро-, так и на наномасштабах [1–3].

Одним из ключевых преимуществ спиновых волн является их низкий уровень энергетических потерь при распространении по сравнению с электрическими сигналами в полупроводниковых материалах. В отличие от традиционной электроники, основанной на перемещении заряженных частиц (электронов), в магнетике информация передается через колебания спиновых моментов — магнонов, что минимизирует эффекты, связанные с джоулевым нагревом и омическими потерями. Это открывает перспективы для создания энергоэффективных устройств с высокой скоростью обработки информации, что делает магннные системы конкурентоспособными по отношению к современным полупроводниковым решениям [4,5].

Среди различных материалов, применяемых в магнетике, железо-иттриевый гранат (ЖИГ) выделяется как один из самых перспективных. ЖИГ обладает одной из самых низких среди известных материалов величин спин-волнового затухания, что делает его идеальным для создания волноводных структур и других магннных устройств [6]. Благодаря низким потерям и высокой добротности ЖИГ является основой для разработки миниатюрных волноводных структур, которые могут быть масштабированы до микронных и нанометровых размеров. Это открывает возможность для создания компактных и энергоэффективных устройств для обработки информационных сигналов, таких как фильтры, демультимплексоры и т.д. [7–9].

Для создания многофункциональных магннных устройств важно не только возбуждать спиновые волны, но и иметь возможность управлять их распространением. Существует несколько методов управления спиновыми волнами, которые можно использовать для изменения их частоты, амплитуды или направления распространения, например, добавление ферромагнитных резонаторов к волноводным структурам [10] или добавление геометрических неоднородностей в структуру волновода [11]. Это открывает новые возможности для создания сложных магннных схем и логических элементов.

Особый интерес представляет метод управления спиновыми волнами с помощью создания локальных неоднородностей, которые приводят к возникновению областей с неоднородным распределением внутреннего

магнитного поля. Например, одним из таких методов является использование пьезоэлектрических слоев, нанесенных поверх пленки ЖИГ [12,13]. При подаче напряжения на пьезоэлектрический слой возникает механическая деформация, которая передается на пленку ЖИГ, изменяя внутреннее магнитное поле в ней. Это приводит к изменению спектра спиновых волн и позволяет гибко управлять их характеристиками.

Заслуживает особого внимания метод создания градиентов намагниченности насыщения методом лазерного нагрева [14,15]. Этот подход основан на изменении магнитных свойств материала под действием тепла, что позволяет локально контролировать намагниченность насыщения и, как следствие, поведение спиновых волн. В случае ЖИГ, который характеризуется высокой температурной зависимостью намагниченности, лазерное воздействие способно значительно изменить характеристики распространения спиновых волн.

В данной работе методом численных исследований показан способ ответвления спиновых волн в прямоугольном волноводе из ЖИГ, при воздействии лазерного излучения на поверхности волновода. Вдоль всей длины волновода лазерным пучком нагревается центральная часть, что приводит к резкому снижению намагниченности насыщения в области воздействия. В результате волновод „разделяется“ на два независимых узких волновода, поскольку спиновые волны должны преодолевать область с пониженной намагниченностью. Такой метод позволяет контролировать распространение спиновых волн, направляя их в одну или другую половину волновода и, таким образом, создавая управляемый лазерным излучением ответвитель спинового сигнала. Рассмотренная методика открывает новые возможности для динамического управления магнотронными устройствами с высокой точностью и скоростью, а также позволяет разрабатывать новые виды логических элементов и переключателей для магнотронных схем.

2. Описание исследуемой структуры

Схема исследуемой структуры показана на рис. 1. Рассматриваемая структура представляет собой микроволновод из пленки ЖИГ, шириной $w = 440 \mu\text{m}$, толщиной $t = 10 \mu\text{m}$ и длина структуры составляла 8mm . Намагниченность насыщения пленки была $4\pi M_0 = 1750 \text{G}$. Пленка находится на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной $500 \mu\text{m}$. При помощи лазерного нагрева формируется прямоугольная область вдоль всей длины волновода, которая „разделяет“ волновод на 2 волноведущих канала (рис. 1): канал 1 (S_1) и канал 2 (S_2). Ширина области лазерного нагрева обозначается как d . На одной стороне волновода находится возбуждающая микрополосковая антенна P_{in} , при этом антенна занимает половину ширины микроволновода и находится в канале 1. Принимающие микрополосковые антенны находятся на другой стороне микроволновода и обозначены P_{out1} и P_{out2} . Выходные антенны занимают

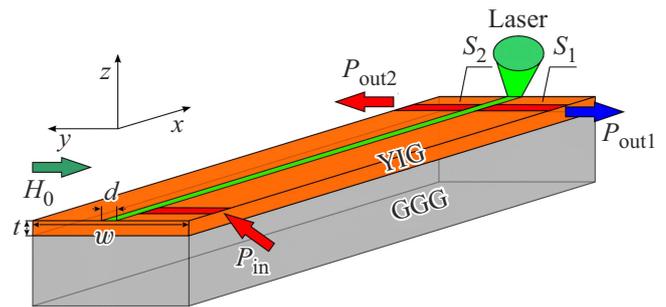


Рис. 1. Схема исследуемой магнотронной структуры.

половину ширины волновода и располагаются в канале 1 и в канале 2, соответственно. Входная и выходные антенны имеют ширину $30 \mu\text{m}$ и длину $220 \mu\text{m}$. Структура помещалась во внешнее магнитное поле $H_0 = 1300 \text{Oe}$, направленное вдоль оси y для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ).

3. Микромагнитное моделирование

Для исследования динамики намагниченности при воздействии лазерного нагрева был использован метод микромагнитного моделирования, выполненный в программном пакете mumax³ [16] и основанный на решении методом Дормана-Принса уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1.1)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ — параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a$ — эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ — поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} — обменное поле, \mathbf{H}_a — поле анизотропии, $\gamma = 2.8 \text{MHz/Oe}$ — гиромагнитное отношение в пленке ЖИГ.

Для уменьшения отражения сигнала от границ расчетной области ($x = 0$ и $x = 8 \text{mm}$) при расчете были введены области ($0 < x < 0.5 \text{mm}$ и $7.5 < x < 8 \text{mm}$) в виде поглощающих слоев (Perfectly Matched Layers) с увеличенными значениями коэффициента α (до $\alpha = 1$). Константа обмена в пленке ЖИГ составляет $A_{\text{ex}} = 3.612 \text{pJ/m}$. Размер одного элемента сетки составлял $5 \times 3 \times 2 \mu\text{m}$, чтобы исключить влияние неоднородного обмена. При этом расчет с уменьшенным размером элемента не дает существенных изменений в получаемых статических и динамических характеристиках. Это объясняется тем, что в рамках данной задачи мы не учитываем обменные волны (обменная длина $\sim 20 \text{nm}$), а наименьшая длина волны ПМСВ составляет $10 \mu\text{m}$.

Для учета влияния локального лазерного нагрева при температуре T в моделирование была введена область с уменьшенной намагниченностью насыщения M_0 . В данном случае используется предположение о линейной

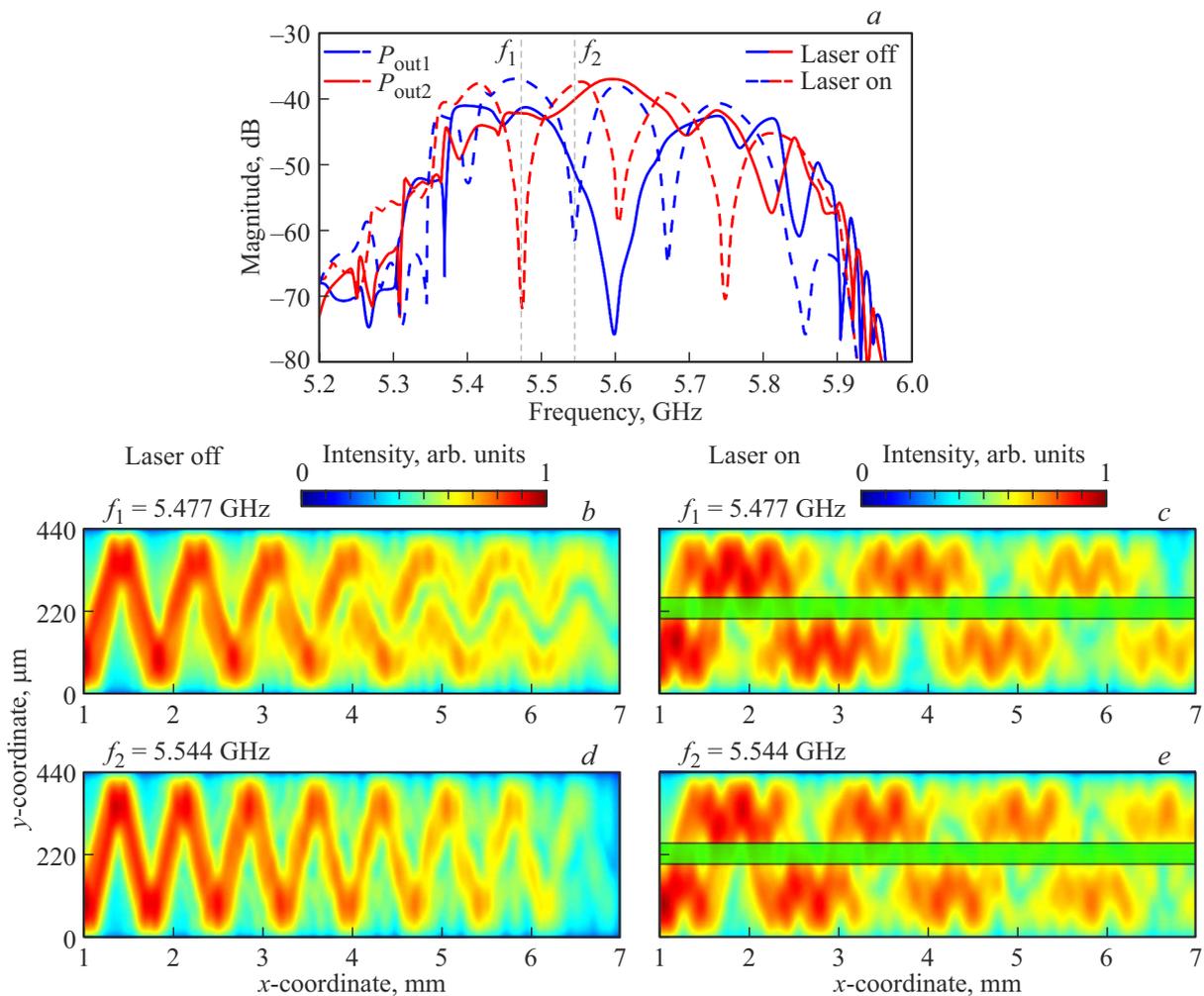


Рис. 2. *a* — амплитудно-частотные характеристики исследуемой структуры при отсутствии лазерного нагрева (сплошные кривые) и при наличии лазерного нагрева (пунктирные кривые) на разных выходных портах (синий — P_{out1} , красный — P_{out2}); *b, d* — пространственные карты распределения спиновой волны при отсутствии лазерного нагрева и *c, e* — при наличии лазерного нагрева.

зависимости уменьшения намагниченности насыщения с ростом значения T , так как диапазон изменения температуры превышал значение $T_{RT} + 8^\circ\text{C}$, что значительно ниже температуры Кюри $T_K = 285.85^\circ\text{C}$ для ЖИГ, где $T_{RT} = 27^\circ\text{C}$ — комнатная температура. Таким образом, изменение температуры приводит к изменению намагниченности насыщения в соответствии с линейной зависимостью намагниченности от температуры [17,18]:

$$M_{0r}(x, y) \approx M_0 - \beta[T(x, y) - T_m],$$

где $\beta = 313 \text{ A K}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Так как микроволновод сформирован из достаточно тонкой пленки ЖИГ ($t = 10 \mu\text{m}$), то нагрев вдоль толщины считался однородным. Ширина области лазерного нагрева в расчете менялась в пределах от 30 до $50 \mu\text{m}$. При этом область с измененной намагниченностью насыщения бралась в виде распределения гаусового пучка по ширине, что позволяет моделировать ситуацию неоднородного распределения по пространству.

Для возбуждения распространяющихся спиновых волн, входной сигнал задавался в виде $h_z(t) = h_0 \times \sin c(2\pi f_c t)$ с центральной частотой $f_c = 7 \text{ GHz}$, $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$. Затем значение динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ в выходных областях $P_{out1,2}$ было записано с шагом $\Delta t = 75 \text{ fs}$ в течение времени 500 ns . В результате можно было построить частотную зависимость динамической намагниченности выходных областей $P_{out1,2}$ с помощью преобразования Фурье. При этом выходная динамическая намагниченность усреднялась по размеру выходных антенн.

Для анализа поведения спиновых волн в исследуемой структуре были проведены численные расчеты амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) спиновых сигналов (рис. 2, *a*), полученные на выходных антеннах P_{out1} и P_{out2} . Рассмотрены два режима: без лазерного нагрева (сплошная синяя кривая для P_{out1} , сплошная красная кривая для P_{out2}) и с лазерным нагревом, формирующим локальную неоднородность на-

магнитности (пунктирная синяя кривая для P_{out1} , пунктирная красная кривая для P_{out2}).

При отсутствии лазерного нагрева спиновая волна, возбуждаемая входной микрополосковой антенной P_{in} , распространяется в структуре, занимая ее полную ширину. Так как антенна возбуждает волну только на половине ширины волновода, начальное распространение волны идет с одного края волновода по диагонали к противоположному краю, с последующими многократными отражениями. Можно сказать, что возбуждение спиновой волны для случая, когда лазерный нагрев отсутствует, приводит к „зигзагообразному“ распределению мощности ПМСВ вдоль всей длины волновода. Данный тип возбуждения обеспечивает наличие зоны непрохождения спин-волнового сигнала в области антенны P_{out1} на частоте ~ 5.6 GHz. При этом зона непрохождения сигнала для антенны P_{out2} в спектре спиновых волн отсутствует. Это связано с несимметричным возбуждением волны, так как входная антенна располагается только на половине ширины волновода.

При воздействии лазерным нагревом вдоль длины волновода формируется область с градиентным распределением намагнитности насыщения шириной $d = 30 \mu\text{m}$, что в свою очередь приводит к разделению волновода на два параллельно-ориентированных волноведущих канала. Это приводит к трансформации спин-волнового распределения в рассматриваемой системе.

Воздействие лазерным нагревом на поверхность ЖИГ микроволновода приводит к формированию характерных провалов мощности в АЧХ, регистрируемых на выходах P_{out1} и P_{out2} (рис. 2, *a*, прерывистые линии). Спектр становится дискретным вместо непрерывного, что связано с переходом системы в режим перекачки энергии между волноведущими каналами.

На картах пространственного распределения интенсивности спиновых волн видно, что при включенном лазерном нагреве (рис. 2, *c* и *e*) мощность спиновой волны периодически перекачивается между каналом 1 и каналом 2 с определенным пространственным периодом, который называют длиной перекачки, описывающей связь ПМСВ, распространяющихся вдоль волноводных каналов, которая выражается как $L = 2\pi/|k_S - k_{AS}|$, где k_S и k_{AS} — волновые числа симметричных и антисимметричных мод соответственно. Длина перекачки численно равна расстоянию вдоль оси x , в течение которого спиновая волна перейдет из одного канала в другой, а после вернется обратно.

Можно заметить качественную аналогию между данной структурой с лазерным нагревом и системой двух латерально связанных магнитных микроволноводов шириной $200 \mu\text{m}$, разделенных воздушным зазором d [19–21]. Создание волноведущих каналов приводит к расщеплению дисперсионной ветви спиновых волн изолированного волновода на симметричную и антисимметричную моды [12]. Это проявляется в биении мод, при котором мощность спиновой волны периодически переходит из одного канала в другой [19]. Биения обусловлены различиями фазовых скоростей симметричных

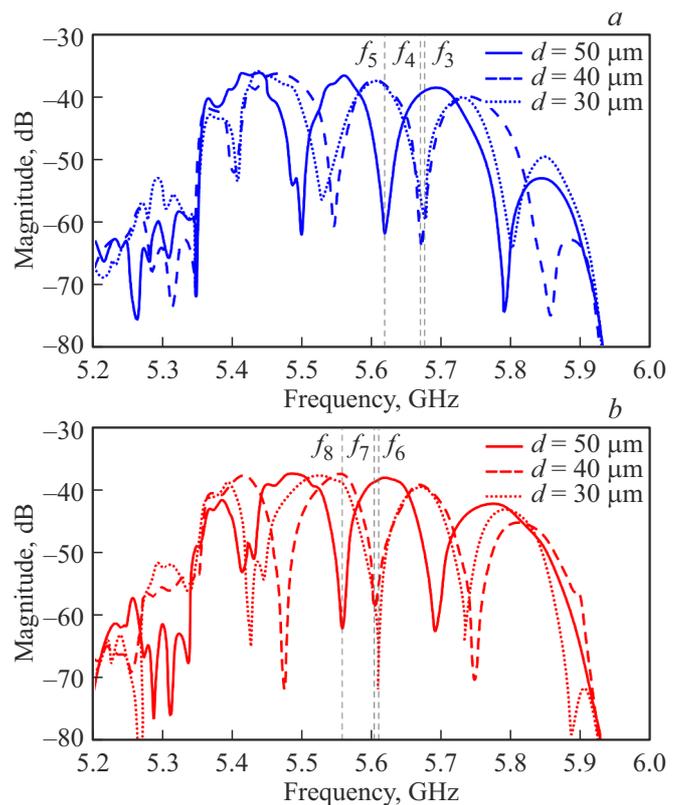


Рис. 3. АЧХ при изменении ширины линии лазерного нагрева $d = 30 \mu\text{m}$ (точечные кривые), $d = 40 \mu\text{m}$ (пунктирные кривые), $d = 50 \mu\text{m}$ (сплошные кривые), снятые с выходов: *a* — P_{out1} ; *b* — P_{out2} .

и антисимметричных мод, что приводит к модуляции интенсивности спиновых волн вдоль длины волновода [20]. Биения симметричных и антисимметричных мод, возникающие из-за взаимодействия каналов через дипольное магнитное поле, приводят к частотной селекции. На определенных частотах мощность спиновой волны преимущественно передается в один из каналов, что и вызывает наблюдаемые провалы на АЧХ. Это явление подчеркивает возможность управления спектральными характеристиками системы с помощью лазерного нагрева.

Как было отмечено ранее, при включении лазерного нагрева с конечной шириной нагреваемой области, которая разделяет волновод на два канала, важно, чтобы ширина d не была чрезмерно большой, так как это приводит к значительному снижению связи между каналами, делая перекачку сигнала неэффективной [14]. Однако ширину лазерного нагрева d можно варьировать, чтобы изучить влияние этого параметра на характеристики системы.

На рис. 3 показаны АЧХ, полученные с выходов P_{out1} (рис. 3, *a*) и P_{out2} (рис. 3, *b*) при изменении ширины лазерного нагрева $d = 30, 40$ и $50 \mu\text{m}$. Рассмотрим выход P_{out1} и для наглядности отметим частоты (f_3, f_4, f_5 на рис. 3, *a*) в диапазоне от 5.6 до 5.7 GHz, соответствующие характерным зонам непропускания для различных

значений d . Видно, что при увеличении d эти зоны непропускания, наблюдаемые на АЧХ, смещаются в область более низких частот. Это явление проявляется как на АЧХ для P_{out1} , так и для P_{out2} . Такое смещение связано с изменением условий взаимодействия между модами спиновой волны в волноведущих каналах, где увеличение ширины d изменяет модовую структуру системы. Таким образом, использование методики лазерного нагрева позволяет не только выполнять ответвление мощности ПМСВ, но также и управлять режимами ответвления спиновой волны, попадающей на выходные секции структуры.

4. Заключение

В заключение следует отметить, что численные расчеты показывают, что прямоугольный ЖИГ-волновод со сформированной лазерным нагревом областью пониженной намагниченности, позволяет успешно создавать волноведущие каналы для ответвления спин-волнового сигнала. Можно заметить качественное сходство исследуемых эффектов с результатами, представленных в некоторых работах, в которых изучается латерально расположенные волноводы из ЖИГ с физическим зазором между ними. Преимуществом нашей структуры является упрощение геометрии за счет того, что необходимость во втором волноводе отпадает — благодаря применению лазерного нагрева есть возможность сформировать нужные волноведущие каналы. Кроме того, с помощью лазерного нагрева также есть возможность управлять спектром прохождения сигнала, не прибегая к увеличению входной мощности, изменения внешнего магнитного поля или других способов управления спиновыми волнами. Такой способ управления спиновыми волнами открывает новые возможности для разработки устройств и технологий на основе магнитных свойств. Исследуемая структура может быть использована в качестве пространственно-частотного фильтра для СВЧ сигналов, обеспечивая селективное пропускание сигналов в зависимости от их частоты и пространственного распределения, а также может служить основой для создания направленных ответвителей и переключателей, что делает ее перспективной для реализации устройств обработки информационных сигналов в магнетонных системах.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2023-0008).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, A. Slavin, Yu.N. Barabanenkov, S.A. Osokin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vyotsky, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov. *Phys. Usp.* **58**, 10 (2015).
- [2] B. Flebus, S.M. Rezende, D. Grundler, A. Barman. *J. Appl. Phys.* **133**, 16, 160401 (2023).
- [3] B. Flebus, S.M. Rezende, D. Grundler, A. Barman. *J. Phys.: Condens. Matter* **36**, 36, 363501 (2024).
- [4] H. Qin, R.B. Holländer, L. Flajšman, F. Hermann, R. Dreyer, G. Woltersdorf, S. van Dijken. *Nat. Commun.* **12**, 2293 (2021).
- [5] A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 26, 264002 (2010).
- [6] M. Evelt, V.E. Demidov, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Muñoz, J.B. Youssef, V.V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, K. Garcia-Hernandez, P. Bortolotti, V. Cros, A. Anane. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 17, 172406 (2016).
- [7] S.A. Odintsov, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, A.V. Sadovnikov. *Phys. Rev. Appl.* **22**, 1, 014042 (2024).
- [8] A. Khitun, K.L. Bao, M. Wang. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 26, 264005 (2010).
- [9] V.E. Demidov, S. Urazhdin, G. De Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, S.O. Demokritov. *Phys. Rep.* **673**, 1 (2017).
- [10] А.А. Грачев, Е.Н. Бегинин, А.А. Мартышкин, А.Б. Хутиева, И.О. Фильченков, А.В. Садовников. *Известия вузов. ПНД* **29**, 2, 254 (2021).
- [11] Y.A. Gubanov, V.A. Gubanov, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov. *J. Exp. Theor. Phys.* **136**, 1, 106 (2023).
- [12] A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, A.V. Sadovnikov. *J. Magn. Magn. Mater.* **515**, 167302 (2020).
- [13] A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov. *IEEE Trans. Magn.* **53**, 11, 2801604 (2017).
- [14] V.A. Gubanov, V.V. Kruglyak, S.E. Sheshukova, V.D. Bessonov, S.A. Nikitov, A.V. Sadovnikov. *Phys. Rev. B* **107**, 2, 024427 (2023).
- [15] Ia.A. Filatov, P.I. Gerevenkov, M. Wang, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova, N.E. Khokhlov. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697**, 1, 012193 (2020).
- [16] A. Vansteenkiste, B. Van de Wiele. *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 21, 2585 (2011).
- [17] A. Prabhakar, D.D. Stancil. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer, N.Y. (2009).
- [18] M. Vogel, A. Chumak, E. Waller, T. Langner, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, G. von Freymann. *Nature Phys.* **11**, 487–491 (2015).
- [19] A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. B* **96**, 14, 144428 (2017).
- [20] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, D.V. Romanenko, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 20, 202405 (2015).
- [21] N. Kumar, A. Prabhakar. *IEEE Trans. Magn.* **49**, 3, 1024 (2013).

Редактор А.Н. Смирнов