

05,08

Особенности невязимного распространения спиновых волн в магнотно-кристаллической структуре на основе двухслойной пленки железо-иттриевого граната с частичной металлизацией

© А.С. Пташенко¹, С.А. Одинцов^{1,¶}, Э.Г. Локк², А.В. Садовников¹

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

¶ E-mail: odinoff@gmail.com

Поступила в Редакцию 14 сентября 2023 г.

В окончательной редакции 14 ноября 2023 г.

Принята к публикации 17 ноября 2023 г.

Исследованы особенности спектров спиновых волн в волноведущей структуре на основе двухслойной пленки с металлическими полосками, периодически расположенными на одной из поверхностей пленки, формируя магнотный кристалл (МК). Рассматриваемая структура используется для реализации режима распространения спиновых волн в двух диапазонах частот для выбранного значения магнитного поля. На основе полученных методом конечных элементов дисперсионных характеристик спиновых волн показано формирование запрещенных зон в высокочастотном диапазоне спектра. Изменение конфигурации и расположения металлических полосок на одной из сторон пленки позволяет контролировать ширину и положения запрещенных зон в спектре и свойства невязимности спиновых волн при изменении направления распространения. Предложенная концепция двухслойной магнотно-кристаллической структуры может быть использована при проектировании функциональных устройств магнотоники с поддержкой частотно селективных многополосных режимов работы.

Ключевые слова: магнотника, невязимные системы, многослойные волноводы, магнотный кристалл.

DOI: 10.61011/FTT.2024.01.56941.205

1. Введение

На протяжении многих лет многослойные пленки на основе ферромагнитных материалов активно исследуются ввиду постоянно совершенствующейся технологии создания магнитных слоев на немагнитных подложках [1]. Например, магнитные тонкопленочные структуры могут быть представлены одиночными, двойными и многослойными пленками, состоящими из различных комбинаций ферромагнитных (ФМ), антиферромагнитных (АФМ) и немагнитных (НМ) слоев различной толщины и расположения. Многослойные структуры ФМ|НМ вызывают особый интерес в последнее десятилетие [2].

Поиск новых способов использования спин-волновых сигналов для обработки информации приводит к идеям использования свойств невязимности для спиновых волн (СВ), распространяющихся в многослойных структурах [1]. Базовым материалом для магнотоники является железо-иттриевый гранат (ЖИГ, YIG) ввиду развитой технологии изготовления и рекордно низких уровней потерь при распространении СВ. Тонкие пленки на основе ЖИГ могут использоваться для создания слоистых структур, например, ЖИГ|металл, которые позволяют наблюдать проявление эффекта невязимности при изменении направления распространения СВ на противоположное либо при изменении ориентации внешнего поля подмагничивания. Двухслойные пленки,

образованные из слоев ЖИГ с различной намагниченностью, обладают рядом преимуществ по сравнению со структурами ЖИГ|металл, благодаря меньшим потерям на распространение [3]. В то же время известно, что металлизация поверхности ферромагнитных пленок методом создания периодически расположенных полосок приводит к формированию в спектре СВ запрещенных зон (ЗЗ), что обусловлено возникновением брэгговского резонанса при распространении СВ [4]. При этом при частичной металлизации поверхности ЖИГ-пленки не будет наблюдаться сильного затухания СВ.

Исследование волноведущих структур на основе двухслойных ЖИГ-пленок представляет большой интерес, особенно для использования в качестве элементов межсоединений функциональных блоков магнотных сетей и их интеграции с устройствами, осуществляющими обработку информационного сигнала на принципах магнотной логики [5]. Особое внимание в исследованиях уделяется режимам распространения в магнотных микроволноводах конечной ширины, созданных из многослойных ферритовых пленок. Эти структуры позволяют контролировать режимы интерференции, включая изменение уровня входного СВЧ-сигнала, и являются важными элементами для создания интерферометров типа Маха–Цендера [6]. Стоит отметить, что в микроволноводах на основе тонких пленок ЖИГ возможны нелинейные режимы распространения сигнала,

исследуемые, например, с использованием радиофизических методов [7–9] и мандельштам-бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов [10–14]. Кроме того, исследования также направлены на использование многослойных пленок для создания устройств с переключаемыми характеристиками. Например, переключение магнитной анизотропии в многослойной структуре может быть достигнуто с помощью применения внешних магнитных или электрических полей [15]. Это открывает возможности для создания перепрограммируемых магнитоэлектрических устройств и памяти с высокой плотностью хранения информации. Одним из интересных направлений исследований является также использование многослойных пленок для создания спин-трансферных устройств. В таких устройствах используется эффект спинового транспорта, когда электронные спины передаются через границу между ферромагнитным и немагнитным слоями. Это открывает возможности для создания энергоэффективных и высокоскоростных устройств для хранения и обработки информации [16]. На основе магнито-кристаллических структур предложены перестраиваемые спин-волновые устройства, включая фазовращатели, фильтры и устройства переключения сигнала [17–20]. Использование особенностей спектров СВ в двухслойных ЖИГ-пленках и методов управления свойствами СВ при создании магнито-кристаллических структур может оказаться полезным для проектирования перестраиваемых фильтров и элементов магнито-сетей.

В настоящей работе было проведено исследование особенностей распространения сигнала в магнито-кристалле (МК), который образован многослойной пленкой железиттриевого граната с системой периодически сформированных на поверхности магнитной пленки металлических полос. Рассматриваемая магнитная пленка образована двумя слоями ферромагнетика с различной намагниченностью. Были исследованы различные механизмы управления спектром спиновых волн при изменении геометрии структуры. При помощи математического моделирования, проведенного с использованием метода конечных элементов, исследована трансформация спектров СВ, проявляющаяся в эффекте сдвига высокочастотной и низкочастотной полос спектра спиновых волн и параметров запрещенной зоны при изменении геометрии структуры. На основе полученных результатов была предложена концепция двухслойного спин-волнового волновода, которая может быть использована для создания управляемых магнито-межсоединений с поддержкой многополосных режимов работы.

2. Исследуемая структура

Для изучения влияния металлизации на положение запрещенной зоны в исследуемой структуре рассмотрим математическую модель, которая позволяет рассчитывать электродинамические характеристики гиротропных

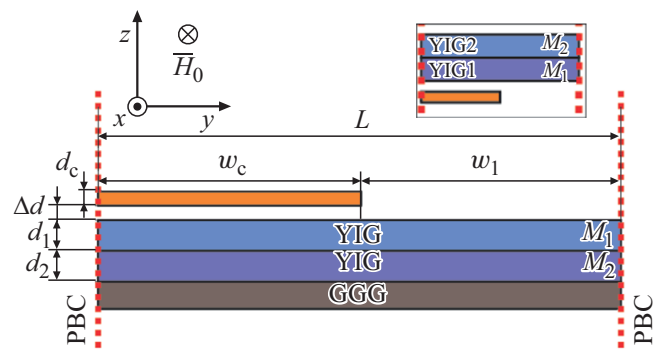


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой структуры.

структур, периодических по одному из пространственных направлений. Далее рассмотрим структуру, состоящую из ЖИГ, с периодически повторяющимися металлическими полосками, расположенными вблизи одной из поверхностей пленки. Положим, что система бесконечна и однородна вдоль оси x . Диэлектрическая проницаемость ЖИГ в численном моделировании выбиралась скалярной величиной, тогда как магнитная проницаемость описывалась тензором, зависящим от частоты.

Используя модель двухслойной ферритовой пленки ЖИГ $[Y_3Fe_5O_{12}]$, мы рассмотрели схему двухслойного микроволновода, фрагмент структуры которого представлен на рис. 1. Параметры двухслойной пленки были взяты из работы [21]. Один из слоев состоял из чистого ЖИГ с толщиной $d_1 = 6.9 \mu m$ и с намагниченностью насыщения $4\pi M_1 = 1738 G$ (YIG1), а второй слой был легированным с добавлением галлия и лантана при $d_2 = 8.9 \mu m$ с намагниченностью насыщения $4\pi M_2 = 904 G$ (YIG2). Слои располагались на подложке из галлий-гадолиниевого граната (GGG).

Микроволновод помещен в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670 Oe$, ориентированное вдоль оси x . Для формирования МК задавались с периодом $L = 300 \mu m$ периодические металлические полосы толщиной $d_c = 8.9 \mu m$ на расстоянии $\Delta d = 1 \mu m$ от поверхности двухслойной пленки, проводимость металла считается конечной и соответствует проводимости меди $5.998 \cdot 10^7 S/m$. Геометрия моделирования представляла собой случай возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) касательно к намагниченной пленке.

В отличие от стандартного подхода к описанию ферромагнетиков в рамках магнитостатического приближения и уравнения Уокера, используемых для моделирования статических или квазистатических магнитных полей, при известном виде тензора, для определения электродинамических характеристик МК необходимо решать уравнения Максвелла для структуры, изображенной на рис. 1 с соответствующими граничными условиями.

Периодические граничные условия Флоке (periodic boundary condition, PBC) были заданы на правой и левой границах расчетной области, что позволило проводить

расчет дисперсионных характеристик СВ для первой приведенной зоны Бриллюэна. Они имеют вид

$$\mathbf{E}(x + L, y) = \mathbf{E}(x, y) \exp(-j\beta_y L),$$

где β_y — компонента волнового вектора вдоль оси y (продольное волновое число), \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля.

3. Метод численного исследования

Было проведено численное моделирование и расчет спектров электромагнитных волн методом конечных элементов путем решения системы уравнений Максвелла. В связи с чем можно говорить о том, что спины в системе являются свободными, так как при данном подходе не учитывается обменное взаимодействие. При этом, полагая, что компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по гармоническому закону $e^{j\omega t}$, можно проводить решение уравнение второго порядка для вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} :

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

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — частота электромагнитной волны, $\varepsilon = 14$ — эффективное значение диэлектрической проницаемости для слоя ЖИГ. Тензор магнитной проницаемости каждого слоя $\hat{\mu}_{1,2}$ задавался в виде, соответствующем электромагнитному описанию гиротропной среды [5]:

$$\hat{\mu}_{1,2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{1,2}(\omega) & -i\mu_{a,1,2}(\omega) \\ 0 & i\mu_{a,1,2}(\omega) & \mu_{1,2}(\omega) \end{bmatrix}$$

$$\mu_{1,2}(\omega) = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_{M_{1,2}}) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$$\mu_{a,1,2}(\omega) = \frac{\omega_{M_{1,2}}\omega}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

где $\omega_{M_{1,2}} = \gamma 4\pi M_{1,2}$, $\omega_H = \gamma H_0$, $\gamma = 2\pi \cdot 2.8 \text{ МГц/Ое}$ — гиромангнитное отношение в ЖИГ-пленке, $M_{1,2}$ — намагниченность насыщения каждого слоя. Для моделирования распространения собственных волн в периодической структуре достаточно рассмотреть один период структуры, образующий элементарную ячейку МК.

Также были получены дисперсионные характеристики для СВ, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении оси y , в результате решения аналитического уравнения из работы [22], для неперодической двухслойной структуры.

Дисперсионные характеристики, подсчитанные с помощью аналитического метода и метода конечных элементов, показаны на рис. 2. Наблюдается хорошее соответствие одной из веток дисперсионных характеристик спиновых волн, а именно той, которая находится в диапазоне отрицательных волновых чисел. Противоположная

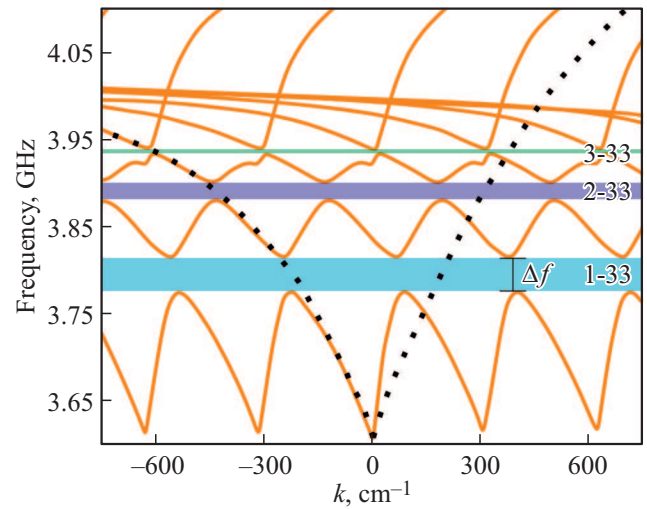


Рис. 2. Дисперсионные характеристики, полученные для структуры с шириной медной накладки $w_c = 60 \mu\text{m}$ (оранжевая линия) и дисперсионная характеристика, полученная в результате решения аналитического уравнения из работы [22] (черная пунктирная кривая).

ветка, однако, сильно отличается при наличии магнетонно-кристаллической структуры. Таким образом, наличие в двухслойной пленке магнетонно-кристаллической структуры не только добавляет запрещенные зоны в спектр волн, но и меняет угол наклона дисперсионной характеристики и, как следствие, групповую скорость волн при распространении СВ.

Далее был произведен расчет дисперсионных характеристик одномерного магнетонного кристалла с различными коэффициентами заполнения, образованного периодическими неоднородностями, нанесенными на одну из поверхностей двухслойной ферритовой пленки, при этом затухание электромагнитных волн в феррите не учитывается. С помощью численного моделирования исследуемой структуры были построены дисперсионные характеристики ПМСВ для структур с МК.

На рис. 3, *a* и *b* показаны дисперсионные характеристики: черная кривая — для МК с шириной металлизированной накладки в одном периоде $w_c = 100 \mu\text{m}$, оранжевые кривые — для МК с $w_c = 50 \mu\text{m}$. Видно, что эффект расталкивания ветвей дисперсионной характеристики, вызванный набегом фаз прямой и обратной спиновой волны, проявляется в НЧ-области (рис. 3, *a*) для ветки в области отрицательных волновых чисел. Данный эффект проявляется еще сильнее с увеличением коэффициента заполнения металлической структуры вблизи поверхности волноведущей структуры. В высокочастотном диапазоне этот эффект проявляется минимально, что показано на рис. 2.

Для исследования влияния коэффициента заполнения металлической структуры над двухслойной структурой на частотную ширину запрещенной зоны были проведены расчеты дисперсионных характеристик для рассматриваемой структуры с изменением ширины w_c .

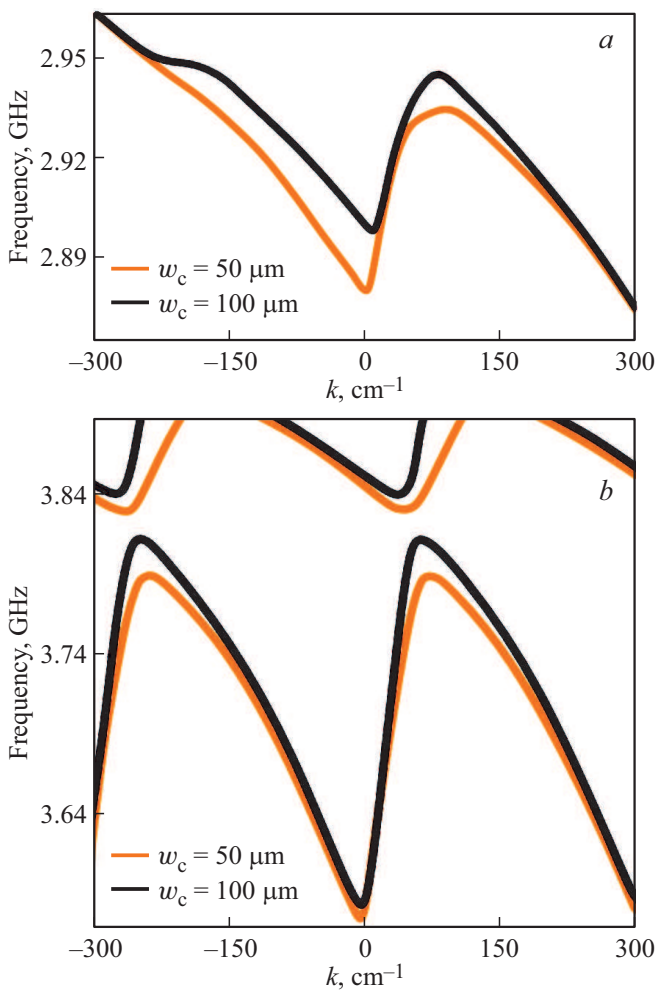


Рис. 3. Дисперсионные характеристики, полученные для исследуемой структуры при двух различных значения периода МК: *a*) низкочастотная область дисперсионной характеристики, *b*) высокочастотная область дисперсионной характеристики.

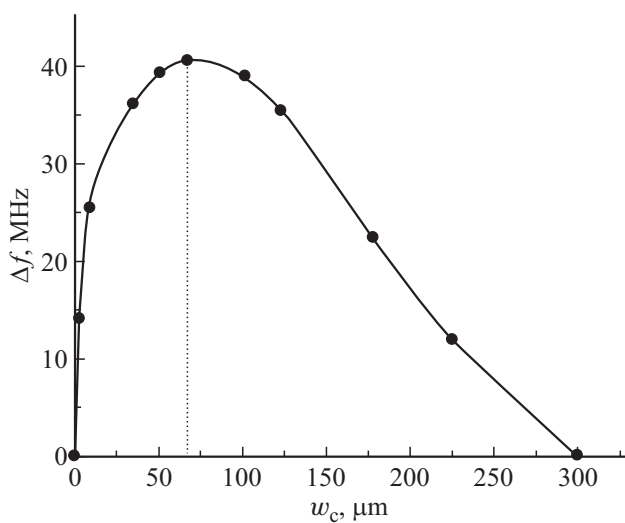


Рис. 4. Частотная ширина 1-й запрещенной зоны в зависимости от ширины металлизированной накладки w_c .

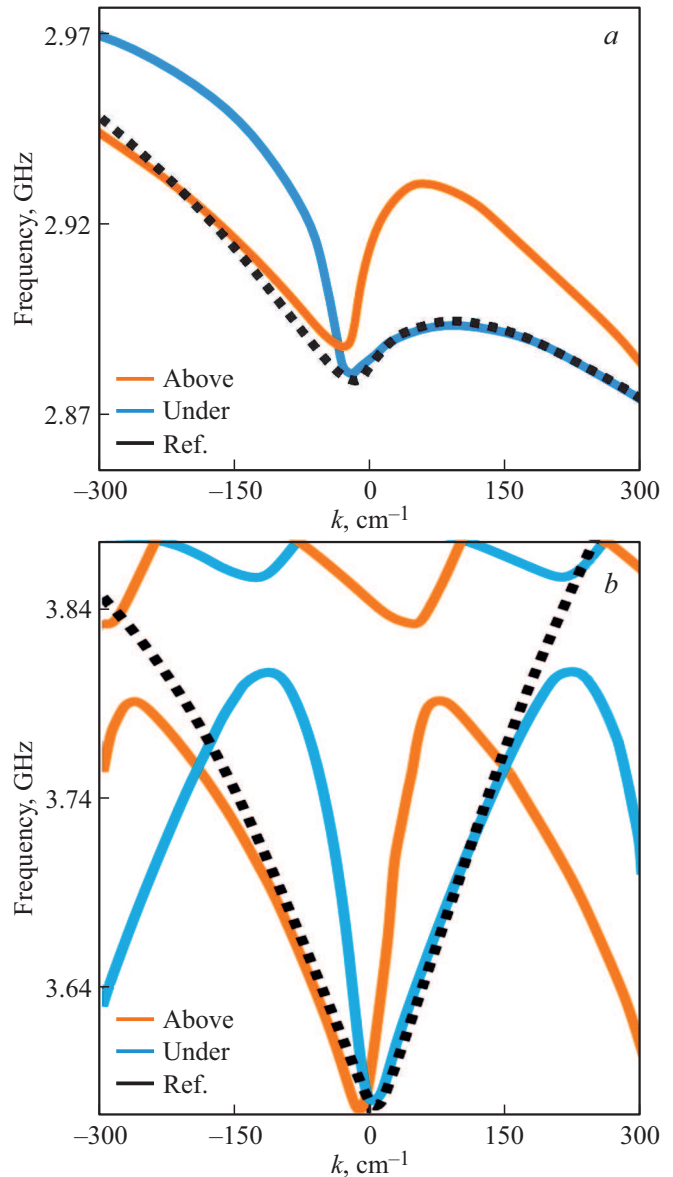


Рис. 5. Дисперсионные характеристики, полученные для исследуемой структуры при двух различных положениях МК относительно положения пленки ЖИГ. *a*) низкочастотная область дисперсионной характеристики, *b*) высокочастотная область дисперсионной характеристики.

При добавлении в систему металлизированного МК происходит формирование ЗЗ и при увеличении w_c до $70 \mu\text{m}$ ширина ЗЗ достигает своего максимума в $\Delta f = 40 \text{ MHz}$. Положение максимума отмечено вертикальной пунктирной линией на рис. 4. При дальнейшем увеличении w_c до значения $w_c = L$ происходит плавное закрытие ЗЗ.

На рис. 5, *a* и *b* приведены дисперсионные характеристики для структуры, показанной на рис. 1, при различном положении МК относительно двухслойной пленки ЖИГ, а именно, над пленкой и под ней. Оранжевой кривой показана дисперсионная характеристика в случае, когда МК находится над пленкой с наименьшей намаг-

ниченностью (M_1), синей кривой — случай, когда МК находится под пленкой с наибольшей намагниченностью (M_2), как продемонстрировано на панели с рис. 1, черная пунктирная линия — дисперсия поверхностной магнитостатической волны для структуры двухслойной пленки без металлизации.

В зависимости от того, с какой стороны пленки находится МК, происходит частотное смещение ветвей дисперсионной характеристики и смещение формирующихся запрещенных зон. В случае, если МК находится над двухслойной пленкой (над YIG2), ЗЗ смещается в сторону больших волновых чисел, что видно в высокочастотной области на рис. 5, *b*; тогда как в НЧ (рис. 5, *a*) также происходит смещение обратной волны в сторону увеличения волновых чисел (синие кривые). При помещении МК вблизи пленки с повышенной намагниченностью (YIG1) смещение происходит в сторону меньших волновых чисел, как для НЧ-ветви, так и области ЗЗ в высокочастотной области.

4. Заключение

Проведено детальное изучение режимов распространения спин-волнового сигнала в двухслойном магнетонном микроволноводе с решеткой из металлических полосок на поверхности. С помощью численного моделирования и решения задачи на собственные значения проведено исследование свойства невзаимности спиновых волн. Была обнаружена трансформация дисперсионных характеристик спиновых волн, распространяющихся в двух противоположных направлениях. Кроме того, выявлено наличие двух полос частот распространения спиновых волн в магнетонно-кристаллических двухслойных структурах. Численное моделирование показало, что двухслойные структуры способны поддерживать две полосы частот распространения спиновых волн. И из-за МК на поверхности показано формирование запрещенных зон в высокочастотном диапазоне спектра. Изменение конфигурации и расположения металлических полосок на одной из сторон пленки позволяет контролировать ширину и положение запрещенных зон в спектре и свойства невзаимности спиновых волн при изменении направления распространения. Предложенная концепция двухслойной магнетонно-кристаллической структуры может быть использована при проектировании функциональных устройств магноники с поддержкой частотно селективных многополосных режимов работы.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 23-79-30027.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] 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. Кириллук. УФН **190**, 10, 1009 (2020). [S.A. Nikitov, A.R. Safin, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.V. Logunov, M.A. Morozova, S.A. Odintsov, S.A. Osokin, A.Yu. Sharaevskaya, Yu.P. Sharaevsky, A.I. Kirilyuk. Phys.—Usp. **63**, 10, 945 (2020)].
- [2] I.V. Vetrova, M. Zelent, J. Šoltys, V.A. Gubanov, A.V. Sadovnikov, T. Šcepka, J. Dérer, R. Stoklas, V. Cambel, M. Mruczkiewicz. Appl. Phys. Lett. **118**, 21, 212409 (2021).
- [3] А.Г. Веселов, С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. Радиотехника и электроника **39**, 2067 (1994).
- [4] А.В. Кожевников. Влияние параметрических спиновых волн на дисперсию и затухание магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната. Дис. к.ф.-м.н. Саратов. гос. ун-та им. Н.Г. Чернышевского, Саратов (2011).
- [5] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, London (1996).
- [6] А.А. Грачев, А.А. Мартышкин, С.Е. Шешукова, А.В. Садовников, С.А. Никитов. Электроника и микроэлектроника СВЧ **1**, 387 (2019).
- [7] П.Е. Зильберман, С.А. Никитов, А.Г. Тимирязев. Письма в ЖТФ **42**, 3, 82 (1985).
- [8] A.D. Boardman, S.A. Nikitov, N. Waby. Phys. Rev. B **48**, 18, 13602 (1993).
- [9] M. Chen, M.A. Tsankov, J.M. Nash, C.E. Patton. Phys. Rev. Lett. **70**, 11, 1707 (1993).
- [10] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids **19**, 3–4, 308 (1961).
- [11] T.W. O’Keeffe, R.W. Patterson. J. Appl. Phys. **49**, 9, 4886 (1978).
- [12] S.N. Bajpai. J. Appl. Phys. **58**, 2, 910 (1985).
- [13] М.А. Морозова, С.В. Гришин, А.В. Садовников, Д.В. Романенко, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов. Appl. Phys. Lett. **107**, 24, 242402 (2015).
- [14] A.V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A.O. Adeyeye, J. Akerman, F.G. Aliev, A. Anane, A. Awad, C.H. Back, A. Barman, G.E.W. Bauer, M. Becherer, E.N. Beginin, V.A.S.V. Bittencourt, Y.M. Blanter, P. Bortolotti, I. Boventer, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, J.J. Carmiggelt, R.R. Cheenikundil, F. Ciubotaru, S. Cotozana, G. Csaba, O.V. Dobrovolskiy, C. Dubs, M. Elyasi, K.G. Fripp, H. Fulara, I.A. Golovchanskiy, C. Gonzalez-Ballester, P. Graczyk, D. Grundler, P. Gruszecki, G. Gubbiotti, K. Gusliencko, A. Haldar, S. Hamdioui, R. Hertel, B. Hillebrands, T. Hioki, A. Houshang, C.-M. Hu, H. Huebl, M. Huth, E. Iacocca, M.B. Jungfleisch, G.N. Kakazei, A. Khitun, R. Khymyn, T. Kikkawa, M. Kläui, O. Klein, J.W. Klos, S. Knauer, S. Koraltan, M. Kostylev, M. Krawczyk, I.N. Krivorotov, V.V. Kruglyak, D. Lachance-Quirion, S. Ladak, R. Lebrun, Y. Li, M. Lindner, R. Macêdo, S. Mayr, G.A. Melkov, S. Mieszczyk, Y. Nakamura, H.T. Nembach, A.A. Nikitin, S.A. Nikitov, V. Novosad, J.A. Otálora, Y. Otani, A. Papp, B. Pigeau, P. Pirro, W. Porod, F. Porrati, H. Qin, B. Rana, T. Reimann, F. Riente, O. Romero-Isart, A. Ross, A.V. Sadovnikov, A.R. Safin, E. Saitoh, G. Schmidt, H. Schultheiss, K. Schultheiss, A.A. Serga, S. Sharma, J.M. Shaw, D. Suess, O. Surzhenko, K. Szulc, T. Taniguchi,

- M. Urbánek, K. Usami, A.B. Ustinov, T. van der Sar, S. van Dijken, V.I. Vasyuchka, R. Verba, S. Viola Kusminskiy, Q. Wang, M. Weides, M. Weiler, S. Wintz, S.P. Wolski, X. Zhang. *IEEE Trans. Magn.* **58**, 6, 0800172 (2002).
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2022.3149664>
- [15] Ю.А. Юсипова. *Изв. вузов. Электроника* **24**, 2, 160 (2019).
[Yu.A. Iusipova. *Proc. Universities. Electronics* **24**, 2, 160 (2019). (In Russ.)].
- [16] П.В. Купцов. *ФТТ* **65**, 6, 943 (2023). [P.V. Kuptsov. *Phys. Solid State* **65**, 6, 903 (2023)].
- [17] H. Suhl. *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 4, 209 (1957).
- [18] V.E. Demidov, M. Evelt, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Muñoz, J. Ben Youssef, V.V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, P. Bortolotti, V. Cros, A. Anane. *Sci. Rep.* **6**, 32781 (2016).
- [19] U.-H. Hansen, V.E. Demidov, S.O. Demokritov. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 25, 252502 (2009).
- [20] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevskii, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 4, 042407 (2016).
- [21] С.А. Одинцов, Э.Г. Локк, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников. *Russ. Technol. J.* **10**, 4, 55 (2022).
<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-4-55-64>
- [22] S.A. Odintsov, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, E.H. Lock, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov. *J. Magn. Magn. Mater.* **546**, 168736 (2022). ISSN 0304-8853

Редактор Е.В. Толстякова