

05,13

Эффекты нелинейности при распространении спиновых волн в двуслойном магнотном волноводе

© С.А. Одинцов¹, Э.Г. Локк², Е.Н. Бегинин¹, 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 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Продемонстрирована возможность частотно-селективного распространения спиновых волн в линейном и нелинейном режиме в магнотном микроволноводе, состоящем из двух слоев с различным значением величины намагниченности насыщения каждого слоя. Показано, что многомодовое распространение спиновых волн может осуществляться внутри двухслойной структуры в двух диапазонах частот, при этом увеличение мощности входного СВЧ сигнала приводит к изменению границ обоих частотных диапазонов. В то же время этот процесс сопровождается сильной невязимностью распространений спин-волнового сигнала, что проявляется в изменении амплитудно-частотных характеристик при изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное, при этом в нелинейном режиме изменение границ частотных полос пропускания может меняться при увеличении мощности накачки. Предложенная концепция двухслойного спин-волнового волновода может лежать в основе изготовления нелинейных магнотных элементов, демонстрирующих функции межсоединений с поддержкой многополосных режимов работы.

Ключевые слова: магнотника, нелинейность, нелинейные системы, многослойные системы, спиновые волны.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52813.06NN

1. Введение

На протяжении десятилетий многослойные пленки на основе ферромагнитных материалов, поддерживающих режимы распространения спин-волновых сигналов, привлекают большое число исследователей ввиду постоянного развития как технологий создания магнитных слоев на немагнитных подложках, так и развития идей применения волн намагниченности для решения задач обработки информационных сигналов [1]. Магнитные тонкопленочные структуры изготавливаются в виде одиночных магнитных пленок, двойных магнитных пленок и многослойных магнитных пленок, состоящих из ферромагнитных (ФМ), антиферромагнитных (АФМ) и немагнитных (НМ) пленок различной толщины и расположения слоев, среди которых многослойные структуры ФМ/НМ вызвали большой интерес в последнее десятилетие [2]. Использование многослойных диэлектрических пленок железитриевого граната (ЖИГ) обеспечивает проявление эффекта невязимности и в то же время дает большее преимущество с хорошо известными слоистыми структурами ЖИГ/металл, ввиду значительно меньших спин-волновых потерь в двуслойной пленке ЖИГ, состоящей из слоев с различными значениями намагниченности. В свою очередь исследование нелинейных процессов в ограниченных по ширине магнотных волноводящих структурах представляется интересной

задачей ввиду использования микроволноводов в качестве элементов межсоединений функциональных блоков магнотных сетей, выполняющих функции обработки сигнала на принципах магнотной логики [3]. Рассмотрение нелинейных спин-волновых процессов в режимах трехмагнотного и четырехмагнотного распада в пленках ЖИГ внесли значительный вклад в теорию, описывающую нелинейную динамику диссипативных систем [3–5]. Нелинейные режимы распространения сигнала в тонких пленках ЖИГ, экспериментально исследовались в ферромагнитных волноводах миллиметровой ширины с использованием радиофизических методов [6–8] и мандельштам-бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов [9–13]. Было показано, что, используя нелинейные эффекты в ЖИГ [14], возможным оказывается создание перестраиваемых спин-волновых устройств [15], например, нелинейных фазовращателей, фильтров [16] и устройств переключения сигнала на основе магнотных кристаллов [17]. Таким образом, использование структурированных пленок феррит-гранатов может служить базой для вычислительной техники следующего поколения с низким уровнем энергопотребления на принципах магнотники [18,3]. При этом важно отметить, что для создания интерферометров типа Маха–Цендера определяющим будет исследование режимов распространения СВ в магнотном микроволноводе конечной ширины, изготовленном из многослойной ферритовой пленки

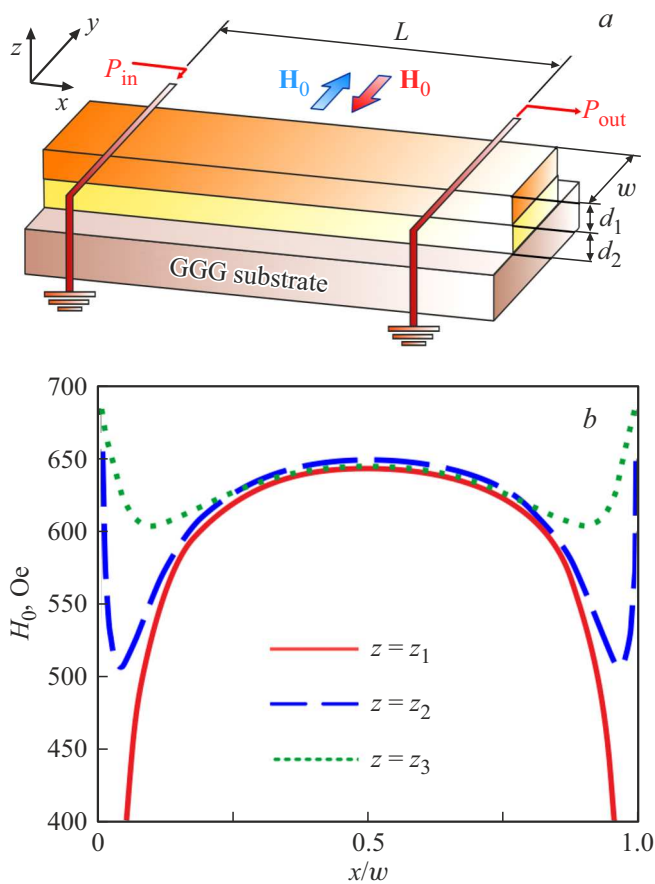


Рис. 1. (а) Схема рассматриваемой структуры. (б) Результаты расчета внутреннего поля в исследуемой структуре, в отдельных взятых слоях по оси z (красная линия — верхняя граница структура, синяя пунктирная линия — середина структуры, зеленая точечная линия — нижняя граница структуры).

с возможностью управления режимами интерференции в том числе изменением уровня входного СВЧ-сигнала.

В настоящей работе исследуются особенности, возникающие в линейном и нелинейном режиме распространения сигнала в магнитном волноводе, образованном ЖИГ пленкой, состоящей из слоев с различной намагниченностью. Построена аналитическая модель, описывающая спектр собственных мод такой структуры и рассмотрены механизмы управления спектром мод при изменении мощности спиновой волны. На основе экспериментального исследования методом микроволновой спектроскопии обнаружены эффекты сдвига высокочастотной и низкочастотной полосы спектра спиновых волн при варьировании уровня мощности входного сигнала и изменении поляризации приложенного внешнего магнитного поля. Предложенная концепция двухслойного спин-волнового волновода может лежать в основе изготовления управляемых магнитных межсоединений с поддержкой многополосных режимов работы.

2. Исследуемая структура

На рис. 1, а показана схема исследуемого двухслойного микроволновода. Для исследования использована эпитаксиально выращенная монокристаллическая ферримагнитная двухслойная ферритовая пленка ЖИГ $[\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}]$ размером $0.5\text{--}7\text{ mm}^2$, выращенная на подложках галлий-гадолиниевого граната $[\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12} (\text{GGG})]$, плоскость которой совпадала с кристаллографической плоскостью (111). При создании пленки на подложке из ГГГ сначала был выращен слой чистого ЖИГ толщиной $7\text{ }\mu\text{m}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M_1 = 1738\text{ G}$ (ЖИГ1), а на нем — слой ЖИГ, легированный галлием и лантаном, толщиной $9\text{ }\mu\text{m}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M_2 = 904\text{ G}$ (ЖИГ2). Далее волновод помещался в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670\text{ Oe}$, ориентированное вдоль оси y , причем имелась возможность менять направление поля на 180 градусов. Ширина исследуемого образца составляла $w = 100\text{ }\mu\text{m}$. Длина волновода $L = 7\text{ mm}$. Входной и выходной микроволновые преобразователи шириной $30\text{ }\mu\text{m}$ были прикреплены к конструкции и обозначены на рис. 1б а как „ P_{in} “ и „ P_{out} “ соответственно. Геометрия эксперимента соответствовала случаю возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в касательно намагниченной пленке.

3. Методы теоретического и численного исследования

Для построения статических профилей распределения внутреннего магнитного поля в исследуемой структуре, было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3 [19], на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта методом Дормана–Принса, которое описывает прецессию магнитного момента M в эффективном магнитном поле $H_{\text{eff}} = H_0 + H_{\text{demag}} + H_{\text{ex}} + H_a$, где H_0 — внешнее магнитное поле, H_{demag} — поле размагничивания, H_{ex} — обменное поле, H_a — поле анизотропии. При этом поле анизотропии полагалось равным $H_a = 0$, поскольку вектор равновесной намагниченности направлен вдоль осей симметрии ЖИГ. Согласно работам [20,21] легированный ЖИГ с намагниченностью насыщения $4\pi M = 904\text{ G}$ может обладать перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА). При численном моделировании мы не учитывали влияние ПМА каждого из слоев ЖИГ ввиду того, что в настоящем исследовании рассмотрен только случай касательного намагничивания пленки и построенная модель указывает на проявление невязимого характера для распространяющихся спиновых волн. Для уменьшения отражений сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были введены регионы с увеличивающимся в геометрической прогрессии коэффициентом затухания $\alpha = 10^{-5}$ в начале входной и в конце выходной секций волноведущей структуры.

На рис. 1, *b* представлены результаты расчета внутреннего магнитного поля внутри исследуемой структуры, полученной с помощью метода конечных разностей в программе MuMax3. Расчетная область в направлении оси z разделялась на 16 слоев, при этом оказывалось возможным показать, как меняется распределение величины внутреннего магнитного поля в центре первого слоя ЖИГ1 ($z = z_1$), в центре второго слоя ЖИГ1 ($z = z_3$) и на границе между слоями ($z = z_2$). Видно, что внутренние магнитные поля являются сильно неоднородными как в направлении оси y , так и в направлении оси z , что в свою очередь сильно влияет на спектры распространения спиновых волн. При этом неоднородное распределение внутреннего магнитного поля приводит к более выраженному невзаимному поведению спин-волнового сигнала.

Распространение спиновых волн в плоскостных структурах с различной величиной намагниченности слоев и при различной ориентации внешнего магнитного поля теоретически и экспериментально изучалось в работах [22–24]. В магнитных структурах ограниченной ширины распространение спиновых волн рассматривалось, например, в [23,24]. В настоящей работе рассмотрено распространение диполь-дипольных спиновых волн в двух поперечно ограниченных магнитных волноводах с разными намагниченностями насыщения M_1 и M_2 , толщинами d_1 и d_2 , одинаковой шириной w , разделенными немагнитным слоем толщиной t . Магнитные свойства сред в волноводах описываются тензорами магнитной проницаемости вида

$$\bar{\mu}_i = \begin{pmatrix} \mu_i & j\mu_i^a & 0 \\ -j\mu_i^a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

где $i = 1, 2$ — номер слоя, $\mu(\omega) := 1 + \frac{\omega h \cdot \omega m}{\omega h^2 - \omega^2}$, $\mu a(\omega) := 1 + \frac{\omega m \cdot \omega}{\omega h^2 - \omega^2}$.

Вне магнитных слоев магнитостатический потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (1)$$

Представляя потенциалы в виде плоских волн внутри и снаружи волнопроводов в виде $\psi(x, y, z) = e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)}$ и $\psi_i(x, y, z) = e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)}$, соответственно из (1) мы получили соотношения для волновых чисел во всех пространственных регионах $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 0$, $\mu_i k_x^2 + \mu_i (k_y^i)^2 + k_z^2 = 0$. Учет граничных условий на боковых поверхностях волнопроводов (где $z = -w/2$ и $z = w/2$) проводился путем задания граничных условий типа „магнитная стенка“ [4], при этом волновые числа k_z определяются из соотношения: $k_z = \frac{n\pi}{w}$, $n = 1, 2, 3 \dots$, где n — индекс поперечной (шириновой) моды спиновой волны [10]. Решение задачи о распространении волны в двуслойном магнитном микроволноводе ищется в

виде распространяющихся волн с неоднородным распределением величины магнитостатического потенциала $\Psi(y)$ вдоль оси y : $\psi(x, y, z) = \Psi(y) \sin(k_z z) e^{-jk_x x}$. В волноводах распределение потенциала ищется в виде: $\Psi_i(y) = A_i e^{-jk_y^i y} + B_i e^{jk_y^i y}$. Приравнявая потенциалы и y -компоненты вектора магнитной индукции на границах раздела магнитной и немагнитной сред, получаем систему уравнений для неизвестных коэффициентов. Полученное таким образом дисперсионное уравнение получается довольно громоздким и далее в тексте работы не приводится.

Учет нелинейности в предложенной модели проводился из предположения уменьшения величины намагниченности насыщения при увеличении амплитуды прецессии намагниченности

$$M \approx M_0 \left[1 - \frac{m_x^2 + m_z^2}{2M_0^2} \right] = M_0(1 - \phi^2/2).$$

При этом мощность спиновых волн можно оценить асимптотически как [23,24] $P_{in} \approx |\phi|^2 M_0^2 v_g \omega_{eff} t_1$, где v_g — групповая скорость ПМСВ в магнитной полосе эффективной ширины ω_{eff} ; $\phi = \phi_0$ — начальная амплитуда ПМСВ. Учитывая сопротивление низшей поперечной моды ПМСВ [4, 25], возбуждаемой микрополосковой линией передачи, можно оценить величину P_{in} из экспериментальных значений P_0 .

Оценим уменьшение эффективной намагниченности насыщения δM_s с ростом амплитуды намагниченности h_0 [26,27]:

$$\delta M_s = M_0 - M_s \approx M_0 \gamma^2 h_0^2 / (2\alpha^2 \omega^2),$$

где — $\alpha = \frac{1}{\omega} \left| \frac{\delta \omega}{\delta H_i} \right| \frac{\Delta H}{2} = 1.15 \cdot 10^{-5}$ параметр затухания Гильберта [3], $h(x, z, t) = h_0 \sin(2\pi f t) [h_x(x, z)\mathbf{x}_0 + h_z(x, z)\mathbf{z}_0]$ — магнитное поле, возбужденное СВЧ током с частотой f .

4. Экспериментальное исследование

Для исследования влияния изменения СВЧ мощности сигнала на свойства спиновых волн в двуслойном микроволноводе во входной секции исследуемой структуры расположена микрополосковая антенна шириной $30 \mu\text{m}$, на которую подавался СВЧ-сигнал. Структура касательно намагничивалась с помощью создаваемого электромагнитом GMW 3472-70 внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси y для возбуждения поперечной магнитостатической волны (ПМСВ). Прием сигнала при проведении микроволнового эксперимента осуществлялся выходной антенной. На рис. 2, *a* показана частотная зависимость модуля комплексного коэффициента передачи S_{21} , измеренного с помощью векторного анализатора цепей E8362C. Приведенная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) показывает наличие двух зон прохождения для двуслойного магнитного

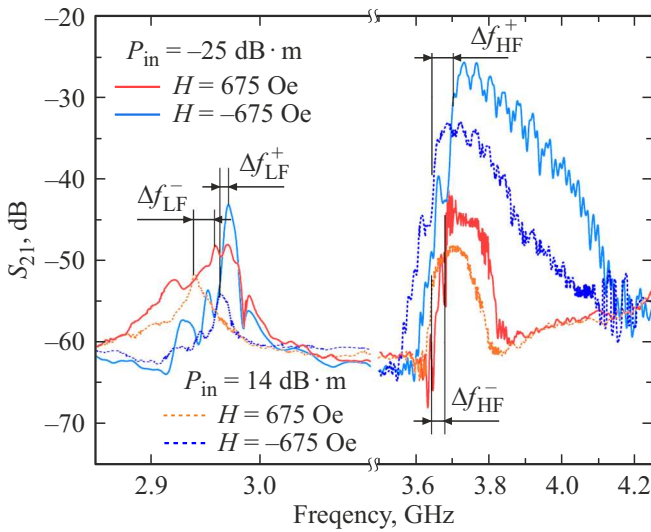


Рис. 2. Частотная зависимость модуля комплексного коэффициента передачи S_{21} в исследуемой структуре, полученная с помощью экспериментального исследования.

волновода в низкочастотном (LF) (2.92–3.01 GHz) и высокочастотном (HF) (3.61–4.0 GHz) диапазонах. Видно, что при изменении направления внешнего магнитного поля видно, как меняется ширина полос пропускания как в LF, так и в HF-областях. В свою очередь можно наблюдать сдвиг АЧХ в зависимости от прикладываемой мощности сигнала. Нелинейный сдвиг частоты в ВЧ области (Δf_{HF}) при изменении поляризации поля меняется, в НЧ (Δf_{LF}) области этот сдвиг также меняется, однако у НЧ-сдвиг выше, чем у ВЧ. Данный эффект проявляется в том числе из-за постоянного расположения микроантенны на поверхности одного из слоев при изменении поляризации поля. Таким образом, кроме того, что амплитуда спиновой волны уменьшается в случае отрицательного направления внешнего магнитного поля из-за того, что микрополосковый преобразователь располагался с одной стороны образца, то и нелинейные эффекты проявляются в системе наиболее выражено в том слое, где больше мощность спиновой волны. И меняя поляризацию поля, нелинейный сдвиг в НЧ-области становится больше, чем в ВЧ ($\Delta f_{LF}^- > \Delta f_{HF}^-$ и $\Delta f_{LF}^+ < \Delta f_{HF}^+$).

5. Результаты численного моделирования

На рис. 3, *a* представлены дисперсионные характеристики первых трех мод ($n = 1, 2, 3$) СВ, распространяющихся в исследуемом двуслойном магнетонном волноводе, которые были получены путем решения дисперсионных уравнений описанных выше. Видно, что при изменении поляризации поля дисперсионные характеристики сильно меняются, особенно в НЧ диапазоне, что показы-

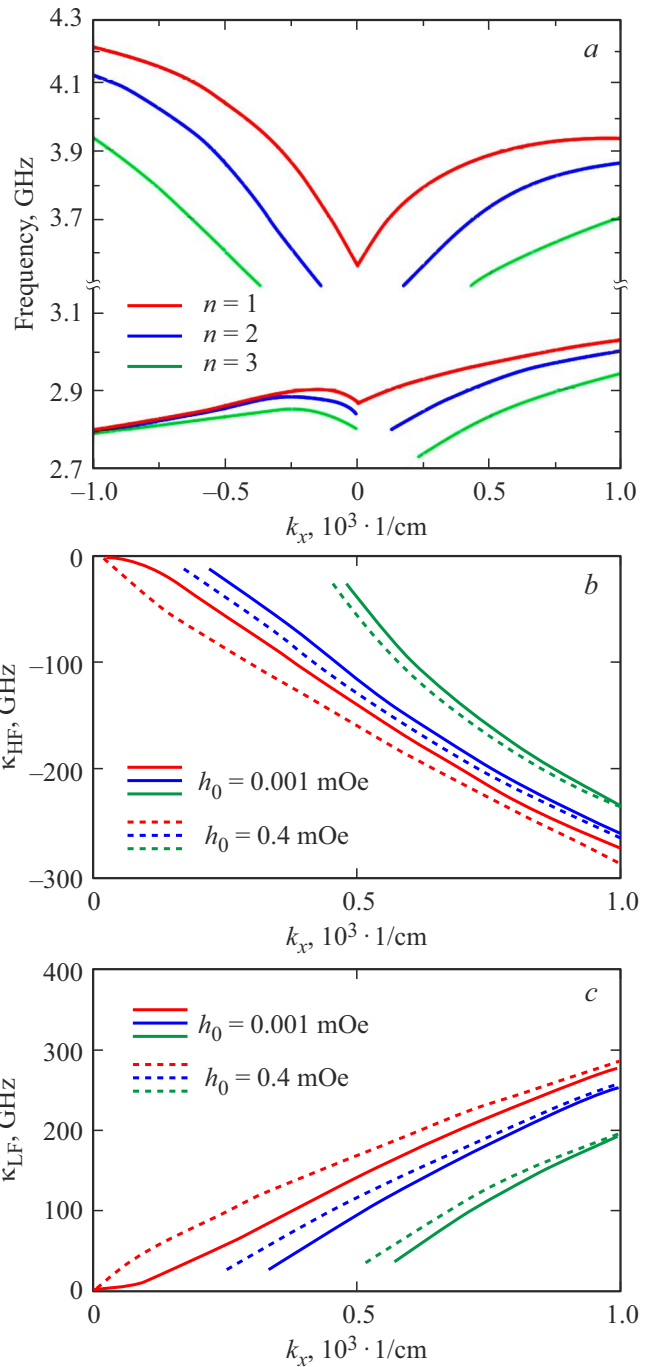


Рис. 3. (а) Дисперсионные характеристики первых трех мод СВ (красная линия — $n = 1$, синяя линия — $n = 2$, зеленая линия — $n = 3$), полученные с помощью аналитической модели; (б) коэффициент невязности κ_{HF} для ВЧ области при разных значениях h_0 ; (с) коэффициент невязности κ_{LF} для ВЧ области при разных значениях h_0 .

вает сильно невязное поведение СВ в двуслойной структуре.

Для оценки явления невязности используем коэффициент невязности как $\kappa_{HF} = f_+ - f_-$, где f_+ — частота распространения СВ в положительном направ-

лении оси y , а f_- — частота распространения СВ в отрицательном направлении оси x с тем же волновым числом k . Также определяется коэффициент невязности для нижней ветви дисперсионной характеристики $\kappa_{LF} = f_+ - f_-$. Оба коэффициента показаны на рис. 3, b , с при $h_0 = 0.001$ мОе и $h_0 = 0.4$ мОе, что соответствует мощности $P_{in} = -25$ dBm и $P_{in} = 14$ dBm, соответственно. Таким образом, с ростом волнового числа, коэффициент невязности уменьшается для верхней ветви дисперсионной характеристики и увеличивается для нижней, при этом увеличение мощности влияет на коэффициент невязности таким образом, что в НЧ области это приводит к уменьшению κ_{LF} , а в ВЧ-области, наоборот к увеличению κ_{HF} .

6. Заключение

Проведено исследование режимов распространения спин-волнового сигнала в двухслойном магнетонном волноводе. С помощью магнитостатического подхода и численного моделирования задачи на собственные значения было продемонстрировано явление невязности в частотах спиновых волн. Рассчитаны профили распределения величины внутреннего поля и коэффициент невязности для двуслойной структуры. Выявлена трансформация дисперсионных кривых, распространяющихся в двух противоположных направлениях. С другой стороны, показано, что двуслойные структуры поддерживают две полосы частот распространения спиновых волн. С помощью построенной модели и решения нелинейных дисперсионных уравнений, была показана нелинейная динамика волн, распространяющихся в исследуемой структуре. Полученные данные имеют хорошее сходство с результатами экспериментального исследования, которое в свою очередь подтверждает возможность распространения спиновых волн в низкочастотном и высокочастотном диапазонах а также частотные сдвиги в этих областях при изменении мощности сигнала. Эти результаты открывают новые пути изготовления невязных магнетонных устройств, которые также используют нелинейные свойства спиновых волн.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РТУ МИРЭА „Инновации в реализации приоритетных направлений развития науки и технологий“, проект НИЧ 28/28.

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. Шарасевская, Ю.П. Шарасевский, А.И. Кирилук. УФН **190** 1009 (2020).
- [2] I.V. Vetrova, M. Zelent, J. Šolýs, V.A. Gubanov, A.V. Sadovnikov, T. Šcepka, J. Dérer, R. Stoklas, V. Cambel, M. Mruczkiewicz. Appl. Phys.Lett. **118**, 212409 (2021)
- [3] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, London (1996).
- [4] D.D. Stancil, A. Prabhakar. Spin Waves: Theory and Applications. Springer, (2009).
- [5] Н. Н. Розанов. Диссипативные оптические солитоны. УФН **170**, 4, 462 (2000).
- [6] П.Е. Зильберман, С.А. Никитов, А.Г. Тимирязев. Письма в ЖТФ **42**, 3, 82 (1985).
- [7] A.D. Boardman, S.A. Nikitov, N. Waby. Phys. Rev. B **48**, 13602 (1993).
- [8] M. Chen, M. Tsankov, J. Nash, C. Patton. Phys. Rev. Lett. **70**, 1707 (1993).
- [9] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids. **19**, 308 (1961).
- [10] T.W. O’Keeffe, R.W. Patterson. J. Appl. Phys. **49**, 4886 (1978).
- [11] S.N. Bajpai. J. Appl. Phys. **58**, 910 (1985).
- [12] M.A. Morozova, S.V. Grishin, A.V. Sadovnikov, D.V. Romanenko, Yu.P. Sharavskii, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **107**, 242402 (2015).
- [13] A.V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A. Adeyeye, J. Akerman, F.G. Aliev, A. Anane, A. Awad. Roadmap on Spin-Wave Computing, IEEE Transactions on Magnetics (2002). DOI:10.1109/TMAG.2022.3149664.
- [14] H. Suhl. J. Phys. Chem. Solids **1**, 209 (1957).
- [15] V.E. Demidov, M. Evelt, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Munoz, J. Ben Youssef, V.V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, P. Bortolotti, V. Cros, A. Anane. Sci. Rep. **6**, 32781 (2016).
- [16] U.-H. Hansen, V.E. Demidov, S.O. Demokritov. Appl.Phys. Lett. **94**, 252502 (2009).
- [17] A.V. Sadovnikov, E.N. Bегинин, M.A. Morozova, Yu.P. Sharavskii, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **109**, 042407 (2016).
- [18] S.O. Demokritov. In: Topology in Magnetism. Springer Series in Solid-State Sciences / Eds J. Zang, V. Cros, A.Hoffmann. Springer, Cham (2018). V. 192.
- [19] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B.V. Waeyenberge. AIP Advances **4**, 10, 107133 (2014).
- [20] N. Vukadinovic, J. Ben Youssef, V. Castel, M. Labruno. Phys. Rev. B **79**, 184405 (2009).
- [21] C. Yang, H. Kuihua T. Zhaocai, L. Jinxiao, Ji Tongtong, Z. Xian. Alloys Compd. **860**, 158235 (2021).
- [22] J.P. Parekh, L.-P. Peng, H.S. Tuan. J. Appl. Phys. **85**, 4862 (1999).
- [23] T. Wolfram. J. Appl. Phys. **41**, 11, 4748 (1970).
- [24] M.S. Sodha., N.C. Srivastava. Microwave Propagation in Ferrimagnetics. Springer US (1981).
- [25] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. ЖЭТФ **84**, 2, 606 (1988).
- [26] Б.А. Калинин, Н.Г. Ковшиков, А. Н. Славин. ЖЭТФ **94**, 2, 159 (1983).
- [27] P.R. Emtage. J. Appl. Phys. **49**, 4475 (1978).

Редактор Т.Н. Василевская