

## Функциональные блоки магнонных сетей на основе структур с нарушением трансляционной симметрии

© А.А. Мартышкин,<sup>1</sup> А.В. Садовников,<sup>1</sup> Е.Н. Бегинин,<sup>1</sup> С.А. Никитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, 125009 Москва, Россия  
e-mail: aamartyshkin@gmail.com

Поступило в Редакцию 28 марта 2019 г.

В окончательной редакции 28 марта 2019 г.

Принято к публикации 15 апреля 2019 г.

Исследованы свойства спин-волновых возбуждений в структуре, представляющей собой сочленение двух регулярных магнонных волноводов. Предложенная структура позволяет осуществлять передачу спин-волновых сигналов в нерегулярной структуре в режиме распространения поверхностной магнитостатической волны. С помощью метода микромагнитного моделирования проведен расчет характеристик волнового процесса при изменении параметров структуры, величины и направления поля подмагничивания. Показано, что система с нарушением трансляционной симметрии может использоваться для передачи сигнала в трехмерных конфигурациях магнонных сетей.

**Ключевые слова:** спиновые волны, магноника, межсоединения, магнитостатические волны.

DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48332.112-19

### Введение

Благодаря развитию технологий изготовления планарных магнитных структур большой интерес представляет исследование динамики спиновых волн (СВ) при их возбуждении и распространении в волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров [1,2]. Как было показано в ряде работ [3–7], СВ являются перспективными переносчиками информационных сигналов. При этом был реализован целый класс устройств обработки сигналов на принципах магноники и магнонной спинтроники [2,3]. Непрерывное развитие технологий формирования трехмерных (3D) интегральных схем на основе их сборки в 3D-стек [8,9] позволяет создавать структуры с большей плотностью магнитных функциональных элементов. При этом важно отметить, что увеличения удельного тепловыделения в линиях связи при этом не происходит, ввиду того что распространение спиновых волн в диэлектрических магнитных материалах не сопровождается транспортом электронов [10]. В настоящее время активно исследуется возможность создания магнонных структур, позволяющих организовывать вертикальный спин-волновой транспорт [11], в том числе для систем обработки информационных сигналов на нейроморфных принципах [12]. В качестве магнитного материала, для которого показана возможность формирования 3D-структур [11], были выбрана пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), демонстрирующие рекордно низкие величины затухания СВ [13–15]. Одним из преимуществ использования СВ для систем обработки информационных сигналов является возможность построения элементной базы приборов обработки,

передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазонах [3–7]. Так, например, управляя направлением и величиной поля подмагничивания, возможно изменение характеристик распространения СВ, определяющихся дипольным и обменным взаимодействиями [14,15]. Путем управления анизотропией формы магнитных структур также удастся управлять свойствами СВ, распространяющихся в нерегулярных магнонных волноводах [1,16,17]. Основной проблемой на пути создания магнонных 3D-элементов является разработка вертикальных элементов межсоединений для эффективной передачи СВ между коммутационными слоями внутри магнонных сетей (МС) [18], представляющих собой топологию связанных магнитных микрои наноразмерных структур. Стоит отметить, что интерес к исследованию 3D-магнонных структур обусловлен возможностью создания ЖИГ пленок на структурированных подложках галлий–гадолиниевого граната, как показано в работе [11]. При этом осаждение ЖИГ на структурированные подложки происходит методом ионно-лучевого распыления с дальнейшим отжигом. Толщины получаемых таким образом пленок ЖИГ достигают 1 мкм.

В настоящей работе исследованы свойства спин-волновых возбуждений в структуре, представляющей собой элемент межсоединений для передачи сигнала в вертикальном направлении в 3D-топологиях магнонных сетей. На основе результатов расчетов с помощью методики микромагнитного моделирования показано, что система с нарушением трансляционной симметрии может использоваться для передачи сигнала в трехмерных конфигурациях магнонных сетей.

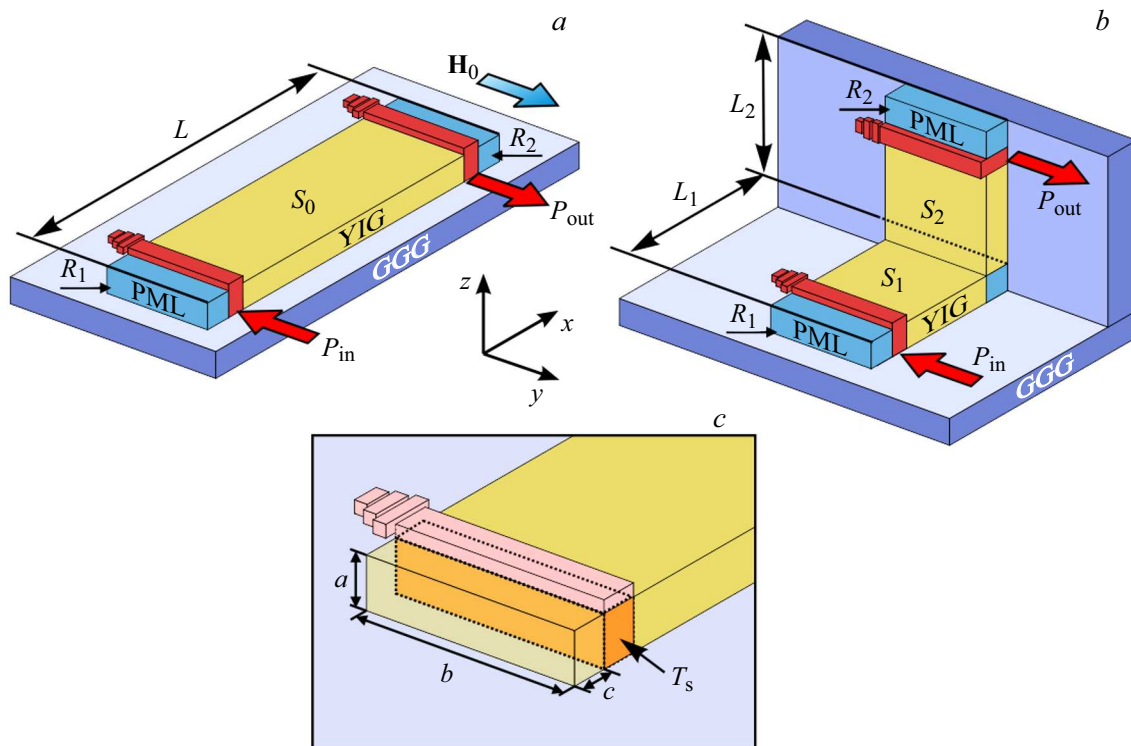


Рис. 1. Схема референсной структуры (а) и элемента межсоединений в виде сочленения магнитных микроволноводов (b); схема области PML и области источника сигнала  $T_s$  (c).

### Исследуемые структуры и методика численного моделирования

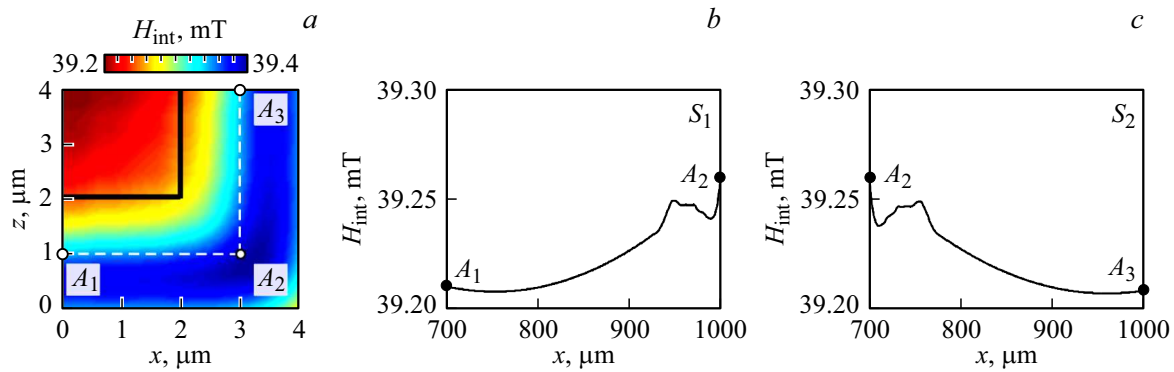
Для исследования вертикального спин-волнового транспорта рассмотрим структуры, представленные на рис. 1. В качестве опорной или референсной структуры рассмотрим неограниченную в направлении  $y$  магнитную тонкопленочную структуру  $S_0$  (рис. 1, a). Для исследования передачи спин-волнового сигнала в 3D-топологиях будем рассматривать Г-образную структуру, представляющую собой сочленение в вертикальной плоскости двух магнитных микроволноводов (рис. 1, b). В качестве магнитного слоя рассматривались пленки, сформированные из железо-иттриевого граната толщиной  $= 1 \mu\text{m}$  [(YIG)  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (111)] и намагниченностью насыщения  $M_0 = 1.39 \cdot 10^5 \text{ A/m}$  на подложке из галлий-гадолиниевого граната [(GGG)  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (111)] толщиной  $500 \mu\text{m}$ . Константа неоднородного обмена пленки ЖИГ полагалась равной  $A_{ex} = 3.6 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$ . Внешнее однородное магнитное поле  $\vec{H}_0$  ориентировалось в плоскости волновода вдоль оси  $y$ . Ширина микроволноводов варьировала в численном эксперименте от структуры конечной ширины  $w = 100 \mu\text{m}$  до случая безграничной в поперечном направлении пленки ЖИГ. Длина микроволновода  $S_1$ , расположенного в плоскости  $yz$ , составляла  $L_1 = 1000 \mu\text{m}$ ; для микроволновода  $S_2$ , расположенного в плоскости  $xz$ , длина составляла  $L_2 = 1000 \mu\text{m}$ . При этом длина референсной структуры

была выбрана равной  $L = L_1 + L_2 = 2000 \mu\text{m}$ . Структура помещалась во внешнее магнитное поле  $H_0 = 0.04 \text{ T}$ , направленное вдоль оси  $y$ , для эффективного возбуждения в секции  $S_1$  поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) Деймона–Эшбаха [19].

Для описания физических процессов, обуславливающих распространение спин-волнового сигнала в нерегулярной структуре была использована методика численного микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта [20,21]

$$\frac{\partial \vec{M}^\perp}{\partial t} = \gamma \left[ \vec{H}_{\text{eff}}^\perp \times \vec{M}^\perp \right] + \frac{\alpha}{M_0} \left[ \vec{M}^\perp \times \frac{\partial \vec{M}^\perp}{\partial t} \right],$$

где  $\vec{M}^\perp$  — вектор намагниченности,  $\alpha = 10^{-5}$  — параметр затухания,  $\vec{H}_{\text{eff}}^\perp = -\frac{\delta F}{\delta \vec{M}^\perp}$  — эффективное магнитное поле,  $F$  — свободная энергия магнетика. Вкладом магнитокристаллической анизотропии в плоскости пленки в виду его малости можно пренебречь. Для уменьшения отражений сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были использованы два региона  $R_1$  и  $R_2$  с уменьшающимся в геометрической прогрессии коэффициентом затухания  $\alpha$  от значения  $\alpha = 10^{-5}$  до  $\alpha = 10^{-1}$ , расположенные на концах микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$  соответственно. Размер вдоль оси  $z$  региона  $R_1$  и оси  $x$  региона  $R_2$  составлял



**Рис. 2.** Распределение величины внутреннего магнитного поля в области сочленения микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$  (a) и на линиях  $A_1A_2$  (b) вдоль оси  $x$  и линии  $A_2A_3$  (c) вдоль оси  $z$ .

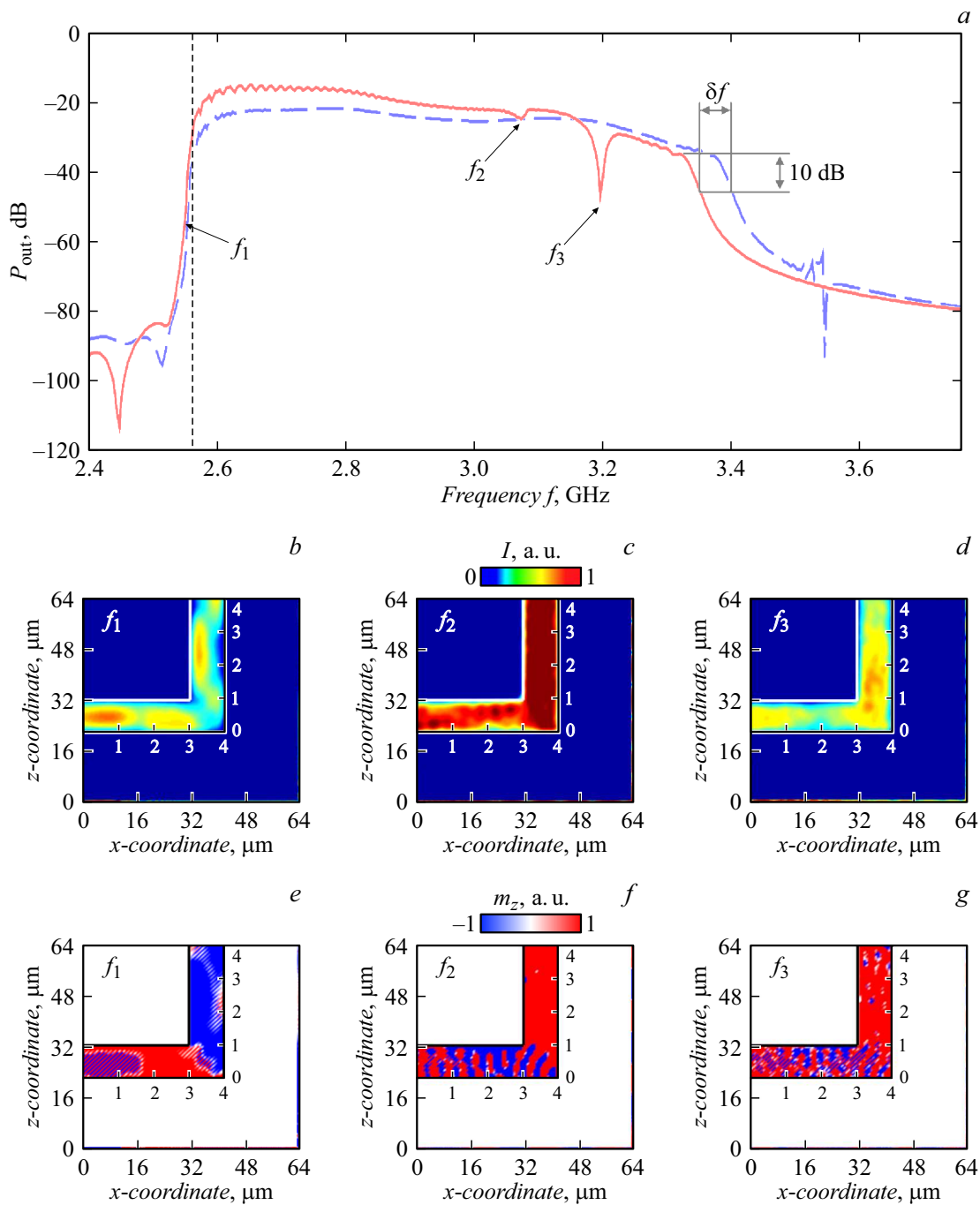
$L_R = 100 \mu\text{m}$ . На рис. 1, c области с модифицированным параметром затухания обозначены как PML (Perfectly matched layer [22]). При этом размер  $b$  области PML в направлении оси  $y$  совпадал с шириной структуры, а в направлении осей  $z$  и  $x$  выбирался равным  $a = 1 \mu\text{m}$ ,  $c = 88 \mu\text{m}$  соответственно.

Для решения уравнения Ландау–Лифшица использовался программный пакет `numax3` [23], в котором реализован явный метод Дормана–Принса, являющийся разновидностью метода типа Рунге–Кутты и имеющий четвертый порядок точности с ошибкой в одном шаге  $O(h^5)$ , где  $h$  — характерный размер сетки. На первом этапе проводился расчет распределения статического магнитного поля в структуре. Результат расчета величины внутреннего магнитного поля  $H_{\text{int}}$  показан на рис. 2, a, где видно, что величина  $H_{\text{int}}$  имеет неоднородное распределение в области сочленения секций  $S_1$  и  $S_2$ . На рис. 2, b, c приведены профили внутреннего магнитного поля на линиях  $A_1A_2$  и  $A_2A_3$ , расположенных в центре секции  $S_1$  и  $S_2$  Г-образной структуры соответственно. Видно, что распространение спиновой волны вдоль  $S_1$  в направлении изгиба микроволновода сопровождается не только наличием геометрической неоднородности в области сочленения секций  $S_1$  и  $S_2$ , но и наличием неоднородности внутреннего магнитного поля в виде „горба“, что, с одной стороны, является дополнительной неоднородностью, способствующей рассеянию спиновых волн, а с другой стороны, данный профиль величины  $H_{\text{int}}$  может выполнять роль согласования при возбуждении спиновых волн в вертикальной секции  $S_2$  распределением динамической намагниченности, сформированном на правом краю секции  $S_1$  [18,24].

На следующем шаге после расчета распределения статической намагниченности решалась задача о возбуждении и распространении спиновых волн. Для расчета спектра выходного сигнала была дважды решена задача о возбуждении СВ: в референсной структуре  $S_0$  и затем для Г-образной структуры методом возбуждения в области микроволновода  $S_1$  и приема СВ в волноводе  $S_2$ . Возбуждение СВ в численном счете осуществлялось с помощью задания величины переменного магнитного по-

ля в виде  $B_x(t) = b_0 \text{sinc}(2\pi f_0(t - t_0))$ , где  $b_0 = 10^{-3} \text{T}$ ,  $f_0 = 4 \text{GHz}$ ,  $t_0 = 0.1 \text{ns}$ . Частотный спектр такой функции имеет прямоугольный вид с частотой среза  $f_0$ . Источник был локализован в области  $T_s$  внутри волновода, размер которой составлял  $5 \mu\text{m}$  в направлении оси  $x$  (рис. 1, c). Физически данный способ возбуждения близок к стандартному возбуждению СВЧ колебаний намагниченности с помощью микрополосковой антенны толщиной  $2 \sim \mu\text{m}$  и шириной  $5 \sim \mu\text{m}$ , расположенной на поверхности пленки ЖИГ [4].

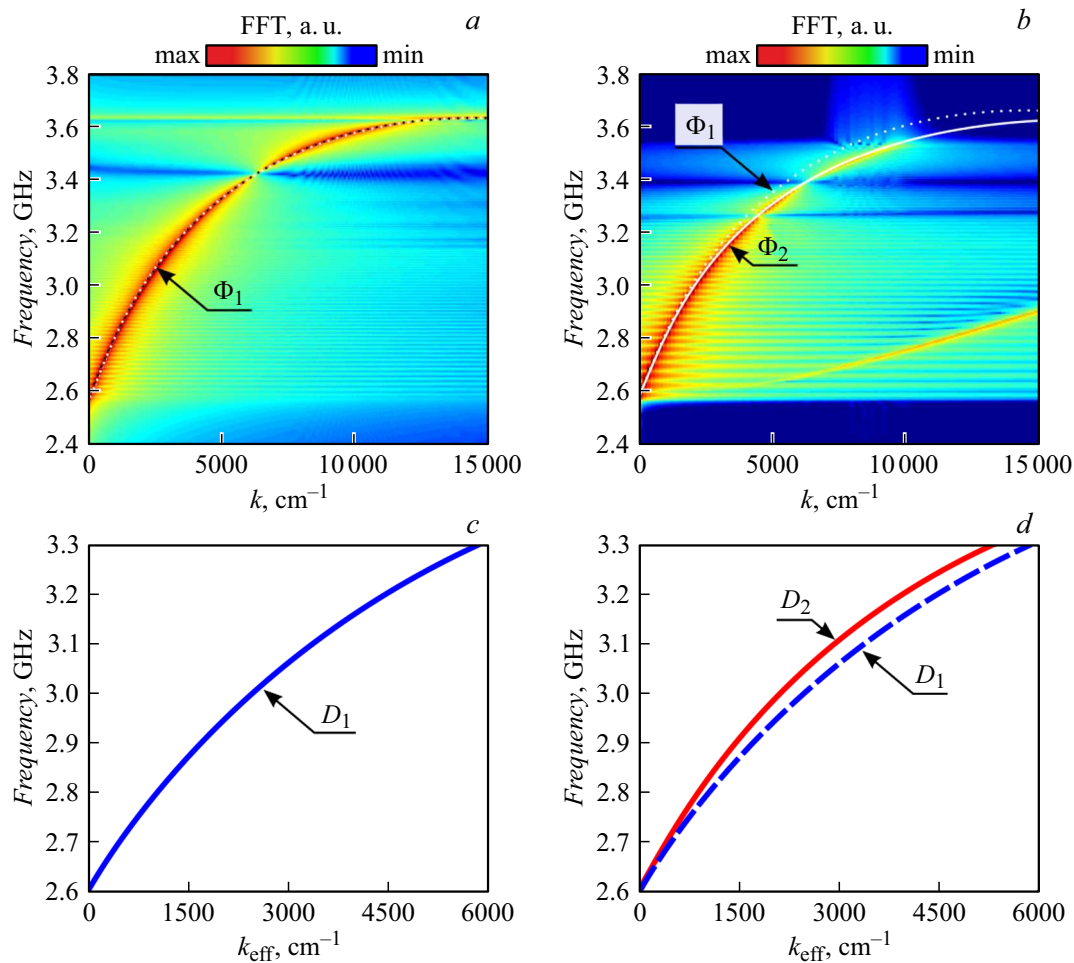
При таких размерах антенны можно считать, что переменное магнитное поле имеет однородное распределение по толщине  $d$  пленки ЖИГ. После возбуждения импульса фиксировалось поведение намагниченности от времени в течение  $T_m = 300 \text{ns}$ . Затем массив полученных данных подвергался фурье-преобразованию и в результате был получен спектр выходного сигнала для референсной структуры и исследуемого Г-образного микроволновода. На рис. 3, a приведены результаты расчета спектра спин-волнового сигнала в выходной секции микроволновода  $S_2$  нерегулярной структуры (сплошная кривая) и на выходе референсного магнитного волновода (пунктирная кривая). Начало частотной полосы пропускания исследуемых структур соответствует частоте  $f_0 = \sqrt{f_H(f_H + f_M)} = 2.596 \text{GHz}$ , где  $f_H = \gamma H_0$ ,  $f_M = \gamma \mu_0 M_0$ ,  $\gamma = 28 \text{GHz/T}$  — гиромагнитное отношение для ЖИГ. Видно, что в случае Г-образной структуры в спектре имеются два провала, отмеченные  $f_2$  and  $f_3$  на рис. 3, a. Для выбранных значений частот входного сигнала  $f_1 = 2.57 \text{GHz}$ ,  $f_2 = 3.074 \text{GHz}$  и  $f_3 = 3.19733 \text{GHz}$  были построены пространственные распределения величины интенсивности спиновой волны  $I \sim \sqrt{m_x^2 + m_z^2}$  и величины  $m_z$  компоненты динамической намагниченности (рис. 3, b–g). Видно, что для частоты  $f_1$  характер распределения динамической намагниченности имеет вид, хорошо согласующийся с распределением магнитостатического потенциала [8,19,25], в то время как для частоты входного сигнала  $f_2$  и  $f_3$  распределение представляет собой суперпозицию спин-волновых возбуждений с разным пространственным масштабом. При этом на частотах  $f_2$  и  $f_3$  область



**Рис. 3.** Спектр мощности выходного сигнала для Г-образной структуры (сплошная кривая) и референсного микроволновода (штриховая кривая) (a). Распределение интенсивности  $I$  (b–d) и компоненты  $m_z$  динамической намагниченности (e–g) в Г-образной структуре на частотах  $f_1 = 2.57$ ,  $f_2 = 3.074$  и  $f_3 = 3.19733$  GHz.

нерегулярности является источником коротких дипольно-обменных волн [26,27] ввиду наличия градиента внутреннего магнитного поля в области изгиба Г-образной микроструктуры. Данный механизм генерации коротких СВ в данном случае может объяснить характерные провалы на спектре выходной мощности (рис. 3, a) на частотах  $f_2$  и  $f_3$ . Как показано в работах [12,28], ПМСВ, распространяющиеся вдоль оси  $x$ , слабо отражаются от стыков вертикальных и горизонтальных сегментов.

Проходящие и отраженные ПМСВ формируют во всем волноводе квазистоячие волны и наблюдаемые пространственные частоты и соответствующие им пространственные распределения намагниченности определяются в первую очередь периодическими граничными условиями для расчетной области и интегралами перекрытия полей однородной накачки и полей ПМСВ. На рис. 3, b виден результат интерференции мод вдоль направления распространения СВ, при этом при уменьшении ширины  $w$



**Рис. 4.** Результат двумерного фурье-преобразования для референсной структуры (a) и  $\Gamma$ -образного микроволновода (b) и результат расчета частотной зависимости эффективного волнового числа для референсной (c) и нерегулярной (d) структуры.

структуры наблюдалось изменение результирующей картины распределения динамической намагниченности, что находилось в хорошем соответствии с данными эксперимента в работе [1].

Стоит отметить, что  $\Gamma$ -образное сочленение микроволноводов обеспечивает широкополосную передачу СВ в нерегулярной структуре: уменьшение полосы частот прохождения спин-волнового сигнала в предложенной структуре составляет  $\delta f = 50$  MHz по уровню 10 dB по сравнению с регулярной структурой. В то время как сочленение микроволноводов в латеральной плоскости приводит к трансформации ПМСВ в обратные объемные магнитостатические волны (ОМСВ) [1], при этом передача спин-волнового сигнала происходит только в диапазоне перекрытия частотных диапазонов существования ПМСВ и ОМСВ [29].

Далее было проведено исследование дисперсионных характеристик исследуемых структур методом двумерного фурье-преобразования по пространственно-временной реализации  $m_z$  компоненты динамической намагниченности вдоль оси референсного волновода (кривая  $\Phi_1$  на рис. 4, a) и вдоль оси волновода  $S_2$  для  $\Gamma$ -образной структуры (кривая  $\Phi_2$  на рис. 2, b). Представленный

спектр волновых чисел волнового процесса в регулярной структуре совпадает с дисперсионной характеристикой волн Дэймона–Эшбаха. В случае  $\Gamma$ -образной структуры видно несовпадение спектров в области больших волновых чисел, что связано с наличием неоднородности в распределении величины внутреннего магнитного поля [30]. На рис. 4, c, d представлен расчет эффективных волновых чисел  $k_{\text{eff}}$  в диапазоне частот возбуждения ПМСВ:  $k_{\text{eff}}(f)(\varphi(f) - \varphi_S(f))/L$ , где  $\varphi(f)$  — фазовый набег СВ на длине  $L$  между областью входной и выходной антенны,  $\varphi_S(f)$  — начальная фаза заданного источника СВ. В случае регулярной структуры зависимость  $k_{\text{eff}}(f)$  соответствует дисперсионной характеристике СВ в референсной структуре  $S_0$  (кривая  $D_1$  на рис. 4, c). В нерегулярной  $\Gamma$ -образной структуре значение эффективного волнового числа определяется, как  $k_{\text{eff}}(f) = \frac{1}{L} \int_0^L k(l) dl$ , где  $l$  — координата вдоль направления распространения СВ, и в общем случае  $k_{\text{eff}}(f)$  (кривая  $D_2$  на рис. 4, d) не совпадает с волновыми числами ПМСВ в конфигурации Дэймона–Эшбаха ввиду неоднородного распределения внутреннего магнитного поля.



Несомненным достоинством ЖИГ структур является возможность их интеграции в область полупроводниковой микроэлектроники [31]. Возможность создания 3D-структур на структурированных подложках GaAs существенно расширяет функциональный диапазон элементных блоков [32] для систем обработки сигналов на принципах линейной [2] и нелинейной [33–36] магноники.

## Заключение

Таким образом, исследованы свойства спин-волновых возбуждений в структуре, представляющей собой сочленение тонкопленочных магнитных структур. Показано, что предложенная структура позволяет осуществлять передачу спин-волновых сигналов в нерегулярной структуре в режиме распространения поверхностной магнитостатической волны в широком частотном диапазоне. Показано, что система с нарушением трансляционной симметрии может использоваться для передачи сигнала в трехмерных конфигурациях магнитных сетей, при этом важно учитывать изменение локальных характеристик магнитных структур, например, величин внутренних магнитных полей. Стоит отметить, что предложенная структура позволяет осуществлять передачу спин-волновых сигналов в нерегулярной структуре в режиме распространения ПМСВ без трансформации ПМСВ в ООМСВ, как это было показано в работе [1]. Преимуществом такого подхода является, во-первых, возможность создавать вертикальные связи в трехмерных топологиях магнитных сетей путем ортогонального сочленения микроволноводных секций и, во-вторых, данная геометрия обеспечивает широкополосную передачу СВ в нерегулярной структуре. Последнее обстоятельство является важным на пути миниатюризации трехмерных магнитных сетей, для использования в устройствах нейроморфной обработки информационного сигнала, работающих на принципах небулевой и нечеткой логики. При этом благодаря использованию распространяющихся в ЖИГ микро-структурах спин-волновых возбуждений для представления единицы информационного сигнала можно использовать два уровня амплитуды  $A$  в сочетании с двумя значениями фазы СВ на выходе микроволновода  $S_2$  для получения четырех различных комбинации  $(A, \varphi)$ , определяющих логическое значение.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда (№ 18-79-00198).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Sadovnikov A.V., Davies C.S., Kruglyak V.V., Romanenko D.V., Grishin S.V., Beginin E.N., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96. P. 060401.
- [2] Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Y.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevskiy Yu.P., Filimonov Ya.A., Khivintsev Y.V., Vysotsky S.L., Sakharov V.K., Pavlov E.S. // Phys. Usp. 2015. Vol. 185. P. 1099.
- [3] Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 264001.
- [4] Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A. // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 120. P. 257203.
- [5] Khitun A., Bao M., Wang K.L. // J. Phys. D. 2010. Vol. 43. P. 264005.
- [6] Demidov V.E., Urazhdin S., De Loubens G., Klein O., Cros V., Anane A., Demokritov S.O. // Phys. Rep. 2017. Vol. 673.
- [7] ITRS. International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS). 2015. ed. <http://www.itrs2.net/itrs-reports.html> (accessed 1 April 2017).
- [8] John H. Lau. Through Silicon Vias for 3D Integration. McGraw. Hill Education. 2013.
- [9] Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Bublikov K.V., Grishin S.V., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 118. P. 203906.
- [10] Joachim Burghartz. Ultra-thin Chip Technology and Applications. NY: Springer, 2011.
- [11] Demokritov S. Spin Wave Confinement: Propagating Waves. 2nd Edition. Pan Stanford Publishing Pte. Ltd. 2017.
- [12] Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Sharaevskaya A.Y., Stognij A.I., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 112. P. 122404.
- [13] Садовников А.В., Грачев А.А., Одинцов С.А., Мартышкин А.А., Губанов В.А., Шешукова С.Е., Никитов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. Вып. 5. С 332–338.
- [14] Gurevich A.G., Melkov G.A. Magnetization Oscillations and Waves. London, N.Y.: CRC-Press, 1996.
- [15] Stancil D.D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications. N.Y.: Springer, 2009.
- [16] Vashkovskii A.V., Stal'makhov V.S., Sharaevskii Yu.P. Magnetostatic Waves in Microwave Electronics. Sarat. Gos. Univ. Saratov. 1993.
- [17] Bracher T., Pirro P., Westermann J., Sebastian T., Lagel B., Van de Wiele B., Vansteenkiste A., Hillebrands B. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102. P. 132411.
- [18] Sadovnikov A.V., Davies C.S., Grishin S.V., Kruglyak V., Romanenko D.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 192406.
- [18] Davies C.S., Francies A., Sadovnikov A.V., Chertopalov S.V., Bryan M.T., Grishin S.V., Allwood D.A., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A., Kruglyak V.V. // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92. P. 020408.
- [20] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. P. 308.
- [21] Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 621.
- [22] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Phys. Zs. Sowjet. 1935. Vol. 8. P. 153–169.
- [23] Berenger J. // J. Comp. Phys. 1994. Vol. 114. P. 185–200.

- [24] *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B.* // AIP Adv. 2014. Vol. 4. P. 107133.
- [25] *Demokritov S.O., Serga A.A., Andre A., Demidov V.E., Kostylev M.P., Hillebrands B., Slavin A.N.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 047201.
- [26] *Hurben M.J., Patton C.E.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 163. P. 39–69.
- [27] *Schlömann E.* // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. P. 159.
- [28] *Schlömann E., Joseph R.I.* // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 33. P. 167.
- [29] *Popov P.A., Sharaevskaya A.Yu., Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Stognij A.I., Kalyabin D.V., Nikitov S.A.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. Vol. 476. P. 423–427.
- [30] *Sadovnikov A.V., Davies C.S., Grishin S.V., Kruglyak V.V., Romanenko D.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 192406.
- [31] *Morgenthaler F.R.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 2652.
- [32] *Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Stognij A.I., Novitski N.N., Khivintsev Yu.V.* // Phys. Rev. 2019. Vol. 99. P. 054424.
- [33] *Odintsov S.A., Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Beginin E.N., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* // JETP Lett. 2016. Vol. 104. N 8. P. 563–567.
- [34] *Одинцов С.А., Садовников А.В.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25. № 5. С. 56–68.
- [35] *Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96. P. 144428.
- [36] *Одинцов С.А., Садовников А.В.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26. № 6. С. 59–67.