

05,13

## Управление запрещенными зонами в пермаллоевой структуре при изменении профиля меандра

© Ю.А. Губанова, В.А. Губанов, Н. Ногинова, А.В. Садовников

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

E-mail: yulya29022095@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Методом микромагнитного моделирования исследованы режимы управления запрещенных зон в тонких пленках пермаллоя ( $NiFe$ ), имеющих форму меандра. Методом конечных элементов рассмотрена электродинамическая задача и построены дисперсионные характеристики спиновых волн (СВ) при изменении геометрических параметров меандра. Детально исследован характер изменения частотных диапазонов брэгговских запрещенных зон в зависимости от профиля меандра. Показано, что при изменении глубины травления меандрового профиля наблюдается закрытие третьей запрещенной зоны в спектре СВ, при этом ширина первой и второй частотных полос непропускания, возникающих ввиду наличия первой и второй запрещенных зон в спектре СВ, становится максимальной и достигает 0.8 GHz. Полученные результаты могут быть использованы для создания устройств обработки СВЧ-сигнала, СВЧ-фильтров и систем с пространственно-временным делением сигнала.

**Ключевые слова:** спиновые волны, магноника, меандровые структуры, магنونный кристалл.

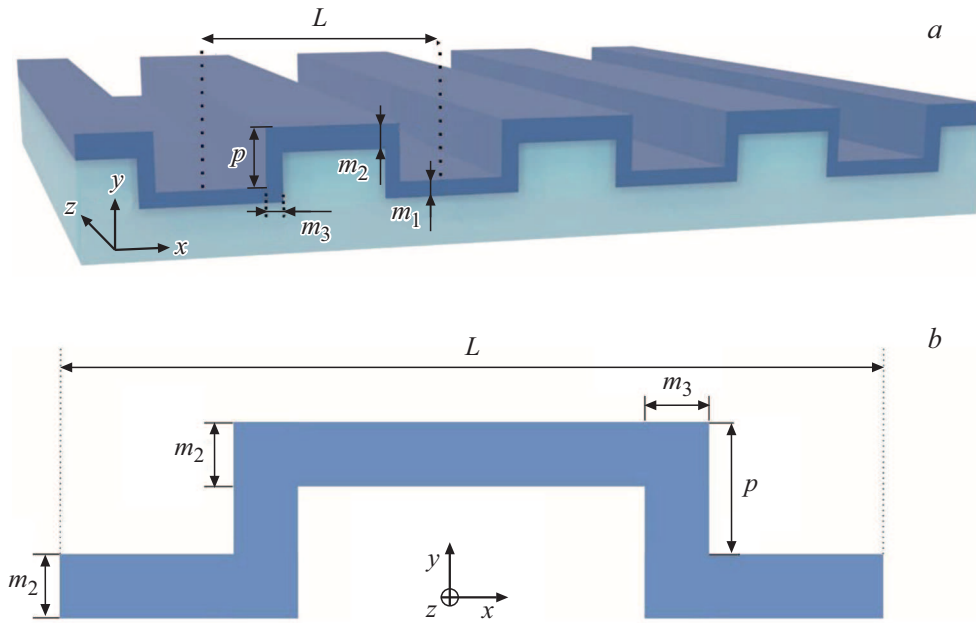
DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52817.15NH

### 1. Введение

Развитие методов изготовления наноразмерных структур и управляемых метаматериалов на их основе, позволяет создать новый класс композитных материалов, свойствами которых можно управлять путем изменения геометрических параметров структур [1]. Используя метод формирования магнитных пленок на гофрированных подложках, можно проектировать магнотно-кристаллические структуры с наперед заданными свойствами [2–5]. Магнотным аналогом фотонных кристаллов, является периодическая структура, изготовленная из материала, в котором на достаточное расстояние могут распространяться спиновые волны (СВ) [6]. Такие структуры получили название магнотных кристаллов (МК) и являются по сути магнитным метаматериалом с периодически изменяющимися параметрами, демонстрирующим управление задержкой СВ, при этом анализ дисперсионной характеристики таких структур позволяет утверждать, что в спектре СВ можно выделить периодически чередующимися частотные интервалы, в которых наблюдается распространение СВ (полосы пропускания), и области частот, в которых распространение СВ не происходит, ввиду дополнительного затухания, проявляющегося в результате брэгговской интерференции падающей и отраженной волны. Формирование таких запрещенных зон в спектре магнотов позволяет использовать МК в качестве фильтров сигнала, закодированного в виде амплитуды и фазы СВ. Изучение МК с разной периодичностью в одном

и двух измерениях [7,8] привело к развитию области магноники [9], в которой транспортные свойства спин-поляризованных электронов не используются, а перенос информации происходит путем передачи сигнала с помощью СВ [10]. При данном подходе реализуется целый ряд функциональных блоков обработки сигнала с низким энергопотреблением и возможной совместимостью с полупроводниковыми электронными схемами.

В настоящей работе рассмотрена магнотно-кристаллическая структура, образованная меандрообразными пленками, которые состоят из ферромагнитных наноразмерных сегментов, расположенных перпендикулярно по отношению друг к другу, при этом в каждой секции осуществляется режим распространения поверхностных магнитостатических спиновых волн что позволяет распространяться сигналу без значительных потерь в области переходов [11] Этот подход позволяет избежать ограничений, связанных с попытками осуществить управление СВ [12,13], которые трудно реализовать с помощью плосконамагнитных пленок из-за анизотропной дисперсии СВ, зависящей от ориентации намагниченности и волнового вектора. Методом микромагнитного моделирования на основе решения уравнения Максвелла построен спектр собственных мод и профили распределения намагниченности в примитивной ячейке, рассматриваемой меандров и структуры, показана возможность управления запрещенными зонами спиновых волн в меандровой структуре.



**Рис. 1.** Изображение исследуемой структуры (a). Прimitives ячейка, используемая для моделирования меандровой структуры с обозначением размеров (b).

**2. Исследуемые структуры и методика численного моделирования**

На рис. 1,а изображен исследуемый меандровый волновод из пермаллоя *NiFe*. На рис. 1,б изображен сегмент периодической 3D-магнной структуры в поперечном сечении, используемой для моделирования меандровой структуры со следующими параметрами: период модуляции  $L = 740 \text{ nm}$ , высота нижней горизонтальной секций  $m_1 = 50 \text{ nm}$ , высота верхней горизонтальной секций  $m_2 = 50 \text{ nm}$ , толщина вертикальной секций  $m_3 = 50 \text{ nm}$ , высота перепада  $p = 120 \text{ nm}$ . Направление внешнего магнитного поля было направлено по оси  $Oz$ .

Численное моделирование проводилось путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов [14,15] в программном продукте COMSOL Multiphysics. Расчет дисперсионных характеристик проводился при учете того, что компоненты электромагнитного поля зависели от частоты по гармоническому закону. Уравнение для вектора напряженности электрического поля  $E$  имел следующий вид:

$$\nabla \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times E) - k^2 \epsilon E = 0,$$

где  $k = \omega/c$  — волновое число в вакууме,  $\omega = 2\pi/f$  — круговая частота,  $f$  — частота электромагнитной волны,  $\epsilon$  — эффективное значение диэлектрической проницаемости. При этом тензор магнитной проницаемости для касательного намагничивания имеет вид

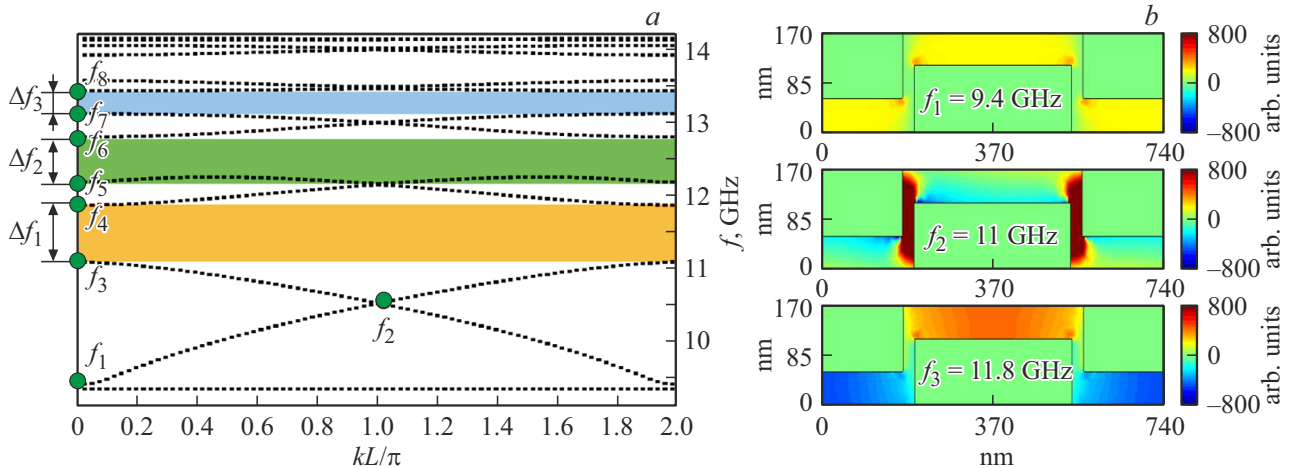
$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & i\mu_a(f) \\ 0 & i\mu_a(f) & \mu(f) \end{pmatrix},$$

$$\mu(f) = \frac{-f_H(f_n + f_M) - f^2}{f_H^2 - f^2},$$

$$\mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2},$$

где  $f_M = \gamma 4\pi M_0$ ,  $f_M = \gamma H_{\text{int}}(x)$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение. Стоит отметить, что данный метод позволяет сделать расчет при учете неоднородного распределения внутреннего магнитного поля  $H_{\text{int}}(x)$ .

В результате численного моделирования были получены дисперсионные характеристики для прямых и встречных волн (рис. 2, а). На дисперсионной характеристике можно видеть также частотные диапазоны брегговских запрещенных зон, в которых спиновые волны не распространяются. Частотная ширина запрещенных зон имеет наибольшее значение для низкочастотных мод. Видно, что в диапазоне частот от  $f_1 = 9.4 \text{ GHz}$  до  $f_3 = 11.8 \text{ GHz}$  в спектре СВ не образуется первой запрещенной зоны (вблизи волнового числа  $k \sim k_B = \pi/L$ ), что является следствием симметрии типа „скользящая плоскость“ для рассматриваемой структуры. Цветом на рис. 2, а обозначены частотные диапазоны брегговских запрещенных зон: для волн с волновым числом вблизи  $k \sim 2k_B$  ширина образованной запрещенной зоны (выделена оранжевым цветом на рис. 2, а)  $\Delta f_1$  наибольшая и низкочастотная и высокочастотная границы для нее обозначены как  $f_3$  и  $-f_4$ , соответственно. Следующая запрещенная зона образуется для СВ с волновым числом вблизи  $k \sim 4k_B$  (зеленый цвет на рис. 2, а), ее ширина обозначена через  $\Delta f_2$  и граничные частоты — с помощью символов  $f_5-f_6$ . Для зоны не пропускания для СВ с волновым числом вблизи  $k \sim 6k_B$  (синий цвет на



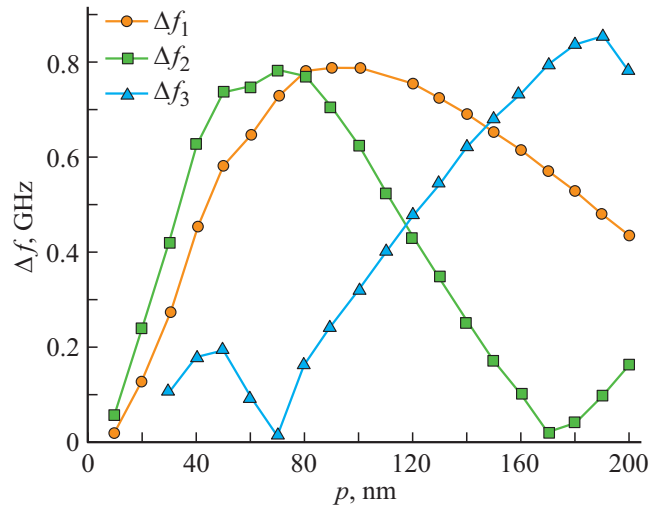
**Рис. 2.** Дисперсионная характеристика, для пермаллоевой структуры (a), пространственное распределение частотных мод динамической намагниченности  $m_y$  (b).

рис. 2, a) введено обозначение  $\Delta f_3$  и граничные частоты отмечены как  $f_7$  и  $f_8$ .

Для мод спиновых волн, распространяющихся в меандровой структуре на частотах  $f_1, f_2$  и  $f_3$  были рассчитаны и построены пространственные распределения компоненты динамической намагниченности  $m_y$  (рис. 2, b). Поскольку элементарная ячейка структуры обладает зеркальной симметрией относительно вертикальной оси  $y$ , пространственные распределения для стоячих спиновых волн и Блоховских волн в примитивной ячейке также будут обладать симметрией подобного типа. Профили мод на краях запрещенных зон соответствуют стоячим волнам с нулевой групповой скоростью и одинаковым волновым числом Блоха  $k = 2\pi m/L$ ,  $m = \pm 1, \pm 2$  в периодической структуре меандра. Эти стационарные волны образуются при последовательном отражении распространяющихся волн, когда выполняется условие Брэгга. Симметричные профили мод чередуются с антисимметричными наряду с монотонным увеличением частоты при  $k = 2\pi m/L$ ,  $m = \pm 1, \pm 2$ , а при  $k = 2\pi m/L$ ,  $m = \pm 1, \pm 2$ . Профиль мод подвергается плавному переходу от вершины одной открытой запрещенной зоны к нижней части следующего по порядку запрещенной зоны.

Для анализа влияния изменения толщины вертикальной секций  $m_3$  на характер дисперсионной характеристики, величина  $m_3$  принимала значение 25 nm. В результате было выявлено, что при  $k = 1$  появляется Брэгговская запрещенная зона в частотном диапазоне  $\Delta f_0$  от  $f_{21}$  до  $f_{22}$ .

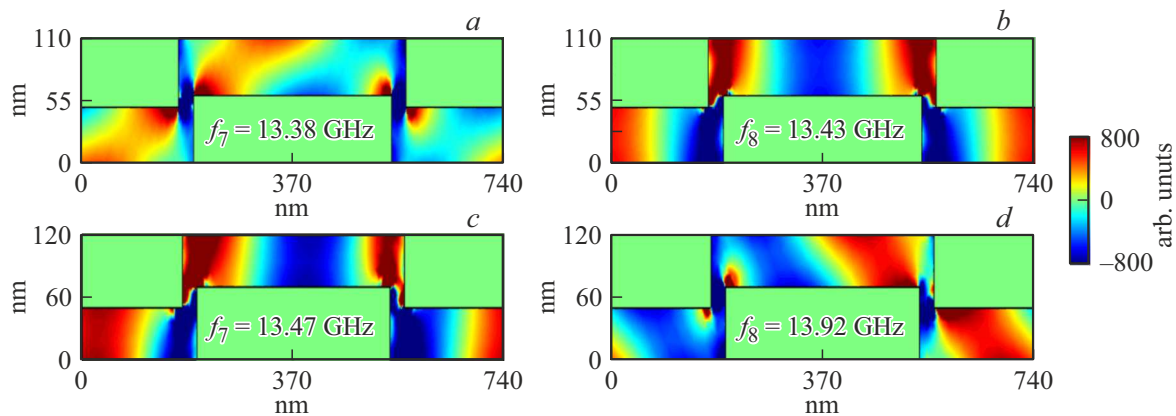
На рис. 3 приведена зависимость от параметра перепада меандра  $p$  ширины частотной полосы непропускания для первых трех частотных полос непропускания  $\Delta f_1, \Delta f_2$  и  $\Delta f_3$  кружками, квадратами и треугольниками, соответственно. Параметр перепада  $p$  варьировался в диапазоне от 10 до 200 nm. Толщина ферромагнитного слоя в вертикальной секции при этом составляла



**Рис. 3.** Зависимость частотных диапазонов брэгговских запрещенных зон от изменения высоты перепада  $p$ .

$m_3 = 25$  nm. При величине перепада  $p = 75$  nm величина частотного диапазона первой полосы непропускания, для волн с волновым числом вблизи  $k \sim 2k_B$ , максимальна и составляет 0.8 GHz. При этом для СВ с волновым числом вблизи  $k \sim 6k_B$  максимум величины ширины частотной полосы непропускания наблюдается примерно при тех же значениях параметра перепада  $p \sim 100$  nm. Для СВ с волновым числом вблизи  $k \sim 4k_B$  при значениях параметра  $p$  в этом диапазоне значение полосы частот непропускания минимально и достигает нуля при  $p = 70$  nm.

Случай, когда ширина третьей частотной полосы непропускания  $\Delta f_3$  уменьшается, в области значений высоты перепада  $60 < p < 80$  nm связан с изменением пространственного распределения компоненты динамической намагниченности  $m_y$  для третьей моды волны. На рис. 4 представлены пространственные распределения



**Рис. 4.** Пространственные распределения частотных мод динамической намагниченности  $m_y$  в частотном диапазоне  $\Delta f_3$ :  $p = 60$  nm на частоте  $f_7 = 13.38$  GHz (a),  $p = 60$  nm на частоте  $f_8 = 13.43$  GHz (b),  $p = 70$  nm на частоте  $f_7 = 13.47$  GHz (c),  $p = 70$  nm на частоте  $f_8 = 13.92$  GHz (d).

компоненты  $m_y$  для случаев изменения величины перепада  $p = 60$  nm и  $p = 70$  nm в частотном диапазоне  $\Delta f_3$ , где  $f_7$  — низкочастотная граница,  $f_8$  — высокочастотная граница частотного диапазона. Видно, что при значении  $p = 60$  nm на частоте  $f_7 = 13.38$  GHz (рис. 4, a), в области  $\Delta f_3$  отсутствует изменение фазы в вертикальной секции; на частоте  $f_8 = 13.43$  GHz (рис. 4, b) в вертикальной секции фаза меняется на 180 градусов, соответственно при увеличении параметра  $p$  характер изменения фазы изменяется при значении  $p = 70$  nm на частоте  $f_7 = 13.47$  GHz (рис. 4, c), в области  $\Delta f_3$  фаза меняется на противоположную в вертикальной секции, при частоте  $f_8 = 13.92$  GHz (рис. 4, d) фаза меняется слабо.

Это означает что вблизи этих значений параметра  $p$  можно наблюдать закрытие запрещенной зоны  $\Delta f_3$ . Варьируя глубину модуляции меандра, можно управлять значением ширины частотной полосы не пропускания в спектре спиновых волн, распространяющихся в меандровой структуре, что может найти применение при разработке и изготовлении СВЧ-фильтров на основе наноразмерных магнито-кристаллических структур, выполненных в виде меандровых ферромагнитных пленок.

### 3. Заключение

Таким образом, с помощью метода численного моделирования исследованы режимы управления запрещенными зонами в спектрах спиновых волн, распространяющихся в периодической структуре из пермаллоя с меандровым профилем. Продемонстрирована возможность изменения ширины брегговской запрещенной зоны при изменении параметров профиля структуры и показано, что в отличие от обычной магнито-кристаллической структуры в рассматриваемой меандровой структуре с периодом  $L$  наблюдается формирование запрещенных зон для спиновых волн, волновое число которых определяется из уравнения  $k = m^* \pi / L$ , где  $m$  — четное число. При этом

максимальное значение для величины ширины первой и второй полос не пропускания достигается для параметра перепада в меандровой структуре  $75 < p < 100$  nm, а третья зона не пропускания при этом имеет наименьшую ширину. Полученные результаты могут представлять интерес для разработки управляемых метаповерхностей на основе магнитных метаматериалов. Меандровые магнитные структуры могут найти применение при разработке и изготовлении СВЧ-фильтров на основе наноразмерных магнито-кристаллических структур.

### 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] M.A. Noginov, V.A. Podolskiy. *Tutorials in Metamaterials*. CRC Press **308** (2011).
- [2] N. Noginova, V. Gubanov, M. Shahabuddin, Y. Gubanova, S. Nesbit, V.V. Demidov, A.V. Sadovnikov. *Appl. Magn. Res.* **52**, 7, 749 (2021).
- [3] 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).
- [4] A.V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A. Adeyeye, X. Zhang. *arXiv preprint arXiv*, 2111.00365 (2021).
- [5] E.Y. Vedmedenko, R.K. Kawakami, D.D. Sheka, P. Gambardella, A. Kirilyuk, A. Hirohata, A. Berger. *J. Physics D* **53**, 45, 453001 (2020).
- [6] M. Krawczyk, H. Puzskarski. *Appl. Mang. arXiv preprint cond-mat/0504073* (2005).

- [7] S.A. Nikitov, Ph. Tailhades, C.S. Tsai. *J. Magn. Mater.* **236**, 320 (2001).
- [8] 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. Шаравская, Ю.П. Шаравский, А.И. Кирилюк. *УФН* **190**, 1009 (2020)
- [9] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. *J. Phys. D* **50**, 244001 (2017).
- [10] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn. *Science* **309**, 5741, 1688 (2005).
- [11] K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, H. Schultheiss. *Nature Nanotechnol.* **11**, 5, 432 (2016).
- [12] K. Vogt, F.Y. Fradin, J.E. Pearson, T. Sebastian, S.D. Bader, B. Hillebrands, A. Hoffmann, H. Schultheiss. *Nature Commun.* **5**, 3727 (2014).
- [13] J. Stigloher, M. Decker, H.S. Körner, K. Tanabe, T. Moriyama, T. Taniguchi, H. Hata, M. Madami, G. Gubbiotti, K. Kobayashi, T. Ono, C.H. Back. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 037204 (2016).
- [14] А.Г. Рожнев. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **20**, 1, 143 (2012).
- [15] А.Д. Васильев, А.Б. Маненков. *Изв. вузов. Радиофизика* **30**, 3, 405 (1987).

*Редактор Т.Н. Василевская*