

## Пространственно-частотная селекция магнитостатических волн в двумерной магнотно-кристаллической решетке

С. А. Одинцов<sup>+1)</sup>, А. В. Садовников<sup>+\*</sup>, А. А. Грачев<sup>+</sup>, Е. Н. Бегинин<sup>+</sup>, Ю. П. Шараевский<sup>+</sup>, С. А. Никитов<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Саратовский государственный университет им. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

<sup>\*</sup> Институт радиотехники и электроники им. Котельникова, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 августа 2016 г.

После переработки 12 сентября 2016 г.

В работе приведены результаты исследования особенностей распространения магнитостатических волн в касательно намагниченной магнотно-кристаллической структуре на основе пленки железитриугольного граната с двумерным массивом канавок на поверхности. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и выполнен расчет дисперсионных характеристик и пространственного распределения полей собственных мод поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в рассматриваемой структуре. Методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света проведено экспериментальное исследование характеристик волн в магнотно-кристаллической структуре и показана возможность образования волноводных каналов в случае, когда частота входного сигнала попадает в окрестность частоты запрещенной зоны структуры.

DOI: 10.7868/S0370274X1620008X

В последнее время актуальным является исследование волновых явлений в новом классе планарных волноведущих систем на основе ферритмагнитных пленок с периодической модуляцией геометрических либо материальных параметров магнотных кристаллов (МК) [1, 2]. По аналогии с фотонными кристаллами (ФК), в которых периодически чередуются области с различными значениями диэлектрической проницаемости, МК состоят из материалов с различной магнитной проницаемостью, либо с периодически изменяющимися геометрическими параметрами (см., например, обзор [3]). Наиболее простой структурой является одномерный МК, образованный путем создания периодической системы канавок на поверхности магнитной пленки [1]. В то же время двумерный МК, сформированный в виде двумерной решетки, находит применение в задачах об управлении спектром спиновых волн [3, 4].

В общем случае в тонкопленочных ферритовых структурах, помещенных в однородное статическое магнитное поле, могут распространяться спиновые волны с дисперсионными характеристиками, зависящими от взаимной ориентации внешнего магнитного поля и волнового вектора. Для сравнительно толстых пленок феррита (с толщиной больше 5 мкм) наибольший интерес с точки зрения практического применения представляют магнитостатиче-

ские (безобменные) волны (МСВ). В свою очередь МСВ делятся на: поверхностные, прямые и обратные объемные [5]. Спектр МСВ, распространяющихся в МК, состоит из чередующихся зон пропускания и непропускания [1]. Зоны непропускания, называемые также запрещенными зонами, образуются на частотах, где волновые числа удовлетворяют условию брэгговского резонанса [6]. Важной особенностью магнотно-кристаллических структур является возможность частотной перестройки спектра МСВ путем изменения величины и направления внешнего магнитного поля. Также вследствие проявления свойств невязимности поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), их спектром в МК можно управлять, например, путем нагрузки поверхности МК металлическим экраном [7, 8]. Указанные особенности определяют широкую область применения МК в перестраиваемых магнитным полем устройствах генерации, обработки и передачи сигналов в микроволновом диапазоне, таких как, например, сверхвысокочастотные фильтры, фазовращатели, ответвители, устройства хранения информации, сенсоры, высокоскоростные переключатели и устройства магнотной логики [9–16]. Также стоит отметить возможность использования нелинейных свойств латерально связанных МК [17].

В настоящей работе рассмотрены особенности формирования волноводных каналов в двумерной магнотно-кристаллической решетке. Решетка

<sup>1)</sup>e-mail: odinoff@gmail.com

представляет собой структуру на основе пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), с периодической вдоль направления распространения магнитостатической волны двумерной системой канавок, разделенной двумя областями с постоянной толщиной пленки. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и выполнен расчет дисперсионных характеристик и профилей полей собственных мод ПМСВ, распространяющихся в рассматриваемой структуре. Методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС) проведено экспериментальное исследование особенностей распространения ПМСВ в магнетокристаллической решетке. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами численного моделирования.

Рассмотрим магнетокристаллическую структуру, образованную путем создания периодической вдоль оси  $y$  системы канавок на поверхности пленки ЖИГ (см. рис. 1).

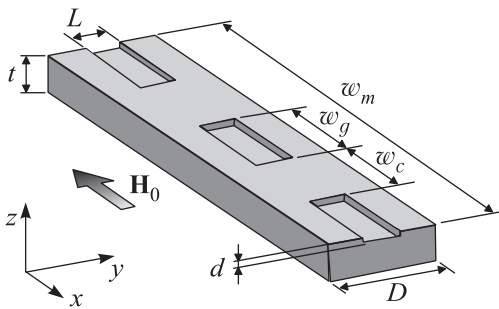


Рис. 1. Схема элементарной ячейки магнетокристаллической структуры, используемая при численном моделировании методом конечных элементов

Толщина пленки ЖИГ  $t = 10$  мкм, общая ширина структуры  $w_m = 2500$  мкм. Канавки повторяются с периодом  $D = 200$  мкм в направлении оси  $y$ . В модели численного моделирования, как и при экспериментальном исследовании, изучалась структура с канавками с шириной  $w_g = 500$  мкм в направлении оси  $x$ . Глубина канавок в направлении оси  $z$  составляла  $d = 1$  мкм. Система канавок разделена областями с шириной  $w_c = w_m/5 = 500$  мкм. Численное моделирование проводилось на основе решения уравнений магнитостатики с помощью модифицированного трехмерного векторного метода конечных элементов [18]. Граничные условия типа “магнитной” стенки устанавливались на краях структуры в направлении оси  $x$ . Вдоль оси  $z$  расчетная область ограничивалась плоскостями с граничными условиями типа идеальная “электрическая” стенка. Расстояние от структу-

ры до стенок выбиралось так, чтобы они не влияли на дисперсионные характеристики исследуемых волн. Вдоль направления оси  $y$  использовались периодические граничные условия. Статическое магнитное поле  $H_0 = 1170$  Э направлено вдоль оси  $x$ . В этом случае вдоль оси  $y$  могут распространяться ПМСВ [19, 5]. Тензор магнитной проницаемости  $\hat{\mu}$  и зависимость компонент тензора от частоты  $f$  определялись соотношениями:

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

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

где  $f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.926$  ГГц,  $f_H = \gamma H_0 = 3.277$  ГГц,  $\gamma = 2.8$  МГц/Э – гиромагнитное отношение в ЖИГ,  $M_0 = 140$  Г – намагниченность насыщения пленки ЖИГ.

Известно, что в поперечно-ограниченных регулярных ферритовых волноводах спектр собственных магнитостатических волн дискретен и представляет собой совокупность мод ПМСВ с различными распределениями полей по ширине волновода (ширинные моды) [20]. Наличие на поверхности такого волновода периодической системы канавок приводит к возникновению запрещенных (брэгговских) зон. В случае малых модуляций толщины ферритового слоя и граничных условий на боковых краях волновода можно пренебречь межмодовой связью и их влиянием на распределение амплитуд ширинных мод. В этом случае модовый состав ПМСВ сохраняется, и запрещенные зоны на дисперсионных характеристиках образуются для каждой отдельной моды ПМСВ. Для рассматриваемой структуры отношение глубины канавок к толщине ферритового слоя  $d/t = 0.1$ , т.е. реализуется случай малой модуляции параметров.

На рис. 2а сплошными линиями представлены результаты расчета дисперсионных характеристик ширинных мод ПМСВ для ( $n = 1$  и  $n = 3$ ) [20, 21] исследуемой структуры в диапазоне волновых чисел от 0 до  $400 \text{ см}^{-1}$ . Видно, что при значении волнового числа  $k = k_B = \pi/D = 157 \text{ см}^{-1}$ , на дисперсионных характеристиках образуются запрещенные зоны с центральными частотами  $f_1 = 5.325$  ГГц и  $f_3 = 5.31$  ГГц для первой и третьей моды, соответственно.

Введем коэффициент заполнения  $s$  для магнетокристаллического волновода как отношение суммарной ширины всех канавок к ширине волновода  $w_m$ .

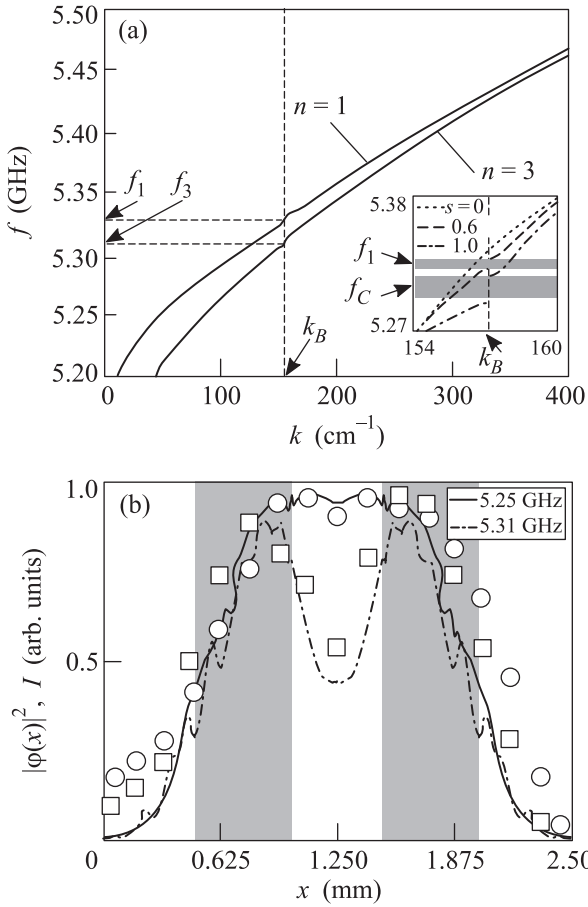


Рис. 2. (а) – Дисперсионная характеристика мод ( $n = 1$ ,  $n = 3$ ) магнито-кристаллической структуры для значения коэффициента  $s = 0.6$ . На вставке показаны дисперсионные характеристики низших волноводных мод при  $s = 0$  (кривая из точек),  $s = 1$  (штрих-пунктирная кривая),  $s = 0.6$  (пунктирная кривая). (б) – Распределение поля первой моды исследуемой магнито-кристаллической структуры вдоль оси  $x$  для частот 5.25 ГГц (сплошная кривая – расчет, кружки – эксперимент), 5.31 ГГц (штрих-пунктирная кривая – расчет, квадраты – эксперимент). Области серого цвета соответствуют положению каналов шириной  $w_c$  на поверхности пленки ЖИГ

Случай  $s = 0$  соответствует волноводу без периодической системы канавок,  $s = 1$  соответствует периодической системе канавок с шириной канавок, равной ширине волновода,  $s = 0.6$  соответствует исследуемой структуре.

На вставке к рис. 2а показаны результаты расчета – дисперсионные характеристики низших мод ПМСВ ( $n = 1$ ) для различных величин коэффициента заполнения  $s$ . Как следует из проведенных расчетов, с уменьшением коэффициента заполнения  $s$  происходит уменьшение частотной ширины запре-

щенных зон. При этом величина, соответствующая разности верхней и нижней граничных частот запрещенной зоны, составляет  $\delta f_C = 5.31 - 5.285 = 25$  МГц в случае  $s = 1$ . В случае рассматриваемой магнито-кристаллической решетки ( $s = 0.6$ ) ширина запрещенной зоны с центральной частотой  $f_1 = 5.325$  ГГц уменьшается до значения  $\delta f_1 = 5.327 - 5.324 = 3$  МГц, что хорошо видно на увеличенном фрагменте дисперсионных характеристик в области частот  $f_1$  и  $f_C$  и волнового числа  $k_B$  на вставке к рис. 2а. Уменьшение частотной ширины запрещенной зоны можно объяснить, используя формализм теории связанных волн, т.е. рассматривая распространение прямых волн (вдоль положительного направления оси  $y$ ) и встречных волн (вдоль отрицательного направления оси  $y$ ), связанных между собой [22]. При этом если  $\chi_1 = (3w_g\chi_C)/w_m = 3\chi_C/5$ , где  $\chi_C$  и  $\chi_1$  – безразмерные коэффициенты связи прямой и встречной волны для  $w_g = w_m$  и  $w_g = w_m/5$ , соответственно, то выполняется соотношение  $\delta f_C/\delta f_1 = 8$ . Таким образом, уменьшение коэффициента заполнения  $s$  приводит к уменьшению связи прямой и встречных волн, что в свою очередь приводит к уменьшению величины частотной ширины запрещенной зоны.

Для выявления особенностей пространственно-частотной селекции спиновых волн в рассматриваемой структуре был проведен расчет распределения магнитостатического потенциала первой ( $n = 1$ ) шириной моды ПМСВ  $\varphi(x)$  вдоль оси  $x$  [18] в исследуемой структуре ( $s = 0.6$ ). На рис. 2б показана трансформация поперечного профиля ПМСВ при изменении частоты. На частотах вдали от частоты брэгговского резонанса для данной моды поперечное распределение потенциала близко к распределению потенциала для аналогичной моды регулярного волновода ( $s = 0$ ). При приближении к частоте запрещенной зоны, усиливается связь между прямыми и встречными волнами, что приводит к трансформации поперечного распределения потенциала. На распределении появляются два ясно выраженных максимума, совпадающих с положением областей, где отсутствуют канавки.

Для исследования особенностей распространения ПМСВ в предлагаемой магнито-кристаллической решетке было проведено экспериментальное исследование характеристик распространения ПМСВ вблизи частот брэгговской запрещенной зоны. Для возбуждения и приема волн в магнито-кристаллической структуре использовались антенны в виде закороченных отрезков микрополосковой линии передачи на поликоровой подложке с шириной и длиной антенн 30 мкм и 4 мкм, соответственно.

Входная и выходная антенны находились на расстоянии 8 мм друг от друга. Конфигурация антенн обеспечивала эффективное возбуждение нечетных мод ПМСВ ( $n = 1, 3, 5, \dots$ ) [21].

Для исследования пространственно-частотных характеристик ПМСВ в магнотно-кристаллической структуре использовался метод МБРС [23], суть которого заключается в рассеянии света на когерентно возбуждаемых магнонах. Основой комплекса является шестипроходный интерферометр Фабри–Перо с однофотонным детектором лазерного излучения (счетчиком фотонов). Интенсивность оптического сигнала  $I$  при этом оказывается пропорциональна квадрату динамической намагниченности в пространственной области, где сфокусирован лазерный луч на поверхности пленки ЖИГ. На рис. 3а градиациями серого цвета показано распределение

квадрата динамической намагниченности в этом случае соответствует результату интерференции первой и третьей ширинных мод [20, 21] ЖИГ волновода шириной  $w_m$ . При этом видно уменьшение поперечного размера пучка ПМСВ [23, 24] на расстоянии 2 мм от левой границы.

Изменение пространственного распределения квадрата амплитуды ПМСВ происходит при увеличении частоты входного сигнала до значения  $f_{e2} = 5.31$  ГГц (см. рис. 3б), которое, как было показано выше, соответствует волновым числам ПМСВ, лежащим в окрестности частоты запрещенной зоны третьей моды  $f_3$ . В этом случае наблюдается пространственное перераспределение интенсивности ПМСВ – с максимумами, находящимися в промежутках между канавками на поверхности ЖИГ. Как показано на рис. 2а эта частота лежит внутри запрещенной зоны для моды с номером  $n = 3$ , эта мода сильно затухает при распространении вглубь решетки канавок и основной вклад в наблюдаемое распределение интенсивности вносит низшая мода с  $n = 1$ .

Из рис. 3б следует, что пространственная локализация ПМСВ в двух каналах сохраняется на расстоянии 2 мм вдоль оси  $y$  при  $1.8 < y < 3.8$  мм. При  $y > 3.8$  мм локализация интенсивности ПМСВ начинает пропадать, что связано с отражением волны от границы структуры и области микрополосковой антенны. Каналирование ПМСВ в областях, где канавки на поверхности ЖИГ отсутствуют, наблюдается только на частотах вблизи частоты  $f_3$ , что свидетельствует о том, что данный эффект связан с трансформацией профилей собственных мод структуры в области частот первой брэгговской запрещенной зоны. Действительно, при этом профиль первой моды имеет вид, показанный штрих-пунктирной кривой на рис. 2б, а волна, соответствующая третьей моде структуры, затухает, так как на данной частоте для нее выполняется условие брэгговского резонанса. Можно отметить, что на рис. 2б показаны результаты экспериментального исследования, кружками для частоты 5.25 ГГц, квадратами для частоты 5.31 ГГц, и видно хорошее соответствие данных экспериментального исследования и результатов численного моделирования.

Таким образом, проведено численное и экспериментальное исследование распространения ПМСВ в касательно намагниченной магнотно-кристаллической структуре, представляющей собой пленку железо-иттриевого граната, с двумерным массивом канавок на поверхности. Результаты численного моделирования и экспериментального

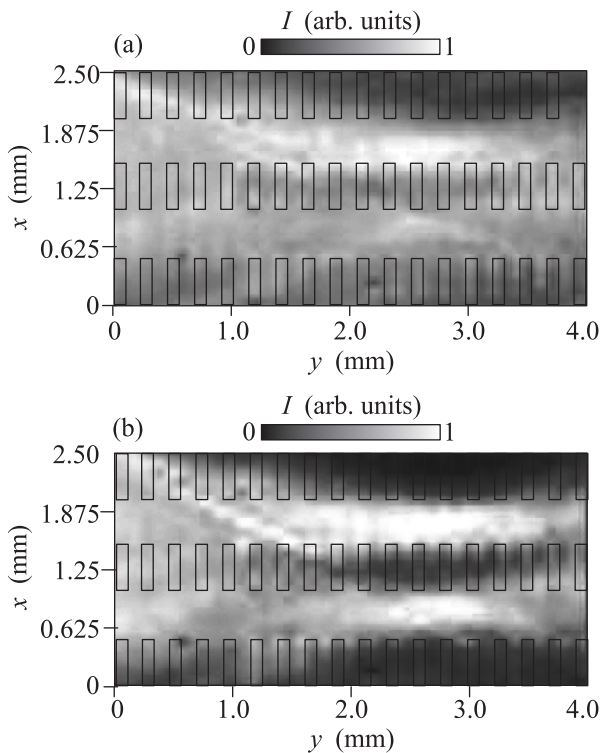


Рис. 3. Распределение интенсивности ПМСВ на частотах  $f_1 = 5.27$  ГГц (а) и  $f_2 = 5.33$  ГГц (б)

интенсивности ПМСВ  $I(x, y)$  для значения частоты входного сигнала  $f_{e1} = 5.25$  ГГц вдали от частот брэгговского резонанса. Черными прямоугольниками указаны области канавок на поверхности пленки ЖИГ. Как отмечалось выше, влияние периодических канавок на дисперсионные характеристики и поперечное распределение амплитуд мод практически отсутствует. Пространственное распределение

исследования находятся в хорошем соответствии. Показана возможность образования волноводных каналов для ПМСВ в случае, когда частота входного сигнала совпадает с частотой запрещенной зоны магнетонно-кристаллической структуры. Исследованы особенности и выявлены механизмы пространственно-частотной селекции при распространении ПМСВ в магнетонно-кристаллической структуре. Предложенная структура может использоваться в качестве элемента для пространственно-частотной фильтрации сигналов в СВЧ-диапазоне радиоволн.

Разработка макета двумерной магнетонно-кристаллической структуры и экспериментальное исследование выполнены в рамках проекта РНФ (грант #16-19-10283). Численное моделирование магнетонно-кристаллических структур выполнено в рамках проектов РФФИ (грант #16-37-60093, 16-37-00217, 16-29-03120) и стипендий (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

1. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, *J. Magn. Mater.* **236**, 320 (2001).
2. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys.* **43**, 264001 (2010).
3. M. Krawczyk and D. Grundler, *J. Phys.* **26**, 123202 (2014).
4. S. Tacchi, G. Duerr, J. W. Klos, M. Madami, S. Neusser, G. Gubbiotti, G. Carlotti, M. Krawczyk, and D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 137202 (2012).
5. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC-Press, London, N.Y. (1996).
6. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, 2-е изд., Наука, М. (1973).
7. E. N. Beginin, Yu. A. Filimonov, E. S. Pavlov, S. L. Vysotskii, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 252412 (2012).
8. M. Mruczkiewicz, E. S. Pavlov, S. L. Vysotskii, M. Krawczyk, Yu. A. Filimonov, and S. A. Nikitov, *Phys. Rev.* **90**, 174416 (2014).
9. S. E. Sheshukova, E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov, Y. P. Sharaevsky, and S. A. Nikitov, *IEEE Magn. Lett.* **5**, 1 (2014).
10. S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov et al. (Collaboration), *Phys. Usp.* **58**, 1099 (2015).
11. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
12. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevsky, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 202405 (2015).
13. C. S. Davies, A. Francies, A. V. Sadovnikov, S. V. Chertopalov, M. T. Bryan, S. V. Grishin, D. A. Allwood, Y. P. Sharaevsky, S. A. Nikitov, and V. V. Kruglyak, *Phys. Rev.* **92**, 020408 (2015).
14. C. S. Davies, A. V. Sadovnikov, S. V. Grishin, Y. P. Sharaevsky, S. A. Nikitov, and V. V. Kruglyak, *IEEE Trans.* **51**, 1 (2015).
15. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholid, A. V. Sadovnikov, A. N. Slavin, and S. O. Demokritov, *Sci. Rep.* **5**, 8578 (2015).
16. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. A. Odincov, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevsky, A. I. Stognij, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 172411 (2016).
17. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevskii, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 042407 (2016).
18. А. В. Садовников, А. Г. Рожнев, *Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика* **20**, 143 (2012).
19. R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids.* **19**, 308 (1961).
20. T. W. O'Keeffe and R. W. Patterson, *J. Appl. Phys.* **49**, 4886 (1978).
21. S. N. Bajpai, *J. Appl. Phys.* **58**, 910 (1985).
22. M. A. Morozova, S. V. Grishin, A. V. Sadovnikov, D. V. Romanenko, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 242402 (2015).
23. V. E. Demidov and S. O. Demokritov, *IEEE Trans. Magn.* **51**, 0800215 (2015).
24. E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *Solid State Phenomena* **215**, 389 (2014).