

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.28>

УДК: 537.86

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОМЕРНЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДВУМЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ПЕРИОДАМИ

Ю.В. Никулин, С.Л. Высоцкий, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,
410019, Саратов, ул. Зеленая, 38.

Статья поступила в редакцию 27 ноября 2023 г.

Аннотация. Экспериментально исследовано распространение поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в одномерном магнотонном кристалле в виде пленки железо-иттриевого граната с вытравленными на ее поверхности двумя периодическими решетками из канавок с различающимися периодами. Показано, что вид частотной зависимости коэффициента передачи магнитостатических волн в таком кристалле не является простой суперпозицией аналогичных зависимостей для двух магнотонных кристаллов с теми же периодами решетки.

Ключевые слова: магнотонный кристалл, магнитостатические волны, резонансы Брэгга.

Финансирование: Работа выполнена в рамках госзадания «Спинтроника» (FFWZ-2022-0009).

Автор для переписки: Высоцкий Сергей Львович, vsotsl@gmail.com

Введение

Магнитные периодические структуры (магнотонные кристаллы) расширяют возможности управления спектром спиновых волн (СВ) [1], что может быть использовано для создания устройств обработки информации на СВЧ [2]. В

спектре распространяющихся в магнонных кристаллах (МК) СВ могут формироваться запрещенные зоны на частотах брэгговских резонансов (БР), отвечающих выполнению условия:

$$\vec{q}^+ - \vec{q}^- = n\vec{Q}, \quad (1)$$

где \vec{q}^+ и \vec{q}^- – соответственно, волновые вектора падающей и отраженной волн, $\vec{Q} = \vec{l}2\pi/\Lambda$ – вектор обратной решетки, Λ – период структуры, \vec{l} – единичный вектор вдоль оси решетки, $n = \pm 1, 2, \dots$, – порядок резонанса. Наиболее часто для изготовления МК используются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), на поверхности которых химическим или ионным травлением формируются одно- или двумерные периодические решетки [3-11]. Магнонные кристаллы могут также быть получены размещением на поверхности ЖИГ решетки из металлических [7,8] или полупроводниковых [12] полосок или за счет периодической модуляции магнитного поля [10-12], созданной меандром с током [11,12]. Параметры запрещенной зоны могут быть перестроены за счет металлизации МК [13], изменения угла падения СВ на решетку [14,15], частоты акустической волны [10] или силы тока в меандре [11], а также с использованием сразу двух периодических решеток [16]. В последнем случае рассматривался комбинированный МК, содержащий вытравленную на поверхности пленки ЖИГ решетку из канавок и прилегающую к ней через диэлектрический зазор решетку из металлических полосок. Было показано, что вид частотной зависимости коэффициента передачи поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в такой структуре зависит от степени перекрытия полос не пропускания, обусловленных брэгговскими резонансами ПМСВ на обеих решетках, и может быть перестроен изменением взаимной ориентации волновых векторов решеток или величины диэлектрического зазора.

В данной работе представлены результаты исследования распространения поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в одномерном МК с двумя вытравленными на поверхности пленки ЖИГ решетками из канавок с различающимися периодами.

Распространение ПМСВ исследовалось в МК на основе пленки ЖИГ толщиной 8,8 мкм, намагниченностью насыщения $4\pi M \approx 1750$ Гс, шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H \approx 0.5$ Э. В одном технологическом цикле с помощью технологии фотолитографии и химического травления были получены решетки из канавок шириной ≈ 90 мкм, глубиной $t \approx 4,4$ мкм с периодами $\Lambda_1 = 290$ мкм (МК1) и $\Lambda_2 = 170$ мкм (МК2), см. рисунок 1 а, б, а также кристалл с комбинацией этих периодов (МК12), см. рисунок 1 в.

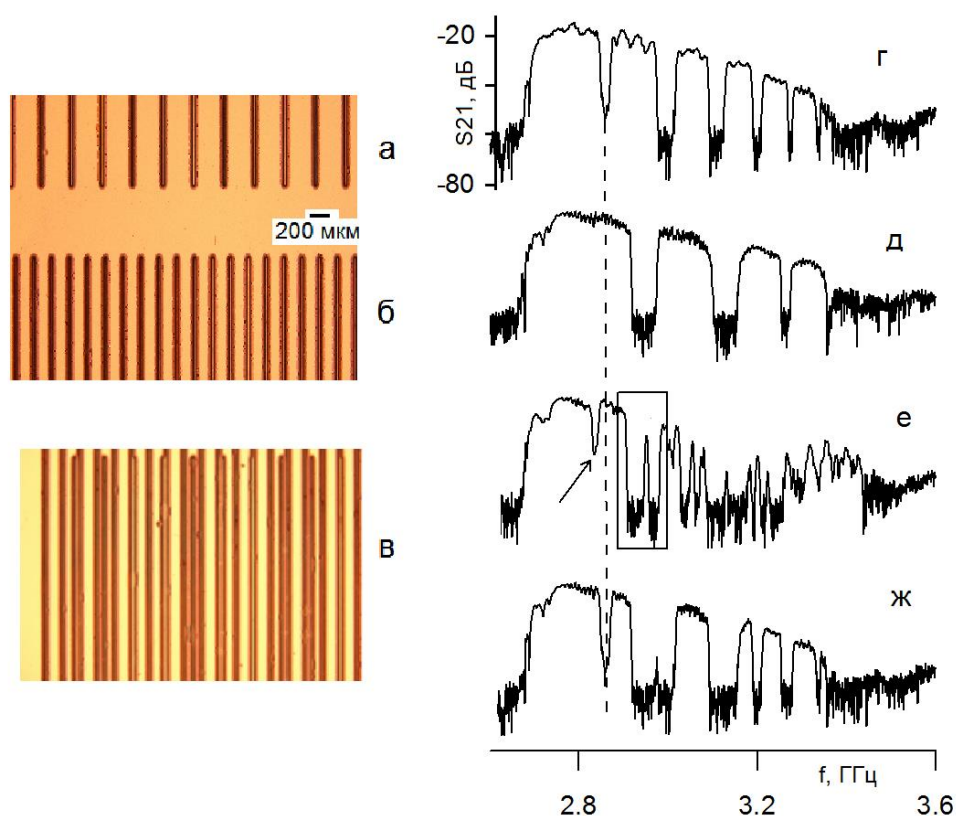


Рис. 1. Микрофотографии поверхностей МК1 (а), МК2 (б) и МК12 (в). Зависимости $S_{21}(f)$ для случая распространения ПМСВ в МК1 (г), МК2 (д) и МК12 (е). $H=400$ Э. На рисунке (ж) представлен вид функции $\min\{S_{21}(f)(г), S_{21}(f)(д)\}$. Масштаб на рис. (г) – (ж) одинаковый

Полученные МК поочередно размещались на входном и выходном микрополосковых преобразователях, расстояние между которыми составляло $L = 4$ мм, и намагничивались касательно приложенным постоянным полем $H=400$ Э, направленным параллельно преобразователям. Такая геометрия эксперимента соответствует возбуждению в ЖИГ ПМСВ [17]. Оси канавок направлялись параллельно микрополосковым преобразователям.

Исследовались частотные зависимости коэффициента передачи ПМСВ $S_{21}(f)$. Центральные частоты полос непропускания в зависимостях $S_{21}(f)$ для МК1, МК2 с точностью не хуже 5% совпадали с результатами расчета для параметров эксперимента с использованием экспериментально полученных дисперсионных зависимостей аналогично [15].

В целом наличие двух решеток с различными периодами приводит к изменению вида зависимости $S_{21}(f)$ аналогично рассмотренному в [16] случае. На рис. 1 приведены зависимости $S_{21}(f)$ для случаев расположения на антеннах МК1, МК2 и МК12 (рис. 1 г, 1 д, 1 е, соответственно). Видно, что вследствие большой ширины полос непропускания сигнала уровень сигнала в средней части исследуемой зависимости для МК12 (рис. 1 е) понижается. При этом следует отметить, что в области, помеченной прямоугольником, наблюдается особенность типа «дефектной моды» [18], формирование которой может представлять интерес для практических применений.

На рис. 1 ж изображен результат вычисления функции $\min\{S_{21}(f)(г), S_{21}(f)(д)\}$ – на каждой частоте величина S_{21} соответствует минимальному значению, выбранному из данных 1 г и 1 д. Из сравнения кривых рис. 1 е и рис. 1 ж видно, что полоса заграждения, отмеченная стрелкой на рисунке 1 е, меняет свою частоту и уровень затухания по сравнению с ожидаемым из результата суперпозиции (1 ж). Те же различия наблюдаются в отмеченной прямоугольником области на рис. 1 е и в коротковолновой части характеристики $S_{21}(f)$. Таким образом, показано, что экспериментально полученная зависимость $S_{21}(f)$ для ПМСВ в МК12 не является простой суперпозицией результатов измерений для МК1 и МК2.

Для исследования зависимостей $S_{21}(f)$ в геометрии обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ) использовался макет линии задержки, аналогичный случаю ПМСВ, при этом постоянное магнитное поле прикладывалось в плоскости структур перпендикулярно микрополосковым преобразователям [17]. Для проведения измерений из той же пленки ЖИГ с использованием того же фотошаблона методом ионного травления были

изготовлены МК с периодами решетки $\Lambda_1 = 290$ мкм (МК3) и $\Lambda_2 = 170$ мкм (МК4), а также кристалл с комбинацией этих периодов (МК34). Глубина и ширина канавок составили $\approx 0,2$ мкм и ≈ 10 мкм, соответственно. Дело в том, что в геометрии ООМСВ увеличение глубины канавок приводит к резкому (по сравнению со случаем ПМСВ) росту вносимых потерь на распространение [5]. Для сравнения на рис. 2 приведены синие кривые, полученные для МК с глубиной канавок $\approx 0,7$ мкм. Видно, что для этих кривых интерпретация результатов затруднена. Далее мы будем рассматривать только МК с $t \approx 0,2$ мкм (черные кривые).

Из сравнения кривых 2 а – 2 в видно, что частоты БР, наблюдающиеся в зависимостях $S_{21}(f)$ для МК3 и МК4, не изменились для случая М34 – см. пунктирные линии 1 – 4. В то же время глубина заграждения для разных номеров резонансов ведет себя неодинаково – на частотах, отвечающих линиям 1 и 2, увеличилась, тогда как для линий 3 и 4 уменьшилась.

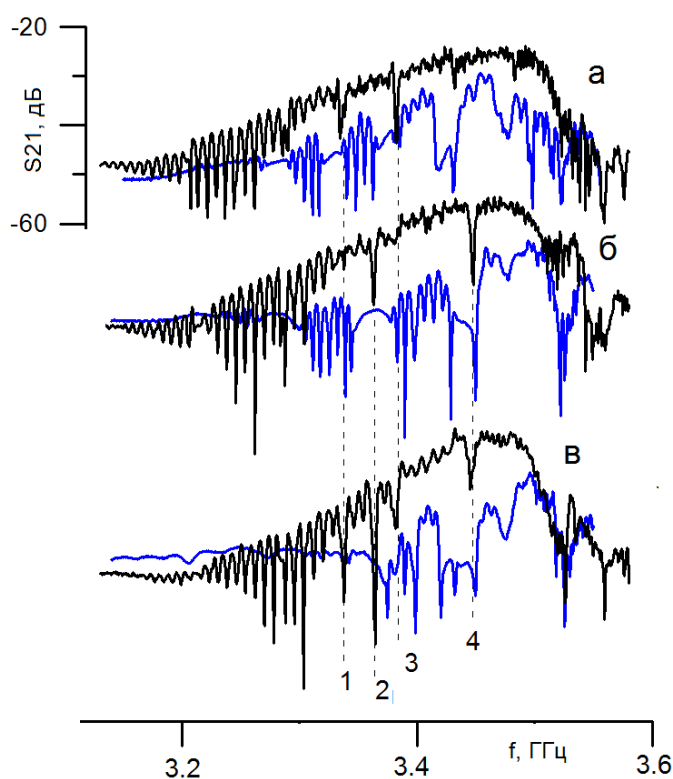


Рис. 2. Зависимости $S_{21}(f)$ для случая распространения ООМСВ в МК3 (а), МК4 (б) и МК34 (в). $N=620$ Э. Масштаб на рисунках одинаковый

Следует отметить, что в случае ООМСВ при направлении подмагничивающего поля перпендикулярно к оси канавок внутреннее магнитное поле $H_{вн}$ становится, в отличие от случая ПМСВ, неоднородным. Так, например, на рис. 3 приведена рассчитанная с помощью программы ООММФ [19] зависимость от координаты x в направлении распространения ООМСВ поля $H_{вн}$ в пленке ЖИГ с параметрами, отвечающими эксперименту, в области канавки глубиной 0,2 мкм вблизи ее дна при величине внешнего магнитного поля $H=590$ Э. На горизонтальной оси ноль отвечает некоторому положению по продольному размеру маски, использованной для расчета, соответствующему границе одной из канавок. Очевидно, что в условиях распространения ООМСВ в неоднородном поле ее волновое число на фиксированной частоте становится вблизи канавки функцией координаты x $q=q(x)$. При этом условие наблюдения брэгговских резонансов (1) должно быть модифицировано следующим образом: $\int q^+(x)dx - \int q^-(x)dx = nQ$.

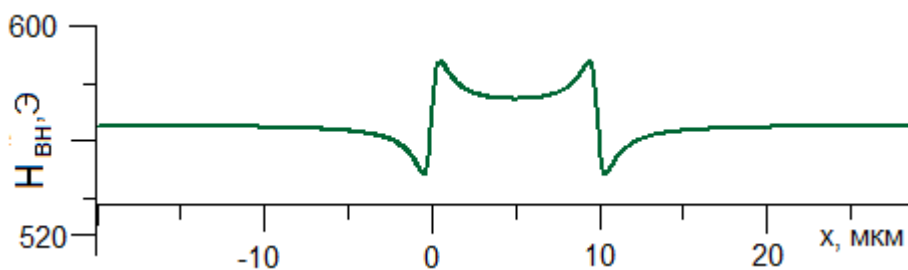


Рис. 3. Зависимость $H_{вн}(x)$

Заключение

Таким образом, показано, что формирование МК в виде пленки ЖИГ, на поверхности которой вытравливаются две периодические решетки из канавок с различающимися периодами, позволяет модифицировать вид характеристик передачи распространяющихся в такой структуре ПМСВ и ООМСВ, при этом вид зависимости $S_{21}(f)$ такого МК может быть более сложным, чем простая суперпозиция зависимостей $S_{21}(f)$ для двух МК с одной решеткой

Финансирование: Работа выполнена в рамках госзадания «Спинтроника» (FFWZ-2022-0009).

Литература

1. Гуляев Ю. В., Никитов С. А. Магнонные кристаллы-спиновые волны в периодических структурах // Доклады Академии наук. – Федеральное государственное бюджетное учреждение» Российская академия наук», 2001. – Т. 380. – №. 4. – С. 469-471. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201510m.1099>
2. Ustinov A. B., Drozdovskii A. V., Kalinikos B. A. Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing // Applied physics letters. – 2010. – Т. 96. – №. 14. <https://doi.org/10.1063/1.3386540>
3. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – V. 43. – N. 26. – P. 264002. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002>
4. Высоцкий С. Л. и др. Спектр спин-волновых возбуждений касательно намагниченного двухмерного гексагонального ферритового магнонного кристалла // Радиотехника и электроника. – 2010. – Т. 55. – №. 7. – С. 855-865.
5. Chumak A. V. et al. Scattering of surface and volume spin waves in a magnonic crystal // Applied Physics Letters. – 2009. – V. 94. – N. 17. – P.083906. <https://doi.org/10.1063/1.3127227>
6. Высоцкий С. Л. и др. Влияние металлизации ферритового магнонного кристалла на брэгговские резонансы поверхностных магнитостатических волн // Письма в Журнал технической физики. – 2011. – Т. 37. – №. 21. – С. 76-81.
7. Устинов А. Б., Григорьева Н. Ю., Калиникос Б. А. Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2008. – Т. 88. – №. 1. – С. 34-39.
8. Inoue M. et al. Investigating the use of magnonic crystals as extremely sensitive magnetic field sensors at room temperature // Applied Physics Letters. – 2011. – V. 98. – N. 13. – P. 132511. <https://doi.org/10.1063/1.3567940>

9. Kryshnal R. G., Medved A. V. Surface acoustic wave in yttrium iron garnet as tunable magnonic crystals for sensors and signal processing applications // Applied Physics Letters. – 2012. – V. 100. – N. 19. – P.192410. <https://doi.org/10.1063/1.4714507>
10. Fetisov Y. K., Ostrovskaya N. V., Popkov A. F. Parametrical interaction of magnetostatic volume waves in a space-time periodic magnetic field // Journal of applied physics. – 1996. – V. 79. – N. 8. – P. 5730-5732. <https://doi.org/10.1063/1.362233>
11. Chumak A. V. et al. A current-controlled, dynamic magnonic crystal // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2009. – V. 42. – N. 20. – P. 205005. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/20/205005>
12. Morozova M. A. et al. Laser-induced Bragg resonances in ferrit/semiconductor heterostructure // Applied Physics Letters. – 2023. – V. 123. – N. 20. – P.202406. <https://doi.org/10.1063/5.0177337>
13. Mruczkiewicz M. et al. Observation of magnonic band gaps in magnonic crystals with nonreciprocal dispersion relation //Physical Review B. – 2014. – V. 90. – N. 17. – P. 174416. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.174416>
14. Высоцкий С.Л., Павлов Е. С. Ориентационная зависимость положения и ширины полос непропускания в спектре поверхностных магнитостатических волн в одномерном ферритовом магнонном кристалле // Гетеромагнитная микроэлектроника. – 2010. – №8. – С.116-120
15. Высоцкий С. Л. и др. Спектр и потери поверхностных магнитостатических волн в одномерном магнонном кристалле // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81. – №. 2. – С. 150-152.
16. Высоцкий С. Л. и др. Поверхностные спиновые волны в одномерных магнонных кристаллах с двумя пространственными периодами // Письма в Журнал технической физики. – 2015. – Т. 41. – №. 22. – С. 66-73.
17. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1961. – V. 19. – N. 3-4. – P. 308-320. . [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5)

18 . Filimonov Y. et al. Magnetostatic surface wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal with broken translational symmetry // Applied Physics Letters. – 2012. – Т. 101. – №. 24. – P.242408. <https://doi.org/10.1063/1.4771126>.

19. Donahue M. J., Porter D. G. OOMMF user's guide, version 1.0. – 1999.

Для цитирования:

Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Филимонов Ю.А. Спиновые волны в одномерных магнетонных кристаллах с двумя пространственными периодами // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.28>