

13

## Поверхностные спиновые волны в одномерных магнетонных кристаллах с двумя пространственными периодами

© С.Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, Ю.В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, Ю.А. Филимонов<sup>1,2</sup>,  
С.А. Никитов<sup>3,2</sup>, А.И. Стогний<sup>4</sup>, Н.Н. Новицкий<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
Саратов, Россия

<sup>3</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия

<sup>4</sup> ГНПО „НПЦ НАН Беларуси по материаловедению“, Минск, Беларусь  
E-mail: vysotsl@gmail.com

Поступило в Редакцию 8 июня 2015 г.

Экспериментально исследовано распространение поверхностных спиновых волн (ПСВ) в одномерном магнетонном кристалле с двумя периодическими структурами — вытравленной на поверхности пленки железо-иттриевого граната решетки из канавок и прилегающей к ней через диэлектрический зазор решетки из металлических полосок. Показано, что вид частотной зависимости коэффициента передачи ПСВ в таком кристалле зависит от степени перекрытия полос непропускания, обусловленных брэгговскими резонансами ПСВ на обеих решетках, и может быть перестроен изменением взаимной ориентации волновых векторов решеток или величины диэлектрического зазора.

Магнитные периодические структуры (магнетонные кристаллы) расширяют возможности управления спектром спиновых волн (СВ) [1], что может быть использовано для создания устройств обработки информации на СВЧ [2,3]. Пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), благодаря рекордно низким потерям при распространении СВ, широко используются для создания магнетонных кристаллов (МК) [4–12]. Чаще всего МК на основе пленок ЖИГ получают травлением на поверхности одно- или двумерных периодических структур [5–7]. Магнетонные кристаллы могут также быть получены размещением на поверхности ЖИГ решетки из металлических полосок [8,9] или за

счет периодической модуляции магнитного поля [10–12], созданной поверхностной акустической волной [10] или меандром с током [11,12].

Общим свойством перечисленных периодических структур является формирование запрещенных зон в спектре волн на частотах брэгговских резонансов (БР), когда оказывается выполненным условие

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

где  $\mathbf{q}^+$  и  $\mathbf{q}^-$  — соответственно, волновые вектора падающей и отраженной волн,  $\mathbf{Q} = 2\pi/\Lambda$  — вектор обратной решетки,  $\Lambda$  — период структуры,  $\mathbf{l}$  — единичный вектор вдоль оси решетки,  $n = \pm 1, 2, \dots$  — порядок резонанса. 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 [12]. Кроме того, для контроля параметров запрещенной зоны используют МК с поверхностными структурами, отличными от периодических, например, типа Фибоначчи [16] или содержащими „дефекты“ — участки „сбоя“ периодичности [17]. В данной работе представлены результаты исследования распространения спиновых волн в МК с двумя различными пространственными решетками.

Следует отметить, что задача о распространении волн в структурах с несколькими пространственными периодами хорошо известна [18,19]. Спектр таких сверхрешеток определяется соотношением параметров отдельных решеток и может заметно отличаться от простой суперпозиции их спектров. В случае, когда периоды отличаются не более чем на порядок и кратны, подбором амплитуды модуляции параметров решеток можно подавлять некоторые брэгговские резонансы [18,20]. В структурах на основе решеток с сильно различающимися пространственными масштабами возникает сдвиг по частоте и модуляции ширины запрещенных зон, что может использоваться, например, для акустооптических модуляторов [19], перестройки полупроводниковых лазеров на брэгговских зеркалах [21], а также для формирования разрешенных состояний в запрещенной зоне коллоидных фотонных кристаллов [22]. Введение второго пространственного периода позволяет контролировать дисперсию фотонных кристаллов [23,24], что может быть использовано для улучшения параметров  $Y$ -делителей [25] и фильтров [26] на их основе. В работе [27] на основе сред с гиперболической дисперсией были предложены многопериодические

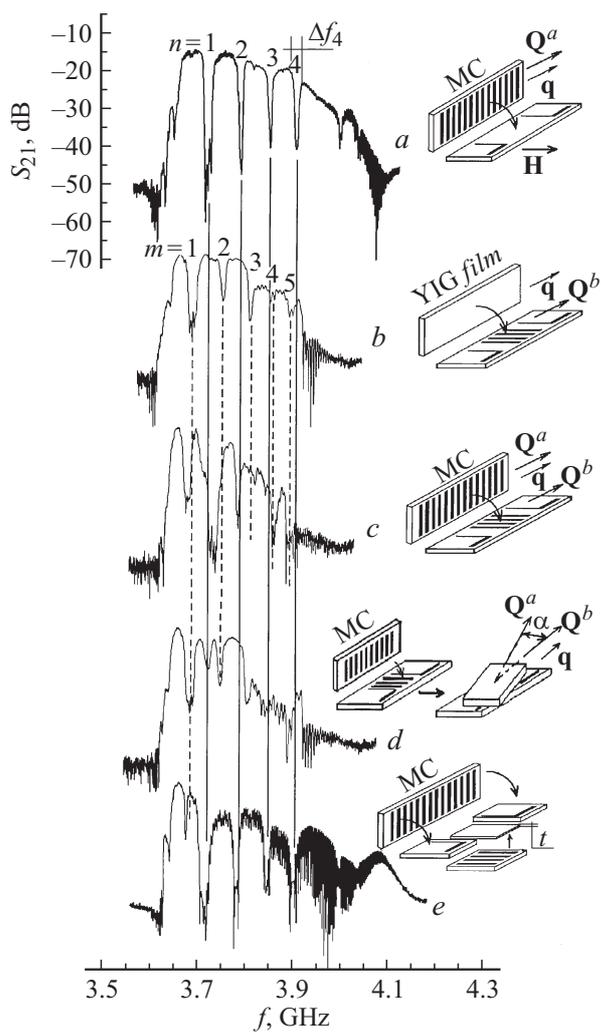
фотонные гиперкристаллы, способные обеспечить эффект гигантского (на пять порядков) усиления спонтанной эмиссии.

Необходимо подчеркнуть, что, хотя магнотонные кристаллы принято рассматривать как аналог фотонных кристаллов на СВЧ, перенос методов управления спектрами волн в фотонных многопериодических структурах на магнитные структуры может оказаться не столь очевидным. Действительно, из-за существенно больших потерь СВ на длину волны (период структуры) реализовать МК с периодами, различающимися на порядок и более, может оказаться затруднительно, тогда как в оптике это возможно [19,21]. С другой стороны, дисперсионные характеристики СВ сильно анизотропны и могут быть существенно перестроены за счет металлизации [4], что может быть использовано для эффективного управления распространением спиновых волн в магнотонных кристаллах.

В работе исследовался „комбинированный“ двухпериодический МК (см. вставку к рисунку), полученный прижатием к поверхности пленки ЖИГ с решеткой („а“) из вытравленных канавок шириной  $\approx 100 \mu\text{m}$ , глубиной  $\approx 1.2 \mu\text{m}$  и периодом  $\Lambda^a \approx 200 \mu\text{m}$  поликоровой платы с решеткой („b“) из медных полосок шириной  $\approx 270 \mu\text{m}$  и периодом  $\Lambda^b \approx 390 \mu\text{m}$ . Все кристаллы были изготовлены на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ(111) толщиной  $d \approx 4.1 \mu\text{m}$ , намагниченностью насыщения  $4\pi M \approx 1750 \text{ G}$ , шириной линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H \approx 0.5 \text{ Oe}$ . Измерения проводились при поле  $H \approx 685 \text{ Oe}$ , ориентированном в плоскости пленки параллельно преобразователям СВ, что отвечает распространению поверхностных спиновых волн (ПСВ) Дэймона–Эшбаха [28]. Изучались спектры передачи  $S_{21}(f)$  макетов типа линии задержки ПСВ на основе „комбинированного“ МК в зависимости от угла  $\alpha$  между волновым вектором ПСВ  $\mathbf{q}$  и векторами обратных решеток МК  $\mathbf{Q}^{a,b}$  и от толщины  $t$  диэлектрической прокладки между решетками „а“ и „b“.

На рисунке приведены спектры передачи  $S_{21}(f)$  МК на основе решетки „а“ (см. рисунок, а), решетки „b“ (см. б) и „комбинированного“ МК (см. в) для случая, когда угол  $\alpha \approx 0$  ( $\mathbf{q} \parallel \mathbf{Q}^{a,b}$ ) и между поверхностью пленки ЖИГ и поликоровой платой с металлической решеткой не вносится дополнительная диэлектрическая прокладка ( $t = 0$ ).

Из рисунка, а видно, что в частотной зависимости коэффициента передачи ПСВ  $S_{21}(f)$  МК в области частот  $f_n^a$  (GHz),  $n = 1-4$



Вид частотных зависимостей коэффициента передачи  $S_{21}(f)$  в маггонном кристалле на основе решетки „a“ (a), в маггонном кристалле на основе решетки „b“ (b), в „комбинированном“ МК для случая  $\alpha \approx 0$  (c) и  $\alpha \approx 20^\circ$  (d), в „комбинированном“ МК при  $\alpha \approx 0, t = 120 \mu\text{m}$  (e).

( $f_1^a \approx 3.72$ ,  $f_2^a \approx 3.793$ ,  $f_3^a \approx 3.857$ ,  $f_4^a \approx 3.914$ ) наблюдались области увеличения потерь ПСВ. Соответствующие частотам  $f_n$  волновые числа ПСВ  $q_n^a$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) ( $q_1^a \approx 157$ ,  $q_2^a \approx 329$ ,  $q_3^a \approx 486$ ,  $q_4^a \approx 643$ ), определенные в предположении, что набег фазы  $\theta(f)$  ПСВ связан с ее волновым числом соотношением  $q(f) = \theta(f)/L$ , где  $L \approx 5 \text{ mm}$  — расстояние между преобразователями, с точностью не хуже 5% соответствовали расчету по (1) при условии  $|\mathbf{q}^+| = |\mathbf{q}^-|$  и  $\Lambda = \Lambda^a$ . Следовательно, на частотах  $f_n$  в МК на основе решетки „а“ формируются брэгговские резонансы ПСВ.

На рисунке, *b* приведена зависимость  $S_{21}(f)$ , полученная для МК на основе решетки „b“. В этом случае брэгговские резонансы наблюдались на частотах  $f_m^b$  (GHz),  $m = 1-5$  ( $f_1^b \approx 3.677$ ,  $f_2^b \approx 3.743$ ,  $f_3^b \approx 3.8$ ,  $f_4^b \approx 3.848$ ,  $f_5^b \approx 3.889$ ), с которыми по величине набега фазы можно было сопоставить волновые числа ПСВ  $q_1^b \approx 75$ ,  $q_2^b \approx 155$ ,  $q_3^b \approx 228$ ,  $q_4^b \approx 305$  и  $q_5^b \approx 400 \text{ cm}^{-1}$ . Надо отметить, что измеренные значения оказались на 12–15% меньше результатов расчета по формуле (1) в приближении  $|\mathbf{q}^+| = |\mathbf{q}^-|$  и  $\Lambda = \Lambda^b$ , что следует связать с изменением дисперсии ПСВ под металлической решеткой, так что  $|\mathbf{q}^+| < |\mathbf{q}^-|$ . Указанное обстоятельство, а также различие в периодах решеток „а“ и „b“ приводят к тому, что частоты брэгговских резонансов  $f_n$  и  $f_m$  при  $n = m$  различаются. Для наглядности положение частот  $f_n$  и  $f_m$  отмечено на рисунке сплошной и пунктирной линиями соответственно.

На рисунке, *c* представлен вид зависимости  $S_{21}(f)$  для „комбинированного МК“, когда ПСВ испытывает отражения не только от поверхностной решетки из канавок, но и от металлических полосок. Можно видеть, что в этом случае вид „результатирующей“ зависимости  $S_{21}(f)$  определяется соотношением разницы частот  $\delta f_{n,m} = |f_n - f_m|$  и степени перекрытия соответствующих полос не пропускания, которую охарактеризуем величиной  $\Delta f_{n,m} = (\Delta f_n + \Delta f_m)/2$  (где  $\Delta f$  определим так, как показано на рисунке, *a*). Например, для  $n = m = 1$  разница резонансных частот  $\delta f_{1,1} \approx 57 \text{ МГц}$ , а величина  $\Delta f_{1,1} = (50 \text{ МГц} + 40 \text{ МГц})/2 = 45 \text{ МГц}$ , т.е. полосы не пропускания не перекрываются ( $\delta f_{n,m} > \Delta f_{n,m}$ ). Из сравнения рисунков, *b* и *c* видно, что в этом случае вид полосы не пропускания (для  $m = 1$ ) не изменяется. В свою очередь, полоса не пропускания для  $n = 1$  незначительно перекрывается с полосой, отвечающей  $m = 2$  ( $\Delta f_{1,2} \approx 31 \text{ МГц} \cong \delta f_{1,2} \approx 23 \text{ МГц}$ ), при этом наблюдается их „слияние“ (см. рисунок, *a-c*). В случае близости частот  $f_n$

и  $f_m$ , когда  $\delta f_{n,m} < \Delta f_{n,m}$  (например, в случае  $n = 2$  и  $m = 3$   $\delta f_{2,3} \approx 7 \text{ MHz} < \Delta f_{2,2} \approx 25 \text{ MHz}$  или в случае  $n = 3$  и  $m = 4$ ), формируется один резонанс. Таким образом, вид зависимости  $S_{21}(f)$  не всегда является простой суперпозицией характеристик объединяемых МК.

Отметим, что в таком „комбинированном МК“ существует возможность изменения вида зависимости  $S_{21}(f)$  с помощью изменения угла  $\alpha$  между направлениями волновых векторов  $\mathbf{Q}^{a,b}$  и  $\mathbf{q}$  (см. вставку к рисунку, *d*). Дело в том, что, как показано в [14,15], при увеличении угла  $\alpha$  частоты и интенсивности БР в МК уменьшаются, а при  $\alpha = 30^\circ$  характеристика  $S_{21}(f)$  становится гладкой. В случае комбинированного МК при вращении решетки „*a*“ на микрополосковых преобразователях серии БР, обусловленных отражением от канавок, изменяет свое положение аналогично [14,15]. Из сравнения рисунков, *c* и *d* видно, что для случая  $\alpha = 20^\circ$  (см. рисунок *d*) в результате уменьшения частоты БР МК с номером  $n = 1$  в зависимости  $S_{21}(f)$  в случае „комбинированного МК“ он уже не сливается с БР, отвечающим  $m = 2$ , как это имело место при  $\alpha = 0^\circ$ . При  $\alpha = 30^\circ$  в зависимости  $S_{21}(f)$  наблюдаются только БР, обусловленные отражением от решетки металлических полосок, волновой вектор которой остается сонаправленным с волновым вектором ПСВ. Таким образом, с помощью изменения угла  $\alpha$  можно управлять видом характеристики  $S_{21}(f)$  в „комбинированном МК“.

Зависимость вида характеристики  $S_{21}(f)$  от величины диэлектрического зазора  $t$  между решетками обусловлена тем, что влияние решетки „*b*“ на распространение ПСВ наблюдается лишь в интервале волновых чисел  $q \sim 1/t$  [29]. На рисунке, *e* представлен вид кривой  $S_{21}(f)$  при  $t = 120 \mu\text{m}$ . Видно, что по сравнению с расположением на преобразователях МК с решеткой „*a*“ (см. рисунок, *a*) добавился только один пик поглощения на частоте, отвечающей резонансу с номером  $m = 1$  решетки „*b*“.

Таким образом, использование „комбинированного МК“, состоящего из ферритового МК с вытравленными канавками и решетки из металлических полосок, позволяет расширить возможности управления частотной зависимостью коэффициента передачи распространяющихся в такой структуре ПСВ. Показано, что вид этой характеристики зависит от соотношения разницы частот брэгговских резонансов, обусловленных обеими периодическими структурами, и степенью перекрытия соответствующих полос непропускания.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 14-07-90001 Бел-а, Ф14Р-017, 14-07-00896-а, 13-07-00941-а, 13-07-12421-офи-м.

## Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Никитов С.А. // Докл. Академии наук. 2001. Т. 380. № 4. С. 469–471.
- [2] Ustinov A.V., Drozdovskii A.V., Kalinikos V.A. // J. Appl. Phys. 2010. V. 96. P. 142 513.
- [3] Никитов С.А., Филимонов Ю.А., Высоцкий С.Л., Кожевников А.В., Хивинцев Ю.А., Джумалиев А.С., Никулин Ю.В. // Пат. на изобр. № 2 380 797 от 27.01.2010 г.
- [4] Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264 002.
- [5] Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. и др. // РЭ. 2010. Т. 55. № 7. С. 855–865.
- [6] Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 083 906.
- [7] Высоцкий С.Л., Бегинин Е.Н., Никитов С.А., Павлов Е.С., Филимонов Ю.А. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 21. С. 76–81.
- [8] Устинов А.Б., Григорьева Н.Ю., Калиникос Б.А. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. № 1. С. 34–39.
- [9] Inoue M., Baryshev A., Takagi H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 132 511.
- [10] Kryshnal R.G., Medved A.V. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 192 410.
- [11] Fetisov Y.K., Ostrovskaya N.V., Popkov A.F. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 5730.
- [12] Chumak A.V., Neumann T., Serga A.A. et al. // J. Phys. D. 2009. V. 42. P. 205 005.
- [13] Mruczkiewicz M., Krawczyk L.V., Filimonov Yu.A. et al. // IEEE Trans. Magn. 2014. V. 50. N 11. P. 2 304 103; Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 174 416.
- [14] Высоцкий С.Л., Павлов Е.С. // Сб. науч. трудов „Гетеромагнитная микроэлектроника“. 2010. № 8. С. 116–120.
- [15] Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 2. С. 150–152.
- [16] Grishin S.V., Beginin E.N., Morozova M.A. et al. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. P. 053 908.
- [17] Filimonov Y., Pavlov E., Vysotskii S., Nikitov S. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 242 408.
- [18] Jaggardt D.L., Elachi C. // J. Opt. Soc. Am. V. 66. N 7. P. 674. July 1976.
- [19] Russell P.St.J. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 3344.

- [20] *Zervas M.N., Sales S., Durkin M.K., Feced R.* // BGPP Conference. Stuart, Florida, United States. September 23, 1999. BA5.
- [21] *Jayaraman V., Cohen D.A., Coldren L.A.* // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 60. P. 2321.
- [22] *Rengarajan R., Jiang P., Larrabee D.C.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 64. P. 205 103.
- [23] *Gaillet D.P., Graungnard E., Blair J.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. P. 181 123.
- [24] *Jafarpour A., Adibi A., Xu Y., Lee R.K.* // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. P. 233 102.
- [25] *Ghaffari A., Monifi F., Djavid M., Abrishamian M.S.* // *Progress in electromagnetic research symposium.* Cambridge, USA, July 2–6, 2008. P. 681–683.
- [26] *Djavid M., Ghaffari A., Monif F.* et al. // *J. Appl. Sci.* 2008. V. 8(10). P. 1891–1897.
- [27] *Babicheva V.E., Iorsh I.V., Orlov A.A.* // *Optics InfoBase Conference Papers.* 2014. V. CLEO. P. FTu2C.3.
- [28] *Damon R.W., Eshbach J.R.* // *J. Phys. Chem. Sol.* 1961. V. 19. N 3/4. P. 308.
- [29] *Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А.* и др. // *РЭ.* 2013. Т. 58. № 4. С. 389–394.