



## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН В СВЯЗАННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

*А. Ю. Шараевская*

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Рассматриваются связанные периодические структуры в виде двух связанных магнетонных кристаллов и связанные магнетонный кристалл – пленка, разделенные диэлектрическим слоем. Получены дисперсионные уравнения для магнитостатических волн, распространяющихся в таких структурах, и выявлены основные особенности формирования запрещенных зон по сравнению с периодической структурой в виде одного магнетонного кристалла. Показано, что связь позволяет эффективно управлять характеристиками запрещенных зон в спектре магнитостатических волн, в частности, их шириной и положением в спектре. Полученные результаты могут быть реализованы при создании на основе магнетонных кристаллов частотно-избирательных устройств для селективной обработки информационных сигналов в СВЧ-диапазоне.

*Ключевые слова:* Магнетонный кристалл, магнитостатическая волна, микроволновый диапазон, запрещенная зона, устройства обработки сигналов.

### Введение

В настоящее время благодаря успехам в технологии выращивания пленочных магнитных материалов и новым подходам в технологиях получения периодических структур возможно создание кристаллов, подобных фотонным [1], на основе магнитных материалов – магнетонных кристаллов (МК) [2–6]. В магнетонных кристаллах, выполненных на основе ферромагнитных пленок, могут распространяться спиновые волны, обусловленные диполь-дипольным взаимодействием в среде, которые получили название «магнитостатические волны» (МСВ). Интерес к магнетонным кристаллам связан, прежде всего, с тем, что возможно управление их свойствами внешним магнитным полем; создание кристаллов в диапазоне сверхвысоких частот размером порядка нескольких миллиметров; использование планарной технологии и др. [2–6].

Наличие пространственного периода приводит к возникновению в спектре спиновых волн запрещенных зон для волновых чисел, удовлетворяющих условию

брэгговского резонанса [7]:

$$k_B^n = 2\pi/\lambda_n = (2n - 1)\pi/L, \quad n = 1, 2, 3... \quad (1)$$

где  $k_B^n$  и  $\lambda_n$  – брэгговские волновые числа и длины волн, соответственно;  $L$  – период структуры. В этом случае удовлетворяющие условию Брэгга частоты определяются соотношением  $\omega_B^n = k_B^n V_\phi$ , где  $V_\phi$  – фазовая скорость волны в структуре.

Наличие запрещенных зон (ЗЗ) в спектре спиновых волн позволяет создавать на основе магнитных кристаллов перестраиваемые магнитным полем устройства для обработки и генерации сигналов в микроволновом диапазоне [8–10]. Для решения этой задачи в последние годы были проведены теоретические и экспериментальные исследования МК, в которых периодичность создавалась различными способами: путём создания модуляции геометрических параметров ферромагнитной плёнки [11, 12], периодических граничных условий в виде металлических решёток [13] и т.д. В этом случае актуальной является задача управления характеристиками запрещённых зон в спектре распространяющихся волн (плотностью, шириной и др.). Управление характеристиками запрещённых зон предлагалось осуществлять: динамически, например, путём создания переменного магнитного поля [14, 15]; за счёт изменения геометрических параметров структур [11, 12]; изменения граничных условий [13]; за счёт нарушения периодичности и создания дефектов [16–18]; путём изменения мощности входного сигнала [10, 19].

Для управления характеристиками запрещённых зон в периодических структурах представляет интерес также использование связанных систем. Необходимо отметить, что связанные структуры существенно расширяют функциональные возможности любых радиофизических систем (так как появляется дополнительный управляющий параметр – связь) и широко используются как в микроволновой технике (см., например [20, 21]), так и в оптических системах [7]. В случае двух связанных волноведущих ферромагнитных структур связь приводит к появлению быстрой и медленной волн, распространяющихся с различными групповыми и фазовыми скоростями, характеристиками которых можно управлять путем изменения величины связи [22]. Последнее обстоятельство, как показано в [23, 24], должно приводить к существенному изменению характера дисперсионных зависимостей в ферромагнитной структуре магнитный кристалл – магнитный кристалл (МК–МК).

В настоящей работе на основе анализа дисперсионных характеристик рассматриваются основные особенности формирования запрещённых зон в периодических структурах, которые представляют собой связанную систему в виде магнитных кристаллов и магнитный кристалл – ферромагнитная пленка. В этом случае характеристики запрещённых зон должны определяться двумя коэффициентами связи. Один из них определяет связь между прямой и встречной волнами и зависит только от параметров периодической структуры [2, 21]. Другой коэффициент определяется связью между ферромагнитными пленками и приводит к изменению фазовых и групповых скоростей распространяющихся волн в рассматриваемой структуре [22].

Последнее обстоятельство, как показано в [23, 24], приводит к изменению дисперсионных характеристик в структуре двух связанных МК.

# 1. Модель структуры

Рассмотрим сначала структуру, схема которой приведена на рис. 1 и которая представляет собой два связанных МК с одинаковыми геометрическими и магнитными параметрами, разделенных диэлектрическим слоем толщиной  $D$ . Связь между МК осуществляется через высокочастотные электромагнитные поля. Для схемы, представленной на рис. 1, величина связи между структурами  $K$ , прежде всего, определяется расстоянием  $D$ . Система помещена во внешнее магнитное поле  $H_0$ , направленное вдоль оси  $z$  и соответствующее значению, при котором в каждом из МК вдоль оси  $y$  распространяются медленные спиновые волны – прямые объёмные магнитостатические волны (МСВ) [21]. В отсутствие связи ( $K = 0$ ), рассматриваемая система представляет собой два одномерных МК с одинаковыми параметрами, причем каждый из МК представляет собой ферромагнитную плёнку с периодическими граничными условиями (периодические канавки, как показано на рис. 1). Предполагается, что в направлении осей  $x$  и  $y$  структура бесконечна.

Используя уравнение движения для высокочастотных составляющих намагниченности  $m_1$  и  $m_2$ , уравнения для магнитостатического потенциала в каждой плёнке, а также соответствующие граничные условия на границах ферромагнитных слоёв и диэлектрика в длинноволновом приближении ( $kd \ll 1$ ), можно получить следующую систему волновых уравнений для однородных ферромагнитных слоёв [22]:

$$\frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} + \omega_H^2 m_{1,2} - \frac{d}{2k} \omega_H \omega_M \frac{\partial^2}{\partial y^2} (m_{1,2} + K m_{2,1}) = 0, \quad (2)$$

где  $m_{1,2} = m_{x_{1,2}}/M_0$  – безразмерные составляющие намагниченности в каждом слое ( $M_0$  – намагниченность насыщения);  $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$ ;  $\omega_H = \gamma H_0$ ;  $\gamma$  – гиромагнитное соотношение;  $d$  – толщина однородной плёнки;  $k$  – волновое число МСВ;  $K = \exp(-kD)$  – коэффициент, определяющий электродинамическую связь по ВЧ-полю одного ферромагнитного слоя с другим [21]. Считаем, что в (2) толщина  $d$  в каждой плёнке является периодической функцией, зависящей от продольной координаты, и представим ее в виде  $d(y) = d_2 + \delta(y)$ ,

$$\text{где } \delta(y) = \delta(y+L) = \begin{cases} \Delta d, & 0 \leq y \leq a_2, \\ 0, & a_2 \leq y \leq L. \end{cases}$$

Представляя  $\delta(y)$  в виде ряда Фурье и ограничиваясь тремя первыми членами

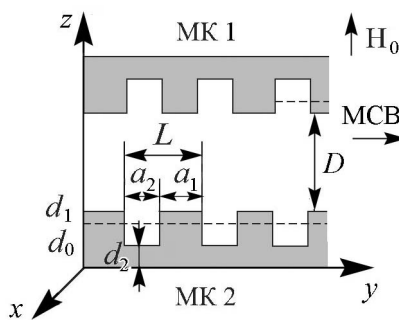


Рис. 1. Схема ферромагнитной структуры в виде двух одномерных МК, разделённых диэлектрическим слоем (толщина исходной пленки  $d_1$ , эффективная толщина пленки  $d_0$ , глубина канавки  $\Delta d = d_1 - d_2$ , её ширина  $a_2 = L - a_1$ , период структуры  $L$ )

разложения\*, представим периодическую функцию  $d(y)$  в виде [23]:

$$d = d_0 \left[ 1 + \delta d \cos \left( \frac{2\pi}{L} y \right) \right], \quad (3)$$

где  $\delta d = \frac{2\Delta d}{\pi d_0} \sin \left( \frac{\pi a_1}{L} \right)$ ;  $d_0 = d_2 + \frac{\Delta d a_1}{L}$ .

После подстановки (3) в (2) полученная система связанных уравнений будет описывать периодическую структуру МК–МК. Для решения полученной системы уравнений используется подход, основанный на методе связанных волн, который заключается в том, что волны, распространяющиеся в прямом и встречном направлениях в периодической системе, рассматриваются независимо, а периодическая структура обеспечивает их связь [1]. Такой подход применительно к рассматриваемой структуре связанных МК позволяет вполне обоснованно сделать предположение, что электродинамический коэффициент связи  $K$ , описывающий взаимодействие между волнами в каждой плёнке, будет сохранять свое значение как для прямых, так и для встречных волн.

Решение волновых уравнений для намагниченности (2) в каждом кристалле можно представить в виде суммы пространственных гармоник [7]:

$$m = \sum_{i=-\infty}^{\infty} A_i \exp[-jk_i y], \quad (4)$$

где  $k_i = k_0 + 2\pi i/L$ , ( $i = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ) – постоянные распространения пространственных гармоник. В первой зоне Бриллюэна ( $0 \leq k_i L \leq 2\pi$ ) для каждого из МК будем учитывать только нулевые гармоники прямых волн ( $i = 0$ ) и «-1» гармоники встречных волн ( $i = -1$ ) и будем записывать решение только в полосе первого брэгговского резонанса. В этом случае решение волновых уравнений (2) с учётом (4) может быть представлено в виде суммы прямых и встречных волн в каждом из кристаллов

$$m = A_{1,2} \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B_{1,2} \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (5)$$

где  $A_{1,2}$  – амплитуды прямых волн в каждом из МК,  $B_{1,2}$  – амплитуды встречных волн, соответственно;  $\omega$  – частота;  $k_{-1} = k_0 - 2\pi/L$ .

Подставляя соотношения (3) и (5) в волновые уравнения для высокочастотных составляющих намагниченности для каждого из слоёв (2) с учётом сделанных предположений можно получить дисперсионное соотношение для связанных МК в следующем виде:

$$\text{Det} \begin{pmatrix} \Omega_0 & \beta k_0 K & \Delta_{-1} & \Delta_{-1} K \\ \beta k_0 K & \Omega_0 & \Delta_{-1} K & \Delta_{-1} \\ \Delta_0 & \Delta_0 K & \Omega_{-1} & \beta k_{-1} K \\ \Delta_0 K & \Delta_0 & \beta k_{-1} K & \Omega_{-1} \end{pmatrix} = 0, \quad (6)$$

\* В представлении  $\delta(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta_n \exp(2\pi n \frac{y}{L})$  ограничение тремя первыми членами разложения ( $n = 0, \pm 1$ ) вполне допустимо, так как в дальнейшем будет учитываться только резонансное взаимодействие прямых и встречных волн в полосе первого брэгговского резонанса.

где  $\Omega_{0,-1} = -\omega^2 + \omega_H^2 + \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2} k_{0,-1}$ ,  
 $\beta = \frac{\omega_H \omega_M d_0}{2}$ ,  $\Delta_{0,-1} = \beta \frac{\delta d k_{0,-1}^2}{2 k_{-1,0}}$ .

Диагональные компоненты определителя в (6), приравненные к нулю ( $\Omega_{0,-1} = 0$ ), представляют собой дисперсионные соотношения для прямой и встречной МСВ в однородной плёнке [23]. Недиagonальные компоненты, куда входит электродинамический коэффициент  $K$ , описывают связь между магнитными кристаллами, а  $\Delta_{0,-1}$  – параметр связи между прямыми и встречными волнами в каждом МК. При  $K \neq 0$  и  $\delta d_{1,2} = 0$  соотношение (6) переходит в соотношение для МСВ в двух связанных однородных плёнках [22].

Полагая в (6) для МК1  $\delta d = 0$ , получим дисперсионное соотношение для структуры МК – однородная пленка, схема которой представлена на рис. 2:

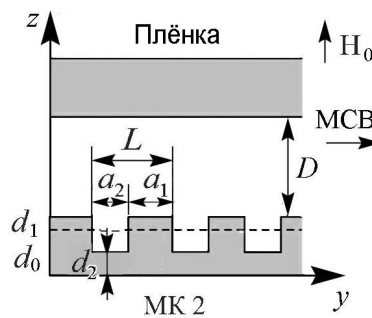


Рис. 2. Схема структуры МК – пленка

$$\text{Det} \begin{pmatrix} \Omega_0 & \beta k_0 K & \Delta_{-1} & \Delta_{-1} K \\ \beta k_0 K & \Omega_0 & \Delta_{-1} K & \Delta_{-1} \\ 0 & 0 & \Omega_{-1} & \beta k_{-1} K \\ \Delta_0 K & \Delta_0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 0. \quad (7)$$

## 2. Результаты численного расчета

На рис. 3 представлены результаты расчёта дисперсионных характеристик МСВ в первой зоне Бриллюэна, построенные с использованием (6) для двух одинаковых МК. Зависимости  $\text{Re}(k)$  (сплошные линии) соответствуют дисперсионным зависимостям МСВ для быстрой (толстые кривые) и медленной (тонкие кривые) волн, а огибающие внутри закрашенных областей на этом рисунке – значениям  $\text{Im}(k)$ , определяющим постоянные затухания волны.

В случае связанных однородных плёнок ( $\delta d = 0$ ) дисперсионная кривая для МСВ в одиночной однородной пленке расщепляется на две (пунктирные линии на рис. 3), соответствующих быстрой (линии 1) и медленной (линии 2) волнам – нормальным модам связанной структуры, (соответствующие им встречные волны показаны линиями 1' и 2').

На частотах фазового синхронизма (вертикальные линии на рис. 3) выполняется брэгговское условие. Взаимодействие быстрых прямой и встречной волн, а также медленных прямой и встречной волн приводит к формированию запрещённых зон (полос непропускания, в которых  $\text{Im}(k) \neq 0$ ). В случае связанных МК ( $\delta d \neq 0$ ) имеет место формирование двух запрещённых зон – высокочастотной G1 и низкочастотной G2 (показаны закрашенными областями на рис. 3, а–в). Высокочастотная

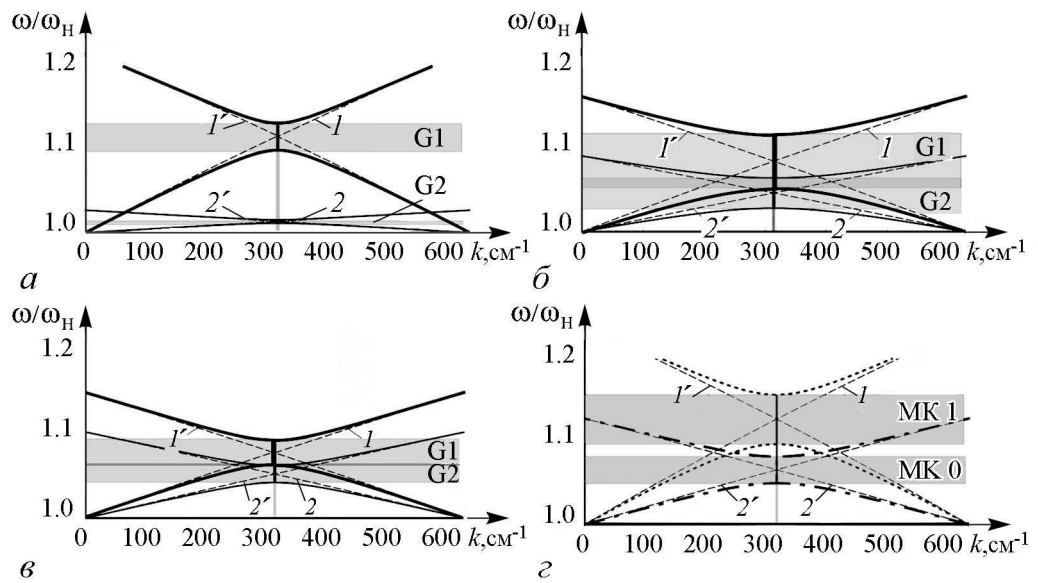


Рис. 3. Дисперсионные характеристики структуры МК–МК (G1 – запрещённая зона для быстрой волны, G2 – запрещённая зона для медленной волны):  $\delta d = 0.3, K = 0.8$  (а);  $\delta d = 0.8, K = 0.3$  (б);  $\delta d = 0.4, K = 0.1$  (в);  $\delta d = 0.5$  (г);  $L = 100$  мкм

запрещенная зона формируется за счёт взаимодействия прямой и встречной быстрых волн. Низкочастотная – за счёт взаимодействия прямой и встречной медленных волн. На рис. 3, г приведены дисперсионные кривые для предельных случаев, когда в структуре коэффициент связи  $K = 0$  или  $K = 1$ . При  $K = 0$  (штрихпунктирные кривые) остается одна запрещенная зона. Такую структуру можно рассматривать, как одиночный МК (МК 0). При  $K = 1$  (пунктирные кривые) также остается одна запрещенная зона (МК+1), но она будет располагаться выше, так как МСВ в таком МК имеет большую эффективную фазовую скорость  $V_{\phi}$  и, следовательно, большую брэгговскую частоту.

Как следует из результатов расчетов для связанных МК, приведенных на рис. 3, ЗЗ могут не перекрываться (см. рис. 3, а), могут перекрываться частично и полностью (см. рис. 3, б, темная область – ЗЗ и для быстрых и для медленных волн). Можно подобрать параметры структуры так, что между ЗЗ возникает узкая полоса пропускания (см. рис. 3, в).

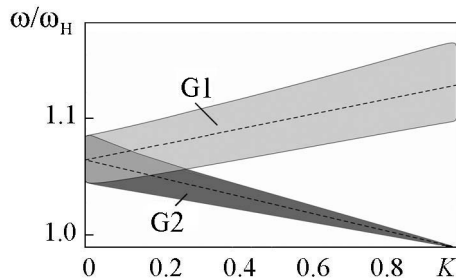


Рис. 4. Зависимость характеристик запрещённых зон в структуре МК–МК от параметра  $K$  при  $\delta d = 0.5$

На рис. 4 показана зависимость центральной частоты ЗЗ (пунктирные прямые)  $\omega_1$  (G1) и  $\omega_2$  (G2) от параметра связи  $K$ . Закрашенные области на рис. 4 соответствуют ширине зон G1 (для быстрой волны) и G2 (для медленной волны). Видно, что при увеличении  $K$  центральная запрещенная зона G1 сдвигается вверх по частоте и расширяется (светлая область на рис. 4), а G2 – вниз по частоте и сужается (темная

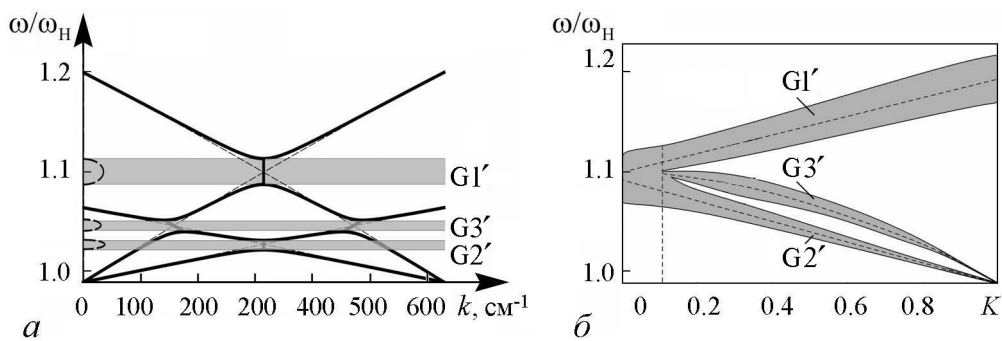


Рис. 5. *a* – Дисперсионные характеристики структуры МК–пленка при  $\delta d = 0.5$ ,  $K = 0.5$ . *b* – Зависимость ширины запрещённых зон от параметра  $K$ .  $G1'$  – первая зона для быстрой волны,  $G2'$  – вторая зона для медленной волны,  $G3'$  – третья зона (дополнительная),  $\delta d = 0.5$

область на рис. 4). Причем при  $K = 0$  и  $K = 1$  ширина ЗЗ соответствует результатам, приведенным на рис. 3, *z*. Влияние второго параметра связи  $\delta d$  сводится только к увеличению ширины запрещённых зон  $G1$  и  $G2$  при возрастании  $\delta d$ . Таким образом, результаты, представленные на рис. 4, демонстрируют возможность управления характеристиками ЗЗ при изменении параметра связи  $K$ .

На рис. 5 представлены результаты расчета для структуры МК – однородная пленка на основе соотношения (7).

Как следует из рис. 5, в случае связанной структуры МК – пленка формируются три ЗЗ при определенном значении  $K$ . Дополнительная зона  $G3'$  образуется за счет взаимодействия прямой быстрой волны и обратной медленной при малых волновых числах  $k$ , а также обратной быстрой волны и прямой медленной при больших волновых числах  $k$  (рис. 5, *a*). При увеличении  $K$  (рис. 5, *b*) зона  $G3'$  сдвигается вниз по частоте и сужается, как и зона  $G2'$ , но характер изменения не является линейным, в отличие от  $G1'$  и  $G2'$ . Аналогичный результат получается и для структуры МК–МК с разными геометрическими параметрами и может быть обусловлен несимметричностью структур.

Отметим, что для всех рассмотренных случаев также существует дополнительная возможность перестройки всех запрещённых зон (и, соответственно, полос пропускания между ними) и управления описанными выше эффектами с помощью изменения величины внешнего магнитного поля (параметра  $\omega_H = \gamma H_0$ ) [23–25].

### Выводы

На основе полученных результатов выявлены основные особенности формирования запрещённых зон в связанных ферромагнитных структурах на основе магнетных кристаллов. Показано, что в таких структурах связь между слоями позволяет эффективно управлять характеристиками запрещённых зон (центральной частотой зоны, полосой частот и величиной подавления сигнала), а также характеристиками полос пропускания между ними. Возможность управлять резонансными свойствами таких структур может быть реализована при создании на основе магнетных кри-

сталлов частотно-избирательных устройств с уникальными характеристиками для селективной обработки информационных сигналов в СВЧ-диапазоне. Такие устройства в виде режекторных и полосовых фильтров, фильтров для выделения каналов, ответвителей и мультиплексоров могут найти применение в системах радиолокации и связи [26].

В заключение выражаю глубокую благодарность моему научному руководителю к.ф.-м.н., доценту М.А. Морозовой за постоянное внимание к работе и полезные критические замечания.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-07-31142) и Программы поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-828.2014.2).*

### **Библиографический список**

1. *Кившарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М. : Физматлит, 2005. 648 с.
2. *Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В. и др.* Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнотной запрещённой зоной – магнотные кристаллы // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, № 10. С. 670.
3. *Nikitov S.A., Tailhadesand Ph., Tsai C.S.* Spin waves in periodic magnetic structures – magnonic crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2001. Vol. 236, № 3. С. 320.
4. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. and Kostylev M.P.* Scattering of backward spin waves in a one-dimensional magnonic crystal // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93. 022508.
5. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O. and Grundler D.* Magnonics // Journal of Physics D. 2010. Vol. 43. 264001.
6. *Serga A.A., Chumak A.V. and Hillebrands B.* YIG magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 264002.
7. *Kashyap R. Fibe.* Bragg Gratings. San Diego, USA: Acad. Press., 1999.
8. *Sang-Koog Kim, a Ki-Suk Lee, and Dong-Soo Han.* A gigahertz-range spin-wave filter composed of width-modulated nanostrip magnonic-crystal waveguides // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. 082507.
9. *Ustinov A.B., Drozdovskii A.V., Kalinikos B.A.* Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing // Applied physics letters. 2010. Vol. 96. P. 142513.
10. *Grishin S.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* Self-generation of dissipative solitons in magnonic quasicrystal active ring resonator // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115, №. 5. 053908, Feb. 2.
11. *Arikan M., Au. Y., Vasile G., Ingvarsson S. and Kruglyak V.V.* Broadband injection and scattering of spin waves in lossy width-modulated magnonic crystal waveguides // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. Vol. 46. 135003.
12. *Ciubotaru F., Chumak A.V., Grigoryeva N.Yu., Serga A.A. and Hillebrands B.* Magno-



- nic band gap design by the edge modulation of micro-sized waveguides// J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. Vol. 45. 255002.
13. *Beginin E.N., Filimonov Yu.A., Pavlov E.S., Vysotskii S.L., and Nikitov S.A.* Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: Magnonic crystal-dielectric-metal // Applied Physics Letters .2012. Vol. 100, 252412.
  14. *Chumak A.V., Neumann T., Serga A.A., Hillebrands B. and Kostylev M.P.* A current-controlled, dynamic magnonic crystal // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. 205005.
  15. *Анненков А.Ю., Герус С.В., Ковалев С.И.* Объемные и поверхностно-объемные магнитостатические волны в волноводах, создаваемых ступенчатым полем подмагничивания / ЖТФ. 2004. Т. 74, № 2.
  16. *Costa C.H.O. and Vasconcelos M.S.* Band gaps and transmission spectra in generalized Fibonacci  $\sigma(p, q)$  one-dimensional magnonicquasicrystals // J. Phys. Condens. Matter. 2013. Vol. 25. 286002.
  17. *Filimonov Yu. Yu., Pavlov E., Vystostkii S. and Nikitov S.* Magnetostatic surface wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal with broken translational symmetry // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. 242408.
  18. *Qi Wang, Huaiwu Zhang, Xiaoli Tang, Hua Su, Feiming Bai, Yulan Jing and Zhiyong Zhong.* Effects of symmetry reduction on magnon band gaps in two-dimensional magnonic crystals // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014.
  19. *Sheshukova S.E., Morozova M.A., Beginin E.N., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* Formation of gap solitons in a finite magnonic crystal // Phys. Wave Phenom. 2013. Vol. 21, № 4. P. 304.
  20. *Louisell W.H.* Coupled mode and parametric electronics. John Wiley, New York, 1960.
  21. *Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: СГУ. 1993.
  22. *Morozova M.A., Sharaevskii Yu.P., Sheshukova S.E., Zhamanova M.K.* Investigation of self-action effects of magnetostatic waves in ferromagnetic structures in terms of the system of Schrödinger equations with coherent or incoherent coupling // Physics of the Solid State. 2012. Vol. 54, № 8. P. 1575.
  23. *Морозова М.А., Шараевская А.Ю.* Дисперсионные характеристики магнитостатических волн в связанных магнонных кристаллах // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2013. Вып. 15. С. 82.
  24. *Morozova M.A., Grishin S.V., Sadovnikov A.V., Sharaevskii Yu P. and Nikitov S.A.* Magnonic bandgap control in coupled magnonic crystals // IEEE Trans. on Magnetics. 2014. Vol. 50, № 11. 4007204.
  25. *Морозова М.А., Шешукова С.Е., Шараевский Ю.П.* Механизмы формирования солитонов огибающей в периодических ферромагнитных структурах // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. № 5. С. 113.
  26. *Калиникос Б.А., Устинов А.Б., Баруздин С.А.* Спин-волновые устройства и эхо-процессоры. Москва: Радиотехника. 2013. ISBN 9785-87070-362-3.

*Поступила в редакцию 15.12.2014*

## FEATURES OF FORMATION OF BAND GAPS IN COUPLED STRUCTURES BASED ON MAGNONIC CRYSTALS

*A. Yu. Sharaevskaya*

Saratov State University

There are introduced ferromagnetic periodic structures consist of two coupled magnonic crystals and related magnonic and crystal film, separated by a dielectric layer. The dispersion equation made for magnetostatic waves, that propagate in such structures and identified main features of formation band gaps and a comparison with a periodic structure of one magnonic crystal was made. It was shown that connection can effectively manage characteristics of band gaps in spectrum of magnetostatic waves, and theirs width and position in spectrum. The results can be realize for creating on basis of magnonic crystals frequency selective devices for selectively processing information signals with microwave range.

*Keywords:* Magnonic crystal, magnetostatic wave, microwave range, band gap, processing device.



*Шараевская Анна Юрьевна* – родилась в Саратове (1992), получила степень бакалавра по специальности «прикладные математика и физика» на факультете нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2013). Продолжает обучение в магистратуре по специальности «радиофизика» и работает в лаборатории магнитных явлений. Является постоянным участником научных конференций. Опубликовала несколько статей в соавторстве по теме «магнонные кристаллы».

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: upark@inbox.ru