



ПРОХОЖДЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ РЕШЁТКУ НА ОСНОВЕ МАГНОННОГО КРИСТАЛЛА

М. С. Ланина

В работе приводятся результаты построения модели на основе метода связанных волн для описания особенностей прохождения магнитостатических волн через структуру на основе одномерного магнонного кристалла при его различных геометрических параметрах и при конечных значениях входной мощности.

Ключевые слова: Магнонный кристалл, запрещённая зона, ферромагнитная плёнка, магнитостатическая волна.

Введение

В последние годы благодаря успехам в технологии выращивания пленочных магнитных материалов определенное внимание уделяется получению периодических и квазипериодических структур микронных и субмикронных размеров, подобных фотонным кристаллам [1], на основе магнитных материалов – магнонных кристаллов (МК) [2–6]. Этот интерес обусловлен, прежде всего, тем, что на основе таких структур возможно создание приборов, в которых управление магнонной запрещённой зоной осуществляется внешним магнитным полем. Размеры таких кристаллов в диапазоне сверхвысоких частот составляют всего несколько миллиметров, а нелинейные явления в них проявляются при небольших уровнях мощности. Для получения магнонных кристаллов широко используются планарные технологии и др. [3–6].

В настоящее время активно исследуются также сверхвысокочастотные свойства МК на основе ферромагнитных пленок [3–11], в которых распространяющимися волнами являются магнитостатические волны (МСВ). Интерес к периодическим структурам на основе ферромагнитных пленок возник давно (см., например, [12–13]) и связан был с тем, что на основе таких структур можно создавать высокодобротные резонаторы, полосно-пропускающие и режекторные фильтры, другие перестраиваемые магнитным полем устройства обработки информации в СВЧ-диапазоне [14,15]. Однако, несмотря на достаточно большое число работ в этом направлении, многие

вопросы, связанные с исследованием линейных и нелинейных характеристик таких структур, остаются не изученными.

Необходимо отметить, что для исследования широкого спектра характеристик фотонных кристаллов достаточно эффективно используется метод связанных волн [1,16]. Метод связанных волн основан на предположении, что в окрестности запрещенной зоны кристалла можно учитывать взаимодействие только двух пространственных гармоник для падающей и отраженной волн. Это предположение позволяет достаточно просто описать основные особенности линейных и нелинейных характеристик волн в периодической структуре вблизи запрещенной зоны [9,16].

В данной работе на основе модели одномерного МК, описанной в [9], рассмотрены основные особенности дисперсионных характеристик при распространении поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ). Получено выражение для коэффициента связи для данного типа волны и рассчитана отражательная способность такой решётки в зависимости от геометрических параметров структуры. Проведена оценка влияния величины входной мощности на дисперсионную характеристику.

1. Модель исследуемой структуры и дисперсионные характеристики

Исследуемый одномерный магнитный кристалл (далее 1D-МК) представляет собой ферромагнитную плёнку толщиной d , на поверхность которой нанесена одномерная периодическая структура с периодом Λ в виде системы выступов и канавок. Схема структуры и геометрические размеры показаны на рис. 1. Постоянное магнитное поле \vec{H}_0 направлено вдоль оси z касательно к поверхности плёнки. В этом случае в структуре распространяется ПМСВ в направлении оси x [15]. В направлениях осей x и z структура считается бесконечной.

Решение волнового уравнения для магнитостатического потенциала φ в периодической структуре, согласно теореме Флоке, можно записать в виде суммы пространственных гармоник [15]:

$$\varphi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{i(\omega t - k_n x)}, \quad (1)$$

где $k_n = k_0 + (2\pi n)/\Lambda$, ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$); k_0 – постоянная распространения ПМСВ в однородной ферромагнитной плёнке, A_n – амплитуды пространственных гармоник, ω – частота ПМСВ.

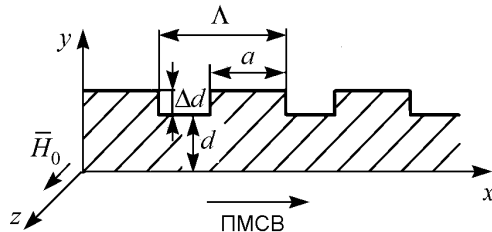


Рис. 1. Схема периодической ферромагнитной структуры: a – ширина выступа, Δd – высота выступа

В первой зоне Бриллюэна ($0 \leq k\Lambda \leq 2\pi$) волновой процесс можно представить в виде взаимодействия двух мод (нулевой гармоники прямой волны $n=0$ и первой гармоники отражённой волны $n=-1$) [15]. В этом случае, согласно (1), распределение магнитостатического потенциала (1) в окрестности запрещённой зоны можно записать в виде

$$\varphi(x, t) = \varphi_f(x, t) e^{i(\omega t - k_B x)} + \varphi_b(x, t) e^{i(\omega t + k_B x)}, \quad (2)$$

где $\varphi_f(x, t)$ и $\varphi_b(x, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды прямой и отражённой волн, соответственно; $k_B = k_0 = \omega_B/V_\phi$ (k_B – постоянная распространения ПМСВ, соответствующая первому брэгговскому резонансу $k_B \Lambda = \pi$, а ω_B – брэгговская частота, соответствующая центральной частоте полосы непропускания, V_ϕ – фазовая скорость ПМСВ) [1].

С учётом (2) и в приближении слабой нелинейности волновые уравнения для огибающих прямой $\varphi_f(x, t)$ и встречной волн $\varphi_b(x, t)$ можно представить в виде следующей системы связанных уравнений [1,9]:

$$\begin{cases} i \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial t} + V_g \frac{\partial \varphi_f}{\partial x} \right) - \beta \frac{\partial^2 \varphi_f}{\partial x^2} + \eta \varphi_f + \chi \varphi_b + \gamma \left(|\varphi_f|^2 + \sigma |\varphi_b|^2 \right) \varphi_f = 0, \\ i \left(\frac{\partial \varphi_b}{\partial t} - V_g \frac{\partial \varphi_b}{\partial x} \right) - \beta \frac{\partial^2 \varphi_b}{\partial x^2} + \eta \varphi_b + \chi \varphi_f + \gamma \left(|\varphi_b|^2 + \sigma |\varphi_f|^2 \right) \varphi_b = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где V_g – групповая скорость ПМСВ, β – коэффициент дисперсии, χ – коэффициент связи, γ – коэффициент нелинейности (характеризует фазовую автомодуляцию), σ – коэффициент кросс-фазовой модуляции, $\eta = (\omega - \omega_B)$ – отстройка от брэгговской частоты.

Для вычисления коэффициента связи χ между прямой и встречной волнами будем считать, что толщина плёнки в направлении распространения волны в одномерном МК описывается выражением

$$d(x) = d + \varepsilon(x), \quad (4)$$

где $\varepsilon(x) = \varepsilon(x + \Lambda)$, причём $\varepsilon(x) = \begin{cases} \Delta d, & 0 \leq x \leq a, \\ 0, & a < x \leq \Lambda. \end{cases}$

Раскладывая $\varepsilon(x)$ в ряд Фурье и ограничиваясь членами разложения с номерами $n = 0, \pm 1$, соотношение (4) можно представить в виде

$$d = d_0 \left[1 + \theta_d \cos \frac{2\pi x}{\Lambda} \right], \quad (5)$$

где $\theta_d = (2\Delta d)/(\pi d_0) \sin(\pi a/\Lambda)$, $d_0 = d + \Delta d a/\Lambda$.

С учётом последнего соотношения (5) для поперечно-однородной решётки первого порядка по аналогии с оптикой [1] при распространении ПМСВ для $k d_0 \ll 1$ можно получить следующее выражение для коэффициента связи:

$$\chi = \frac{\pi V_g}{\lambda} \theta_d, \quad (6)$$

где λ – длина волны ПМСВ на частоте ω .

Полагая коэффициент дисперсии среды $\beta = 0$ и записывая систему (3) для спектральных компонент огибающих прямой A_f и встречной волн A_b , в линейном случае получаем систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{dA_f}{dx} = -i\delta(\omega) A_f + i\chi A_b, \\ -\frac{dA_b}{dx} = -i\delta(\omega) A_b + i\chi A_f, \end{cases} \quad (7)$$

где $\delta = (k - k_B)$ – отстройка от брэгговского волнового числа, $\kappa = \chi/V_g$. Решение системы (7) ищем в виде $A_{f,b} \sim e^{iqx}$ (q – искомая постоянная распространения) и получаем следующее соотношение:

$$q^2 = \delta^2 - \kappa^2. \quad (8)$$

Из (8) следует, что если $\delta^2 \geq \kappa^2$, то q – действительное число, а если $\delta^2 < \kappa^2$, то q – мнимая величина (возникает полоса непропускания). Поскольку $\delta(\omega)$ и $\kappa(\omega)$ зависят от частоты, то в полосе пропускания в периодической структуре всегда есть дисперсия. Из (8) также следует, что ширина запрещённой зоны (полоса непропускания) определяется коэффициентом связи κ .

Результаты решения (8) для определённых параметров структуры ($\Lambda = 100$ мкм, $\Delta d = 3$ мкм, $d = 10$ мкм, $a/\Lambda = 0.5$) представлены на рис. 2.

Рассмотрим влияние уровня мощности на дисперсионную зависимость одномерного МК. Используя подход, описанный в [1], запишем систему связанных уравнений (3) для спектральных компонент огибающих прямой и встречной волн в виде

$$\begin{cases} i \frac{\partial A_f}{\partial z} + \delta A_f + \kappa A_b + \gamma' (|A_f|^2 + 2|A_b|^2) A_f = 0, \\ -i \frac{\partial A_b}{\partial z} + \delta A_b + \kappa A_f + \gamma' (|A_b|^2 + 2|A_f|^2) A_b = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где $\gamma' = \gamma/V_g$ – коэффициент нелинейности, $\sigma \neq V_g = 2$. Будем искать решение системы (9) в виде $A_{f,b} = u_{f,b} e^{iqz}$, где амплитуды $u_{f,b}$ не меняются по длине решётки.

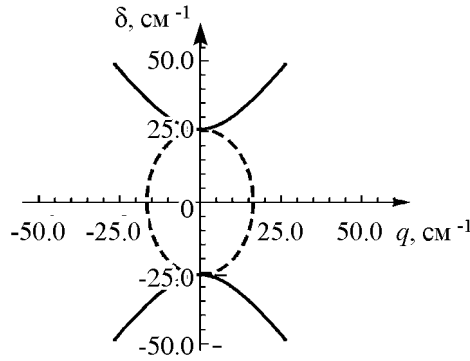


Рис. 2. Дисперсионная характеристика связанных волн вблизи запрещённой зоны (сплошные кривые) и постоянная затухания волны $q = \pm i(\kappa^2 - \delta^2)$ в области запрещённой зоны (штриховая кривая)

будут иметь следующий вид:

$$q = -\frac{\kappa(1-f^2)}{2f} - \frac{\gamma' P_0(1-f^2)}{2(1+f^2)}, \quad \delta = -\frac{\kappa(1+f^2)}{2f} - \frac{3\gamma' P_0}{2}. \quad (11)$$

Как следует из (11), при $\gamma' = 0$, когда нелинейными эффектами можно пренебречь, исключая параметр f из (11), приходим к дисперсионному соотношению (8). Результаты расчёта дисперсионных зависимостей при различных уровнях мощности P_0 на

Мощность в структуре представим в виде $P_0 = u_f^2 + u_b^2$ и введём параметр $f = u_b/u_f$, который показывает, как мощность делится между прямой и встречной волнами. С учётом последних соотношений запишем связь между амплитудами прямой и встречной волн

$$u_f = \sqrt{\frac{P_0}{1+f^2}}, \quad u_b = f \sqrt{\frac{P_0}{1+f^2}}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что при $|f| > 1$ доминирует встречная волна, а при $|f| < 1$ – прямая. На основе системы уравнений (9) с учётом (10) можно получить параметрические зависимости от P_0 и f отстройки δ и постоянной распространения q , которые

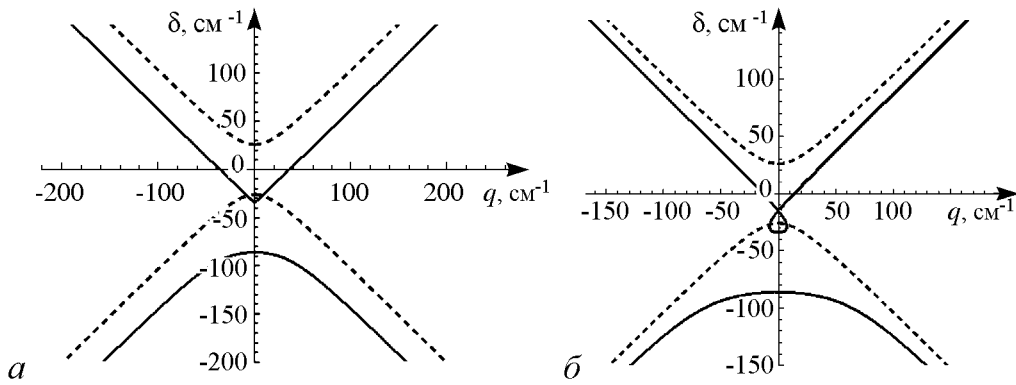


Рис. 3. Дисперсионные характеристики 1D-МК при $\gamma' P_0 \neq 0$, а именно: $a - 40 \text{ см}^{-1}$; $\bar{a} - 90 \text{ см}^{-1}$

основе соотношений (11) представлены на рис. 3 (сплошные кривые). Для сравнения на этом же рисунке приведены дисперсионные кривые на основе соотношения (8) (штриховые кривые) при тех же параметрах структуры, что и на рис. 2. Из результатов расчёта видно, что наличие нелинейных слагаемых в (11) приводит к сдвигу запрещённой зоны в область меньших частот и к искажению её вида. Причём, чем больше мощность, тем ниже по частоте сдвигается дисперсионная характеристика и тем сильнее она искажается.

2. Коэффициенты отражения и прохождения

Предположим, что мощность падающей ПМСВ мала и нелинейными эффектами можно пренебречь. Рассмотрим коэффициенты отражения и прохождения для каждой спектральной компоненты волны, распространяющейся в структуре 1D-МК. В этом случае общее решение системы (7) с учётом (8) можно представить в виде

$$\begin{cases} A_f(x) = A_1 e^{iqx} + A_2 e^{-iqx}, \\ A_b(x) = B_1 e^{iqx} + B_2 e^{-iqx}, \end{cases} \quad (12)$$

где постоянные A_1, A_2, B_1, B_2 определяются из граничных условий при $z = 0$ и $z = l$ (l – длина структуры).

С учётом соотношений (8) и (12), используя граничные условия $A_b(0) = r_g A_f(0)$ при $z = 0$, $A_b(0) = 0$ при $z = l$, можно получить выражение для коэффициента отражения r_g на входе структуры в виде

$$r_g = \frac{i\kappa \sin(ql)}{q \cos(ql) - i\delta \sin(ql)}. \quad (13)$$

Отметим, что зависимость r_g от частоты (параметра δ) будет характеризовать частотные свойства периодической структуры как фильтра.

Введём коэффициент, характеризующий отражательную способность МК, в виде $R = |r_g|^2$. Тогда коэффициент пропускания $T = 1 - R$.

На рис. 4 приведены результаты расчёта коэффициента R на основе соотношения (13) для $\omega = \omega_B$ ($\delta = 0$) при различных геометрических параметрах структуры для $l = 700 \text{ мкм}$, $\Lambda = 100 \text{ мкм}$, $d_0 = 10 \text{ мкм}$, $\Omega_M = \omega_M/\omega_H = 2$

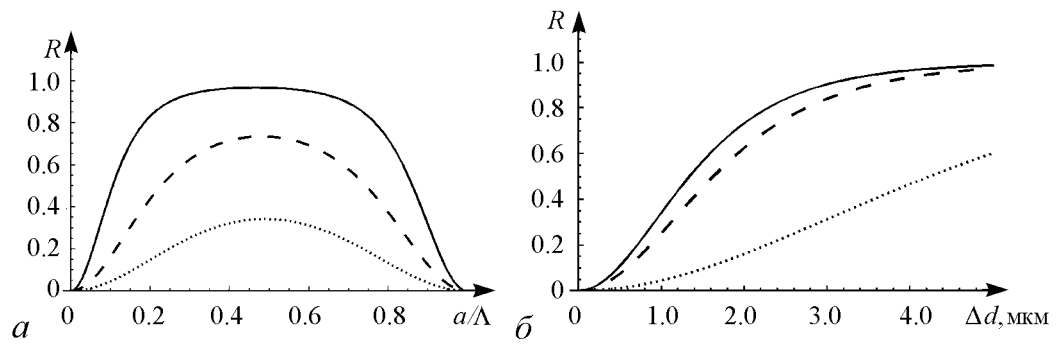


Рис. 4. *a* – зависимость отражательной способности R от значений a/Λ при различных значениях Δd : 4 мкм (сплошная кривая); 2 мкм (штриховая кривая); 1 мкм (пунктирная кривая); *б* – зависимость отражательной способности R от значений Δd при различных значениях a/Λ : 0.5 (сплошная кривая); 0.3 (штриховая кривая); 0.1 (пунктирная кривая)

($\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, M_0 – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение [15]).

Как следует из кривых рис. 4, *a*, величина коэффициента отражения увеличивается с ростом глубины канавки Δd . Причём при малых значениях Δd (пунктирная кривая на рис. 4, *a*) максимум R достигается при $a/\Lambda = 0.5$ (ширина выступа равна половине длины периода структуры). При больших значениях Δd (см. сплошную кривую на рис. 4, *a*) максимум коэффициента отражения $R \approx 1$ соответствует более широкому интервалу изменения величины Δd . На рис. 4, *б* представлены результаты, демонстрирующие зависимость отражательной способности маггонного кристалла от высоты выступа Δd . При $\Delta d \approx 4$ мкм максимальное значение $R \approx 1$ достигается при $a/\Lambda \geq 0.3$ (сплошная и штриховая кривые) и при дальнейшем увеличении Δd отражательная способность R практически не изменяется.

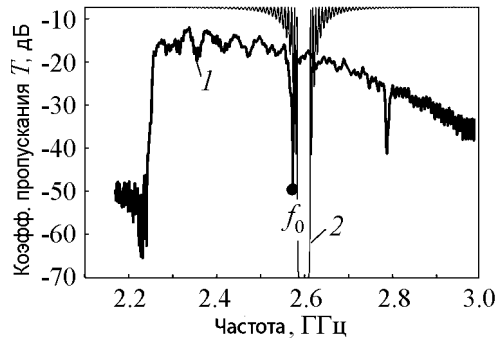


Рис. 5. Экспериментальная (кривая 1 [17]) и теоретическая (кривая 2) зависимости коэффициента пропускания МК от частоты. Параметры структуры: $d = 4$ мкм, $\Delta d = 0.7$ мкм, $a/\Lambda = 0.7$, $\Lambda = 100$ мкм, $l = 4$ мм, $\Omega_M = 2$

На рис. 5 представлены результаты сравнения экспериментальных данных (кривая 1) с теоритически рассчитанным (кривая 2) коэффициентом пропускания T при конкретных параметрах структуры. Кривая 1 представляет собой амплитудно-частотную характеристику линии передачи в полосе возбуждения ПМСВ в структуре 1D-МК, взятую из работы [17]. Структура была выполнена методом скрайбирования поверхности плёнки железиттриевого граната. Как видно из экспериментальных данных, в полосе возбуждения ПМСВ отчётливо наблюдаются две зоны, обусловленные брэгговскими резонансами, центральная частота первой запрещённой зоны $f_0 \approx 2.6$ ГГц. Теоритическая зависимость T от f была получена при тех же параметрах структуры для первой запрещённой зоны при $k_B = \pi/\Lambda$. Как видно из рис. 5, наблюдается хорошее качественное совпадение кривых в окрестности первой запрещённой зоны.

Заключение

С использованием метода связанных мод построена простая модель, описывающая распространение поверхностной магнитостатической волны в окрестности первого брэгговского резонанса в одномерном магнотонном кристалле. На основе этой модели проведён анализ отражательной способности такой структуры и рассчитаны зависимости коэффициента отражения от геометрических размеров магнотонного кристалла. В частности, показано, что уже при небольшом числе периодов решётки ($l/\Lambda \geq 7$) достигается коэффициент отражения $R \approx 1$.

Проведена оценка влияния уровня входной мощности на дисперсионные характеристики поверхностной магнитостатической волны и показано, что с увеличением уровня входной мощности полоса запрещённой зоны сдвигается в область более низких частот.

Получено достаточно хорошее качественное совпадение результатов расчёта с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

Выражаю благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н., профессору Шараевскому Юрию Павловичу за помощь в выполнении данной работы.

Работа выполнена в рамках гранта Правительства РФ (№ 11.G34.31.0030) и гранта РФФИ (№ 12-073-31009).

Библиографический список

1. *Кившарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. Физматлит, 2005.
2. *Nikitov S.A., Taihades Ph., Tsai C.S.* Spin waves in periodic magnetic structures // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 236, № 3. P. 320.
3. *Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В., Климов А.А., Тайад Ф., Пресманес Л., Бонин К., Цай Ч.С., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А.* Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнотонной запрещенной зоной – магнотонные кристаллы // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, вып. 10. С. 670.
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. *Serga A.A., Chumak A.V. and Hillebrands B.* YIG magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. 264002.
6. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O. and Grundler D.* Magnonics // Journal of Physics D. 2010. Vol. 43. 264001.
7. *Chumak A.V., Serga A.A., Wolff S., Hillebrands B. and Kostylev M.P.* Scattering of surface and volume waves in a magnonic crystal // Applied Physics Letters. 2009. Vol. 94. 172511.
8. *Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Новицкий Н.Н., Стогний А.И., Филимонов Ю.А.* Спектр и потери поверхностных магнитостатических волн в одномерном магнотонном кристалле // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 2. С. 150.

9. Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е. Механизм формирования солитонов огибающей периодических ферромагнитных структурах // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18, № 5. С. 113.
10. Дроздовский А.В., Черкасский М.А., Устинов А.Б. и др. Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнетонных кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 1. С. 17.
11. 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 // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100, 252412.
12. Chang N.S., Matsuo Y. Magnetostatic surface wave propagation on a periodic YIG film layer // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 35, № 4. P. 352.
13. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плещский В.П. Брэгговское отражение поверхностных магнитостатических волн от периодической системы тонких проводящих полосок // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 4. С. 799.
14. Анфиногенов В.Б., Высоцкий С.Л., Гуляев Ю.В. и др. Устройства на основе спиновых волн для обработки радиосигналов в диапазоне частот 50 МГц–20 ГГц // Радиотехника и электроника. 2000. № 8. С. 6.
15. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ, 1993.
16. Маркузе Д. Оптические волноводы. Пер. с англ. М.: Изд-во «Мир», 1974.
17. Бегинин Е.Н., Гришин С.В., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е. Электродинамические характеристики периодических и фрактальных микроструктур на основе ферритовых плёнок // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2011. № 9. С. 16.
18. Морозова М.А., Шараевский Ю.П. Программный комплекс для расчёта нелинейных волновых характеристик магнитостатических волн в слоистых и периодических ферромагнитных структурах. Свидетельство о гос. Регистрации программ для ЭВМ. РФ 2013612821. 14 марта 2013 г.

*Саратовский государственный
университет им. Н.Г. Чернышевского*

*Поступила в редакцию
После доработки*

*9.04.2013
10.07.2013*

PASSAGE OF THE MAGNETOSTATIC WAVE PROPAGATING THROUGH THE LATTICE ON THE BASIS OF THE MAGNON CRYSTAL

M. S. Lanina

The paper presents the results related to the construction of a model based on the coupled waves to describe the characteristics of magnetostatic waves passing through the structure on the basis of one-dimensional magnon crystal at various geometric parameters of the structure and at finite values of the input power.

Keywords: The magnon crystal, the band gap, the ferromagnetic film, the magnetostatic wave.



Ланина Мария Сергеевна – родилась в 1992 году в Саратове, окончила Лицей прикладных наук (Саратов) с золотой медалью в 2009 году. Окончила бакалавриат факультета нелинейных процессов Саратовского государственного университета с красным дипломом (2013), работает лаборантом в лаборатории «Метаматериалы» НИИМФ СГУ. Неоднократно участвовала в студенческих научных конференциях «Окно в науку», «Нелинейные дни в Саратове для молодых» (СГУ им. Н.Г. Чернышевского). В 2012 году делала доклады на VII всероссийской конференции молодых учёных «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» (ИРЭ РАН, Саратов) и международной школе-конференции «Calculation for modern and future colliders» (ОИЯИ, Дубна). Награждена дипломом за лучший доклад на XIV Всероссийской школе-семинаре «Физика и применение микроволн» (МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013). Обладатель стипендии от Правительства РФ в 2011–2012 учебном году.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: laninmaria@gmail.com