

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР МЕТОДОМ ВОЛНОВЫХ МАТРИЦ ПЕРЕДАЧИ

Дроздовский А. В.¹, Витько В. В.¹, Ланина М. А.², Романенко Д. В.², Шешукова С. Е.², Кондрашов А. В.¹, Никитин А. А.¹, Семисалова А. С.³, Путролайнен В. В.⁴, Кундозерова Т. В.⁴

¹ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)», Санкт-Петербург, Россия (197376, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5), e-mail: semalexander@gmail.com

²ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского», Саратов, Россия (410012, Саратов, Россия, ул. Астраханская, 83), e-mail: laninmaria@gmail.com

³ «Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова», Москва, Россия (119991, Москва, Россия, Ленинские Горы, 1, стр 2), e-mail: semisalova@magn.ru

⁴ФГБОУ ВПО «Петрозаводский государственный университет», Петрозаводск, Россия (185910, Республика Карелия, Петрозаводск, пр. Ленина, 33), e-mail: vputr@psu.karelia.ru

Статья содержит оригинальные результаты, полученные авторами при теоретическом исследовании влияния протяженности магнитной периодической структуры методом волновых матриц передачи. В качестве объекта исследования была выбрана структура, представлявшая собой монокристаллический волновод из пленки железо-иттриевого граната, содержащий неоднородности в виде периодической системы канавок. Показано, что частотная зависимость коэффициента передачи спиновых волн (амплитудно-частотная характеристика) магнетонного кристалла конечной длины характеризуется чередованием полос пропускания с малыми и большими потерями. На дисперсионной характеристике полосы заграждения конечного магнетонного кристалла проявляются как участки "перегиба", имеющие свою зависимость частоты от волнового числа, отличную от дисперсионной зависимости свободной пленки ЖИГ. Исследование показало, что на длине пути, равном конечному числу периодов магнетонного кристалла, вблизи частот брэгговских резонансов спиновые волны распространяются, испытывая более сильное затухание, чем в других областях спектра. Крутизна дисперсионной характеристики в полосах заграждения зависит от протяженности магнетонного кристалла.

Ключевые слова: магнетонные кристаллы, спиновые волны.

SIMULATION OF MAGNETIC MICRO-AND NANOSTRUCTURES USING THE METHOD OF THE WAVE TRANSMISSION MATRIX

Drozdosky A. V.¹, Vitko V. V.¹, Lanina M. A.², Romanenko D. V.², Sheshukova S. E.², Kondrashov A. V.¹, Nikitin A. A.¹, Semisalova A. S.³, Putrolaynen V. V.⁴, Kundozererva T. V.⁴

¹Saint Petersburg State Electrotechnical University "LETI". Saint-Petersburg, Russia (197376, Saint-Petersburg, st. Professora Popova, 5), e-mail: semalexander@gmail.com

²Saratov State University, Saratov, Russia (410012, Saratov, Russia, 83 Astrakhanskaya St.), e-mail: laninmaria@gmail.com

³Lomonosov Moscow State University», Moscow, Russia (119991, Moscow, 1-2 Leninskiye Gory), e-mail: semisalova@magn.ru

⁴Petrozavodsk State University, Petrozavodsk, Russia (185910, Karelia, Petrozavodsk, Lenina Av., 33), e-mail: vputr@psu.karelia.ru

The article contains the original results of the theoretical study of the effect of the magnetic periodic structure length obtained by the authors using the wave transmission matrix method. As a object of investigation was chosen a single-crystal film waveguide of yttrium iron garnet containing inhomogeneities in the form of periodic grooves. It is shown that the frequency dependence of the transmission of spin waves (frequency response) of the finite length magnon crystal is characterized by alternating bandwidths with small and large losses. The stop bands on dispersion characteristics of the final magnon crystal appear as areas of the "knee" with its dependence on the frequency of the wave number, different from the dispersion relation of the free YIG film. The study showed at the length of the path is equal a finite number of periods of the magnon crystal, near the Bragg resonance frequency, spin waves experiencing a greater attenuation than in other regions of the spectrum. The slope of the dispersion characteristics at stop band depends on the length of the magnon crystal.

Key words: magnon crystals, spin waves.

Известно, что при исследовании различных линейных и нелинейных спин-волновых явлений в пленочных ферромагнетиках одним из определяющих факторов является закон дисперсии спиновых волн [5, 10]. При изучении свойств МК расчеты, как правило, делаются для структур с бесконечным числом периодов. Теория предсказывает, что спектр собственных состояний $f(k)$ таких структур характеризуется наличием разрешенных зон, соответствующих частотам, на которых возможно распространение спиновых волн, а также запрещенных зон, на частотах которых распространение спиновых волн невозможно. Последние обусловлены брэгговским резонансом. На дисперсионной характеристике запрещенные зоны магنونного кристалла проявляются как разрыв.

Однако в случае магنونных кристаллов, состоящих из ограниченного числа периодов, вместо запрещенных зон имеют место зоны с относительно высоким затуханием СВ. Несмотря на то, что в таких зонах коэффициент передачи СВ сравнительно мал, тем не менее в них имеет место распространение волн. Поэтому частотная зависимость коэффициента передачи спиновых волн (амплитудно-частотная характеристика) магنونного кристалла конечной длины характеризуется чередованием полос пропускания с малыми и большими потерями. Последние в дальнейшем будем называть “полосами заграждения”.

Несмотря на разнообразие существующих подходов [1–4, 7–9] к описанию свойств магنونных кристаллов, детальное теоретическое изучение распространения спиновых волн в них проводилось только для случая бесконечных периодических магнитных структур. Целью настоящей работы являлось теоретическое исследование характеристик передачи магнитных микро- и наноструктур методом волновых матриц передачи, который учитывает особенности распространения спиновых волн в образцах конечных размеров.

В качестве объекта исследования нами была выбрана структура, представлявшая собой монокристаллический волновод из пленки железо-иттриевого граната, содержащий неоднородности в виде периодической системы канавок. Схематическое изображение исследовавшейся структуры показано на рисунке 1. Для такого объекта исследования все волноведущие свойства определяются в основном геометрией структуры и свойствами ферромагнитной пленки.

При дальнейшем расчете будем полагать, что канавки ориентированы строго перпендикулярно направлению распространения спиновых волн. Внешнее поле подмагничивания направлено в плоскости пленки вдоль канавок. Такая взаимная

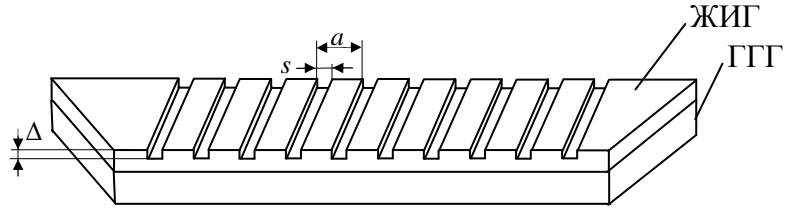


Рис. 1. Схематичное изображение исследованной периодической структуры конфигурация направления распространения и ориентации поля подмагничивания будет соответствовать распространению поверхностных спиновых волн в одномерном магнитном кристалле.

Рассмотрим способ описания волноведущих свойств магнитных кристаллов при помощи аппарата волновых матриц передачи. Волновую матрицу передачи, описывающую распространение спиновых волн через одну секцию вышеописанной периодической структуры (состоящей из участков пленки различных толщин), можно представить в виде последовательного перемножения четырех отдельных матриц:

$$T_c = T_1 T_2 T_3 T_4. \quad (1)$$

Здесь каждая матрица отвечает за свой участок волноведущей структуры, а именно: матрица T_1 учитывает распространение волны на участке пленки ЖИГ с большей толщиной; матрица T_2 учитывает отражение спиновой волны от границы раздела “толстая”/“тонкая” пленка; матрица T_3 учитывает распространение волны на участке пленки меньшей толщины; матрица T_4 учитывает отражение от границы раздела “тонкая”/“толстая” пленка. Результирующее выражение (1) можно записать как

$$T_c(\omega) = \begin{pmatrix} \exp((-iK_1(\omega) + K_{r1}(\omega))(a - s)) & 0 \\ 0 & \frac{1}{\exp((-iK_1(\omega) + K_{r1}(\omega))(a - s))} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{1 - \Gamma} & \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} \\ \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} & \frac{1}{1 - \Gamma} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \exp((-iK_3(\omega) + K_{r3}(\omega))s) & 0 \\ 0 & \frac{1}{\exp((-iK_3(\omega) + K_{r3}(\omega))s)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{1 + \Gamma} & \frac{-\Gamma}{1 + \Gamma} \\ \frac{-\Gamma}{1 + \Gamma} & \frac{1}{1 + \Gamma} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В формуле (2) использованы следующие обозначения: $K_1(\omega)$, $K_3(\omega)$ и $K_{r1}(\omega)$, $K_{r3}(\omega)$ – волновые числа и пространственные коэффициенты затухания, соответственно, для “толстого” и “тонкого” участков пленки; Γ – коэффициент отражения; a – период структуры; s – ширина канавок.

Обычно при решении задач о дисперсии спиновых волн в периодических пленочных магнитных структурах используются различные приближения. Самыми распространенными

среди них являются магнитостатическое (длинноволновое) приближение, когда учитывается только диполь-дипольное взаимодействие спиновых волн, а также обменное (коротковолновое) приближение, когда в уравнении движения намагниченности оставляют слагаемые, описывающие только неоднородное обменное взаимодействие спиновых волн, пренебрегая их диполь-дипольным взаимодействием. В данной работе дисперсионные характеристики волноведущей структуры рассчитываются только с учетом диполь-дипольного взаимодействия. Выбор такого приближения обусловлен тем, что экспериментальное изучение линейных и нелинейных эффектов в ферромагнитных структурах при обменном взаимодействии сильно затруднено. В нулевом приближении теории возмущений в случае свободных поверхностных спинов спектр поверхностных спиновых волн имеет вид

$$\omega_{1,3}^2 = \omega_{\perp}^2 + \frac{\omega_M^2}{4} \left(1 - e^{-2K_{1,3}(\omega)h_{1,3}} \right) \quad (3)$$

где $h_{1,3}$ – толщины пленок ферромагнетика в МК. Коэффициент затухания СВ определяется как

$$K_{r1,3}(\omega) = \frac{2\pi|\gamma|\Delta H}{V_{g1,3}(\omega)} \quad (4)$$

где ΔH – полуширина линии ферромагнитного резонанса; $V_{g1,3}(\omega)$ – групповая скорость СВ, получаемая путем дифференцирования дисперсионного уравнения (3).

Итоговая волновая матрица для периодической структуры, состоящей из n периодов, получается путем перемножения n матриц передачи отдельных периодов

$$T_{\Sigma}(\omega) = T_c^n(\omega), \quad (5)$$

при этом коэффициент передачи магнотонного кристалла (в децибелах) равен

$$S_{21}(\omega) = 20 \cdot \lg \left(\frac{1}{|T_{\Sigma 1,1}(\omega)|} \right). \quad (6)$$

Важно отметить, что положение полос заграждения в частотном спектре зависит от геометрии периодической структуры, материалов, из которых она изготовлена, величины и направления внешнего поля подмагничивания. Параметры моделируемых структур были выбраны из тех соображений, что на участке дисперсионной характеристики, определяемой диполь-дипольным механизмом распространения спиновых волн, должно располагаться несколько полос заграждения, обусловленных брэгговским отражением (бриллюэновским рассеянием) спиновых волн. Исследованная структура имела период $a = 400$ мкм, ширину s и глубину Δ канавок 50 и 2 мкм соответственно, толщина толстой области h_1 равна 12 мкм.

Величина коэффициента отражения полагалась равной 0,13. При расчете полагалось, что намагниченность насыщения феррита составляла 1750 Гс.

Теоретическое исследование проводилось в несколько этапов. Вначале исследовалось влияние длины периодической структуры на ее передаточную характеристику и закон дисперсии спиновых волн. Под длиной магнетонного кристалла понималась величина $d = a \cdot n$. Поскольку для приведенных далее расчетов период структуры был фиксированным, то сравнивались структуры, состоящие из различного числа периодов. Расчет производился для идеального случая, когда полуширина линии ферромагнитного резонанса и, соответственно, декременты затухания спиновых волн $K_{r1,3}(\omega)$ в магнетонном кристалле полагались равными нулю.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования влияния длины одномерного магнетонного кристалла на его передаточную и дисперсионную характеристики. На вставках на рис. 2 показаны в увеличенном масштабе участки передаточных и дисперсионных характеристик, соответствующие полосам заграждения магнетонного кристалла. Кривые 1 на рис. 2 соответствуют случаю структуры, состоящей из одного периода. Как видно из рисунка, при $n=1$ вносимое затухание при распространении спиновой волны на всех частотах относительно невелико, а дисперсионная характеристика подобна дисперсионной характеристике однородной пленки ЖИГ. Кривые 2 и 3 построены для структур, состоящих из 15 и 1000 периодов соответственно.

Вид приведенных кривых можно объяснить следующим образом. Вне полос заграждения, когда набег фазы за период $K_1(a-s) + K_2s \neq \pi$ (условие эффективного брэгговского резонанса), эффективного отражения спиновых волн от периодической структуры не происходит, и результирующий набег фазы пропорционален расстоянию, пробегаемому волной. В этом случае в спектре МК наблюдается полоса пропускания, а дисперсионная характеристика МК подобна дисперсионной характеристике однородной пленки феррита.

В случае распространения в МК спиновых волн, имеющих несущие частоты вблизи полос заграждения, наряду с дисперсией среды определенную роль играет дисперсия, обусловленная периодичностью структуры. В случае, если условие Брэгга выполняется приблизительно $K_1(a-s) + K_2s \approx \pi$, волна испытывает брэгговское отражение и по мере распространения в периодической структуре затухает, передавая энергию отраженным волнам. В этой режиме волновое число спиновой волны является комплексным [6].

В случае бесконечного МК падающая волна должна полностью отразиться на частотах брэгговского резонанса. На частотном коэффициенте передачи бесконечного магнетонного кристалла этот факт должен проявляться в виде запрещенных зон, распространение спиновых волн на которых невозможно. Однако, как видно из рисунка 2, в

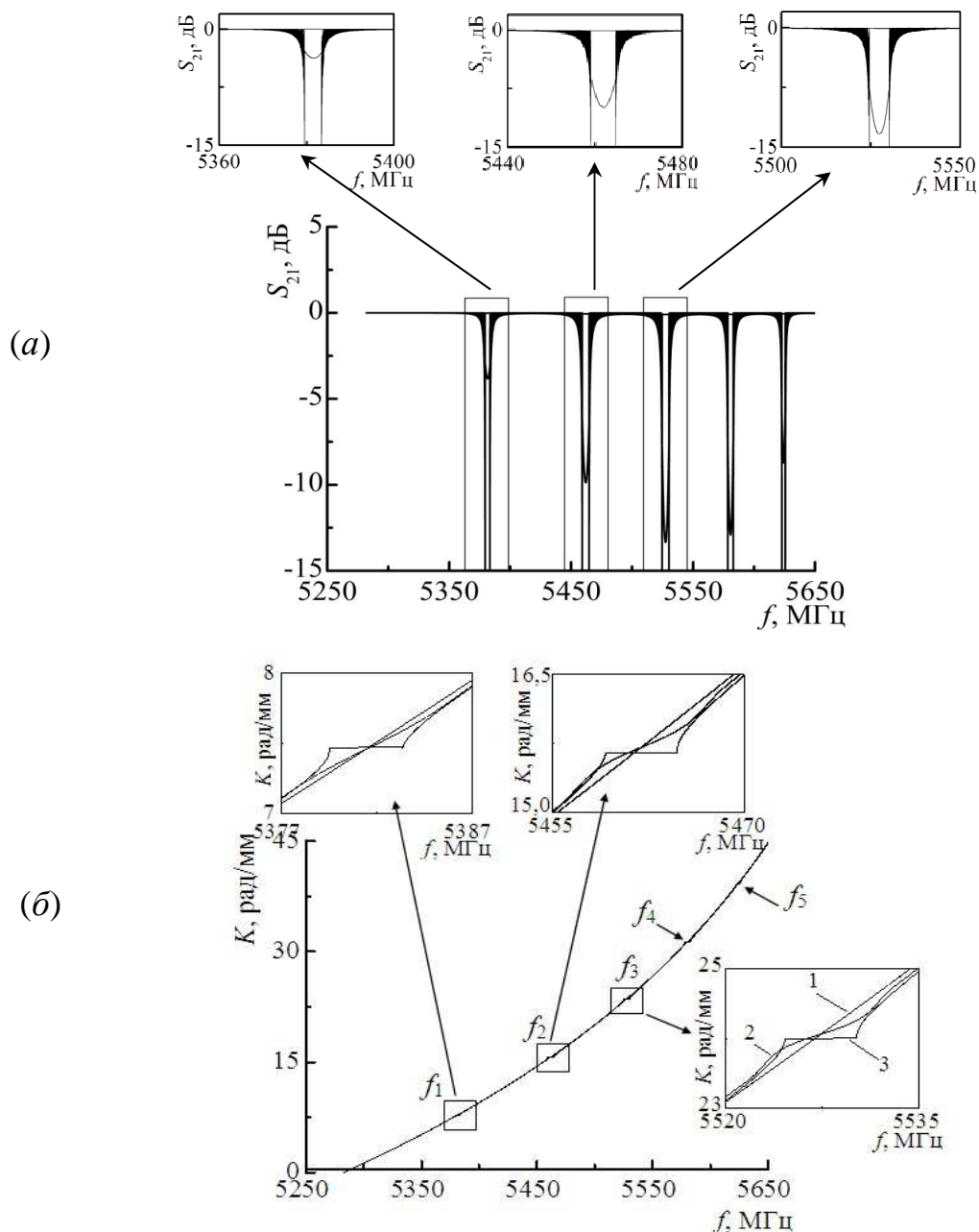


Рис. 2. Потери на распространение (а) и дисперсионная характеристика (б) спиновых волн в магнонных кристаллах с различным числом периодов в пренебрежении магнитной релаксацией. Кривые 1 рассчитаны для $n = 1$, кривые 2 – $n = 15$, кривые 3 – $n = 1000$ случае МК конечной длины на передаточной характеристике вместо запрещенных зон имеют место зоны с относительно большими, но конечными вносимыми потерями – полосы заграждения. По мере увеличения длины магнитной периодической структуры увеличиваются и потери внутри полосы заграждения МК, по закону $e^{-k''d}$, где k'' – декремент затухания внутри полосы заграждения. Зависимости вносимых в полосу заграждения потерь от длины периодической структуры для первых четырех полос заграждения в логарифмическом масштабе представлены на рисунке 3 (а).

Отметим, что переотраженные периодической структурой волны вносят существенный вклад в формирование фазочастотной и, как следствие, дисперсионной характеристик

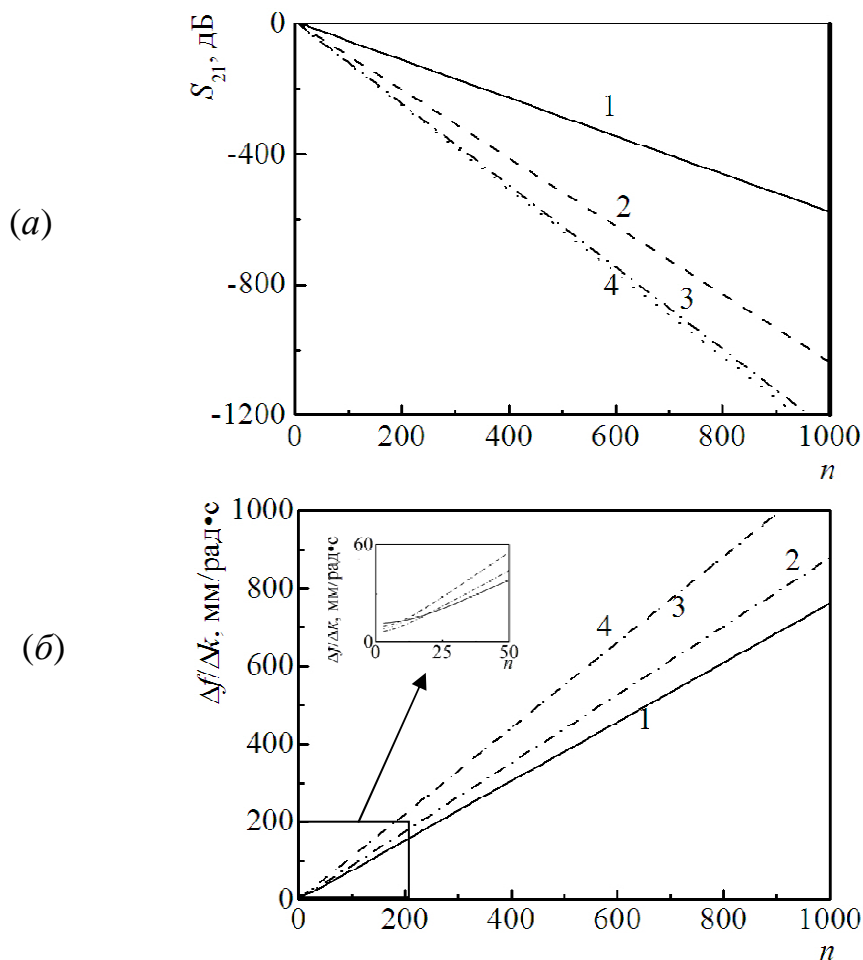


Рис. 3. Ослабление СВ (а) и крутизна дисперсионной характеристики (б) в центре полос заграждения в зависимости от числа периодов магنونного кристалла. Цифрами на графиках показан номер полосы заграждения магنونного кристалла. При этом на дисперсионной характеристике полосы заграждения конечного магنونного кристалла проявляются как участки “перегиба”, имеющие свою зависимость f от k , отличную от дисперсионной зависимости свободной пленки ЖИГ (рисунок 2 (б)).

Увеличение числа периодов приводит к тому, что эти участки “перегиба” меняют свою крутизну $\Delta f/\Delta k$ (см. вставки на рис. 2 (б) и рис. 3 (б)). Так, например, при $n = 1$ угол наклона дисперсионной характеристики внутри полосы заграждения соответствует углу наклона дисперсионной характеристики однородной пленки ЖИГ, и $\Delta f/\Delta k$ составляет 8 мм/рад·с. При $n = 1000$ зависимость $f(k)$ идет с наклоном $\Delta f/\Delta k$ порядка 1000 мм/рад·с (при выбранных параметрах теоретического расчета) и подобна дисперсионным характеристикам, соответствующим бесконечным периодическим структурам, представленным, например, в [8].

Таким образом, исследование показало, что на длине пути, равном конечному числу периодов магنونного кристалла, вблизи частот брэгговских резонансов спиновые волны распространяются, испытывая более сильное затухание, чем в других областях спектра.

Крутизна дисперсионной характеристики в полосах заграждения зависит от протяженности магнетонного кристалла.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России Федеральными программами «Научные и педагогические кадры инновационной России» и "Развитие потенциала высшей школы".

Список литературы

1. Бегинин Е. Н. Электродинамические характеристики периодических и фрактальных волноведущих микроструктур на основе ферритовых пленок / Е. Н. Бегинин, С. В. Гришин, Ю. П. Шараевский и др. // Гетеромагнитная электроника. – 2011. – Вып. 9. – С.16-28.
2. Вороненко А. В. Дифракция поверхностных магнитостатических волн на магнитных решетках в режиме Брэгга / А. В. Вороненко, С. В. Герус, В. Д. Харитонов // Известия вузов. Физика. – 1988. – Т. 31. – Вып. 11. – С. 76 – 85.
3. Григорьева Н. Ю. Дисперсионные характеристики спиновых волн в планарных периодических структурах на основе ферромагнитных пленок / Н. Ю. Григорьева, Б. А. Калиникос // ЖТФ. – 2009. – Т. 79, Вып. 8. – С. 110-117.
4. Локк Э. Г. Дисперсия магнитостатических волн в композитной структуре феррит – решетка металлических полосок / Радиотехника и электроника. – 2003. – Т. 48, № 12. – С. 1484–1494.
5. Устинов А. Б. Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах / А. Б. Устинов, Н. Ю. Григорьева, Б. А. Калиникос // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. – В. 1. – С. 34-39.
6. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М.: МИР, 1987. – 616 с.
7. Chumak A. V. Design and optimization of one-dimensional ferrite-film based magnonic crystals / A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Wolff, // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 105, Issue 8. – P. 083906.
8. Elachi C. Waves in active and passive periodic structures: a review / Proceedings of the IEEE, – 1976. – Vol. 64, № 12. – P. 1666-1698.
9. Sykes C. G. Magnetostatic wave propagation in a periodic structure / C.G. Sykes, J.D. Adam, J.H. Collins // Appl. Phys. Lett. – 1976. – Vol. 29, №6. – P. 388-391.
10. Ustinov A. B. Observation of the chaotic spin-wave soliton trains in magnetic films / A. B. Ustinov, V. E. Demidov, A. V. Kondrashov, B. A. Kalinikos, S. O. Demokritov // Phys. Rev. Lett., – 2011. – V. 106. – I. 1. – P. 017201.

Рецензенты:

Головков Александр Алексеевич, д.т.н., профессор, профессор кафедры «Радиоэлектронных средств» ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И.Ульянова (Ленина)» Минобрнауки России, г. Санкт-Петербург.

Баранов Игорь Владимирович, д.т.н., профессор, заведующий кафедрой «Физика ИХиБТ», заместитель директора института холода и биотехнологий ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий механики и оптики» Минобрнауки России, г. Санкт-Петербург.