

Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магنونной запрещенной зоной – магنونные кристаллы

Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов¹⁾, Л. В. Животовский, А. А. Климов, Ф. Тайад⁺²⁾, Л. Пресманес⁺²⁾, К. Бонинг⁺²⁾, Ч. С. Цай^{*2)}, С. Л. Высоцкий[□], Ю. А. Филимонов[□]

Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

⁺CIRIMAT, UMR-CNRS 5085, Universite Paul Sabatier, 31062 Toulouse, France

^{*}Institute for Applied Sciences and Engineering Research, Academia Sinica, 11529 Taipei, Taiwan

^{*}Department of Electrical and Computer Engineering University of California, CA 92697, Irvine, USA

[□]Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, 410008 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 2 апреля 2003 г.

После переработки 14 апреля

Предложен новый тип фотонных кристаллов, обладающих запрещенной зоной в области сверхвысоких частот для распространяющихся в таких кристаллах магнитоэлектрических спиновых волн. По аналогии с фотонными кристаллами такие кристаллы называются магنونными. Созданы такие кристаллы на основе пленок железо-иттриевого граната. С помощью атомно-силовой и магнитно-силовой магнитометрии исследована поверхность ферромагнитных пленок, содержащих двумерные структуры вытравленных отверстий. Исследовано также прохождение спиновых волн через такие кристаллы.

PACS: 42.70.Qs, 75.30.Ds, 75.70.Ak

Исследования в области физики фотонных кристаллов стимулировали создание кристаллов, работающих в диапазоне частот видимого света, на основе синтетических опалов, коллоидных частиц, пленок с наноструктурами и др. [1–4]. Свойства фотонных кристаллов, в частности, существование фотонной запрещенной зоны, зависят от длины волны распространяющегося света. Миниатюрные устройства на основе фотонных кристаллов могут быть созданы только для кристаллов с длиной волны видимого либо инфракрасного диапазонов спектра. Фотонные кристаллы с запрещенной зоной в области радиочастот имеют достаточно большие размеры, поскольку длина волны электромагнитных волн в этом диапазоне порядка нескольких сантиметров. Наряду с созданием фотонных кристаллов появилась идея создания и аналогичных кристаллов, в которых распространяющимися волнами являются магноны (спиновые волны) [5–11]. В таких кристаллах соответствующие свойства фотонных кристаллов присущи спиновым волнам. Создание кристаллов, подобных фотонным, на основе магнитных материалов (а именно, магنونных кристаллов), в которых могут распространяться спиновые волны, имеет ряд преимуществ

по сравнению с фотонными кристаллами. Во-первых, длина спиновой волны, а соответственно, и свойства таких кристаллов зависят от внешнего магнитного поля и могут управляться этим полем. Во-вторых, для широкого класса ферромагнитных материалов в микроволновом (радиочастотном) диапазоне длина волны распространяющихся спиновых волн порядка десятков или сотен микрон. Таким образом, можно создать кристаллы с фотонной (или магنونной) запрещенной зоной с размерами порядка нескольких миллиметров. Причем такие кристаллы могут быть созданы в планарной геометрии, что может быть чрезвычайно важным для создания интегральных устройств, в частности, узкополосных оптических или СВЧ фильтров и высокоскоростных переключателей. Необходимо отметить, что свойства магنونных кристаллов изучены еще очень мало. Первые работы, посвященные кристаллам с магنونной запрещенной зоной, фактически обозначили проблему существования таких кристаллов. Однако уже в этих работах подчеркивалось, что создание таких кристаллов является чрезвычайно перспективным и важным как с научной, так и с практической точек зрения. В частности, обсуждалась проблема управления магنونной запрещенной зоной с помощью внешнего магнитного поля в одно- и двумерных магنونных кристаллах [5, 6, 8, 9]. За счет спе-

¹⁾e-mail: nikitov@cplire.ru

²⁾Ph. Tailhades, L. Presmanes, C. Bonningue, C. S. Tsai.

циального подбора магнитных материалов в периодической структуре возможно создание невзаимных магнетонных кристаллов с односторонней прозрачностью (то есть пропускающих спиновую волну только в одном направлении и не пропускающих волны в противоположном направлении) [7]. Рассматривалась также проблема распространения и дифракции света в линейном [10, 11] и нелинейном [12] магнитофотонных кристаллах, в частности, увеличения суммарного эффекта Фарадея за счет резонансного отражения волн [10] и анизотропного преобразования волноводных мод в магнито-фотонных кристаллах.

В настоящем письме мы обсудим возможности создания магнетонных кристаллов, приведем результаты экспериментальной реализации таких кристаллов, а также обсудим перспективы их применения.

Простейший одномерный магнетонный кристалл – это строго периодическая многослойная структура, состоящая из магнитных слоев с разной намагниченностью либо такая же структура, но состоящая из магнитных и немагнитных слоев. Реализовать такую структуру довольно сложно, поскольку при росте слоев может легко нарушиться периодичность их магнитных свойств, что приведет к разрушению структуры магнетонного кристалла, обладающего магнетонной запрещенной зоной. Более предпочтительным с точки зрения применений представляется двумерный магнетонный кристалл, изготовленный на основе ферромагнитных пленок. Такой кристалл фактически представляет собой ферромагнитный волновод с двумерными неоднородностями намагниченности в нем. Такой неоднородностью может быть, например, имплантированные элементы другого ферромагнетика либо отверстия. В качестве объекта для создания магнетонного кристалла нами была выбрана ферромагнитная пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенная эпитаксиально на немагнитной подложке из галлий-гадолиниевого граната. Магнитостатические спиновые волны (МСВ) легко возбуждаются в таких пленках с помощью микрополосковых преобразователей. Из-за высокого качества пленок потери на распространение МСВ в них не очень большие, поэтому МСВ могут в них распространяться без существенного затухания на расстояния, равные многим длинам волн. Итак, рассматриваемая структура представляет собой пленку ЖИГ с вытравленными отверстиями. Диаметр отверстий и их периодичность выбирались близкими к половине длины волны (для того чтобы выполнялось условие брэгговского отражения). Поперечные размеры пленки – 1.5 см × 0.5 см, толщина пленки – 5 мкм. Периодическая структура отверстий в пленке изготавливались

фотолитографическим методом. Для этого выполнялась следующая процедура. На пленку ЖИГ напылялся слой диоксида кремния, который затем покрывался фоторезистом с толщиной 1.3 мкм, инсолированным через маску из хрома с периодическими решетками отверстий. Создавались два типа решеток отверстий: квадратная и гексагональная. После освещения диоксид кремния удалялся при помощи смеси флюоридной кислоты и флюорида аммония (раствор 1). Далее оставшаяся решетка диоксида кремния использовалась как маска для травления пленки ЖИГ. Травление осуществлялось с помощью водного раствора ортофосфорной кислоты и хлористого железа (молярное соотношение 49.4 : 49.4 : 1.2 – раствор 2). Время и температура травления подбирались таким образом, чтобы толщина протравленной области составляла примерно 4–4.5 мкм. После травления диоксид кремния удалялся полностью с помощью раствора 1. Толщина отверстий и структура поверхности измерялись оптическим трехмерным ругозиметром и атомно-силовым микроскопом D300 Digital Instruments и Solver P47H NT-MDT. На рис.1 приведены фотографии квадратных и гексагональных структур, вытравленных в пленках ЖИГ, снятых с помощью атомно-силового микроскопа. Толщина отверстий порядка 4 мкм, период отверстий – порядка 40 мкм. Кроме того, поверхность пленки также анализировалась с помощью поляризационного микроскопа. На рис.2 приведена фотография поверхности ферромагнитной пленки в слабом подмагничивающем поле. На поверхности пленки, кроме отверстий, четко видна магнитная доменная структура.

Спектр спиновых волн в ферромагнитной пленке с двумерными периодическими структурами находится из решений уравнений Ландау–Лифшица для движения намагниченности и уравнений Максвелла с соответствующими граничными (на поверхности пленки) и периодическими условиями [11, 12]. В результате решения граничной задачи получается обобщенное дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} \cos \kappa_1 d \cos \kappa_2 d + \left(\frac{\kappa_1}{2\kappa_2} + \frac{\kappa_2}{2\kappa_1} \right) \sin \kappa_1 d \sin \kappa_2 d = \\ = \cosh(2q_z D), \end{aligned} \quad (1)$$

где d – толщина пленки, D – период периодической структуры, q_z – волновое число распространяющейся спиновой волны, κ_1 и κ_2 – константы распространения спиновых волн, определяемые следующими соотношениями:

$$\kappa_1 = \sqrt{q_z^2 - k_0^2 \mu_{\perp}}, \quad \kappa_2 = \sqrt{q_z^2 - k_0^2 \epsilon},$$

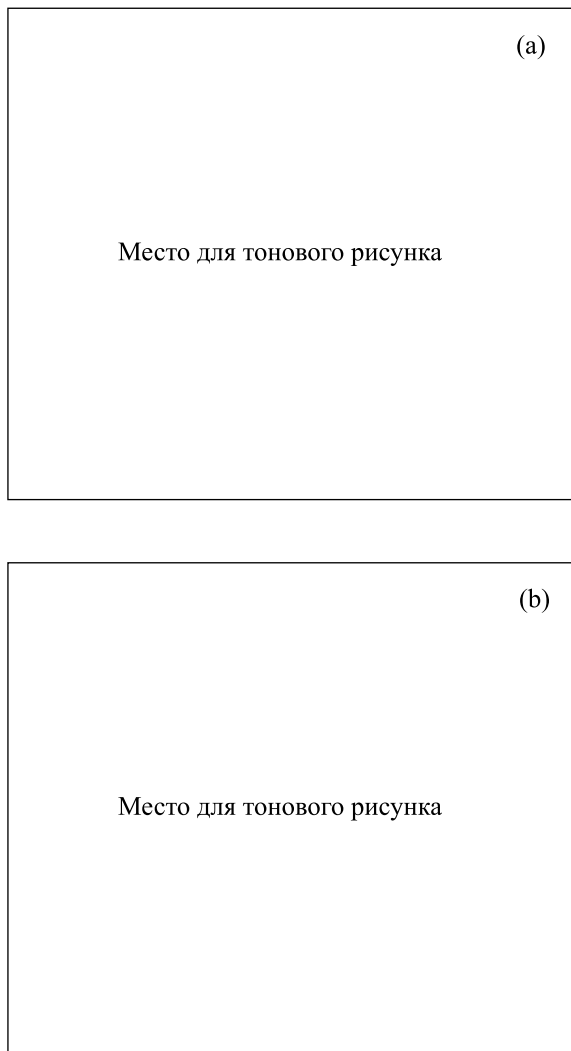


Рис.1. Магнитные фотонные кристаллы на основе пленок железо-иттриевого граната: (а) квадратная решетка, (б) гексагональная решетка. Период структуры 50 мкм, радиус отверстий – 20 мкм. Изображение получено с помощью атомно-силового микроскопа

$$\mu_{\perp} = \frac{(\mu^2 - \nu^2)}{\mu}, \quad \mu = 1 + \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \nu = \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$$\omega_H = \gamma H, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M_0,$$

где H – внешнее магнитное поле, M_0 – намагниченность насыщения ферромагнетика, ω – частота спиновой волны. Спектр волн в периодической структуре представлен на рис.3. Видно, что в спектре появляются запрещенные зоны, соответствующие частотам, при которых распространение волны в периодической структуре становится невозможным. Важно отметить, что положение запрещенной зоны в частотном спектре зависит от параметров пленки (периодической структуры), а также от внешнего

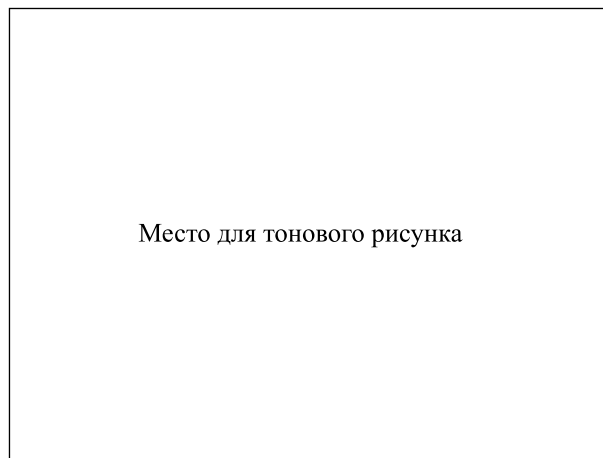


Рис.2. Изображение поверхности магнетонного кристалла, снятое с помощью поляризационного микроскопа; наряду с отверстиями видна доменная структура

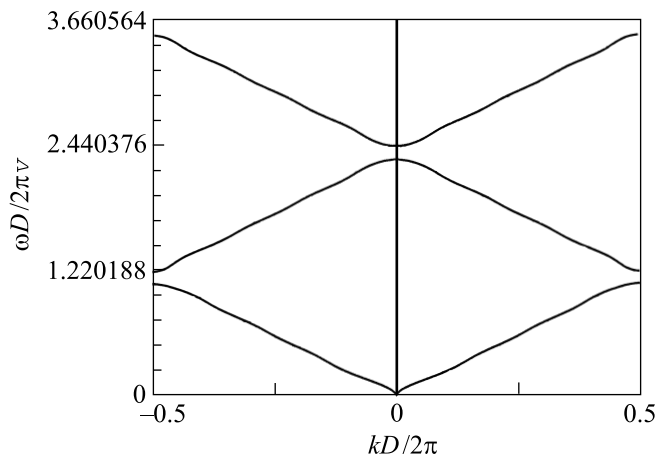


Рис.3. Спектр магнито-статических спиновых волн в периодической структуре (период структуры $D = 10$ мкм, v – групповая скорость спиновой волны)

магнитного поля. Таким образом, меняя магнитное поле, можно управлять спектром распространяющихся волн в магнитном фотонном кристалле.

Для экспериментальной проверки спектров распространяющихся спиновых волн в магнетонных кристаллах изготавливались линии задержки, содержащие ферромагнитную пленку с вытравленной структурой и преобразователи электромагнитных сигналов в спиновые волны (входные и выходные). Исследовались амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) распространяющихся спиновых волн. Исследования АЧХ проводились с использованием измерителя разности и ослабления фаз ФК2-18. Макет линии задержки помещался в зазор электромагнита так, что, меняя расстояние между полюсами маг-

нита, можно было изменять величину постоянного поля подмагничивания. Расстояние между антеннами составляло 5 мм, длина антенн 3 мм, ширина антенн 40 мк. Сравнивались АЧХ участка пленки ЖИГ, не подвергнутого травлению и расположенного рядом с областью травления (на рис.5 область травления – прямоугольник меньшего размера) с АЧХ участка пленки с периодической вытравленной структурой. Из рис.4 видно, что полоса частот возбуждения спиновых волн (зона существования магнонов) су-

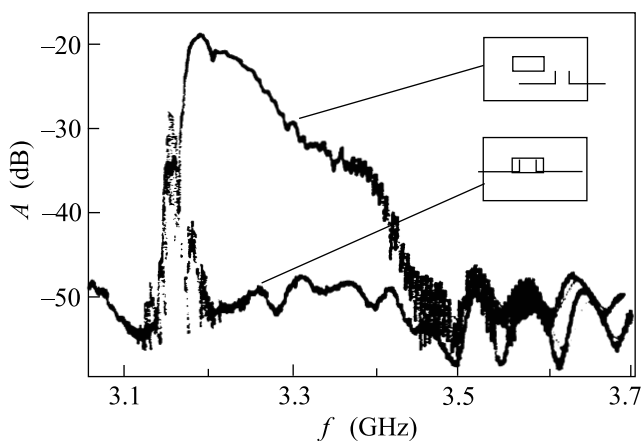


Рис.4. АЧХ макета линии задержки в случае распространения поверхностных магнитостатических спиновых волн в пленке с гексагональной структурой при поле подмагничивания 530 Э

щественно уменьшается в случае возбуждения волн в пленке, содержащей периодическую структуру вытравленных отверстий. На рис.5 приведены АЧХ распространяющихся спиновых волн в случаях, когда возбуждающие антенны частично перекрывали область, содержащую периодически вытравленные отверстия. Полоса возбуждения спиновых волн уменьшается на порядок (в случае возбуждения волн на гладком участке полоса составляет 400 МГц, при возбуждении и распространении волн через область, содержащую отверстия, полоса возбуждения порядка 50 МГц).

Таким образом, в работе предложено создать фотонные кристаллы на основе ферромагнитных пленок с фотонной запрещенной зоной в области частот распространяющихся спиновых волн (магнонные кристаллы). В работе созданы образцы таких кристаллов на основе пленок железо-иттриевого граната. С помощью атомно-силового и поляризационного микроскопов исследована структура таких кристаллов. Исследовано распространение магнитостатических спиновых волн в ферромагнитных пленках – магнонных кристаллах. Приведены амплитудно-частотные

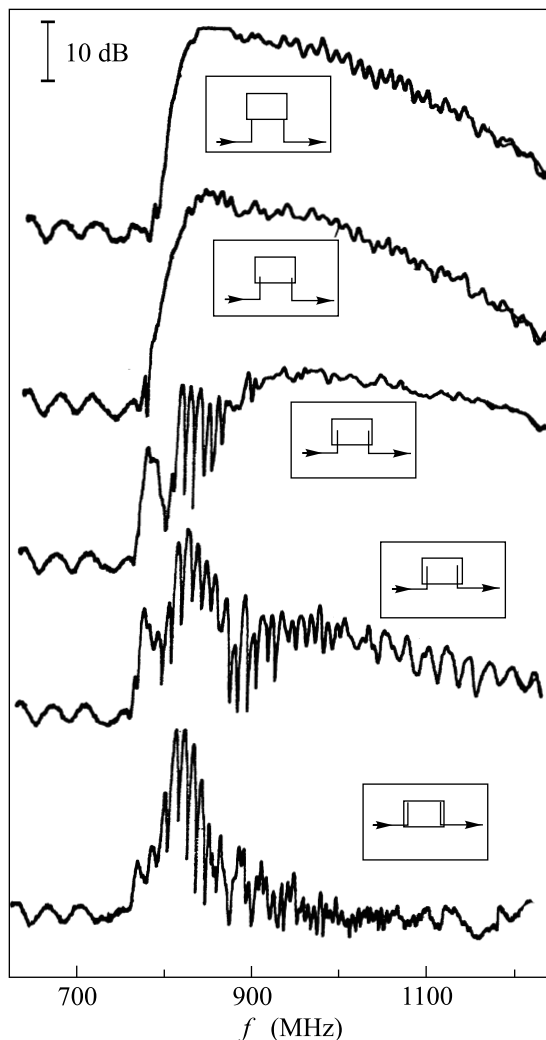


Рис.5. АЧХ макета линии задержки в случае распространения поверхностных магнитостатических спиновых волн в пленке с гексагональной структурой при поле подмагничивания 55 Э и при разном расположении входной и выходной антенн по отношению к области, содержащей отверстия

характеристики спиновых волн, рассчитана зонная структура магнитных фотонных кристаллов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 02-02-17166, 01-02-17178) и МНТЦ (грант # 1522).

1. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 1995.
2. *Photonic Band Gap Materials*, Ed. C. M. Soukoulis, Proc. of the NATO ASI on Photonic Band Gap Materials, Elounda, Crete, Greece, June 18–30, 1995,

- NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1996.
3. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag 2001.
 4. S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice*, Kluwer, Boston, 2002.
 5. J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, B. Dijafari-Rouhani, and H. Puzkarski, Phys. Rev. **B54**, 1043 (1996).
 6. H. Al-Wahsh, A. Akjouj, B. Dijafari-Rouhani et al., Phys. Rev. **B59**, 8709 (1999).
 7. A. Figotin and I. Vitebsky, Phys. Rev. **E63**, 066609 (2001).
 8. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater. **236**, 320 (2001).
 9. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, ДАН **380**, 469 (2001).
 10. M. Inoue, K. I. Arai, M. Afujii et al., J. Magn. Soc. Jpn. **23**, 1861 (1999).
 11. S. A. Nikitov and Ph. Tailhades, Opt. Commun. **190**, 389 (2001).
 12. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii et al., Appl. Phys. **B74**, 711 (2002).