

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ДВУМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ — МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов, Ю. А. Филимонов*

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 марта 2005 г.

Проведены серии экспериментов по исследованию распространения магнитостатических спиновых волн в ферромагнитных пленках, содержащих двумерные периодические структуры из вытравленных отверстий. Для спиновых волн такие пленки являются аналогом фотонных кристаллов, а именно, магнитофотонными или магнотонными кристаллами. В спектрах прошедших сквозь структуру волн обнаружены особенности, связанные как с изменением однородности пленок за счет травления или радиационных потерь, так и с эффектом брэгговского отражения или возникновения запрещенных зон в спектре распространяющихся волн.

PACS: 75.70.Ak, 75.30.Ds

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследованиями в области физики и технологии фотонных кристаллов в последние годы занимается большое число научных групп и отдельных ученых (см., например, монографии и ссылки в них [1–4]). По своей сути фотонные кристаллы — это одно-, двух- или трехмерные периодические структуры, в которых периодическим образом изменяются диэлектрические свойства (показатель преломления), так что при распространении электромагнитной волны (света) в таком кристалле в ее спектре появляются запрещенные зоны. Для проявления эффектов, присущих фотонным кристаллам, длина распространяющейся в них волны должна быть сравнима по порядку величины с периодом структуры, формирующей фотонный кристалл. Наряду с созданием фотонных кристаллов оптического диапазона (обладающих фотонной запрещенной зоной в области частот видимого света), определенный интерес представляют кристаллы с фотонной запрещенной зоной в области сверхвысоких частот (СВЧ). Однако в такой области, когда длина электромагнитной волны составляет сантиметры или миллиметры, размеры фотонного кристалла будут достаточно вели-

ки, так что практическое использование таких кристаллов не представляет интереса. Альтернативой фотонному кристаллу СВЧ-диапазона могут явиться ферромагнитные среды (магнитофотонные или магнотонные кристаллы) [5–15], в которых распространяющимися волнами являются магнотонны (спиновые волны). Создание кристаллов, подобных фотонным, на основе магнитных материалов (а именно, магнотонных 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 СВЧ-диапазоне длина волны распространяющихся спиновых волн порядка десятков или сотен микрон. Фазовая и групповая скорости спиновых волн также зависят от размеров образца и приложенного внешнего поля и могут изменяться в широких пределах. Как правило, скорость спиновых волн на несколько порядков меньше скорости электромагнитных волн в данной среде. Таким образом, можно создать кристаллы с фотонной (или магнотонной) запрещенной зоной с размерами порядка нескольких миллиметров. При этом такие кристаллы мо-

*E-mail: nikitov@cplire.ru

гут быть созданы в планарной геометрии, что может быть чрезвычайно важным для создания интегральных устройств, в частности, узкочастотных оптических или СВЧ-фильтров и высокоскоростных переключателей. В цитируемых работах разрабатывалась теория микроволновых свойств магнитофотонных и магннных кристаллов, в частности, исследовались спектры электромагнитных и спиновых волн в многослойных магнитных структурах и двумерных периодических структурах, невзаимные свойства магнитофотонных кристаллов и другие свойства. Ряд работ посвящен оптическим свойствам магнитофотонных кристаллов [16–21] (см. также недавний обзор [22]). В работе [23] нами была предложена реализация двумерного магннного кристалла на основе пленок железиттриевого граната (ЖИГ) и были проведены предварительные измерения спектров магнитостатических спиновых волн, распространяющихся в таких кристаллах.

В настоящей работе мы продолжили работы по созданию двумерных магннных кристаллов, а также изучению их СВЧ-свойств, в частности, подробно исследовали и проанализировали распространение магнитостатических спиновых волн в таких кристаллах.

2. ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования выполнялись на структурах, изготовленных на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ со следующими параметрами: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, толщина $d \approx 16.1$ мкм, ширина линии ферромагнитного резонанса $2\Delta H \approx 0.6$ Э, выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) кристаллографической ориентации (100). В центральной части пленки с плоскостными размерами 10×20 мм² вытравливалась двумерная периодическая структура размерами 6×8 мм² в виде системы ямок диаметром $D \approx 32$ мкм, см. рис. 1а. Исследовались пленки с двумя видами двумерных решеток. Первая решетка имела симметрию, близкую к ромбической, с длиной ребра ячейки $a_r \approx 37$ –40 мкм, рис. 1б. Вторая структура представляла собой квадратную решетку с длиной ребра $a_c \approx 37$ мкм, рис. 1в. Для ромбической решетки исследовались структуры с глубиной травления t ямок $t_1 \approx 1$ мкм и $t_2 \approx 2$ мкм. Глубина ямок в квадратной решетке составляла $t_1 \approx 1$ мкм. Измерения выполнялись с макетом линии задержки на поверхностной

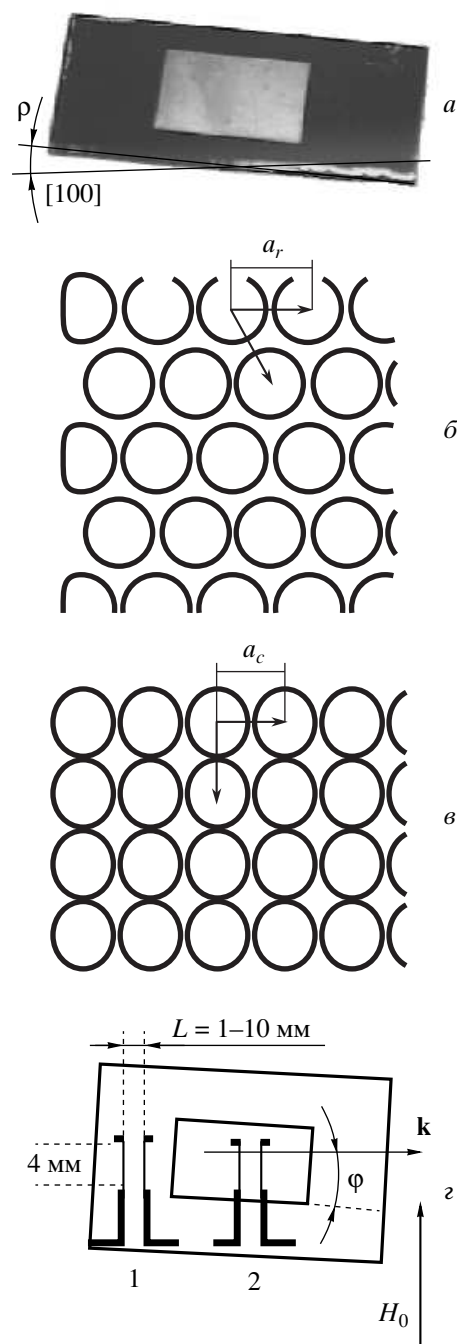


Рис. 1. а) Общий вид ферромагнитной пленки с вытравленной структурой; б) и в) микрофотографии поверхностей магннных кристаллов; г) макет линии задержки на основе пленки ЖИГ. Угол ρ на рис. а характеризует разворот кристаллографического направления (100) относительно ребра пленки. Угол φ на рис. г определяет направление распространения поверхностных магнитостатических спиновых волн по отношению к длинному ребру пленки

магнитостатической спиновой волне. Для этого пленки ЖИГ располагались на микрополосковых преобразователях шириной 30 мкм и длиной 4 мм, выполненных фотолитографически на плате из поликора. Расстояние L между преобразователями могло меняться в пределах $L = 1\text{--}10$ мм. Макет линии задержки (рис. 1з) помещался в зазор электромагнита таким образом, чтобы магнитное поле \mathbf{H}_0 было направлено вдоль преобразователя. Такая геометрия отвечает возбуждению в изотропной магнитной пленке дипольной поверхностной магнитостатической спиновой волны Дэймона–Эшбаха с законом дисперсии [24]

$$f^2 = f_0^2 + \frac{f_m^2}{4} (1 - \exp(-2kd)), \quad (1)$$

где f — частота поверхностной магнитостатической спиновой волны, k — волновое число поверхностной магнитостатической спиновой волны, $f_0^2 = f_H^2 + f_H f_m$ — длинноволновая граница ($k \rightarrow 0$) спектра поверхностных магнитостатических спиновых волн, $f_H = gH_0$, $f_m = g4\pi M_0$, $g = 2.8$ МГц/Э — гиромагнитное отношение.

Изучались амплитуда A и фаза θ прошедшего через макет сигнала, а также уровень отраженной от входного преобразователя мощности P_R при различных ориентациях волнового вектора поверхностной магнитостатической спиновой волны \mathbf{k} относительно осей двумерной решетки, характеризующихся углом φ (см. рис. 1з), в зависимости от частоты f при фиксированном значении магнитного поля H_0 ($A(f), \theta(f), P_R(f)$) или от поля H_0 при фиксированной частоте ($A(H_0), \theta(H_0), P_R(H_0)$). При этом проводилось сравнение указанных зависимостей для случаев, когда спиновые волны распространялись вне области двумерной решетки (такие зависимости обозначены цифрой 1 на рис. 3, 5, 6) или когда по крайней мере один из микрополосковых преобразователей располагался на участке пленки, занятой двумерной решеткой (обозначены цифрой 2 на рис. 3, 5, 6). Измерения отраженного сигнала проводились с использованием панорамного измерителя КСВН и ослабления Р2-67. Амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики получались с помощью измерителя разности фаз и ослабления ФК2-18 по стандартной схеме включения макета линии задержки в разрыв измерительного тракта. Фазочастотные характеристики использовались для построения закона дисперсии $f = f(k)$ по стандартной методике [25], предполагающей, что набег фазы поверхностной магнитостатической спиновой волны $\theta(f)$ связан с ее волновым числом соотношением $k(f) = \theta(f)/L$.

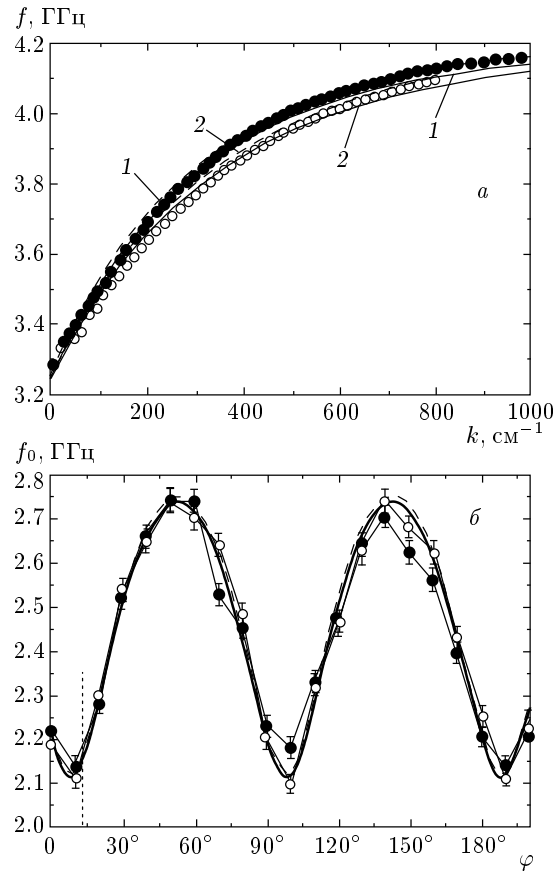


Рис. 2. а) Измеренные и рассчитанные зависимости $f = f(k)$ при величине поля подмагничивания $H_0 = 625$ Э. Цифрами 1 и 2 обозначены результаты расчетов соответственно для пленок толщиной $d \approx 16.1$ мкм и $d^* \approx 14.1$ мкм. б) Измеренные и рассчитанные зависимости $f_0 = f_0(\varphi)$ при величине поля подмагничивания $H_0 = 325$ Э. На рис. а, б сплошные и штриховые линии отвечают расчетам при параметрах поля одноосной анизотропии соответственно $H_u = -70$ Э и $H_u = -80$ Э. Темными кружками показаны результаты измерений на свободных участках пленки, светлыми — на двумерной структуре

Отметим, что травление пленки на глубину $t \leq 2$ мкм не приводило к возникновению значительных дополнительных полей анизотропии. Это видно из сравнения как законов дисперсии $f = f(k)$ (см. рис. 2а), так и ориентационных зависимостей длинноволновых границ $f_0(\varphi)$ (см. рис. 2б), отвечающих травленому и нетравленому участкам пленки. Можно видеть также, что экспериментальные дисперсионные зависимости спиновых волн в области волновых чисел $k \leq 400$ см⁻¹ достаточно хорошо описывались дисперсионными соотношениями

для таких волн в касательно намагниченной пленке ЖИГ (100) с нормальной одноосной анизотропией типа «легкая плоскость» [26] при значениях констант кубической $K_1 = H_k M_0$ и одноосной анизотропии $K_u = H_u M_0 / 2$ равных $K_1 \approx 6.2 \cdot 10^3$ эрг/см³ и $K_u \approx -10^4$ эрг/см³ и толщине невытравленного участка пленки $d^* = d - t \approx 14$ мкм, см. рис. 2а и рис. 2б (H_k и H_u — поля соответственно кубической и плоскостной одноосной анизотропии). При этом следовало учесть, что стороны пленки составляют с кристаллографическими направлениями $\langle 100 \rangle$ углы $\rho \approx 15^\circ$, рис. 1а. Однако при $k > 400$ см⁻¹ для лучшего совпадения расчетов с результатами измерений следовало константу одноосной анизотропии принять равной $K_u \approx -1.15 \cdot 10^4$ эрг/см³. Такое поведение дисперсии поверхностных магнитостатических спиновых волн можно объяснить, например, неоднородностью по толщине структуры константы одноосной анизотропии, вызванной упругими напряжениями пленки из-за рассогласования параметров решетки пленки ЖИГ и подложки ГГГ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем рассмотреть результаты измерений, отметим, что с учетом данных рис. 2 участок пленки, содержащий двумерную структуру, может быть представлен в виде двух контактирующих слоев. Толщина верхнего слоя определяется глубиной травления ямок $t \leq 2$ мкм, а второй слой имеет толщину $d^* \approx 14$ мкм. При этом, поскольку в эксперименте возбуждались поверхностные магнитостатические спиновые волны со значениям волновых чисел $k \leq 1200$ см⁻¹, которым отвечают длины волн $\lambda \geq 52$ мкм (см. рис. 2 и ниже рис. 4), оказывается выполненным условие

$$\lambda > d^* \gg t, \quad (2)$$

что позволяет участок пленки с двумерной структурой рассматривать как волновод толщиной d^* с периодически изменяющимися за счет влияния полей размагничивания ямок электродинамическими граничными условиями. В этом случае следует ожидать, что спиновая волна будет испытывать рассеяние на периодической структуре. Наиболее эффективно такой механизм может проявляться в условиях дифракции Брэгга на периодической структуре [27], когда волновое число k удовлетворяет условию

$$k \approx k_B \approx \pi/\Lambda, \quad (3)$$

где Λ — период двумерной решетки в направлении распространения волны. При этом в спектре спиновой волны формируется полоса непропускания [27].

Следует также ожидать, что влияние двумерной решетки будет сводиться к периодическому изменению не только электродинамических, но и обменных граничных условий для динамической намагниченности \mathbf{m} за счет изменения подвижности спинов на частотах возбуждения (1) как в самой решетке, так и в некоторой переходной области на границе двумерной решетки и невытравленного объема пленки. Как следствие, возникнет эффект динамического закрепления спинов [28] в приповерхностном слое, который, в свою очередь, может сопровождаться существенным увеличением эффективности гибридации дипольной волны с объемными обменными спиновыми волнами [29]. Понятно, что в данном случае из-за латеральной неоднородности структуры ожидать проявления эффектов резонансного взаимодействия спиновых волн с объемными обменными модами, как это имеет место в периодических пленочных ЖИГ-волноводах с закрепленными поверхностными спинами [30], не следует. Однако можно ожидать, что гибридация дипольной спиновой волны с обменными волнами проявится в виде радиационных потерь [31].

Отметим, что в приближении (2) и с учетом симметрии двумерных структур эффект закрепления поверхностных спинов можно связать с существованием одноосной поверхностной анизотропии с осью, нормальной к поверхности пленки. В случае касательно намагниченной структуры [32] такая поверхностная анизотропия не ограничивает подвижности касательной к поверхности пленки компоненты m_y

$$\frac{\partial m_y}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

тогда как перпендикулярная поверхности компонента m_z оказывается закреплена:

$$\frac{\partial m_z}{\partial z} - h m_z = 0, \quad (5)$$

где параметр h характеризует степень закрепления спинов и имеет размерность см⁻¹. При этом связь дипольной поверхностной магнитостатической спиновой волны с обменными волнами можно описать эффективным параметром закрепления [32]:

$$h^{eff} = \frac{h}{2} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{4f^2}{f_m^2} \right]^{-1/2} \right\}. \quad (6)$$

Зависимость эффективного параметра закрепления

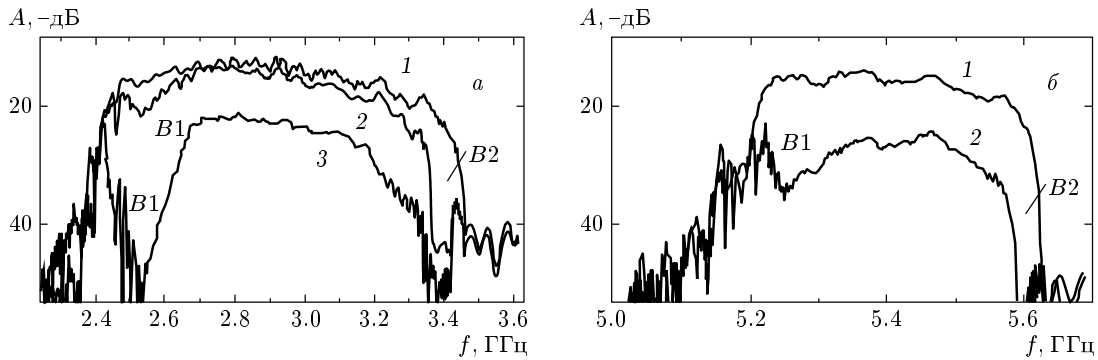


Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика макета при расстоянии между антеннами $L \approx 1.5$ мм при их расположении на участке пленки, не содержащем (1) и содержащем (2) квадратную решетку, при величине поля подмагничивания $H_0 = 398$ Э (а) и $H_0 = 1190$ Э (б). Кривая 3 — амплитудно-частотная характеристика при расположении антенн на участке с квадратной решеткой на расстоянии $L \approx 3$ мм. Спиновые волны распространяются вдоль оси решетки ($\varphi = 0$)

от частоты (6) отражает изменение с частотой f эллиптичности прецессии намагниченности в пленке

$$\frac{m_z}{m_y} = \frac{if}{f_m + f_H + gM_0\alpha k^2}, \quad (7)$$

где $\alpha = 3 \cdot 10^{-12}$ см² — постоянная неоднородного обмена. Из формулы (7) видно, что при $f \ll f_m$ эллипс прецессии намагниченности вытянут вдоль поверхности пленки ($m_z \ll m_y$) и влияние закрепления на движение намагниченности будет слабым. По этой причине значение эффективного параметра закрепления h^{eff} (6) также будет мало.

3.1. Квадратная решетка

На рис. 3 показаны амплитудно-частотные характеристики макета с расстоянием между антеннами $L \approx 1.5$ мм для двух величин магнитного поля в случае распространения спиновых волн вдоль оси квадратной двумерной решетки ($\varphi = 0$). Из сравнения кривых 1 и 2 можно видеть, что решетка заметно меняет условия распространения спиновых волн. В области магнитных полей $H_0 \leq 500$ Э (рис. 3а) указанные изменения проявляются в виде возникновения двух полос поглощения сигнала (B1 и B2). Одна из них (B1) наблюдается вблизи длинноволновой границы спектра f_0 . Чтобы существование полосы B1 сделать более наглядным, на рис. 3а приведена амплитудно-частотная характеристика при расстоянии между преобразователями $L \approx 3$ мм, см. кривую 3. Полоса B2 формируется в верхней (коротковолновой) области полосы частот возбуждения спиновых волн. Заметим, что на частотах вне полос

поглощения B1 и B2 потери меняются незначительно. В то же время при значениях магнитного поля $H_0 > 500$ Э потери в решетке заметно растут во всей полосе частот существования спиновых волн по сравнению с потерями в свободной пленке — рис. 3б, причем характер изменений амплитудно-частотной характеристики таков, что рост потерь можно связать, главным образом, с расширением полосы поглощения B1.

На рис. 4 (кривая 1) показан построенный с использованием фазочастотной характеристики закон дисперсии спиновых волн в структуре с квадратной решеткой при параметрах, отвечающих рис. 3а. Видно, что на частотах $f_B \approx 3390$ МГц, принадлежащих полосе поглощения B2, в законе дисперсии в области волновых чисел $k_{cub}^* \approx 950$ см⁻¹ формируется «щель». При этом каких-либо заметных изменений в законе дисперсии на частотах полосы поглощения B1 не наблюдалось.

Рассмотрим для этой же решетки зависимости $A(H_0)$, $P_R(H_0)$ при частоте сигнала $f_B = 3390$ МГц, см. рис. 5. Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что при значениях поля $H_0 \approx 400$ Э уровень отраженной мощности осциллирует, а в зависимости $A(H_0)$ возникает участок с сильным ослаблением, отвечающий полосе B2 на амплитудно-частотной характеристике на рис. 3а. Напротив, при значениях $H_0 \approx 500$ – 680 Э, при которых выбранная частота $f_B = 3390$ МГц близка к длинноволновой границе спектра спиновых волн f_0 , а на амплитудно-частотной характеристике формируется полоса поглощения B1, никаких особенностей в зависимости $P_R(H_0)$ не наблюдается.

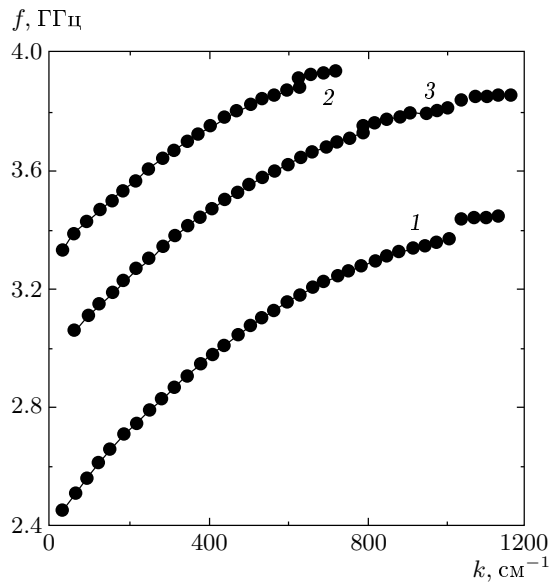


Рис. 4. Законы дисперсии спиновых волн в двумерных структурах с квадратной решеткой при $\varphi = 0$, $H_0 \approx 398$ Э (кривая 1); $\varphi = 45^\circ$, $H_0 \approx 525$ Э (кривая 2) и с ромбической решеткой при $\varphi \approx 15^\circ$ (волновой вектор спиновой волны по направлению близок к направлению оси решетки), $H_0 \approx 560$ Э (кривая 3)

Из рис. 3–5 следует, что полоса поглощения $B2$ связана с существованием в спектре «щели», в пределах которой уровень отраженной мощности возрастает. Такое поведение дисперсии и отраженной мощности указывает, что возникновение полосы поглощения $B2$ связано с «непропусканием» сигнала через структуру и наиболее вероятной причиной ее появления является брэгговское рассеяние спиновых волн на периодической структуре. На это также указывает хорошее совпадение волновых чисел, отвечающих, с одной стороны, области «щели» в законе дисперсии спиновых волн на рис. 4, а с другой — выполнению брэгговского резонанса (3). Действительно, при распространении этих волн вдоль осей квадратной решетки период двумерной структуры Λ совпадает с длиной ребра элементарной ячейки a_c ($\Lambda = a_c \approx 37$ мкм). Тогда из условия брэгговского резонанса (3) получим $k_B \approx 850$ см $^{-1}$, что хорошо согласуется со значениями волновых чисел в области «щели» на рис. 4 ($k_B \approx 850$ см $^{-1} \approx k_c^* \approx 950$ см $^{-1}$). В пользу того, что природа возникновения полосы $B2$ на амплитудно-частотной характеристике на рис. 3 связана с брэгговским резонансом на квадратной двумерной решетке, свидетельствовало ее по-

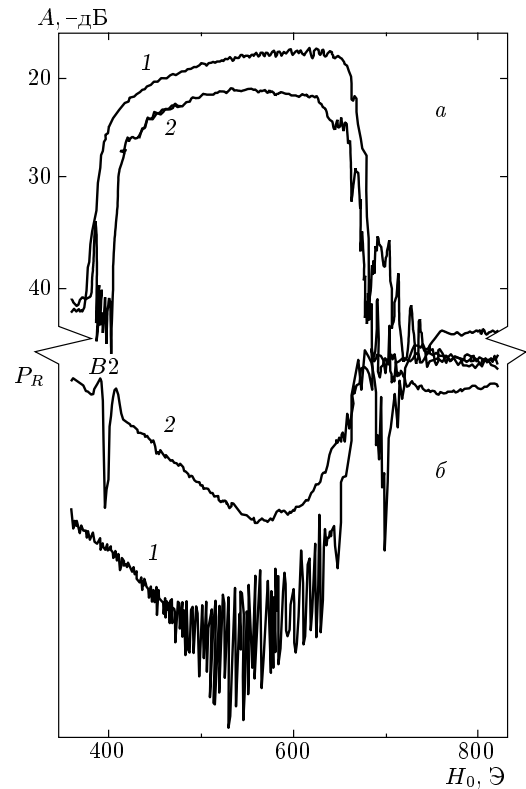


Рис. 5. Зависимости от величины магнитного поля H_0 уровней сигнала $A(H_0)$, прошедшего через макет линии задержки (а), и отраженной от входного преобразователя СВЧ-мощности $P_R(H_0)$ (б) при расположении антенн на нетравленном участке пленки (кривые 1) и содержащем квадратную решетку (кривые 2). Частота СВЧ-сигнала $f = 3390$ МГц отвечает положению щели $B2$ в амплитудно-частотной характеристике макета при параметрах эксперимента для рис. 3а

ведение при изменении ориентации волнового вектора \mathbf{k} относительно осей решетки. При развороте решетки на угол $|\varphi| > 15^\circ$ полоса $B2$ на амплитудно-частотной характеристике макета исчезала и возникала вновь при значениях $\varphi \approx 45^\circ$. При этом на зависимости $A(H_0)$ наблюдался провал, а на зависимости $P_R(H_0)$ — осцилляции аналогично случаю $\varphi = 0$, показанному на рис. 5. В то же время при $\varphi \approx 45^\circ$ период двумерной решетки $\Lambda_c^{45^\circ} \approx 37\sqrt{2} \approx 52$ мкм. В этом случае брэгговский резонанс должен проявиться при значении волнового числа $k_B \approx 600$ см $^{-1}$. Действительно, построенная для этого случая дисперсионная зависимость (рис. 4, кривая 2) демонстрирует «щель» в спектре спиновых волн при $k_c^{45^\circ} \approx 630$ см $^{-1}$.

Рассмотрим теперь причину появления полосы

поглощения $B1$ и рост потерь с ростом магнитного поля. Из рис. 4 и 5 следует, что на частотах, отвечающих полосе $B1$, ни в законе дисперсии $f(k)$, ни в характере зависимости $P_R(H_0)$ не возникает никаких заметных отклонений от случая свободной пленки. Следовательно, возникновение потерь в полосе $B1$ и их рост с полем H_0 следует связать с эффектами, сопровождающими распространение волны. Отметим, что заметное увеличение потерь в пленке с двумерной структурой происходит в полях $H_0 \geq 500$ Э, когда для частоты возбуждения спиновых волн выполняется условие $f \gg f_m/2 \approx 2.5$ ГГц и, согласно формуле (6), происходит рост эффективного параметра закрепления поверхностных спинов. Все сказанное позволяет связать возникновение полосы поглощения $B1$ и рост потерь при увеличении H_0 с механизмом радиационных потерь, вызванных излучением с поверхности пленки объемных обменных спиновых волн [31, 33].

Однако следует отметить ряд существенных отличий в поведении обменных радиационных потерь в рассматриваемом случае от пленок ЖИГ с постоянной по поверхности пленки величиной константы закрепления спинов, в которых связь дипольных и обменных волн пропорциональна величине волнового числа k , что при фиксированном значении поля H_0 приводит к увеличению радиационных потерь с ростом k . В рассматриваемом случае наоборот — радиационные потери достигают наибольших значений и проявляются прежде всего в области малых значений волновых чисел. Объяснить указанное различие можно двумя обстоятельствами. Во-первых, из-за влияния полей размагничивания отверстий в поверхностном слое толщиной t на частотах спиновых волн будут закреплены не только компоненты намагниченности, нормальные к поверхности m_z , но и касательные к поверхности компоненты m_y . Понятно, что такой механизм закрепления будет эффективен и в области малых полей подмагничивания. Во-вторых, в области малых значений волновых чисел k решетку по отношению к поверхностной магнитостатической спиновой волне можно рассматривать как однородный слой с параметрами, отличными от остального объема пленки, поскольку длина волны существенно превышает период решетки,

$$\lambda \gg \Lambda. \quad (8)$$

При этом связь спиновой волны с обменными волнами на длине волны практически постоянна, что обеспечивает эффективность механизма радиационных потерь. С ростом значений k условие (8) перестает выполняться и представление оттекающих от

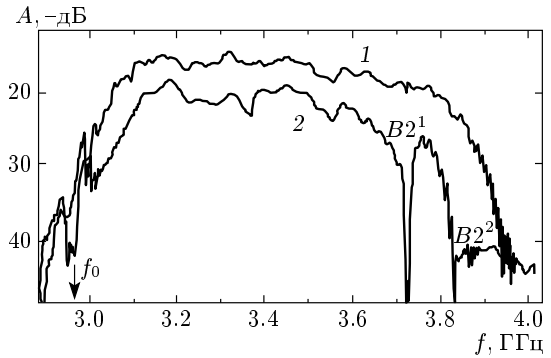


Рис. 6. Амплитудно-частотная характеристика макета с ромбической решеткой при распространении спиновых волн под углом $\varphi \approx 15^\circ$ (волновой вектор близок к направлению оси решетки) при $H_0 \approx 560$ Э

поверхности обменных волн в виде плоских волн будет нарушаться. Как следствие, падает величина интеграла перекрытия полей дипольной спиновой волны и обменных волн, что, в свою очередь, приводит к снижению радиационных потерь с ростом волнового числа k .

3.2. Ромбическая решетка

Влияние ромбической решетки на распространение поверхностной магнитостатической спиновой волны рассмотрим для случая ямок с глубиной травления $t_2 \approx 2$ мкм, где влияние проявлялось более отчетливо, чем в случае $t_1 \approx 1$ мкм. Одним из следствий симметрии ромбической решетки было появление полосы поглощения $B2$, вызванной брэгговской дифракцией, при ориентациях волнового вектора k , близких к направлениям осей решетки \mathbf{a}_r . Таким ситуациям в рассматриваемой решетке могли отвечать значения углов $\varphi_B^r \approx 25^\circ, 90^\circ, 155^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 330^\circ$, см. рис. 1г. В эксперименте значения углов были достаточно близки к указанным, но могли отличаться на $\delta\varphi \approx \pm(5 \dots 10)^\circ$. Влияние величины угла φ на радиационные обменные потери и на полосу $B1$ выделить не удалось.

Поведение амплитудно-частотной характеристики поверхностной магнитостатической спиновой волны в ромбической решетке с ростом поля в целом было аналогично случаю квадратной решетки, показанному на рис. 3. Однако в области не очень больших полей H_0 в коротковолновой части амплитудно-частотной характеристики вместо одной наблюдались две полосы поглощения $B2$. На рис. 6 и рис. 4 (кривая 3) показаны, соответственно, амплитудно-частотные характеристики макета с ромбической решеткой при распространении спиновых волн под углом $\varphi \approx 15^\circ$ (волновой вектор близок к направлению оси решетки) при $H_0 \approx 560$ Э.

литудно-частотная характеристика и закон дисперсии при $\varphi \approx 20^\circ$ и $H_0 \approx 560$ Э. Видно, что на частотах $f_{B2}^1 \approx 3730$ МГц и $f_{B2}^2 \approx 3830$ МГц на амплитудно-частотной характеристике наблюдаются полосы замирания интерференции $B2$, которым в законе дисперсии отвечает появление «щели». Зависимости $P_R(H_0)$, измеренные на частотах сигнала f_{B2} , демонстрировали, аналогично рис. 5, осцилляции отраженной мощности, что свидетельствовало об ухудшении согласования микрополоскового преобразователя с пленкой. На рис. 4 можно видеть, что положению «щелей» в законе дисперсии отвечают волновые числа $k_r^1 \approx 780$ см⁻¹ для первой «щели» $B2^1$ и $k_r^2 \approx 1050$ см⁻¹ для второй «щели» $B2^2$. Если учесть, что период решетки $\Lambda \approx a_{rom} \approx 40$ мкм, то из соотношения (3) получим $k_B \approx 785$ см⁻¹, что по порядку величины отвечает значениям $k_r^1 \approx 780$ см⁻¹.

Если «вторую» полосу поглощения $B2^2$ также связать с дифракцией Брэгга на двумерной решетке, то при значении волнового числа $k_r^2 \approx 1050$ см⁻¹, отвечающем этой полосе поглощения, из соотношения (3) получим, что период структуры должен составить величину порядка диаметра ямок $\Lambda \approx \pi/k_r^2 \approx 30$ мкм $\approx D \approx 32$ мкм. Отметим, что влияние обменных радиационных потерь на распространение спиновых волн в рассматриваемой ромбической структуре не столь заметно, как в случае квадратной решетки. Это можно объяснить меньшей плотностью отверстий на единицу поверхности пленки для ромбической решетки, см. рис. 1б, в.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, нами исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн в двумерных магнетонных кристаллах. Данные кристаллы созданы на основе тонких ферромагнитных пленок железиттриевого граната со структурами из вытравленных ямок. При распространении магнитостатических волн в таких кристаллах существенно изменяются свойства волн. Эффективность изменения связана и определяется параметрами магнетонных кристаллов и внешнего магнитного поля. В частности, в спектрах распространяющихся волн обнаружены запрещенные зоны для частоты, определяемые периодом структур из вытравленных отверстий и симметрией структур. Обнаружены также изменения спектров волн, связанные с радиационными потерями при рассеянии волн на поверхностных неоднородностях ферромагнитной пленки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 04-02-17537, 05-02-17361).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press, Princeton (1995).
2. *Photonic Band Gap Materials*, ed. by 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, 80, 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. Djafari-Rouhani, and H. Puzzkarski, *Phys. Rev. B* **54**, 1043 (1996).
6. H. Al-Wahsh, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, and P. A. Deymier, *Phys. Rev. B* **59**, 8709 (1999).
7. C. S. Kee, J. E. Kim, H. Y. Park, I. Park, and H. Lim, *Phys. Rev. B* **60**, 15523 (2000).
8. M. Krawczyk, J. C. Levy, D. Mercier, and H. Puzzkarski, *Phys. Lett. A* **282**, 186 (2001).
9. H. Al-Wahsh, A. Mir, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, and L. Dobrzynski, *Phys. Lett. A* **291**, 333 (2001).
10. A. Mir, H. Al-Wahsh, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, and J. O. Vasseur, *Phys. Rev. B* **64**, 22403 (2001).
11. A. Mir, H. Al-Wahsh, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, and J. O. Vasseur, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 637 (2002).
12. A. Akjouj, A. Mir, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, H. Al-Wahsh, and P. A. Deymier, *Surf. Sci.* **482–485**, 1062 (2002).
13. A. Figotin and I. Vitebsky, *Phys. Rev. E* **63**, 066609 (2001).
14. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, *J. Magn. Magn. Mat.* **236**, 320 (2001).
15. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, *ДАН* **380**, 469 (2001).
16. M. Inoue and T. Fujii, *J. Appl. Phys.* **81**, 5659 (1997).

17. M. Inoue, K. I. Arai, T. Fujii, and M. Abe, *J. Appl. Phys.* **83**, 6768 (1998).
18. S. Sakaguchi and N. Sugimoto, *Opt. Comm.* **162**, 64 (1999).
19. S. Sakaguchi and N. Sugimoto, *J. Opt. Soc. Amer. A* **16**, 2045 (1999).
20. M. Inoue, K. I. Arai, M. Afujii, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, *J. Magn. Soc. Jpn.* **23**, 1861 (1999).
21. S. A. Nikitov and Ph. Tailhades, *Opt. Comm.* **190**, 389 (2001).
22. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, and T. Rasing, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R277 (2003).
23. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, Л. В. Животовский и др., *Письма в ЖЭТФ* **77**, 670 (2003).
24. R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Sol.* **19**, 308 (1961).
25. В. В. Медведев, Ю. К. Фетисов, *Вопросы кибернетики. Устройства и системы*, МИРЭА, Москва (1983), с. 171.
26. R. A. Lemons and D. A. Auld, *J. Appl. Phys.* **52**, 7360 (1981).
27. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, В. П. Плесский, *Радиотехника и электроника* **23**, 2282 (1981).
28. P. E. Wigen, C. F. Kooi, and M. R. Shanabarger, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 206 (1962).
29. Ю. И. Беспятых, В. И. Зубков, В. В. Тарасенко, *ФТТ* **19**, 3409 (1977).
30. Ю. В. Гуляев, А. С. Бугаев, П. Е. Зильберман и др., *Письма в ЖЭТФ* **30**, 600 (1979).
31. Г. Т. Казаков, А. Г. Сухарев, Ю. А. Филимонов, *ФТТ* **32**, 3571 (1990).
32. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Наука, Новосибирск (1975), с. 222.
33. T. Wolfram and R. E. De Wames, *Phys. Rev. B* **1**, 4358 (1970).