

**ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ  
ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН  
В ДВУМЕРНЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ**

*С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, Г.Т. Казаков,  
С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов*

Экспериментально исследована параметрическая неустойчивость первого рода (трехмагنونная) поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в двумерных (2D) магنونных кристаллах в виде ромбической и квадратной 2D-решеток с длиной ребра ячейки  $a_r \approx 37\text{--}40$  мкм из ямок глубиной  $t \approx 1\text{--}2$  мкм и диаметром  $D \approx 32$  мкм, вытравленных в пленке железиттриевого граната (ЖИГ) толщиной  $d \approx 16$  мкм. Обнаружено, что пороговые уровни мощности ПМСВ, необходимые для развития параметрической неустойчивости, в двумерных магنونных кристаллах существенно (более, чем в 2 раза) превышают аналогичные величины для исходной пленки ЖИГ, что связывается с увеличением скорости релаксации спиновых волн за счет рассеяния на микро неоднородностях 2D-решетки. Показано, что при не слишком больших уровнях надкритичности параметрические процессы не разрушают запрещенную зону в спектре ПМСВ. В условиях эффективной гибридизации ПМСВ с обменными спиновыми волнами, бегущими под углом  $\theta_k \approx 90^\circ$  к магнитному полю, наблюдается рост порога параметрической неустойчивости ПМСВ.

**Введение**

Активные исследования в области физики фотонных кристаллов привели к созданию кристаллов, работающих в диапазоне длин волн видимого света на основе опаловых матриц, пленок с наноструктурами, коллоидных частиц, слоистых пленок [1–4]. В диапазоне СВЧ фотонные кристаллы могут быть созданы на основе магнитных материалов [5–9], в которых распространяющимися волнами являются спиновые волны (магноты). При этом особый интерес могут представлять двумерные (2D) магنونные кристаллы на основе пленок железиттриевого граната (ЖИГ) [10, 11]. Действительно, спиновые волны в высококачественных пленках ЖИГ распространяются с небольшим затуханием на расстояния, существенно превышающие

длину волны, что весьма важно как для формирования запрещенной зоны в условиях брэгговского отражения, так и для создания СВЧ-устройств. С другой стороны, ионной имплантацией или травлением пленок ЖИГ, либо за счет напыления на поверхность ЖИГ иного ферромагнитного материала можно создать волновод с 2D-неоднородностями намагниченности. В частности, в работе [11] сообщалось о создании двумерных магнотонных кристаллов в виде квадратной и ромбической решеток с периодами  $\Lambda \approx 40$  мкм путем вытравливания в пленке ЖИГ толщиной  $d \approx 16$  мкм ямок глубиной  $t \approx 1-2$  мкм и диаметром  $D \approx 32$  мкм. На примере поверхностных магнотонных волн (ПМСВ) было показано, что в спектрах распространяющихся волн формируются запрещенные области частот, обусловленные брэгговскими резонансами в 2D-решетке и определяемые периодом и симметрией структур из вытравленных отверстий. Кроме того, за счет изменения подвижности спинов на частотах возбуждения ПМСВ как в самой решетке, так и в некоторой переходной области на границе 2D-решетки и невытравленного объема пленки, возникает эффект динамического закрепления спинов в приповерхностном слое [12], который может существенно увеличивать эффективность гибридной дипольной ПМСВ с обменными объемными спиновыми волнами [13] и проявляться в виде радиационных потерь ПМСВ [14, 11]. Все результаты работ [10, 11] были получены при достаточно низких уровнях мощности ПМСВ  $P$ , когда влиянием нелинейных взаимодействий на распространение ПМСВ можно было пренебречь. Между тем хорошо известно [15–21], что при распространении ПМСВ в структурах на основе пленок ЖИГ увеличение мощности  $P$  выше некоторого порогового уровня  $P_{\text{пор}}$  может приводить к развитию параметрической [15–20] или модуляционной [21] неустойчивости ПМСВ. Цель данной работы – экспериментально исследовать параметрическую неустойчивость ПМСВ в 2D-магнотонных кристаллах для случая, когда законами сохранения разрешены трехволновые (трехмагнотонные) процессы распада [15],

$$f = f_{k_1} + f_{k_2}, \quad \vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (1)$$

где  $f$  и  $\vec{k}$  частота и волновой вектор ПМСВ,  $f_{k_{1,2}}$  и  $\vec{k}_{1,2}$  – аналогичные величины для параметрических спиновых волн. При этом определенное внимание будет уделено измерениям пороговых уровней мощности  $P_{\text{пор}}$ , а также исследованиям влияния параметрических процессов на формирование запрещенной зоны в спектре ПМСВ и особенностям параметрической неустойчивости ПМСВ в условиях гибридной с обменными спиновыми волнами.

Отметим, что исследование трехмагнотонных процессов (1) в ферритовых структурах представляет не только фундаментальный, но и практический интерес как в связи с необходимостью определения динамического диапазона устройств, так и с разработкой нелинейных устройств коррекции отношения сигнал-шум и ограничителей мощности [15, 22, 23]. При этом в качестве основного параметра, характеризующего работу устройств, выступает уровень пороговой мощности  $P_{\text{пор}}$ , определяющий развитие параметрической неустойчивости ПМСВ и зависящий от параметра релаксации  $\Delta H_k$  параметрических спиновых волн с волновым числом  $k$  [15]. В высококачественных эпитаксиальных пленках ЖИГ значение  $\Delta H_k$ , как правило, не превышает значений  $\Delta H_{k \rightarrow 0}$  для ПМСВ, которые, в свою очередь, близки к значениям ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР)  $\Delta H$  [15–21]. Для

исследованных в работе [11] 2D-магнетонных кристаллов вытравливание ямок не приводило к заметному изменению в потерях ПМСВ на частотах вдали от брэгговских резонансов. Между тем ясно, что микронеоднородности, вносимые травлением в объем пленки ЖИГ, могут приводить к росту скорости релаксации спиновых волн с длинами волн  $\lambda$ , сопоставимыми с размерами микронеоднородностей [15]. Если для случая магнетонного кристалла, рассмотренного в работе [11], размеры микронеоднородностей связать с параметрами 2D-структуры, то увеличения затухания следует ожидать для спиновых волн с  $\lambda \leq D$ ,  $t \approx 1-30$  мкм. Поскольку длина параметрических спиновых волн, возбуждаемых в пленках ЖИГ при процессах (1), как правило [24], не превышает указанные масштабы, то по изменению порога параметрической неустойчивости ПМСВ в 2D-магнетонном кристалле можно будет судить о величине параметра релаксации  $\Delta H_k$  параметрических спиновых волн [15].

### 1. Исследуемые образцы и методика эксперимента

Исследования выполнялись на образцах 2D-магнетонных кристаллов, которые использовались в работе [11]. Структуры были изготовлены на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ, выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ЖИГ/ГГГ) ориентации (100). Плоскостные размеры пленки составляли  $10 \times 20$  мм. Центральная часть пленки содержала 2D-периодическую структуру размерами  $6 \times 8$  мм<sup>2</sup> в виде системы вытравленных ямок диаметром  $D \approx 32$  мкм и глубиной  $t \approx 1-2$  мкм. На рис. 1, а представлен общий вид пленки. Исследовались пленки с двумя видами 2D-решеток (рис. 1, б, в). Первая решетка имела симметрию близкую к ромбической с длиной ребра ячейки  $a_r \approx 37-40$  мкм (см. рис. 1, б). Вторая струк-

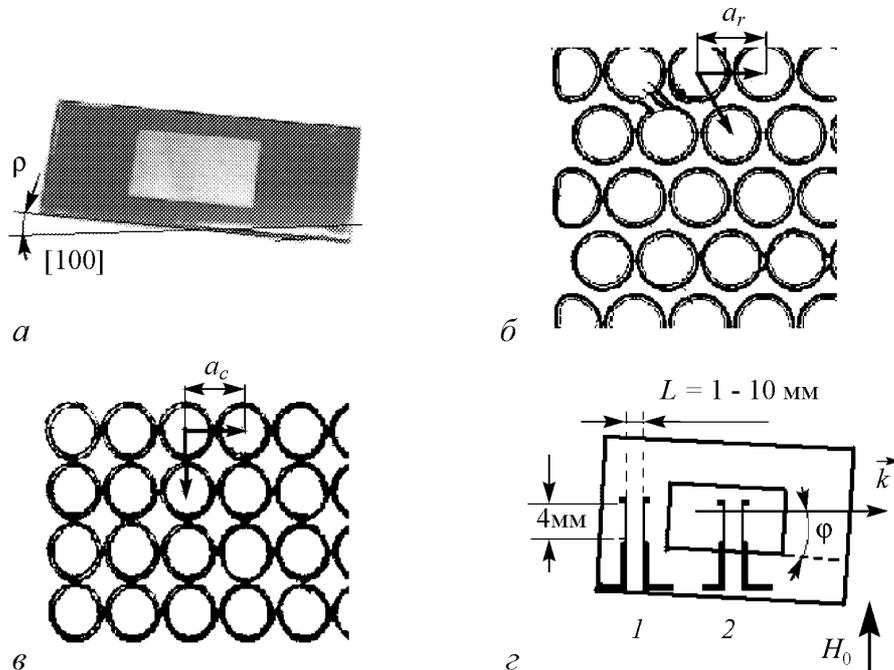


Рис. 1. а – общий вид ферромагнитной пленки с вытравленной структурой; б, в – микрофотографии поверхностей магнетонных кристаллов; г – линия задержки на основе пленки ЖИГ; угол  $\rho \approx 15^\circ$  характеризует направление оси [100] по отношению к краю пленки

тура была близка к квадратной решетке с длиной ребра  $a_c \approx 37$  мкм (см. рис. 1, в). Пленка имела параметры: намагниченность насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс, толщину  $d \approx 16$  мкм, ширину линии ФМР  $2\Delta H \approx 0.6$  Э, величину поля кубической  $H_c \approx -43$  Э и нормальной одноосной типа «легкая плоскость»  $H_u \approx -80$  Э анизотропии. Отметим, что травление ямок на глубину  $t \leq 2$  мкм не приводило к заметному изменению полей анизотропии. Это видно из сравнения как законов дисперсии  $f = f(k)$  (рис. 2, а), так и ориентационных зависимостей длинноволновых границ  $f_{k \rightarrow 0}(\varphi)$  (рис. 2, б) от угла  $\varphi$  между направлением внешнего поля  $\vec{H}_0$  и осью [100] пленки, измеренных на участках пленки до и после травления. Можно видеть также, что результаты измерения дисперсии ПМСВ как на свободном участке, так и на участке с 2D-структурой достаточно хорошо описываются дисперсионными соотношениями для ПМСВ в касательно намагниченной пленке ЖИГ(100) с нормальной одноосной анизотропией типа «легкая плоскость» [25] при указанных выше значениях полей кубической и ростовой анизотропии (см. рис. 2, а и б). Причем при расчетах дисперсии ПМСВ на участке пленки с 2D-структурой толщина пленки ЖИГ бралась равной  $d^* = d - t \approx 14$  мкм.

Измерения выполнялись с макетом типа линии задержки (ЛЗ) на поверхностной магнитостатической спиновой волне. Для этого пленки ЖИГ располагались на микрополосковых преобразователях, выполненных фотолитографически на плате из поликора. Преобразователи имели ширину 30 мкм и длину  $w \approx 3$  мм. Расстояние между преобразователями  $L$  могло меняться в пределах  $L = 1-10$  мм. Макет линии задержки (рис. 1, з) помещался в зазор электромагнита таким образом, что магнитное поле  $\vec{H}_0$  было направлено вдоль микрополоски. Такая геометрия отвечает возбуждению в изотропной магнитной пленке дипольной ПМСВ Дэймона – Эшбаха с законом дисперсии [26]

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

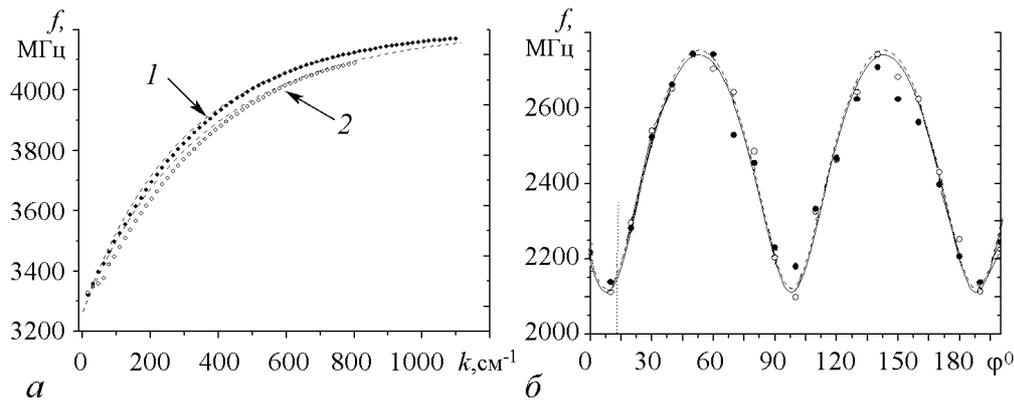


Рис. 2. а – результаты измерения дисперсии ПМСВ  $f(k)$  на участке пленки, не содержащем (●) и содержащем (○) 2D-структуру; штриховыми линиями показаны результаты расчетов дисперсии ПМСВ для пленок толщиной  $d$ , мкм: 1 – 16.1, 2 – 14.1; поле подмагничивания  $H_0 = 625$  Э. б – результаты измерений и расчетов ориентационных зависимостей длинноволновых границ  $f_{k \rightarrow 0}(\varphi)$  (см. рис. 1, з) при тех же условиях и  $H_0 = 350$  Э. Значения полей кубической анизотропии  $H_c = -42$  Э и нормальной одноосной анизотропии  $H_u = -80$  Э для (а) и (б)

где  $f_0^2 = f_H^2 + f_H f_m$  – длинноволновая граница ( $k \rightarrow 0$ ) спектра ПМСВ,  $f_H = \gamma H_0$ ,  $f_m = \gamma 4\pi M_0$ ,  $\gamma = 2.8$  МГц/Э – гиромангнитное отношение в ЖИГ.

Изучались зависимости амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) и величины мощности  $P_{\text{вых}}$  прошедшего через макет сигнала от уровня мощности  $P_{\text{вх}}$  входного сигнала ПМСВ. АЧХ наблюдались в логарифмическом масштабе<sup>1</sup> с помощью измерителя разности фаз и ослабления ФК2-18, на вход которого подавался сигнал с генератора качающейся частоты. Мощность ПМСВ определялась соотношением [19, 20]

$$P_{\text{вх}} = P_{\text{отр}}(H_0^*) - P_{\text{отр}}(H_0), \quad (3)$$

где  $P_{\text{отр}}$  – отраженная от входного преобразователя мощность, измеренная при значениях полей, отвечающих возбуждению ПМСВ  $H_0$  и поля  $H_0^* > f/\gamma$ , при котором частота ПМСВ лежит ниже «дна» спектра спиновых волн. Типичные значения мощности ПМСВ составляли 10–50% от падающей  $P_{\text{пад}}$ . При этом отличий в согласовании микрополоски на свободном участке пленки и на участке с 2D-структурой в пределах ошибки измерений не наблюдалось.

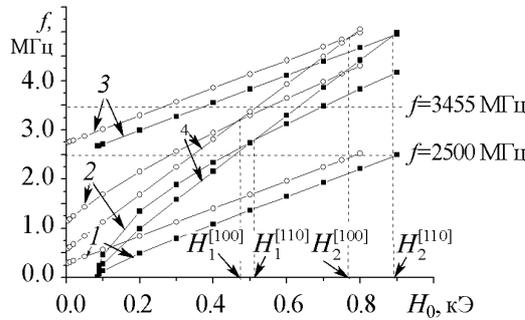


Рис. 3. Полевые зависимости граничных частот спектра магнитостатических волн в касательно намагниченной пленке ЖИГ (100) с параметрами, идентичными приведенным на рис. 2, для случая намагничивания вдоль «трудного» (квадратики) и «легкого» (кружки) направлений. Цифрами обозначены зависимости: 1 и 2 – коротковолновая и длинноволновая границы спектра ПМСВ; 3 и 4 – значения и удвоенные значения, соответственно, минимальной частоты спектра спиновых волн в касательно намагниченной пленке. Вертикальные пунктирные линии обозначают положение граничных полей  $H_{1,2}$  при намагничивании вдоль кристаллографических направлений [100] («трудном») и [110] («легком»). Горизонтальные штриховые линии отвечают частотам ПМСВ  $f = 3455$  МГц и  $f = 2500$  МГц

в полях  $H_0 < H_1 = (4/3)\pi M_0 \approx 580$  Э условие (4) выполняется для ПМСВ во всей полосе частот (2), тогда как при  $H_0 > H_2 = 2\pi M_0 \approx 875$  Э процессы (1) запрещены. В интервале полей  $H_1 \leq H_0 \leq H_2$  процессы (1) разрешены лишь для ПМСВ с волновыми числами  $k \geq k_{\text{min}}$ , где  $k_{\text{min}}$  определяется (4). Наличие полей кубической  $H_c \approx -43$  Э и ростовой  $H_u \approx -80$  Э анизотропии в рассматриваемой 2D-структуре приводит не только к изменению значений полей  $H_{1,2}$ , но и их зависимости от направления магнитного поля по отношению к кристаллографическому направлению

<sup>1</sup> Амплитуда сигнала на индикаторе в логарифмическом масштабе измерения вычислялась по формуле  $A = 10 \log(P_{\text{вых}}/(K P_{\text{пад}}))$ , где  $K$  – коэффициент ответвления падающей мощности в опорный канал измерителя ФК2-18.

Для измерения порога использовалась методика, основанная на отклонении зависимости  $P_{\text{вых}}(P_{\text{вх}})$  от линейной при мощности ПМСВ, превышающей пороговую  $P_{\text{пор}}$  ( $P_{\text{вх}} > P_{\text{пор}}$ ) [19, 20]. При этом на вход макета подавался сигнал с частотой  $f = 2-4$  ГГц и мощностью  $P_{\text{пад}} \leq 60$  мВт.

Следует отметить, что процессы распада (1) для ПМСВ с волновым числом  $k$  возможны лишь в случае, когда частота ПМСВ  $f(k)$  удовлетворяет условию [15]

$$f(k) \geq 2\tilde{f}_H, \quad (4)$$

где  $\tilde{f}_H$  – нижняя граница (частота «дна») спектра спиновых волн, которая в общем случае определяется, помимо поля  $H_0$ , полями неоднородного обмена и анизотропии. В случае изотропных пленок и пренебрежения обменным взаимодействием, когда  $\tilde{f}_H = f_H = \gamma H_0$ , с помощью (2) легко убедиться, что для ПМСВ в пленках ЖИГ и магнитных полях

[100]. На рис. 3 цифрами 1, 2 и 3 указаны, соответственно, полевые зависимости частоты «дна» спектра спиновых волн, длинноволновой ( $k \rightarrow 0$ ) и коротковолновой ( $k \rightarrow \infty$ ) границ спектра ПМСВ, рассчитанные с учетом полей анизотропии аналогично тому, как указано в работе [25]. Цифрой 4 обозначены полевые зависимости частоты  $2\tilde{f}_H$ . Кружки и квадраты отвечают случаям намагничивания пленки вдоль направлений [100] и [110], соответственно. Вертикальные пунктирные линии обозначают значения полей  $H_{1,2}$ , которые в направлениях [100] и [110] составляют  $H_1^{[100]} \approx 473$  Э,  $H_2^{[100]} \approx 780$  Э и  $H_1^{[110]} \approx 510$  Э,  $H_2^{[110]} \approx 890$  Э.

## 2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Процессы параметрической неустойчивости ПМСВ в рассматриваемых 2D-кристаллах с квадратной и ромбической решетками имели схожий характер. Поэтому ограничимся рассмотрением результатов лишь для квадратной решетки, где из-за более высокой плотности вытравленных ямок ярче проявлялись особенности, связанные с механизмом радиационных потерь ПМСВ [11]. Однако прежде чем рассмотреть результаты исследований параметрической неустойчивости ПМСВ отметим некоторые результаты исследований линейных свойств ПМСВ в рассматриваемой 2D-структуре, полученные в работе [11]. Из рис. 2, а можно видеть, что в эксперименте возбуждались ПМСВ со значениями волновых чисел  $k \leq 1200$  см<sup>-1</sup>, которым отвечают длины волн ПМСВ  $\lambda \geq 52$  мкм. При этом оказывается выполненным условие

$$\lambda > d^* \gg t, \quad (5)$$

что позволяет участок пленки с 2D-структурой рассматривать как волновод толщиной  $d^*$  с периодически изменяющимися (за счет влияния полей размагничивания ямок) электродинамическими граничными условиями. В условиях дифракции Брэгга на периодической структуре, когда волновое число ПМСВ  $k$  удовлетворяет условию [23]

$$k \approx k_B \approx \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (6)$$

где  $\Lambda$  – период 2D-решетки в направлении распространения волны, в АЧХ макета формируется полоса непропускания [11]. Для иллюстрации сказанного на рис. 4 приведена АЧХ макета, где такая полоса непропускания отмечена как  $\Pi_1$ .

2D-решетка меняет не только электродинамические, но и обменные граничные условия на динамическую намагниченность  $\vec{m}$  за счет изменения подвижности спинов на частотах возбуждения ПМСВ (2) как в самой решетке, так и в некоторой переходной области на границе 2D-решетки и невытравленного объема пленки. Как следствие, возникает эффект динамического закрепления спинов [12] в приповерхностном слое, который в достаточно больших полях подмагничивания для ПМСВ с длинами волн  $\lambda \gg \Lambda$  проявляется в виде радиационных потерь ПМСВ в некоторой полосе частот  $\Pi_2$  вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ (см. рис. 4). Как видно из сравнения рис. 4, а и б, эффективность радиационных потерь растет по мере увеличения частоты возбуждения ПМСВ, что в приближении (5) и для ПМСВ с длиной волны  $\lambda \gg \Lambda$  отражает соответствие динамического закрепления спинов

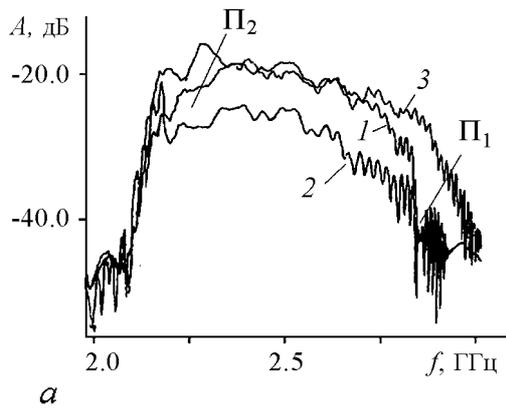
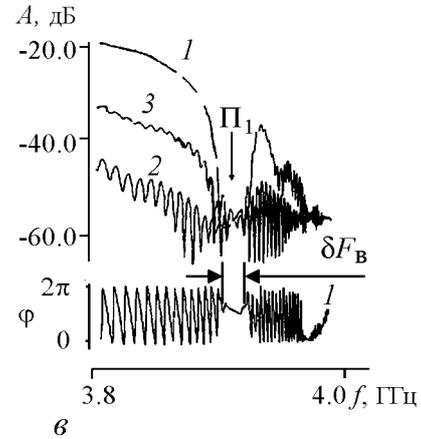
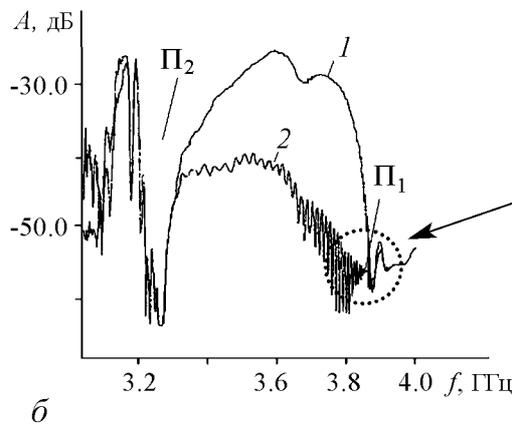


Рис. 4. АЧХ макета линии задержки с 2D-квадратной решеткой при расстоянии между антеннами  $L = 3$  мм при разных полях подмагничивания  $H_0$  в зависимости от уровня падающей мощности  $P_{\text{пад}}$ : а – 286 Э, 1 – 20–15 мкВт, 2 – 280–110 мкВт, кривая 3 – отвечает случаю кривой 1, но при расположении антенн на нетравленном участке структуры; б – 568 Э, 1 – 12–10 мкВт, 2 – 900–700 мкВт; в – вверху фрагмент АЧХ, отвечающий полосе П1 на рис. б, кривая 3 –  $P_{\text{пад}} = 25$  мкВт, внизу приведена фазочастотная характеристика макета при  $P_{\text{пад}} = 12$ –10 мкВт,  $\delta F_B \approx 15$  МГц – ширина полосы непропускания П1



в 2D-структуре случаю одноосной поверхностной анизотропии с осью нормальной к поверхности пленки. В случае касательно намагниченной структуры [12], такая поверхностная анизотропия не ограничивает подвижности касательной к поверхности пленки компоненты  $m_y$

$$\frac{\partial m_y}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

тогда как нормальная к поверхности компонента  $m_z$  оказывается закреплена

$$\frac{\partial m_z}{\partial z} - h m_z = 0, \quad (8)$$

где  $h$  – параметр, который характеризует степень закрепления спинов и имеет размерность  $\text{см}^{-1}$ . При этом связь дипольной ПМСВ с обменными волнами можно охарактеризовать эффективным параметром закрепления [12]

$$h^{\text{ef}} = \frac{h}{2} \left\{ 1 - \left[ 1 + \frac{4f^2}{f_m^2} \right]^{-1/2} \right\}. \quad (9)$$

Зависимость эффективного параметра закрепления от частоты (9) отражает изменение с частотой  $f$  эллиптичности прецессии намагниченности в пленке

$$\frac{m_z}{m_y} = \frac{if}{f_m + f_H + \gamma M_0 \alpha k^2}, \quad (10)$$

где  $\alpha = 3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$  – постоянная неоднородного обмена ЖИГ. Из (10) видно, что при  $f \ll f_m$  эллипс прецессии намагниченности вытянут вдоль поверхности пленки и влияние закрепления на движение намагниченности мало, что отражается в малой глубине провала  $\Pi_2$  на рис. 4, а. Для сравнения, на рис. 4, а цифрой 3 показана АЧХ макета при расположении антенн вне области занятой 2D-решеткой. В полях  $H_0 \geq 2\pi M_0$  эффективный параметр закрепления (9) увеличивается, что приводит к росту потерь ПМСВ в полосе  $\Pi_2$  (см. рис. 4, б).

На рис. 5 показаны зависимости выходной мощности ПМСВ  $P_{\text{вых}}$  от падающей мощности  $P_{\text{пад}}$ , измеренные на частоте  $f = 3455 \text{ МГц}$  при намагничивании в «трудном» направлении для различных значений магнитного поля и случаев, когда микрополоски располагаются на свободном участке пленки (сплошные линии) и на участке пленке с 2D-структурой (штриховые линии). Стрелками на оси  $P_{\text{пад}}$  показаны пороговые значения  $P_{\text{пад}}^{\text{пор}}$  падающей мощности, при которых вид зависимости  $P_{\text{вых}}(P_{\text{пад}})$  начинает отклоняться от линейного. При отмеченных значениях с помощью (3) определялись мощности ПМСВ, которые отождествлялись с порогом трехмагنونного распада  $P_{\text{пор}}$ .

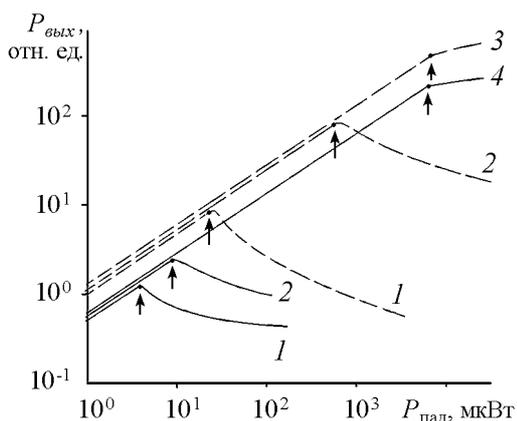


Рис. 5. Зависимость выходной мощности сигнала ПМСВ  $P_{\text{вых}}$  от падающей мощности  $P_{\text{пад}}$  на участке пленки, не содержащем (сплошная линия) и содержащем (штриховая линия) 2D-решетку при различных значениях поля подмагничивания  $H_0$ , Э: 1 – 482, 2 – 581, 3 – 603, 4 – 645. Расстояние между антеннами  $L \approx 3.5 \text{ мм}$ . Частота ПМСВ  $f = 3455 \text{ МГц}$

На рис. 6 показаны полученные таким образом зависимости  $P_{\text{пор}}(H_0)$  для ПМСВ на частотах возбуждения  $f = 2500 \text{ МГц}$  и  $f = 3455 \text{ МГц}$ , которым отвечают области магнитных полей  $H_0 \approx 200\text{--}400 \text{ Э}$  и  $H_0 \approx 470\text{--}640 \text{ Э}$ , соответственно. Зависимости  $P_{\text{пор}}(H_0)$  для свободного участка пленки имеют типичный вид [18–20]. Заметный рост порога трехмагنونного распада на частоте  $f = 3455 \text{ МГц}$  в полях  $H_0 \rightarrow 640 \text{ Э}$  вызван нарушением законов сохранения (1) при  $H_0 > 640 \text{ Э}$  и где для ПМСВ частотой  $f = 3455 \text{ МГц}$  оказываются возможны лишь параметрические процессы второго рода (четырёхмагنونные), порог которых существенно выше [19, 20]. На рис. 3 полям  $H_0 \rightarrow 640 \text{ Э}$  отвечает пересечение горизонтальной штриховой линии  $f = 3455 \text{ МГц}$  с зависимостью 4. Отметим, что характер зависимостей  $P_{\text{пор}}(H_0)$  для случая намагничивания кристалла в «легком» направлении был аналогичен показанному на рис. 6 за тем лишь исключением, что значения полей подмагничивания сдвигались в соответствии с рис. 3.

Поведение зависимости  $P_{\text{пор}}(H_0)$  на участке с 2D-структурой по сравнению с зависимостью для исходной пленки характеризуется следующими особенностями. Во-первых, значения  $P_{\text{пор}}(H_0)$  в магнетонном кристалле в несколько раз превышают пороги для исходной пленки ЖИГ. Во-вторых, несмотря на схожий характер зависи-

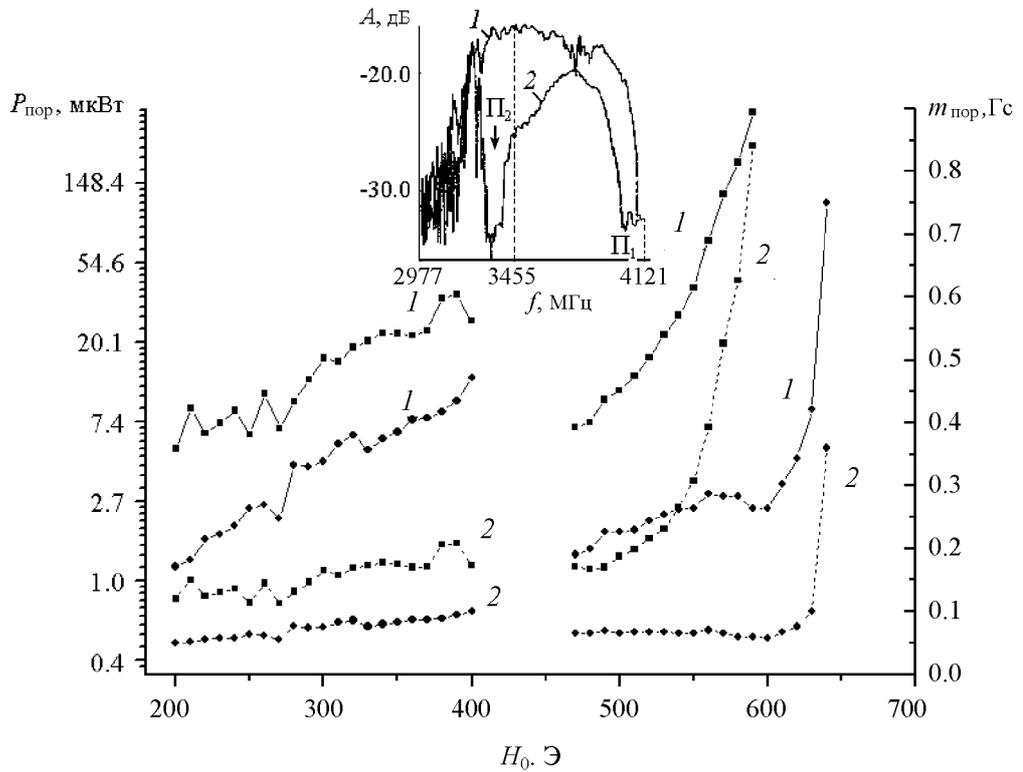


Рис. 6. Зависимости от величины внешнего постоянного магнитного поля пороговых мощности  $P_{\text{пад}}$  (1) и амплитуд намагниченности  $m_{\text{пад}}$  (2) трехмагной неустойчивости ПМСВ с частотами  $f = 2500$  МГц (200–400 Э) и  $f = 3455$  МГц (470–640 Э) на участке пленки, не содержащем (кружки) и содержащем (квадраты) 2D-структуру

мостей  $P_{\text{пор}}(H_0)$  для исходной пленки и 2D-кристалла, в последнем случае заметный рост порога для частоты  $f = 3455$  МГц происходит в полях  $H_0 \approx 560\text{--}585$  Э, а не при  $H_0 \rightarrow 640$  Э. Причем в диапазоне полей  $H_0 \approx 560\text{--}585$  Э указанная разница в порогах составляет 1–2 порядка. В интервале магнитных полей  $H_0 \approx 605\text{--}640$  Э частота  $f = 3455$  МГц попадает в полосу поглощения  $\Pi_2$  в АЧХ макета (см. вставку к рис. 6,  $H_0 = 585$  Э), в пределах которой при уровне падающей мощности  $P_{\text{пад}} \leq 50$  мВт порог развития параметрической неустойчивости ПМСВ на частоте  $f = 3455$  МГц не достигался.

Отметим, что в приближении  $\lambda \gg d$  пороговую мощность ПМСВ  $P_{\text{пор}}$  можно связать с пороговой амплитудой высокочастотной намагниченности  $m_{\text{пор}}$  волны с помощью соотношения

$$P_{\text{пор}} = V_g d \omega m_{\text{пор}}^2, \quad (11)$$

где  $V_g$  – групповая скорость ПМСВ, которая в рассматриваемом случае менялась в пределах  $V_g \approx (0.6\text{--}1.8) \cdot 10^7$  см/с. Результаты расчета  $m_{\text{пор}}$  приведены на рис. 6. Видно, что пороговые амплитуды намагниченности на участке с 2D-структурой также заметно превышают значения  $m_{\text{пор}}$  в исходной пленке ЖИГ. Если учесть, что ПМСВ

играет роль перпендикулярной накачки [18] и предположить, что в длинноволновой ( $\lambda \gg d$ ) части спектра распределение полей ПМСВ по толщине близко к однородному, то пороговую намагниченность можно связать с параметром релаксации параметрических спиновых волн  $\Delta H_k$ . Соответствующее выражение для вырожденного ( $f_{k_1} = f_{k_2} = f/2$ ) распада однородной накачки [15] будет иметь вид

$$m_{\text{пор}} = M_0 \frac{\gamma \Delta H_k f}{f_m (F_H + f/2) \sin 2\theta_k}, \quad (12)$$

где  $F_H \approx \tilde{f}_H + f_{ex}$ ,  $f_{ex} = \gamma M_0 \alpha k^2$ ,  $\theta_k$  – угол между направлением внешнего поля и волновым вектором  $\vec{k}$  параметрических спиновых волн. Он определяется из закона дисперсии спиновых волн в безграничной среде

$$f_k^2 = F_H^2 + f_m F_H \sin^2 \theta_k. \quad (13)$$

Если по аналогии с [17–20, 24] принять, что возбуждаемые параметрические спиновые волны характеризуются волновыми числами  $10^4 \leq k \leq 6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ , то с помощью (13) зависимостям  $m_{\text{пор}}(H_0)$  для частот ПМСВ  $f = 2500 \text{ МГц}$  и  $f = 3455 \text{ МГц}$  можно сопоставить, соответственно, углы  $30^\circ < \theta_k \leq 45^\circ$  и  $5^\circ \leq \theta_k \leq 40^\circ$ , где меньшие значения углов  $\theta_k$  отвечают большим полям  $H_0$ . Тогда из (12) получим, что для исходной пленки значения параметра релаксации  $\Delta H_k$  параметрических спиновых волн, возбуждаемых ПМСВ как на частоте  $f = 2500 \text{ МГц}$ , так и при  $f = 3455 \text{ МГц}$ , достаточно близки и не выходят за границы интервала  $0.55 \leq \Delta H_k \leq 0.9 \text{ Э}$ .

При оценке с помощью (12) параметра релаксации параметрических спиновых волн  $\Delta H_k^{2D}$ , возбуждаемых на участке пленки, занятой 2D-решеткой, следует дополнительно предположить, что вытравливание ямок не меняет величину связи ПМСВ накачки с параметрическими спиновыми волнами. Тогда получим, что значения  $\Delta H_k^{2D}$ , отвечающие случаю возбуждения ПМСВ накачки с частотой  $f = 2500 \text{ МГц}$ , примерно вдвое превышают значения для исходной пленки и находятся в интервале  $1.1 \leq \Delta H_k^{2D} \leq 2 \text{ Э}$ .

Для случая ПМСВ накачки с частотой  $f = 3455 \text{ МГц}$  при оценке значений  $\Delta H_k^{2D}$  Э следует выделить две области полей подмагничивания, которые отвечают зависимости пороговых амплитуд  $m_{\text{пор}}(H_0)$  для данной частоты на рис. 6. В области полей  $H_0 \approx 470\text{--}540 \text{ Э}$  значения параметра релаксации близки к случаю ПМСВ с частотой  $f = 2500 \text{ МГц}$  и лежат в интервале  $1.7 \leq \Delta H_k \leq 2 \text{ Э}$ . В интервале полей  $H_0 \approx 540\text{--}580 \text{ Э}$  параметр  $\Delta H_k^{2D}$  возрастает до значений  $\Delta H_k \approx 3.6 \text{ Э}$ . Полученный рост параметра  $\Delta H_k^{2D}$  можно было бы связать с увеличением длины возбуждаемых параметрических спиновых волн, что происходит по мере роста магнитного поля и приближения частоты  $f_k = f/2$  к «дну» спектра спиновых волн. Действительно, с помощью закона дисперсии основной моды обратных объемных магнитостатических волн для анизотропной пленки ЖИГ (100) [25], можно получить оценку нижней границы диапазона волновых чисел  $k_{\text{min}}$ , отвечающих параметрическим спиновым волнам  $f_k = f/2$  при распаде ПМСВ частоты  $f = 3455 \text{ МГц}$  в поле  $H_0 \approx 580 \text{ Э}$ , которая составила  $k_{\text{min}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Таким значениям  $k_{\text{min}}$  отвечают волны длиной

$\lambda \approx 3$  мкм, которые, с одной стороны, сравнимы с линейными масштабами решетки, а с другой – не слишком малы по сравнению с толщиной пленки  $d^* \approx 14$  мкм, чтобы пренебречь влиянием 2D-решетки на свойства таких волн при их возбуждении даже вблизи границы ЖИГ/ГГГ.

Однако рост значений  $m_{\text{пор}}(H_0)$  для ПМСВ накачки с частотой  $f = 3455$  МГц, обнаруженный в полях  $H_0 \approx 540\text{--}580$  Э, можно объяснить не связывая его с увеличением параметра  $\Delta H_k^{2D}$ . Для этого следует учесть, что в полях  $H_0 \geq 470$  Э в АЧХ макета на частотах, близких к длинноволновой границе спектра ПМСВ  $f_{k \rightarrow 0}$ , формируется полоса поглощения  $\Pi_2$ , вызванная радиационными потерями ПМСВ за счет излучения вглубь пленки обменных объемных волн [14, 11, 27] (см. рис. 4, б и вставку к рис. 6). При этом поле  $h$  и намагниченность  $m$  в волне можно представить в виде [14]

$$h, m \sim \sum_{j=1,6} \xi_j B_j \exp(Q_j z) \exp i(kx - \omega t), \quad (14)$$

где коэффициенты распределения  $\xi_j$ , амплитуды  $B_j$  и коэффициенты  $Q_j$ , характеризующие распределение соответствующих составляющих по толщине, взяты в виде [14],  $Q_{1,2} = \pm k$  – отвечает дипольной составляющей,  $Q_{2,3} = \pm i \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha} [\sqrt{(1+\eta^2)} - 1 - \eta_H - \frac{\alpha k^2}{2\pi}]}$  и  $Q_{5,6} = \pm \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha} [\sqrt{(1+\eta^2)} + 1 + \eta_H + \frac{\alpha k^2}{2\pi}]}$  описывают распределение преимущественно обменных составляющих,  $\eta = 2f/f_m$ ,  $\eta_H = 2f_H/f_m$ . Обменные компоненты, пропорциональные  $\exp(Q_{2,3}z)$ , отвечают вкладу объемных спиновых волн, которые характеризуются полным волновым числом  $\tilde{Q} = \sqrt{Q^2 + k^2}$ , описываются законом дисперсии (13) при  $Q_R = 90^\circ$  и распространяются под углом  $\varphi = \arctg(k/Q)$  к нормали пленки. При полях  $H_0 \approx 540\text{--}580$  Э, когда частота  $f = 3455$  МГц начинает «входить» в полосу поглощения  $\Pi_2$  (см. вставку к рис. 6), волновые числа  $Q_{2,3} \geq 10^4$  см $^{-1}$ . Для объяснения роста пороговых амплитуд следует учесть, что появление в поле волны объемной обменной составляющей может привести к запрету трехмагнонных распадов ПМСВ. Действительно, с помощью (13) можно показать [28], что для спиновых волн частоты  $f = 3455$  МГц, бегущих под углом  $\theta_k = 90^\circ$  к магнитному полю, трехмагнонные процессы распада (1) в полях  $H_0 = 540\text{--}640$  Э запрещены<sup>2</sup>. По-видимому, именно с появлением таких «нераспадных» компонент в поле ПМСВ частоты  $f = 3455$  МГц следует связать рост пороговых амплитуд  $m_{\text{пор}}$  и мощностей  $P_{\text{пор}}$  в магнонном кристалле, показанный на рис. 6. К этому следует добавить, что в пленке толщиной  $d^* \approx 14$  мкм намагниченность волны (14) с  $Q_{2,3} \geq 10^4$  см $^{-1}$  существенно неоднородна по толщине, что не позволяет использовать выражение (12) для связи пороговых амплитуд  $m_{\text{пор}}$  и параметра релаксации  $\Delta H_k^{2D}$ .

В заключение обсудим влияние параметрических процессов на формирование запрещенной полосы частот  $\Pi_1$  в АЧХ макета, связанной с брэгговскими резонансами в 2D-структуре. Для этого рассмотрим влияние параметрических процессов (1) на вид АЧХ макета ЛЗ на основе 2D-магнонного кристалла (см. рис. 4). На рис. 4, а, б

<sup>2</sup>Трехмагнонный распад обменной спиновой волны наблюдался в работе [29].

цифрой 2 показаны АЧХ при уровнях падающей мощности  $P_{\text{пад}}$ , которые обеспечивают мощность ПМСВ  $P_{\text{вх}} > P_{\text{пор}}$ . Последнее контролировалось по возникновению характерного для трехмагнанных процессов эффекта «гашения» АЧХ, который отражает нелинейную связь мощности ПМСВ  $P_{\text{вых}}$ , прошедшей через макет, с падающей мощностью  $P_{\text{пад}}$  как за счет ограничения входной мощности ПМСВ  $P_{\text{вх}} > P_{\text{пор}}$  [21], так и за счет нелинейного затухания ПМСВ, вызванного процессами распада (1) [19, 20]. Для большей наглядности на рис. 4, в приведен участок АЧХ вблизи полосы частот  $\Pi_1$  на рис. 4, б. Видно, что при используемых уровнях падающей мощности  $P_{\text{пад}} \leq 1$  МВт развитие параметрической неустойчивости ПМСВ не приводит к разрушению полосы пропускания  $\Pi_1$  в АЧХ.

Следует отметить, что сохранение условий брэгговского резонанса в 2D-структуре за порогом параметрической неустойчивости ПМСВ отнюдь не очевидно. Действительно, развитие параметрической неустойчивости приводит к формированию в пленке неравновесного участка протяженностью  $L_n$ , в пределах которого закон дисперсии ПМСВ меняется, что проявляется в виде добавок к действительной  $\Delta k'$  и мнимой  $\Delta k''$  частям волнового числа ПМСВ  $k$  [20]. Величины  $L_n$ ,  $\Delta k'$ ,  $\Delta k''$  зависят от уровня надкритичности накачки  $C = 10 \lg(P_{\text{пад}}/P_{\text{пад}}^{\text{пор}})$ , причем из-за затухания волны на границе неравновесного участка  $x = L_n$  добавки к волновому числу ПМСВ исчезают  $\Delta k' = \Delta k'' = 0$ . Понятно, что как наличие неравновесного участка пленки, так и неоднородность свойств ПМСВ на длине  $L_n$  ухудшает условия брэгговского резонанса в 2D-решетке. Можно ожидать, что если величины  $\Delta k'$  и  $\Delta k''$  окажутся близки соответствующим поправкам  $\delta k'_B$  и  $\delta k''_B$  в дисперсию и затухание ПМСВ на частоте брэгговского резонанса, то наблюдение в структуре окажется невозможным. Оценку величин  $\delta k'_B$  и  $\delta k''_B$  можно получить, воспользовавшись их связью с шириной полосы частот пропускания  $\delta F_B$  в спектре ПМСВ [30]

$$\delta k'_B \sim \delta k''_B \sim 2\pi \delta F_B / V_g. \quad (15)$$

Для случая, показанного на рис. 4, б, в, ширина полосы пропускания составляет  $\delta F_B \approx 15$  МГц, а расчет групповой скорости ПМСВ на центральной частоте «щели» в спектре дает значение  $V_g \approx 1.86 \cdot 10^6$  см/с. Тогда из (15) получаем  $\delta k'_B \approx \delta k''_B \approx 50$  см<sup>-1</sup>. К сожалению, из-за значительного ослабления сигнала ПМСВ в области брэгговского резонанса провести измерения величин  $\Delta k'$  и  $\Delta k''$  нам не удалось. Однако в работе [20] было показано, что при уровнях надкритичности  $C > 20$  дБ поправки в дисперсию и затухание ПМСВ за счет взаимодействия с параметрическими спиновыми волнами могут достигать значений  $\Delta k' \approx \Delta k'' \approx 50$  см<sup>-1</sup>. В случаях, показанных на рис. 4, б, в, уровень надкритичности накачки на частотах, отстоящих примерно на 3–5 МГц от нижнего края полосы пропускания, не превышал  $C \leq 15$  дБ. При выборе частоты накачки в пределах полосы частот пропускания порог параметрического возбуждения спиновых волн не достигался вплоть до максимальных уровней при  $P_{\text{пад}} \approx 50$  МВт. Представляет интерес исследовать брэгговский резонанс в 2D-решетке при выборе частоты накачки в полосе частот брэгговского резонанса и уровнях надкритичности  $C > 20$  дБ.

## Заклучение

Таким образом, экспериментально исследована параметрическая неустойчивость первого рода (трехмагنونная) ПМСВ в 2D-магнонных кристаллах в виде квадратной и ромбической решеток с длиной ребра  $a \approx 37\text{--}40$  мкм, полученных вытравливанием ямок глубиной  $t \approx 1\text{--}2$  мкм и диаметром  $D \approx 32$  мкм в пленочном ЖИГ волноводе толщиной  $d \approx 16$  мкм. Показано, что вдали от частот брэгговского резонанса в 2D-кристаллах и в отсутствие эффективной гибридизации ПМСВ с объемными обменными волнами пороговые уровни  $P_{\text{пор}}$  и амплитуды намагниченности  $m_{\text{пор}}$  ПМСВ примерно вдвое превышают аналогичные величины для исходной пленки. Этот эффект может быть связан с ростом параметра релаксации параметрических спиновых волн за счет рассеяния на неоднородностях структуры. Обнаружено, что в условиях эффективной гибридизации ПМСВ с обменными объемными спиновыми волнами пороговые величины  $P_{\text{пор}}$  и  $m_{\text{пор}}$  заметно вырастают, что, по-видимому, обусловлено запретом трехмагнонных распадов для обменных спиновых волн. Показано, что при не слишком больших уровнях надкритичности параметрические процессы не разрушают запрещенную зону в спектре ПМСВ, вызванную брэгговскими резонансами в 2D-решетке.

*Работа поддержана грантами РФФИ № 06-07-89341, 05-02-17361.*

## Библиографический список

1. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 1995.
2. *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals. Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag, 2001.
3. *Виноградов А.П., Ерохин С.Г., Грановский А.Б., Инуе М.* Полярный эффект Керра в многослойных системах (магнитофотонных кристаллах) // РЭ. 2004. Т. 49, № 6. С. 726.
4. *Yayoi K., Osada M., Inoue M., et al.* // Digest of 2000 IEEE Inter. Magn. Conf. Toronto, 2000.
5. *Vasseur J.O., Dobrzynski L., Dijafari-Rouhani B., Puzkarski H.* Magnon band structure in periodic composites // Phys. Rev. B. 1996. Vol. B54. P. 1043.
6. *Al-Wahsh H., Akjouj A., Dijafari-Rouhani B., et al.* Large magnonic band gaps and defect modes in one-dimensional comblike structures // Phys. Rev. B. 1999. Vol. B59. P. 8709.
7. *Figotin A., Vitebsky I.* Nonreciprocal magnetic photonic crystals // Phys. Rev. E. 2001. Vol. E63. P. 06609.
8. *Nikitov S.A., Taihades Ph., Tsai C.S.* Spin waves in periodic magnetic structures // J. Magn. Mater. 2001. Vol. 236, № 3. P. 320.

9. Гуляев Ю.В., Никитов С.А. Магнонные кристаллы и спиновые волны в периодических структурах // ДАН. 2001. Т. 380. С. 469.
10. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В. и др. Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнонной запрещенной зоной – магнонные кристаллы // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, вып. 10. С. 670.
11. Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. Магнитостатические спиновые волны в двумерных периодических структурах – магнито-фотонных кристаллах // ЖЭТФ. 2005. Т. 128, вып. 3(9). С. 636.
12. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975. С. 222.
13. Беспятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В. Влияние поверхностной анизотропии и теплового разброса электронов по скоростям на неустойчивость поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит-полупроводник // ФТТ. 1977. Т. 19, № 11. С. 3409.
14. Wolfram T., de Wames R.E. Linewidth and dispersion of the virtual magnon surface state in thick ferromagnetic films // Phys. Rev. 1970. Vol. B1, № 11. P. 4358.
15. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. С. 464.
16. Медников А.М. Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 1. С. 242.
17. Темирязов А.Г. Механизм преобразования частоты поверхностной магнитостатической волны в условиях трехмагнонного распада // ФТТ. 1987. Т. 29, вып. 2. С. 313.
18. Чивилева О.А., Гуревич А.Г., Анисимов А.Н. и др. Пороговые поля и намагниченности при параметрическом возбуждении спиновых волн поверхностной магнитостатической волной // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 1774.
19. Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Четырехмагнонный распад поверхностных магнитостатических волн в пленках ЖИГ // ФТТ. 1997. Т. 39, № 2. С. 330.
20. Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, № 1. С. 318.
21. Галишиников А.А., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Марчелли Р., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. Эффекты самовоздействия при распространении импульсов поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит-диэлектрик-металл // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т. 14, № 3. С. 3.
22. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. 315 с.
23. Шараевский Ю.П., Гришин С.В., Малюгина М.А. Нелинейные линии передачи на основе связанных систем с ферромагнитными пленками // Изв. вузов.





*Высоцкий Сергей Львович* – родился в 1955 году в Саратове, окончил Саратовский политехнический институт в 1977 году. После окончания СПИ работал в п/о «Тантал», с 1981 года – в Саратовском филиале ИРЭ РАН. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (1994). Область научных интересов – волновые процессы в магнитных пленках.



*Кожевников Александр Владимирович* – 1962 года рождения, окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1984). Старший научный сотрудник Саратовского филиала Института радиотехники и электроники РАН. Область научных интересов – физика твердого тела, нелинейная динамика распределенных систем, магнитостатические волны в ферритовых планарных структурах.



*Казаков Геннадий Тимофеевич* – родился в 1937 году в Саратове, окончил физический факультет Саратовского Государственного университета в 1959 году. С 1962 работает в Саратовском политехническом институте, а с 1980 года – в Саратовском филиале ИРЭ РАН. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в СПИ (1973). Область научных интересов – разработка элементной базы СВЧ на основе волновых процессов в магнитных пленках.



*Никитов Сергей Аполлонович* – родился в 1955 году, член-корр. РАН, доктор физико-математических наук, заместитель директора ИРЭ РАН, заведующий кафедрой прикладных информационных технологий МФТИ. Область научных интересов – физика магнитных явлений, нелинейная динамика, информатика и телекоммуникации.



*Филимонов Юрий Александрович* – родился в 1955 году. Окончил Московский физико-технический институт (1979), кандидат физико-математических наук, директор Саратовского филиала ИРЭ РАН. Область научных интересов – волновые явления в магнитных пленках. E-mail: [fil@soire.renet.ru](mailto:fil@soire.renet.ru)