_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 537.611.44

ДВУМЕРНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ДИНАМИЧЕСКИХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ, СОЗДАВАЕМЫХ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ В ПЛЕНКАХ ЖИГ

© 2022 г. А. В. Медведь^{*a*,*}

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. А.В. Котельникова РАН Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

> *e-mail: avm@ms.ire.rssi.ru Поступила в редакцию 10.08.2021 г. После доработки 11.10.2021 г. Принята к публикации 28.10.2021 г.

Описана методика и приведены некоторые результаты исследования двумерных поверхностных магнитостатических волн (п.м.с.в.) в динамических магнонных кристаллах, создаваемых поверхностной акустической волной (п.а.в.) в структуре с пленкой железо-иттриевого граната. Приведены методы экспериментальных исследований зависимостей как функций угла между волновыми векторами п.м.с.в. и п.а.в. Измерены угловые зависимости частот магнонной запрещенной зоны. Установлено, что запрещенные зоны с преобразованием отраженной п.м.с.в. в другие типы магнитостатических волн существуют при любом значении угла, а запрещенные зоны, в которых не происходит трансформации п.м.с.в. на отражениях, появляются в некотором более узком диапазоне углов. Также измерялись углы направлений волновых векторов и вектора Пойнтинга отраженной п.м.с.в. Получено удовлетворительное согласие с расчетом, выполненным с использованием метода изочастотных кривых и законов неупругого рассеяния п.м.с.в. на п.а.в.

DOI: 10.31857/S0032816222020161

введение

"Магнонные кристаллы" по аналогии с фотонными кристаллами обозначают магнитную среду с искусственно созданными периодическими магнитными неоднородностями [1-3]. Спиновые волны, распространяющиеся в такой среде (в том числе поверхностные магнитостатические волны), испытывают брэгговское отражение на определенных частотах. Для этих волн на этих частотах возникают так называемые магнонные запрещенные зоны (магнонные щели). Спиновые волны на частотах этих запрещенных зон не могут распространяться и испытывать отражения. В настоящее время понятие магнонных кристаллов широко используется при изучении магнитных явлений в ферритах-гранатах. Были предложены некоторые устройства обработки сигналов, принцип действия которых основан на этой концепции (см., например, [4-9]).

В работе [10] для создания магнитных неоднородностей в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) с распространяющимися в них поверхностными магнитостатическими (спиновыми) волнами (п.м.с.в.) использовались поверхностные акустические волны (п.а.в.). Эти неоднородности изменяются во времени и пространстве волнообразно, что определяется распространяющейся акустической волной – п.а.в. Таким образом, такой магнонный кристалл представляет собой динамический магнонный кристалл (д.м.к.). Физическим явлением, лежащим в основе таких д.м.к., является неупругое рассеяние спиновых волн на акустической волне [11–17]. Такие д.м.к. использовались для измерения параметров поверхностных магнитостатических волн и объемных магнитостатических волн, вызванных магнитной анизотропией в пленках ЖИГ [18, 19]. Было предложено и экспериментально продемонстрировано несколько устройств для обработки микроволновых сигналов [20, 21], принцип действия которых основан на свойствах п.а.в.д.м.к., включая их особые свойства невзаимности [22].

Во всех этих приложениях использовалась одномерная геометрия д.м.к., в которых п.м.с.в. и п.а.в. в основном распространялись коллинеарно. В этой статье мы рассматриваем двумерную геометрию с п.м.с.в. и п.а.в., распространяющимися под разными углами друг к другу в д.м.к. со структурой "пленка железо-иттриевого граната

на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ)". Описана методика экспериментального исследования. Приведены результаты измерения частоты запрещенной зоны для распространения п.м.с.в. в зависимости от углов между волновыми векторами п.м.с.в. и п.а.в. в д.м.к. в плоскости структуры ЖИГ-ГГГ. Также представлены результаты измерения направлений волновых векторов отраженной п.м.с.в. и векторов потоков энергии на частотах запрещенной зоны. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с соответствующими теоретическими зависимостями, полученными графически с использованием метода изочастотных кривых [23], также известного в геометрической оптике, и разработанной ранее теории неупругого рассеяния п.м.с.в. на акустических волнах [12–17] – явления, лежащего в основе работы динамических магнонных кристаллов, создаваемых распространением акустических волн в магнитных материалах. Получено удовлетворительное согласие сравниваемых результатов.

Результаты, описанные в этой статье, могут быть использованы при разработке новых 2Dустройств и исследовании процессов распространения спиновых волн двумерной геометрии.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальное исследование двумерного распространения п.м.с.в. проводилось в п.а.в.д.м.к., созданных в структурах ЖИГ–ГГГ в виде пластин Ø 60 мм с кристаллографической осью (111), перпендикулярной плоскости пластины. Использовалась монолитная конфигурация магнонного кристалла п.а.в.-ЖИГ, как она была названа в работе [10], для возбуждения п.а.в. использовалась пьезоэлектрическая пленка ZnO с встречно-штыревыми преобразователями, нанесенными на поверхность пленки ZnO. Резонансная частота этих встречно-штыревых преобразователей составляла 41 МГц. Осаждение пленок ZnO на поверхность структуры ЖИГ–ГГГ приводит к возникновению значительной одноосной магнитной анизотропии в пленке ЖИГ (см. [19, 24]). Поэтому, чтобы не усложнять интерпретацию экспериментальных результатов, пленки ZnO осаждались через специальную маску только на краях каналов п.а.в., в их начале и конце, как показано на рис. 1а и 16. На этих рисунках схематически показаны конфигурации образцов п.а.в.-ЖИГ л.м.к. и схемы экспериментального исследования распространения волн в этих образцах. Толщина пленок ZnO составляла 5 мкм, расстояние между встречно-штыревыми преобразователями в каналах составляло 30 мм. Апертуры встречно-штыревых преобразователей составляли 5 мм. Вносимые потери каналов п.а.в. (с согласующими индуктивностями) не превышали 20 дБ. Мобильные

микроволновые антенны-зонды использовались для возбуждения и приема п.м.с.в. [25, 26]. Эти зонды могли перемещаться по всей рабочей поверхности структур и вращаться в плоскости X-Y(см. рис. 1). Собственно, антенны в зондах представляли собой проволочные проводники толщиной 10 мкм и апертурой 4 мм. Антенны прижимались к свободной поверхности пленки ЖИГ.

Исследуемые образцы помещали в тангенциальное магнитное поле постоянного магнита. Измерены зависимости частоты запрешенной зоны и направления волновых векторов отраженной п.м.с.в. от угла между падающей п.м.с.в. и п.а.в. Измерения проводились в импульсном режиме возбуждения п.м.с.в. и п.а.в., что позволило более точно заметить изменение уровня проходящей п.м.с.в. при попадании частот падающей п.м.с.в. в запрещенную магнонную щель. Длительность импульсов п.а.в. составляла 2-5 мкс, а импульсов п.м.с.в. – 15–20 мкс. Частота следования импульсов составляла 200 Гц. Микроволновые импульсы, возбуждающие п.а.в. и п.м.с.в., были синхронизированы определенным образом, так чтобы импульсы п.а.в. распространялись в образце тогда, когда и п.м.с.в. также распространялись в нем.

Огибающие с.в.ч.-сигналов, подаваемых и снимаемых с соответствующих антенн и встречно-штыревых преобразователей, схематически показаны на рис. 1. Рис. 1а иллюстрирует методику измерения частот запрещенной зоны методом "на прохождение". При этом антенны 1 и 2 располагались параллельно друг другу и направлению магнитного поля, как показано на рис. 1а. Измерялись значения частоты f_i , при которых огибающая сигнала п.м.с.в., снимаемого с выходной антенны 2, имела максимальную глубину провала, вызванного импульсами п.а.в.

На рис. 16 приведена схема измерений частот запрещенной зоны методом "на отражение". В отличие от одномерного случая, в двумерном случае, когда п.м.с.в. распространяется в д.м.к., волновые векторы отраженной п.м.с.в. (частоты $f_i - F$, где F – частота п.а.в.) не обязательно будут лежать на прямой линии с волновым вектором падающей волны. Более того, направление волнового вектора отраженной волны не обязательно совпадает с ее вектором Пойнтинга. Поэтому в эксперименте выходная подвижная антенна 2 из положения, показанного на рис. 1а, была перемещена в положение на рабочей поверхности, при котором сигнал частоты (f_i – F), снимаемый с этой антенны, был бы максимальным. Измерялось значение этой частоты $-f_i$. Входная подвижная антенна 1 в этом случае, как и в экспериментах "на прохождение", была выставлена параллельно внешнему магнитному полю. Также были измерены углы поворота α и угол γ направления антенны 2, что позволило определить направление



Рис. 1. Конфигурации образцов п.а.в.-д.м.к. и схемы экспериментов: **а** – метод "на прохождение", **б** – метод "на отражение"; *1* и *2* – мобильные зонды-антенны.

волнового вектора и направление потока энергии отраженной волны в образце п.а.в.-д.м.к.

Все эти измерения выполнялись как функции угла β между волновыми векторами падающей п.м.с.в. и п.а.в. Угол β можно было изменять, вращая исследуемую структуру в плоскости *X*—*Y*, при этом выставляя подвижные антенны *I* и *2* в методе "на прохождение" и антенну *I* в методе "на отражение" параллельными оси *Y* (направлению внешнего магнитного поля). Мощность п.а.в. в наших экспериментах составляла около 50 МВт. Уровень с.в.ч.-сигналов, подаваемых на входные антенны для возбуждения п.м.с.в., не превышал значения, при котором в д.м.к. начинали проявляться нелинейные эффекты [27].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В наших экспериментах с д.м.к. методом "на прохождение" при угле между волновыми векто-



Рис. 2. Частоты магнонной запрещенной зоны f_i как функции угла β между волновыми векторами падающих п.м.с.в. и п.а.в. в д.м.к. Точки – измерения методом "на прохождение". Сплошные линии – расчеты: 1 – "обычная" магнонная запрещенная зона; $2 \, u \, 3$ – "дополнительная" запрещенная зона с преобразованиями п.м.с.в. при отражении в 1-ю и 2-ю моды анизатропно-дипольных м.с.в.; 4 – "дополнительная" зона с преобразованиями в нулевую моду обратной объемной м.с.в., 5 – "дополнительная" зона с преобразованиями в нулевую моду обратной объемной м.с.в., 5 – "дополнительная" зона с преобразованиями в первую моду обратной объемной м.с.в., 6 – с преобразованием во вторую моду обратной объемной волны. Штриховкой отмечены области, в которых в эксперименте трудно различить отдельные магнонные запрещенные зоны (щели); $H_{\Omega} = 640 \, \Im, d = 9.4 \, \text{мкм}, F = 41 \, \text{МГц}.$

рами падающих п.м.с.в. и п.а.в. $\beta = 0$ (см. рис. 1a) реализуется существенно одномерная геометрия, которая изучалась в наших предыдущих работах (см., например, [10]). В наших экспериментах, как и в работе [28], наблюдалось несколько магнонных запрещенных зон (щелей) для п.м.с.в. Одна магнонная запрещенная зона возникает на самых высоких частотах спектра п.м.с.в. Она обозначается как "обычная" и описывается теорией неупругого рассеяния п.м.с.в. на п.а.в. Остальные запрещенные зоны, если таковые имеются, лежат по частоте ближе к началу спектра и возникают за счет рассеяния с преобразованием п.м.с.в. при отражении в объемные моды так называемых анизотропно-дипольных магнитостатических волн [15, 19, 28]. Следуя терминологии, используемой в работе [28], мы будем называть эти зоны дополнительными (или "экстра") зонами. При увеличении угла β до определенных пределов эта ситуация сохранялась. Отметим, что дополнительные зоны могут возникать в исследованных нами случаях и при преобразовании п.м.с.в. при отражениях в другие типы магнитостатических волн, в частности в обратные объемные магнитостатические волны, существование которых не связано с магнитной анизотропией среды. (Чтобы не перегружать тест новыми терминами, будем называть все эти щели просто дополнительными, не делая различий по природе их обуславливающих факторов.)

В эксперименте измерялись значения частот магнонных запрещенных зон как функции угла β. На рис. 2 приведены результаты измерения для образца д.м.к. с толщиной пленки ЖИГ d = 9.4мкм в магнитном поле $H_0 = 640$ Э (квадратные точки). Антенны 1 и 2 располагались параллельно друг другу и параллельно внешнему магнитному полю, расстояние между антеннами составляло 20 мм. При измерении частот дополнительных запрещенных зон возникает ситуация, когда невозможно разрешить отдельные щели, близкие по частоте друг к другу, и тогда в эксперименте регистрировались самые высокие и самые низкие частоты таких общих щелей (на рис. 2 соответственно светлые и темные круглые точки). Таким образом, были измерены границы частотных диапазонов, в которых эти магнонные щели существуют при заданном значении угла β. Такие диапазоны частот представлены заштрихованными областями на рис. 2. В подписи к рис. 2, когда приводятся результаты измерения частот дополнительных зон, указана и "природа", обуславливающая существование этих дополнительных зон (щелей).

Из рис. 2 видно, что "обычная" магнонная щель наблюдалась до значений углов $\beta \approx 40^{\circ}$, в то время как дополнительные щели наблюдались при всех значениях угла β – от 0 до практически 90°.

На рис. 3 приведены результаты измерения и расчета зависимостей частоты "обычной" магнонной запрещенной зоны и угла направления



Рис. 3. Результаты измерения и расчета (метод – "на отражение") частоты "обычной" магнонной запрещенной зоны (1), угла направления α волнового вектора отраженной п.м.с.в. (2) и угла направления γ вектора Пойнтинга (3) для отраженной п.м.с.в. как функций угла β между направлениями падающей п.м.с.в. и п.а.в.

волнового вектора отраженной п.м.с.в. от угла между направлениями падающих п.м.с.в. и п.а.в. для образца с пленкой ЖИГ толщиной 5.7 мкм в магнитном поле 595 Э. На этом рисунке показаны также результаты измерения и вычисления направления вектора Пойнтинга (угла γ) для отраженной п.м.с.в. Эти измерения проводились методом "на отражение" (см. рис. 1а). "Обычная" магнонная запрещенная зона наблюдалась, как и в случае, представленном на рис. 2, до углов между падающими п.м.с.в. и п.а.в. $\beta \approx 40^\circ$.

Кривые на рис. 2 и рис. 3 (сплошные линии) представляют результаты расчета соответствующих зависимостей, полученных графически из рассчитанных изочастот распространяющихся магнитостатических волн и законов неупругого рассеяния в координатах $k_X - k_Y$ с параметрами пленок ЖИГ и магнитного поля, соответствующими эксперименту (см. рис. 4).

Исходными уравнениями для расчета кривых изочастоты являются уравнения магнитостатики и движения вектора намагниченности [29] с использованием магнитного и термодинамического потенциалов. Термодинамический потенциал Ф для плоскости (111) пленки кубического ферромагнетика без учета одноосной индуцированной анизотропии в полярных координатах имеет вид [30]

$$\Phi = -MH\sin\theta\cos(\xi - \xi_H) - |K_1| \times \\ \times \left[\frac{1}{3}\cos^4\theta + \frac{1}{4}\sin^4\theta - \frac{\sqrt{2}}{3}\cos\theta\sin^3\theta\sin3\xi\right] + \Phi_{MC},$$
⁽¹⁾

где H — внешнее магнитное поле; M — намагниченность; θ и ξ — полярный и азимутальный углы магнитного момента, отсчитываемые от кристаллографических осей соответственно (111) и ($\overline{1}$ 10); ξ_H — направление внешнего магнитного поля, Φ_{MC} — энергия магнитостатического взаимодействия.

Линеаризованные уравнения магнитостатики и движения вектора намагниченности решаются с граничными условиями

$$\Psi|_{z=\pm d/2} = \text{const}, \quad 4\pi M_z + \frac{\partial \Psi}{\partial z}\Big|_{z=\pm d/2} = \text{const}, \quad (2)$$

где d — толщина пленки ЖИГ, ось z параллельна направлению (111), Ψ — магнитный потенциал.

Направление равновесной намагниченности θ_0 , ξ_0 определяется из условия минимума термодинамического потенциала Φ , когда $\Phi_{MC} = -2\pi M^2 \sin^2 \theta$:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0.$$
 (3)

Из этого следует, что $\xi_0 = \xi_H = 0$,

$$-MH\cos\theta_{0} - |K_{1}| \left[-\frac{4}{3}\cos^{3}\theta_{0}\sin\theta_{0} + \sin^{3}\theta_{0}\cos\theta_{0} + \frac{\sqrt{2}}{3}\sin^{4}\theta_{0} - \sqrt{2}\sin^{2}\theta_{0}\cos^{2}\theta_{0} \right] - (4)$$
$$- 4\pi M^{2}\cos\theta_{0}\sin\theta_{0} = 0.$$



Рис. 4. К расчету изочастотных кривых и диаграмм распространения п.м.с.в. в п.а.в.-д.м.к. Пример для "обычной" магнонной запрещенной зоны.

Уравнения дисперсионных характеристик магнитостатических волн (м.с.в.), распространяющихся в пленке, получены из условий разрешимости, линеаризованных вблизи положений равновесия (θ_0 , ξ_0) (см. (3), (4)) и с учетом граничных условий (2) начальных уравнений магнитостатики и движения вектора намагниченности. Опуская промежуточные вычисления, которые являются стандартными для линейных краевых задач

на собственные значения, получаем следующий конечный результат [13]:

для п.м.с.в.

$$q^{2}(1 + \chi_{2})^{2} + (k_{X}^{2} + k_{Y}^{2} - \chi^{2}k_{Y}) + + 2\sqrt{k_{X}^{2} + k_{Y}^{2}}q(1 + \chi_{2})\operatorname{ctg}(qd) = 0,$$
(5)

где

$$q^{2} = \frac{k_{X}^{2} \chi_{2} \operatorname{ctg}^{2} \theta_{0} - (1 + \chi_{2}) [k_{X}^{2} (1 + \chi_{2} \operatorname{ctg}^{2} \theta_{0}) + k_{Y}^{2} (1 + \chi_{1})]}{(1 + \chi_{2})^{2}} > 0, \tag{6}$$

$$\chi_{1} = \frac{\omega_{M} \left(\gamma \frac{\Phi_{\theta \theta}}{M} - \omega_{M} \cos^{2} \theta_{0} \right)}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}, \quad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\xi\xi}}{M}}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\xi\xi}}{M}}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\xi}}{M}}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\xi}}{M}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\xi}}{M}}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\xi}}{M}}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\chi}}{M}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\chi}}{M}}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{\chi}}{M}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{M}}{M}}, \qquad \chi_{2} = \frac{\omega_{M} \gamma \frac{\Phi_{M}}{M}, \qquad$$

$$\Phi_{\xi\xi} = MH\sin\theta_0 - \sqrt{2}|K_1|\cos\theta_0\sin^3\theta_0.$$
(7)

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2022

Отметим, что выражения для объемных м.с.в. получены путем замены q^2 на $-q^2$ в выражениях для поверхностных волн (п.м.с.в.).

Уравнения (4)–(7) решались численно. Были взяты следующие значения параметров пленок ЖИГ: намагниченность насыщения $4\pi M =$ = 1760 Гс, первая константа кубической анизотропии $K_1/M = -42$ Э. Решения уравнений, графически представленные в координатах $k_X - k_Y$ с частотой $\omega = 2\pi f$ в качестве параметра, являются изочастотами [23].

Волновой вектор п.а.в. Q "накладывался" на семейство изочастот, построенных в плоскости с некоторым частотным интервалом (5 МГц, в случае рис. 4). Вектор **Q**, его величина и ориентация относительно волнового вектора падающей п.м.с.в. k; известны из эксперимента. (Фазовая скорость п.а.в. на частотах около 40 МГц в исследуемых образцах составляла 3.3 · 10⁵ см/с [10].) Вектор **Q** следовало расположить так, чтобы его концы лежали на двух изочастотах, различающихся по частоте на частоту акустической волны F (см. рис. 4). Вектор k_r – это волновой вектор отраженной п.м.с.в., а угол α – его направление относительно направления волнового вектора падающей п.м.с.в. k_i. В соответствии с теорией рассеяния п.м.с.в. на п.а.в. [13] должно быть $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_r$ и $f_r = f_i - F$.

На рис. 4 также показано как графически рассчитывался угол направления вектора потока энергии V_r (угол γ) в отраженной волне. Для частоты (f - F) в точке ее пересечения с волновым вектором отраженной волны (точка O) строилась касательная линия (t-t на рис. 4) к изочастотной кривой. Перпендикуляр к этой касательной показывает направление потока энергии (угол γ) в отраженной волне [23]. Полученная зависимость угла γ от угла β задана сплошной линией 3 на рис. 3.

Рассчитанные таким образом зависимости частот "обычных" магнонных щелей от угла β между волновыми векторами п.а.в. и падающей п.м.с.в. показаны сплошными линиями *1* на рис. 2 и на рис. 3. Из рис. 2 и 3 видно, что получено удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с расчетными.

Аналогично были рассчитаны зависимости частот дополнительных магнонных щелей от угла β.

На рис. 5 как пример, поясняющий методику расчета с трансформацией падающей п.м.с.в. в обратную объемную м.с.в. при отражении, дан расчет для точки $\beta = 25^{\circ}$: были решены соответствующие уравнения для объемных м.с.в., построены семейства изочастот, на них наложены векторы п.а.в. и падающей п.м.с.в. Как и в эксперименте, расчет показал, что частоты дополнительных магнонных щелей лежат в начальной части спектра п.м.с.в. Отраженные волны оказались в данном случае объемными м.с.в. Как

показали наши графические построения, для углов β в диапазоне 0–15° отраженными волнами являются анизотропно-дипольные м.с.в., для углов более 15° – обратные объемные м.с.в. (о.о.м.с.в.)

Сплошные линии на рис. 2 представляют угловые зависимости частот как "обычных", так и дополнительных магнонных запрещенных зон, рассчитанные для образца с толщиной пленки ЖИГ 9.4 мкм, и экспериментально наблюдаемых в этом образце на частоте п.а.в. 41 МГц. Линия 1результат для "обычной" магнонной щели, линии 2 и 3 – для "дополнительных" шелей, когда отраженные волны являются 1-й и 2-й модами анизотропно-дипольных м.с.в., соответственно. Наши расчеты показывают, что дополнительные щели должны существовать только при углах β от 0 примерно до 15°, а в эксперименте мы наблюдали такие дополнительные щели при любых значениях угла β. Мы объясняем это тем, что в этой ситуации падающие п.м.с.в. могут преобразовываться при отражении и в обратные объемные м.с.в. Графические расчеты (см. рис. 4 и рис. 5) подтверждают справедливость этих допущений. На рис. 2 приведены общие результаты этих расчетов: кривая 4 представляет зависимость частоты этих дополнительных щелей от угла β для случая, когда отраженная волна является нулевой модой обратной объемной м.с.в., кривая 5 – когда отраженная волна является первой ее модой, а кривая 6 – второй модой. Из рис. 2 видно, что результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Следует отметить, что в нашей работе падающие м.с.в. не всегда, строго говоря, являются поверхностными модами, так как учет кубической анизотропии приводит к тому, что спектр истинных поверхностных м.с.в. начинается не с частоты ферромагнитного резонанса, а несколько выше по частоте. Для той же частоты существует нулевая мода анизотропно-дипольной м.с.в., дисперсионная зависимость которой плавно "сшивается" с дисперсионной зависимостью п.м.с.в. В эксперименте разница между нулевой модой анизотропно-дипольной м.с.в. и п.м.с.в. никак не проявляется. Поэтому в данной работе используется термин "п.м.с.в.".

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы рассмотрели распространение п.м.с.в. в 2D-геометрии в динамическом магнонном кристалле, созданном распространяющимися п.а.в. в структуре пленка ЖИГ–подложка ГГГ. Показано, что, как и в одномерном случае, в динамическом магнонном кристалле имеются запрещенные зоны двух типов ("обычные" и "дополнительные"). Запрещенные зоны первого типа существуют только в определенном диапазоне углов между волновыми векторами



Рис. 5. К расчету изочастотных кривых и диаграмм распространения п.м.с.в. в п.а.в.-д.м.к. Пример для дополнительной магнонной запрещенной зоны, обусловленной преобразованием падающей п.м.с.в. в обратную объемную м.с.в. Приводится геометрия для угла β = 25°.

п.м.с.в. и п.а.в., в то время как запрещенные зоны второго типа существуют при любом значении этого угла. На частотах запрещенной зоны первого типа падающие п.м.с.в. претерпевают отражения без преобразования п.м.с.в. в другие типы магнитостатических волн. На частотах запрещенных зон 2-го типа отражения происходят с преобразованиями падающих п.м.с.в. в другие типы магнитостатических волн: в диапазоне углов между волновыми векторами падающей п.м.с.в. и п.а.в. от 0 до 15° при отражении падающие п.м.с.в. преобразуются в анизотропно-дипольные м.с.в., при всех остальных значениях углов в обратные объемные м.с.в. Предложены методы расчета и проведены расчеты основных измеряемых зависимостей. Получено удовлетворительное согласие расчетов с экспериментом.

Методы и результаты, описанные в данной работе, могут быть использованы при разработке новых спин-волновых устройств с двумерной топологией.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Vasseur J.O., Dobrzynski L., Djafari-Rouhani B. // Phys. Rev. 1996. V. 54. P. 1043.
- Puszkarski H., Krawczyk M. // Phys. Lett. 2001. V. 282.1. P. 106.
- Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В., Климов А.А., Тайад Ф., Пресманес Л., Бонин К., Цай Ч.С., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 10. С. 670.

- Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Kostylev M.P., Tiberkevich V.S., Hillebrands B. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 257207.
- Gallardo R.A., Schneider T., Roldán-Molina A., Langer M., Fassbender J., Lenz K., Lindner J., Landeros P. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97 (14). P. 144405.
- 6. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50 (24). P. 244001.
- Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Grachev A.A., Gubanov V.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // JETP Lett. 2018. V. 107. P. 25.
- 8. *Крышталь Р.Г., Медведь А.В.* // Радиотехника. 2015. № 8. С. 38.
- Gubanov V.A., Sheshukova S.E., Nikitov S.A., Sadovnikov A.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 245001.
- Kryshtal R.G., Medved A.V. // Appl. Phys. Lett. 2012.
 V. 100 (19). P. 192410.
- Медников А.М., Попков А.Ф., Анисимкин В.И., Нам Б.П., Петров А.А., Спиваков А.А., Хе А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 5. Р. 632.
- 12. Попков А.Ф. // Микроэлектроника. 1981. № 10. № 5. Р. 446.
- Попков А.Ф. // Физика металлов и металловедение. 1985. Т. 59. № 3. С. 463.
- 14. Гуляев Ю.В., Крышталь Р.Г., Медведь А.В., Сорокин В.Г // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 9. С. 502.
- 15. Крышталь Р.Г., Медведь А.В., Никитин И.П., Дробязко И.Б. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 9. С. 1835.
- Крышталь Р.Г., Медведь А.В., Попков А.Ф. // Радиотехника и электроника 1994. Т. 39. Р. 647.
- 17. Hanna S.M., Murphy G.P., Sabetfakhri K., Stratakis K. // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1990. V. 1. P. 209.

- Kryshtal. R.G., Medved A.V. // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2019. V. 491. P. 165599.
- Крышталь Р.Г., Медведь А.В. // ПТЭ. 2021. № 1. С. 116. https://doi.org/10.31857/S0032816221010304
- 20. Крышталь Р.Г., Медведь А.В. // Ultrasonics. 2019. V. 94. P. 60.
- Крышталь Р.Г., Кундин А.П., Медведь А.В. // ПТЭ. 2019. № 1. С. 46. https://doi.org/10.1134/S0032816219010154
- Kryshtal R.G., Medved A.V. // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2015. V. 395. P. 180.
- 23. Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. Вып. 397. С. 417.

- 24. Крышталь Р.Г., Медведь А.В. // ЖТФ. 1987. V. 57. Р. 1936.
- 25. *Вороненко А.В., Герус С.В. //* Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 632.
- 26. Крышталь Р.Г., Медведь А.В., Осипенко В.А., Шахназарян Д.Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 23. С. 1448.
- 27. *Kryshtal R.G., Medved A.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 495004.
- 28. Kryshtal R.G., Medved A.V. // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2017. V. 426. P. 666.
- Damon R.W., Eshbach J.R.J. // Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. № 3–4. P. 308.
- 30. Lax N., Batton K.J. Microwave Ferrites and Ferrimagnetics. New York: McGraw-Hill, 1962.