

## ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИСПЕРСИИ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН, ОБУСЛОВЛЕННЫХ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

© 2021 г. Р. Г. Крышталь<sup>а</sup>, А. В. Медведь<sup>а,\*</sup>

<sup>а</sup> 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 10.03.2020 г.

После доработки 29.07.2020 г.

Принята к публикации 19.08.2020 г.

Динамический магнонный кристалл, созданный поверхностной акустической волной, распространяющейся в структуре ГГГ–ЖИГ (галлий-гадолиниевый гранат–железоиттриевый гранат), используется для измерения дисперсии объемных магнитоэлектрических волн, обусловленных магнитной анизотропией в пленке ЖИГ. Такие волны, называемые анизотропно-дипольными магнитоэлектрическими волнами (а.д.м.с.в.), могут распространяться вместе с поверхностными спиновыми волнами в пленках ЖИГ, помещенных в тангенциальное магнитное поле. Экспериментально показано, что в пленках, выращенных методом жидкофазной эпитаксии и не подвергнутых какой-либо дополнительной обработке, существуют а.д.м.с.в. с положительным законом дисперсии. В пленках, подвергнутых дополнительной обработке при нанесении пьезоэлектрической пленки окиси цинка или при бомбардировке ионами бора, закон дисперсии а.д.м.с.в. отрицателен.

DOI: 10.31857/S0032816221010304

### ВВЕДЕНИЕ

Концепция “магнонные кристаллы”, введенная в [1–3], плодотворно используется с начала XXI века при изучении магнитных волн и их применений для создания датчиков и устройств обработки сигналов. Обзорные статьи (см., например, [4–7]) дают представление о современном состоянии исследований в этой области.

В работе [8] описаны результаты исследования динамических магнонных кристаллов (д.м.к.), создаваемых поверхностной акустической волной (п.а.в.) в слоях железоиттриевого граната (ЖИГ). На основе концепции таких д.м.к. недавно были предложены и экспериментально исследованы некоторые устройства и методы обработки сигналов для измерения параметров поверхностных магнитоэлектрических спиновых волн (п.м.с.в.) в структурах с пленками ЖИГ [9, 10]. Пленки ЖИГ широко использовались для изучения различных явлений в магнотонике и для создания спин-волновых устройств в течение нескольких десятилетий и до настоящего времени [11–16]. Однако не все аспекты этих явлений в реальных пленках ЖИГ были изучены, особенно в экспериментальном плане.

Как правило, в экспериментах используются пленки ЖИГ, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках из галлий-гадолиниевый граната (ГГГ) кристаллографического среза (111). Как было показано ранее теоретически [17–19], в таких пленках в тангенциальном магнитном поле, кроме п.м.с.в. Деймона–Эшбах [20], могут распространяться объемные магнитоэлектрические спиновые волны с положительным законом дисперсии. Спектр этих волн примыкает к спектру п.м.с.в. снизу, а их волновые векторы параллельны волновым векторам п.м.с.в. Существование этих волн обусловлено кристаллографической магнитной кубической анизотропией, присущей эпитаксиальным пленкам ЖИГ.

В теоретической работе [21] была показана возможность существования в тангенциально намагниченных пленках ЖИГ объемных магнитоэлектрических спиновых волн за счет магнитной анизотропии другого типа – одноосной анизотропии. Такие волны в [21] были названы “анизотропно дипольными магнитоэлектрическими волнами” (а.д.м.с.в.). По аналогии мы будем называть а.д.м.с.в. все волны, возникающие из-за магнитной анизотропии любого типа, в том числе кубической анизотропии.

Как показано в [21], а.д.м.с.в. из-за одноосной анизотропии имеют отрицательный закон дисперсии, в отличие от д.м.с.в. из-за кубической анизотропии, которые имеют положительный закон дисперсии. Таким образом, объемные а.д.м.с.в. из-за кубической анизотропии являются прямыми объемными магнитостатическими спиновыми волнами, а д.м.с.в. из-за одноосной анизотропии являются обратными объемными магнитостатическими спиновыми волнами.

Экспериментально, насколько нам известно, а.д.м.с.в. непосредственно не наблюдались. Это, по-видимому, связано с некоторыми экспериментальными трудностями в возбуждении и приеме таких волн, которые имеют значительно меньшую групповую скорость и занимают более узкий частотный диапазон по сравнению с п.м.с.в. Единственные экспериментальные подтверждения существования таких магнитостатических волн, индуцированных магнитной анизотропией, были получены в [22, 23].

В работе [22] в пленках ЖИГ наблюдалось неупругое рассеяние п.м.с.в. на п.а.в. с преобразованием рассеянной волны в объемную магнитостатическую волну, обусловленную анизотропией. В работе [23] при изучении влияния магнитной анизотропии на свойства д.м.к., создаваемого п.а.в. в пленках ЖИГ, было показано, что именно существование а.д.м.с.в. приводит к появлению дополнительных запрещенных магнонных зазоров для п.м.с.в. в таком магнонном кристалле.

Насколько нам известно, дисперсионные характеристики а.д.м.с.в. не измерялись экспериментально. В [24] была предложена методика использования д.м.к. для измерения дисперсии п.м.с.в. в пленках ЖИГ.

В данной статье метод, основанный на свойствах д.м.к., будет использоваться для экспериментальной оценки дисперсионных характеристик объемных а.д.м.с.в., возникающих как из-за кубической, так и из-за одноосной магнитной анизотропии в различных пленках ЖИГ. Однако в отличие от [24], где были измерены частотные зависимости отраженных п.м.с.в. в запрещенных зонах д.м.к., в данной статье измеряются частотные зависимости магнонных запрещенных зон для проходящих п.м.с.в.

Было обнаружено, что а.д.м.с.в. с положительной дисперсией могут существовать в пленках ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ с кристаллографическим срезом  $\langle 111 \rangle$  и не подвергавшихся потом какой-либо дополнительной обработке, а.д.м.с.в. с отрицательной дисперсией могут существовать в этих пленках ЖИГ, подвергавшихся дополнительной технологической обработке при напылении пленок оксида цинка на их поверхности [8]. Полученные результаты сопоставлены с суще-

ствующей теорией. Предложенный метод использовался также для исследования д.м.к. с пленкой ЖИГ, подвергнутой бомбардировке ионами бора, и в таких пленках было обнаружено существование а.д.м.с.в. с отрицательным законом дисперсии.

Отметим, что именно такие образцы структур ГГГ–ЖИГ были специально выбраны в наших экспериментах, чтобы показать работоспособность предложенной методики для измерения дисперсии как с положительным, так и с отрицательным законом.

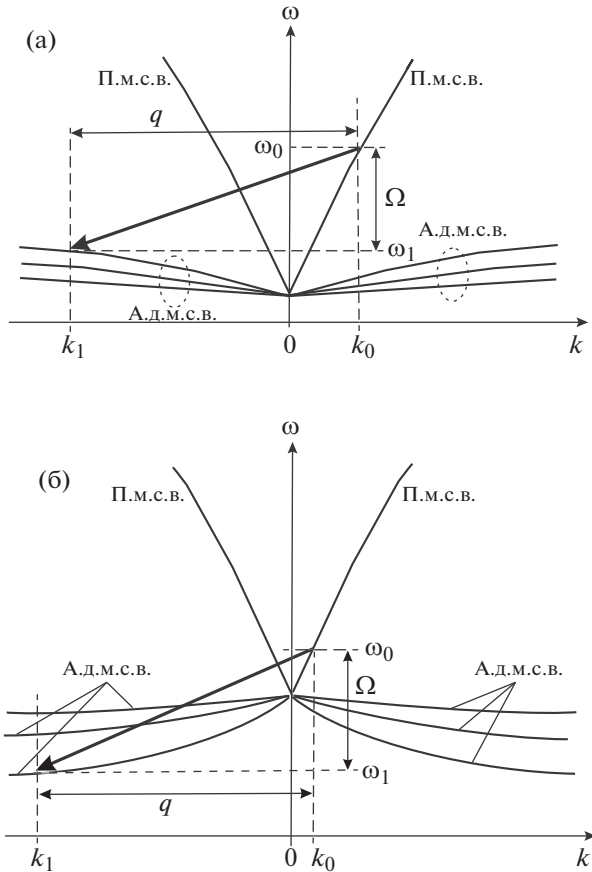
## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Экспериментальная методика измерения характеристик п.м.с.в., распространяющихся в пленках ЖИГ с использованием свойств д.м.к., была предложена в [24]. Этот метод основан на измерениях отраженных п.м.с.в., когда частота падающей п.м.с.в. попадает в полосу частот магнонной запрещенной зоны. Этот метод был разработан для случая, когда падающая и отраженная магнитостатические волны на частотах магнонной щели в д.м.к. являются поверхностными модами. Для п.м.с.в. в д.м.к. в этом случае существуют “нормальные” магнонные щели, как они были названы в [24].

В [24] показано, что магнитная анизотропия в пленках ЖИГ приводит к появлению “дополнительных” магнонных запрещенных зон для п.м.с.в. Когда п.м.с.в. распространяется в таком д.м.к., на частотах этих дополнительных магнонных запрещенных зон падающие п.м.с.в. преобразуются в а.д.м.с.в. Концепция д.м.к. основана на явлении неупругого рассеяния п.м.с.в. на п.а.в. [8], и основные уравнения, лежащие в основе метода измерения дисперсии в д.м.к., такие же, как те, которые используются для описания явления неупругого рассеяния [25]:

$$\omega_0 = \omega_1 + \Omega, \quad k_0 = k_1 + q, \quad (1)$$

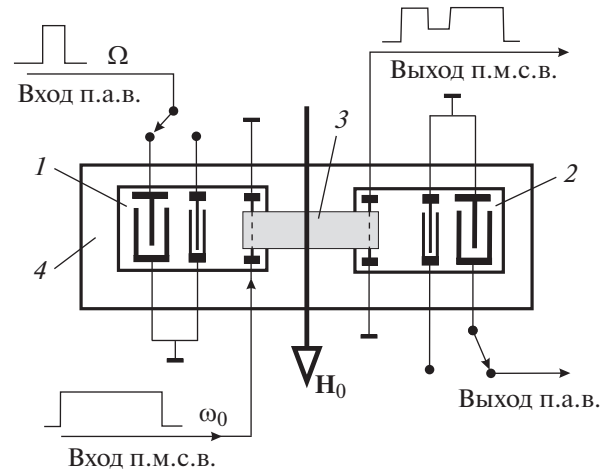
где  $\omega_0$  и  $k_0$ ,  $\omega_1$  и  $k_1$ ,  $\Omega$  и  $q$  – круговые частоты и волновые числа падающих п.м.с.в., отраженной магнитостатической волны и п.а.в. соответственно. Здесь предполагается, что частоты п.а.в. значительно ниже, чем частоты магнитостатических спиновых волн и частота магнитоакустического резонанса [26, 27]. Для определенности мы рассмотрим только ситуацию, когда падающие п.м.с.в. и п.а.в. распространяются коллинеарно в одном направлении. Значения  $\omega_0$  и  $\Omega$  измеряются непосредственно в эксперименте,  $q$  определяется из отношения  $\Omega/v$ , где  $v$  – фазовая скорость п.а.в. в исследуемой структуре ЖИГ–ГГГ. Методика построения дисперсионной кривой для п.м.с.в., когда отраженная спиновая волна и падающая волна являются поверхностными, описана в [24].



**Рис. 1.** Схема возможных преобразований п.м.с.в. в д.м.к.: **а** – преобладает кубическая анизотропия, **б** – преобладает магнитная одноосная анизотропия.

Теперь мы будем иметь в виду, что отраженные магнитостатические спиновые волны могут быть не только поверхностными волнами. На рис. 1 схематически показаны возможные преобразования волн в д.м.к. в соответствии с выражениями (1) с учетом влияния магнитной анизотропии кубической (рис. 1а) и одноосной (рис. 1б). Диаграммы показывают случаи, когда падающие п.м.с.в. преобразуются в одну из возможных мод а.д.м.с.в.

Используя ранее измеренную дисперсионную кривую п.м.с.в. и зная частоты дополнительных магннных запрещенных зон (см. рис. 1), можно построить дисперсионные кривые а.д.м.с.в. Следует отметить, что экспериментальный метод, разработанный для построения дисперсионных кривых для п.м.с.в., не может быть применен к построению дисперсионных кривых а.д.м.с.в. Эта методика основана на измерении отраженных п.м.с.в., возникающих при распространении падающих п.м.с.в. на частоте “нормальной” магннной запрещенной зоны. В случае “дополнительных” магннных зон (как и в случаях, изоб-



**Рис. 2.** Конфигурация экспериментального образца и структурная схема измерения частоты магннных запрещенных зон как функции частоты п.а.в.  $\omega_0(\Omega)$  в д.м.к. 1, 2 – опорные пластины YZ-LiNbO<sub>3</sub> с встречно-штыревыми преобразователями и антеннами; 3 – образец ЖИГ–ГГГ; 4 – держатель.

раженных на рис. 1) отраженную волну измерить не удалось [23].

Конфигурация образцов и структурная схема установки для измерения частоты магннных запрещенных зон в зависимости от частоты п.а.в.  $\omega_0(\Omega)$  в структурах ЖИГ–ГГГ приведены на рис. 2.

В нашей работе исследовались структуры с пленками ЖИГ толщиной от 4 до 16 мкм на подложке ГГГ толщиной 500 мкм кристаллографической ориентации  $\langle 111 \rangle$  с различной технологической предисторией: 1) пленки ЖИГ, выращенные методом жидкофазной эпитаксии и не подвергавшиеся какой-либо дополнительной технологической обработке; 2) подвергавшиеся технологической обработке в процессе катодного осаждения на них пьезоэлектрических пленок ZnO, которые затем стравливались в азотной кислоте; 3) подвергавшиеся ионной бомбардировке ионами бора. Планарные размеры структур ЖИГ–ГГГ  $14 \times 4$  мм.

Так называемая “мостиковая” методика использовалась для возбуждения п.а.в. в исследуемых структурах, как описано в [8]. П.а.в. возбуждались встречно-штыревыми преобразователями (в.ш.п.), изготовленными методом фотолитографии на опорных пластинах YZ-LiNbO<sub>3</sub>. Затем п.а.в. проходили через специально созданный акустический контакт в исследуемую структуру. П.а.в. из исследуемой структуры через другой акустический контакт поступала на выходной в.ш.п. Для расширения диапазона рабочих частот п.а.в. на пьезоэлектрических опорных пластинах были изготовлены два в.ш.п. с разными центральными частотами (обычно 30 и 80 МГц). Рабочая ширина полосы частот в.ш.п. составляла  $\sim 20\%$ . Суммар-

ные вносимые потери акустического канала (с исследуемой структурой), измеренные в 50-омной цепи с согласующими индуктивностями, не превышали 30 дБ.

Планарные проводники-антенны использовались для возбуждения и приема п.м.с.в., как в работах [8]. Они представляли собой алюминиевые полоски шириной 20 мкм и толщиной 0.5 мкм, изготовленные методом фотолитографии вместе с в.ш.п. на поверхности опорных пластин вблизи их краев так, чтобы эти антенны попадали под исследуемые структуры вблизи их концов при наложении на опорные пластины (см. рис. 2). Требуемый акустический контакт между опорными пластинами и структурами ЖИГ–ГГГ достигался с помощью пленки вакуумного масла. Исследуемые структуры ЖИГ–ГГГ были установлены на пьезоэлектрических опорных пластинах в держателе и помещены в касательное магнитное поле 640 Э, создаваемое постоянным магнитом (см. рис. 2). Расстояние между антеннами составляло 10 мм.

Измерялись зависимости частот дополнительных магнонных запрещенных зон от частоты п.а.в. Измерения проводились в импульсном режиме, что позволило более точно заметить изменение уровня прохождения п.м.с.в. при попадании частот падающей п.м.с.в. в полосу частот запрещенных магнонных зон. Длительность импульса п.а.в. составляла 2–5 мкс, длительность импульсов п.м.с.в. – 15–20 мкс. Импульсный режим возбуждения п.а.в. также позволяет в десятки раз увеличить допустимую мощность п.а.в. по сравнению с непрерывным режимом при измерениях (при необходимости), предотвращая нагрев структур и разрушение масляной пленки в акустических контактах между опорными пластинами и структурами ЖИГ–ГГГ. Импульсы, возбуждающие п.а.в. и п.м.с.в., были синхронизированы определенным образом, так что импульс п.а.в. проходил в образце в то время, когда и импульс п.м.с.в. распространялся в нем. Частота повторения импульсов находилась в диапазоне 40–200 Гц.

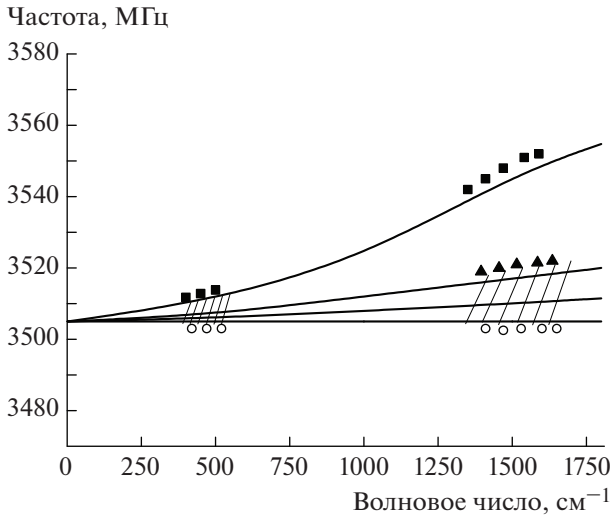
На рис. 2 также показаны подсоединения образца к внешним цепям и формы сигналов – огибающие высокочастотных импульсных сигналов, подаваемых и снимаемых с портов образца при измерениях. Измерения проводятся следующим образом. Для каждой частоты п.а.в. выбирается частота п.м.с.в., при которой “провал”, возникающий на выходном импульсе п.м.с.в. и создаваемый импульсом п.а.в., имеет максимальную глубину (см. на рис. 2 импульс вверху справа). Изменяя частоту  $\Omega$ , измерялась зависимость  $\omega_0(\Omega)$  и строились дисперсионные кривые на основе (1), см. рис. 1.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

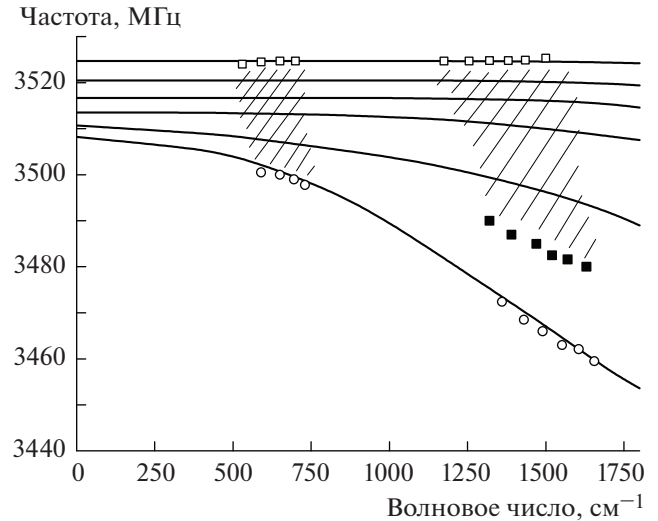
В образцах д.м.к. на основе структур ЖИГ–ГГГ, которые не подвергались дополнительной обработке, наблюдалось несколько магнонных запрещенных зон, как в [23]: “нормальные” и дополнительные запрещенные зоны, на частоте которых падающие п.м.с.в. преобразуются в а.д.м.с.в. Измерения на частотах нормальной запрещенной зоны были использованы для построения дисперсионных кривых п.м.с.в. [10]. Измерения на частотах дополнительных запрещенных зон используются здесь для построения дисперсионных кривых объемных а.д.м.с.в. с использованием экспериментальной методики, описанной выше в предыдущем разделе. В образцах с пленками ЖИГ толщиной более 5–7 мкм наблюдалось несколько дополнительных запрещенных зон.

На частоте одной из этих дополнительных запрещенных зон (обычно на самой высокой частоте) снижение уровня выходного сигнала п.м.с.в. под действием п.а.в. было максимальным. Так, “провал” на выходном импульсе п.м.с.в. достигал >20 дБ при мощности п.а.в. 10–20 мВт на частоте п.а.в. 80 МГц. На частотах других дополнительных магнонных запрещенных зон провалы на импульсе п.м.с.в. были значительно слабее (~3–5 дБ), и сами эти провалы были размыты и расположены близко друг к другу по частоте. Поэтому в эксперименте, когда не удавалось четко различить отдельные провалы, фиксировались частоты возникновения первого и последнего провалов, т.е. частотная зона, в которой фиксировалось снижение уровня п.м.с.в. под действием п.а.в. Дополнительная магнонная запрещенная зона в образцах с пленками ЖИГ толщиной менее 5 мкм наблюдалась только на одной частоте.

На рис. 3 приведены расчетные дисперсионные кривые первых нескольких мод объемных а.д.м.с.в. (сплошные линии) [18, 19] и нескольких фрагментов дисперсионных кривых а.д.м.с.в. (точки), полученных из экспериментальных измерений по предложенной методике для пленки ЖИГ толщиной 15.7 мкм. В расчетах были приняты значения параметров пленок ЖИГ: намагнитченность насыщения  $4\pi M_0 = 1760$  Гс, гиромангнитное отношение  $\gamma = 2.8$  МГц/Э, первая константа кубической анизотропии  $k_1/M_0 = -42$  Э. Из рис. 3 видно, что получено удовлетворительное согласие между рассчитанными кривыми и экспериментом. Несколько более широкий частотный диапазон дисперсионных кривых, наблюдаемый в эксперименте по сравнению с расчетом, можно объяснить, по-видимому, тем, что в экспериментальной методике построения дисперсионных кривых не учитывается затухание волн, а также возможная неоднородность пленок ЖИГ. Результаты эксперимента, представленные на рис. 3,



**Рис. 3.** Кривые дисперсии объемной а.д.м.с.в. в пленке ЖИГ толщиной 15.7 мкм, выращенной методом жидкофазной эпитаксии без какой-либо дополнительной технологической обработки. Сплошные линии – несколько первых мод, рассчитанных из [18] для значения первой константы кубической анизотропии  $k_1/M_0 = -42$  Э. Точки – фрагменты дисперсионных кривых, полученные из эксперимента. Заштрихованные зоны показывают области, где трудно различить отдельные ветви кривых в экспериментах.



**Рис. 4.** Дисперсионные кривые а.д.м.с.в. в эпитаксиальной пленке ЖИГ толщиной 9.1 мкм, подвергнувшейся дополнительной обработке при осаждении ZnO. Сплошные линии – расчет [21] с учетом неоднородного обмена, с параметрами  $\alpha = 3.3 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup> (приведены ветви расщепления дисперсионной кривой  $n = 0, 1, 2, \dots$ , ветвь  $n = 0$  соответствует нижней кривой), с константой одноосной анизотропии  $\beta = 0.8$  и углом наклона анизотропии  $\Theta = 28^\circ$ . Заштрихованные зоны показывают области, где трудно различить отдельные ветви кривых в экспериментах.

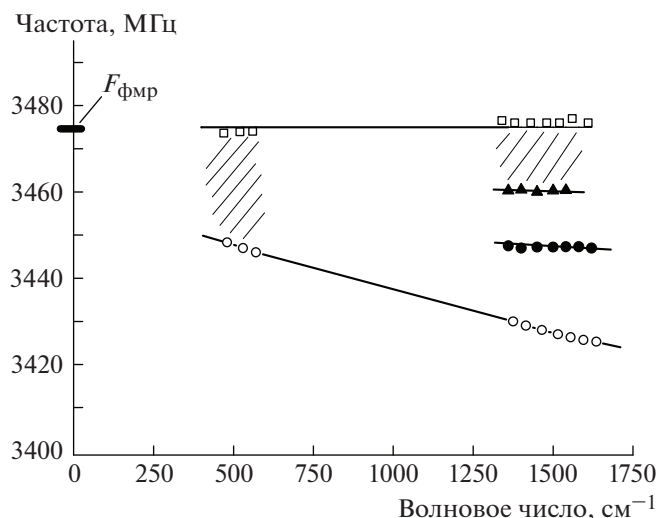
подтверждают существование в тангенциально намагниченных пленках ЖИГ объемных а.д.м.с.в. с положительным законом дисперсии, обусловленных кубической магнитной анизотропией.

Два типа магнонных щелей – запрещенных зон (нормальная и дополнительная) также наблюдались в образцах д.м.к. с пленками ЖИГ, подвергнувшимся дополнительной обработке в процессе осаждения ZnO. Преобразование п.м.с.в. в а.д.м.с.в. на частотах дополнительных магнонных зон схематически было показано на рис. 1б. На рис. 4 представлены результаты эксперимента (точки), обработанные предлагаемым способом для образца с пленкой ЖИГ толщиной 9.1 мкм. Из этих результатов следует, что закон дисперсии для этих а.д.м.с.в., возникающих при преобразовании из п.м.с.в., отрицателен, а процесс осаждения пленки ZnO приводит к появлению одноосной анизотропии в пленке ЖИГ. Удовлетворительное согласие с экспериментом (по крайней мере, общих границ всех магнонных зон) дает расчет дисперсионных зависимостей а.д.м.с.в. с учетом неоднородного обмена [21].

На рис. 4 представлены также результаты расчетов для первых нескольких мод а.д.м.с.в. (сплошные линии) с учетом неоднородного обменного взаимодействия, приводящего к увеличению частотных интервалов между модами [21]. В расчете использовались следующие значения параметров: постоянная неоднородного обмена  $\alpha = 3.3 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup> [21],

константа одноосной анизотропии  $\beta = 0.8$ , угол наклона оси анизотропии  $\Theta = 28^\circ$ . Значения остальных параметров пленки ЖИГ, использованных при расчете, были такими же, как и при расчетах для рис. 3. Из рис. 4 видно, что учет неоднородного обмена позволяет объяснить экспериментальный факт расширения частотной зоны существования а.д.м.с.в. в таких образцах. Следует отметить, что экспериментальные результаты для образцов, ранее имевших пленку ZnO, не изменялись, если пленка ZnO и не стравливалась, а п.а.в. возбуждалась с помощью в.ш.п., нанесенного на пленку ZnO [8].

Предложенный метод построения дисперсионных кривых объемного а.д.м.с.в. был использован для исследования дисперсии волн в структурах с пленками ЖИГ, подвергнувшимся бомбардировке ионами бора. Пленка ЖИГ толщиной 5.1 мкм в этой структуре была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ кристаллографического среза  $\langle 111 \rangle$ . Ионы бора имели энергию 100 кэВ, доза составляла  $1.9 \cdot 10^4$  1/см<sup>2</sup>. На рис. 5 приведены результаты измерения дисперсии в образце д.м.к. с такой пленкой ж.и.г. Качественно сравнив результаты, представленные на рис. 4 и 5, можно сделать вывод, что в таком д.м.к. существуют а.д.м.с.в. с отрицательным законом дисперсии и само бомбардирование при-



**Рис. 5.** Фрагменты дисперсионных кривых объемных а.д.м.с.в., измеренных в д.м.к. с пленкой ЖИГ толщиной 5.1 мкм после бомбардировки ионами бора. Заштрихованные зоны показывают области, где трудно различить отдельные ветви кривых в экспериментах.  $F_{\text{ФМР}}$  — частота ферромагнитного резонанса в образце.

водит к появлению одноосной магнитной анизотропии в пленке ЖИГ. Адекватный расчет распространения а.д.м.с.в. в таких структурах затруднен, так как параметры материала после ионной бомбардировки не были известны.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика построения дисперсионных зависимостей для объемных а.д.м.с.в. Методика основана на свойствах д.м.к., в частности, на зависимости частоты дополнительных магнанных запрещенных зон от частоты п.а.в. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о существовании объемных а.д.м.с.в. с положительным законом дисперсии в пленках ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках ГГГ кристаллографического среза  $\langle 111 \rangle$  с преобладанием кубической магнитной анизотропии в материале. А.д.м.с.в. с отрицательной дисперсией могут существовать в пленках ЖИГ, которые подвергались дополнительной технологической обработке при напылении на их поверхности пленок оксида цинка или подвергались бомбардировке ионами бора. Экспериментальные результаты были сопоставлены, где это было возможно, с теорией. В большинстве случаев получено удовлетворительное согласие. Предложенная методика может быть полезна при изучении спин-волновых возбуждений в магнитных материалах.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vasseur J.O., Dobrzynski L., Djafari-Rouhani B.* // Phys. Rev. 1996. V. B54. P. 1043  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.1043>
2. *Puzkarski H., Krawczyk M.* // Phys. Lett. 2001. V. A282. № 1. P. 106.  
[https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(01\)00163-3](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(01)00163-3)
3. *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.
4. *Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264002.  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002>
5. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264001.  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001>
6. *Lenk B., Ulrichs H., Garbs F., Munzenberg M.* // Phys. Rep. 2011. V. 507. P. 107.  
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.06.003>
7. *Krawczyk M., Grundler D.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2014. V. 26. P. 123202.  
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/123202>
8. *Kryshtal R.G., Medved A.V.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100(19). P. 192410.  
<https://doi.org/10.1063/1.4714507>
9. *Крышталь Р.Г., Кундин А.П., Медведь А.В.* // ПТЭ. 2019. № 1. С. 46.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219010154>
10. *Крышталь Р.Г., Медведь А.В.* // ПТЭ. 2019. № 6. С. 98.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219060119>
11. *Ishak Waguih S.* // Proceedings of the IEEE. 1988. V. 76(2). P. 171.  
<https://doi.org/10.1109/5.4393>

12. *Chumak A., Serga A., Hillebrands B.* // Nat Commun. 2014. V. 5. P. 4700.  
<https://doi.org/10.1038/ncomms5700>
13. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50 (24). P. 244001.
14. *Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., Stognij A.I., Novitski N.N., Nikitov S.A.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 99(5). P. 054424.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.054424>
15. *Lin Y., Jin L., Zhang H., Zhong Z., Yang Q., Rao Y., Li M.* // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 496. P. 165886.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.165886>
16. *Frey P., Nikitin A.A., Bozhko D.A., Bunyaev S.A., Kakazei G.N., Ustinov A.B., Kalinikos B., Ciubotaru F., Chumak A., Wang Qi, Tiberkevich V., Hillebrands B., Serga A.* // Communications Physics. 2020. V. 3(1). P. 1.  
<https://doi.org/10.1038/s42005-020-0281-y>
17. *Schneider B.* // Phys. Status Solidi. 1972. V. B51 (1). P. 325.
18. *Берегов А.С.* // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 9.
19. *Зависляк И.В., Талалаевский В.М., Чевнюк Л.В.* // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 319.
20. *Damon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. P. 308.  
[https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5)
21. *Галкин О.Л., Зильберман П.Е.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 17. С. 1077.
22. *Крышталъ Р.Г., Медведъ А.В., Никитин И.П., Дробязко И.Б.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1835.
23. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2017. V. 426. P. 666.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.10.148>
24. *Kryshstal R.G., Medved A.V.* // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2019. V. 491. P. 165599.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.165599>
25. *Попков А.Ф.* // Физика металлов и металловедение. 1985. Т. 59. С. 632.
26. *Туров. Е.А., Ирхин Ю.П.* // Физика металлов и металловедение. 1956. Т. 3. С. 15.
27. *Kittel C.* // Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 836.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.836>