

Магнитоупругие волны в субмикронных пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний-галлиевого граната

© Ю.В. Хивинцев,^{1,2} В.К. Сахаров,¹ С.Л. Высоцкий,^{1,2} Ю.А. Филимонов,^{1-3,¶} А.И. Стогний,⁴ С.А. Никитов^{5,2}

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,
410019 Саратов, Россия

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410026 Саратов, Россия

³ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,
410054 Саратов, Россия

⁴ Научно-практический центр по материаловедению НАН Беларуси,
220072 Минск, Беларусь

⁵ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009 Москва, Россия

¶ e-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com

(Поступило в Редакцию 2 августа 2017 г.)

Обнаружены серии эквидистантных осцилляций в спектре передачи и законе дисперсии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) Дэймона–Эшбаха, распространяющихся в субмикронных (200 nm) пленках железоиттриевого граната (ЖИГ), полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Указанные осцилляции отвечают возбуждению магнитоупругих волн в структуре ЖИГ–ГГГ на частотах резонансного взаимодействия ПМСВ с упругими сдвиговыми модами волноведущей структуры ЖИГ–ГГГ. Полученные результаты указывают, что исследованные пленки ЖИГ характеризуются эффективной магнитоупругой связью спиновой и упругой подсистем и согласованием акустических импедансов на интерфейсе ЖИГ–ГГГ, что позволяет рассматривать технологию ионно-лучевого распыления пленок ЖИГ на подложках ГГГ, как перспективную для создания устройств магноники и стрейнтроники.

DOI: 10.21883/JTF.2018.07.46178.2448

Перспективы интеграции устройств магноники [1,2] с полупроводниковыми электронными компонентами, а также создания монолитных композитных мультиферроидных структур для устройств стрейнтроники [3,4] стимулируют разработку нежидкофазных технологий получения пленок железоиттриевого граната (ЖИГ). На сегодняшний день наиболее широко используются методы импульсного лазерного напыления [5–7], ВЧ магнетронного распыления [8,9] и ионно-лучевого испарения [10–12]. Сообщалось также о получении пленок ЖИГ с использованием золь-гель технологий [13], молекулярно-лучевой эпитаксии [14] и осаждения из газовой фазы [15]. Достигнутый за последние годы прогресс в развитии таких технологий позволяет получать пленки ЖИГ нанометровых (5–100 nm) и субмикронных (100–1000 nm) толщин на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) [5–10], Si [10,11], GaN [12]. При этом в таких пленках удается наблюдать распространение субмикронных [7,10] и нанометровых [5] спиновых волн, которые демонстрируют эффекты невязимности [16], параметрической неустойчивости [17] и позволяют осуществлять эффективный спиновый транспорт [6–8,15]. Однако об обнаружении эффектов распространения магнитоупругих волн (МУВ) в структурах ЖИГ/ГГГ, полученных нежидкофазной эпитаксией, до сих пор не сообщалось. В настоящей работе исследовано

распространение МУВ в субмикронных пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках ГГГ.

Отметим, что применительно к эпитаксиальным структурам ЖИГ/ГГГ эффекты распространения МУВ изучены достаточно подробно [18–21]. Показано, что на частотах фазового синхронизма спиновых и упругих волн, поддерживаемых волноведущей структурой ЖИГ/ГГГ, в амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) и законе дисперсии спиновой [18–20] или упругой [21] волны, прошедшей через структуру, наблюдаются осцилляции. Мы покажем, что аналогичные особенности наблюдаются в спектре передачи и законе дисперсии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) Дэймона–Эшбаха при распространении в субмикронных пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках ГГГ.

В экспериментах использовалась пленка ЖИГ толщиной $d \approx 200$ nm, полученная ионно-лучевым распылением на подложке ГГГ с кристаллографической ориентацией (111) и толщиной $D \approx 600$ μ m. Пленки выращивались по технологии, описанной в работе [22]. Использовались компактированные мишени керамики состава $Y_3Fe_5O_{12}$, которые распылялись пучком ионов кислорода с энергией 1600 eV и плотностью тока ≈ 0.25 mA/cm² при рабочем давлении кислорода менее 0.4 Pa и предель-

ном вакууме ≤ 0.03 Па. Для обеспечения соответствия катионного состава мишени и осаждаемого материала мишень предварительно распылялась в указанных режимах на сменяемую заслонку в течение 180 min. Поток распыляемого материала при комнатной температуре осаждался на подложку со скоростью ≈ 2.4 nm/min и с неравномерностью по поверхности $< 10\%$. Далее образец отжигался на воздухе в течение 60 min при температуре 850°C и равномерно охлаждался до 400°C в течение 300 min. На вставках *a–c* к рис. 1 приведены соответственно изображение поперечного сечения пленки, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) изображение участка поверхности 2.5×2.5 μm пленки ЖИГ, дифрактограмма, измеренная на установке Дрон-4 с фокусировкой по плоскому образцу в геометрии Брэгга–Брентано (схема $\theta - 2\theta$ $\text{CuK}\alpha$ -излучение, $\lambda \approx 0.15418$ nm). Из вставки *a* можно видеть, что пленка характеризуется плоскопараллельными интерфейсными границами пленка-подложка и пленка-поверхность (здесь над поверхностью ЖИГ показан технологический слой платины, который применяется в стандартной методике изготовления поперечного сечения диэлектрических образцов методом реза фокусированными ионными пучками на станции FIB Helios NanoLab 600). При этом отсутствует видимое размытие интерфейсной области пленка-подложка, которое могло бы быть вызвано диффузионными процессами при отжиге. Поперечное сечение демонстрирует, что пленка имеет толщину $d \approx 200$ nm и является сплошной и однородной. Последнее несколько контрастирует с АСМ изображением поверхности пленки на вставке *b*, где виден гранулированный характер пленки с размером зерна ≈ 200 nm и перепадами высот ≈ 80 nm. Из дифрактограммы на вставке *c* видно совпадение рефлексов (888) от пленки и подложки с точностью расхождения их положений $\Delta\theta < 0.25^\circ$ в окрестности угла отражения $2\theta \approx 119^\circ$, что свидетельствует об эпитаксиальном согласовании кристаллических решеток подложки и пленки и о доминировании текстуры (111) в пленке ЖИГ.

Эффективная намагниченность пленки $4\pi M$ определялась из спектров ферромагнитного резонанса (ФМР), измеренных для образца размером 3×3 mm на частоте $f_r \approx 9.9$ GHz при углах ψ между направлением магнитного поля \mathbf{H} и плоскостью пленки $\psi \approx 0$ и $\psi \approx 90^\circ$ (см. вставку *d* к рис. 1). Как при перпендикулярном намагничивании ($\psi \approx 90^\circ$), так и при касательном ($\psi \approx 0$) в спектре наблюдалось несколько линий поглощения шириной $\Delta H(f_r) \approx 20$ Oe, что указывает на возбуждение мод спин-волнового резонанса в пленке и отражает неоднородность распределения ее магнитных параметров. Расчет намагниченности, выполненный для основного пика поглощения, дал значение $4\pi M \approx 1.733$ kGf. Отметим, что зависимость резонансных полей $|\mathbf{H}_r(\varphi)|$ в спектре ФМР пленки, намагниченной под углом к нормали ($\psi \approx 30-70^\circ$) от поворота пленки на угол φ относительно направления проекции магнитного поля \mathbf{H} на плоскость пленки, имела период,

близкий к 120° : $H_r(\varphi) = H_r(\varphi + 2\pi n/3)$, что является типичным [23] для монокристаллических пленок ЖИГ кристаллографической ориентации (111), выращенных жидкофазной эпитаксией на ГГГ(111). Это позволяет утверждать, что в исследуемой пленке ЖИГ внутреннее эффективное магнитное поле содержит вклад со стороны полей кубической кристаллографической анизотропии. Следовательно, в исследуемой пленке ЖИГ присутствует значительная доля монокристаллической фазы, что согласуется с видом дифрактограммы на вставке *c* к рис. 1.

Для изучения эффектов распространения спиновых волн на поверхности пленки ЖИГ формировались возбуждающие и приемные антенны в виде закороченных копланарных волноводов из меди по технологии, аналогичной [24]. Антенны имели длину $l \approx 200$ μm , ширину w сигнального и земляных проводников $w \approx 7$ μm , расстояние j между проводниками $j \approx 4$ μm . Исследовались макеты с расстоянием L между сигнальными линиями $L_1 \approx 50$ и $L_2 \approx 100$ μm (рис. 1). Касательное магнитное поле $H \approx 120-1400$ Oe прикладывалось вдоль микроантенн, что соответствовало возбуждению поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) Деймона–Эшбаха [25] в интервале частот $f \approx 1.5-6$ GHz.

Измерение *S*-параметров макетов линии задержки на ПМСВ проводилось с помощью зондовой станции, векторного анализатора цепей Agilent Technologies E5071 и предусилителя Agilent Technologies 87405C, который использовался для усиления выходного сигнала. Измерениям предшествовала калибровка для исключения влияния зондов, кабелей и предусилителя. Для исключения влияния на результаты измерений электромагнитной наводки проводилось вычитание ее сигнала при $H \approx 2150$ Oe, когда спиновые волны на частотах < 6 GHz не возбуждались. Измерения выполнялись при уровне падающей мощности $P_{in} \approx -30$ dBm, что было меньше порогового уровня развития параметрической неустойчивости ПМСВ в исследованных пленках.

На рис. 2 и 3 приведены соответственно частотные зависимости параметра $S_{21}(f)$ и дисперсионные характеристики ПМСВ $f = f(k)$, где волновые числа $k = k(f)$ рассчитывались по результатам измерений набега фазы волны $\theta(f, L)$ в макете с $L_1 \approx 50$ μm с помощью соотношения [26] $k(f) = \theta(f)/L$. На вставках к рис. 2 и 3, *b* показаны в увеличенном масштабе выделенные кружками участки частотной зависимости амплитуды коэффициента прохождения $S_{21}(f)$ ПМСВ и дисперсионных кривых $f = f(k)$ соответственно. Видно, что в зависимости $S_{21}(f)$ наблюдаются эквидистантные осцилляции, разделенные частотными интервалами $\Delta f \approx 3$ MGz и имеющие резонансный характер — ширина пика ≤ 1 MGz. Глубина осцилляций ΔA в зависимости $S_{21}(f)$ увеличивалась с расстоянием, что видно из сравнения вставок *a* и *b* к рис. 2. При этом в дисперсионной зависимости ПМСВ на резонансных частотах формируются аномальные участки (рис. 3, *b*). Ранее аналогичные

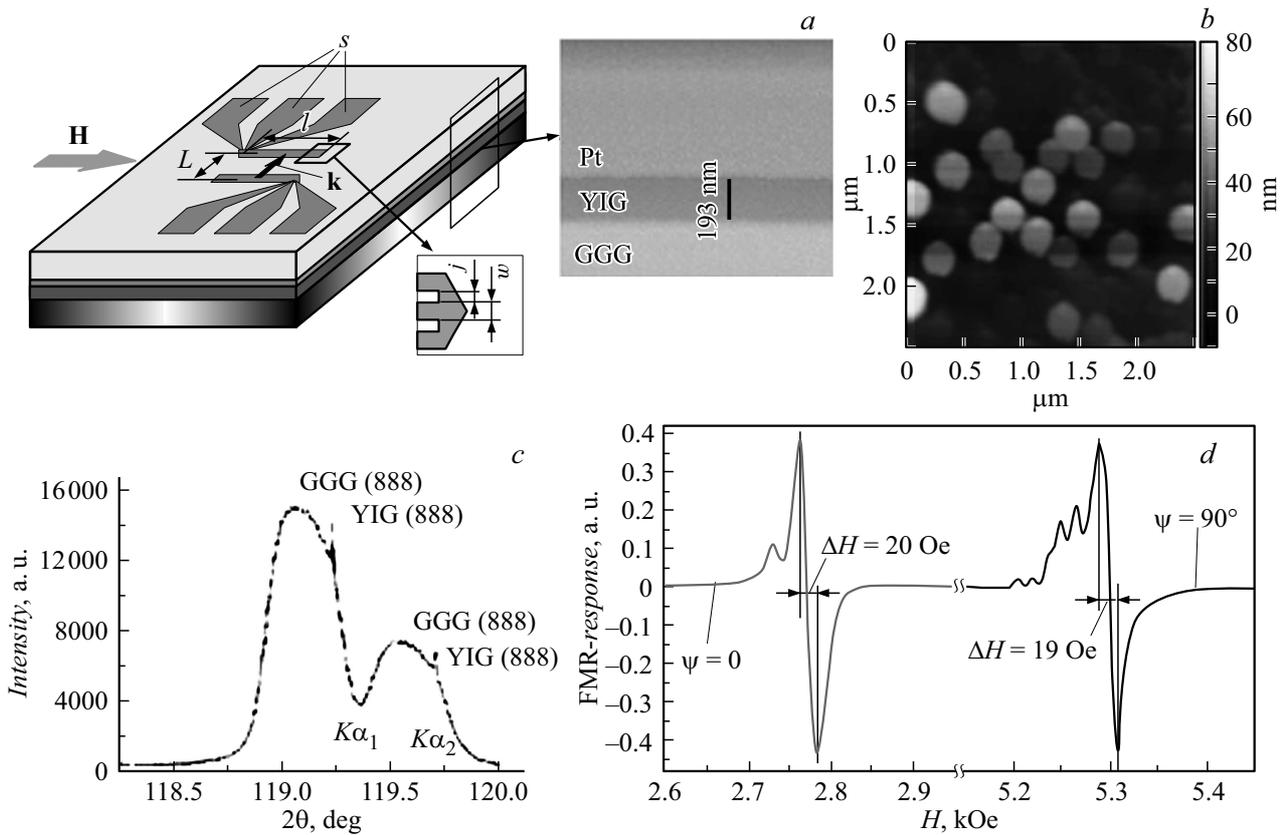


Рис. 1. Вид экспериментального макета, с обозначением параметров копланарных антенн: L — расстояние между центральными проводниками, w — ширина микрополосок, j — расстояние между микрополосками, s — контактные площадки для микрозондов. На вставках: a — изображение скола пленки по толщине, полученное на сканирующем электронном микроскопе; b — АСМ изображение участка $2.5 \times 2.5 \mu\text{m}$ поверхности пленки ЖИГ; c — дифрактограмма пленки; d — спектры ФМР при касательном ($\psi \approx 0$) и нормальном ($\psi \approx 90^\circ$) намагничивании образца.

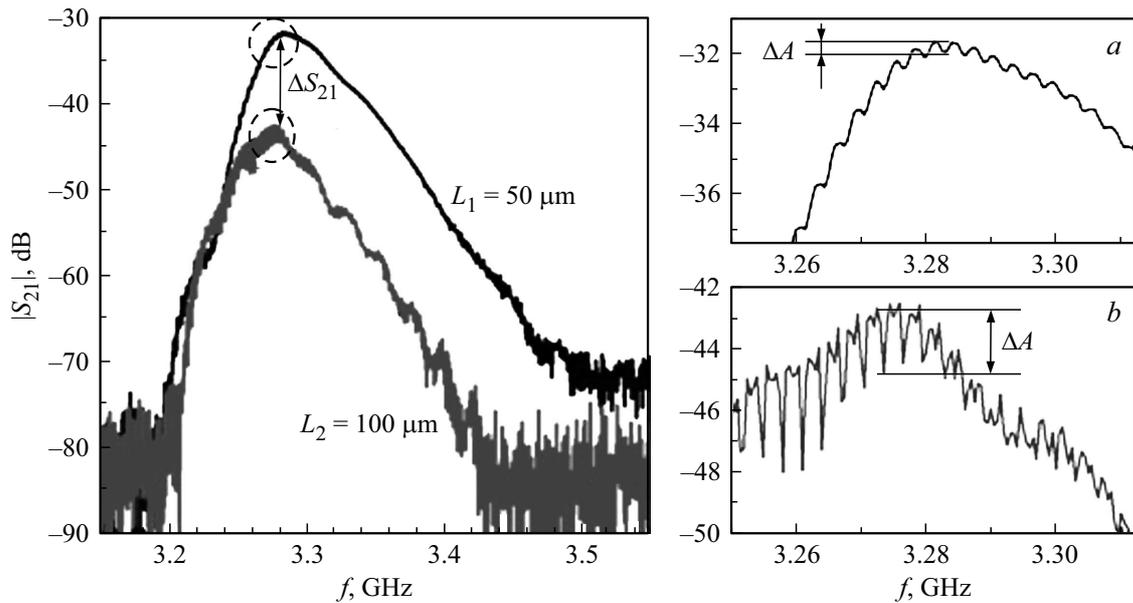


Рис. 2. Спектры коэффициента передачи $S_{21}(f, L)$ ПМСВ в структуре ЖИГ(200 нм)/ГГГ(600 мкм) при $L_1 \approx 50 \mu\text{m}$ и $L_2 \approx 100 \mu\text{m}$ поле $H \approx 550$ Ое. На вставках — увеличенные участки спектра $S_{21}(f, L)$ при L_1 (a) и L_2 (b), выделенные кружками.

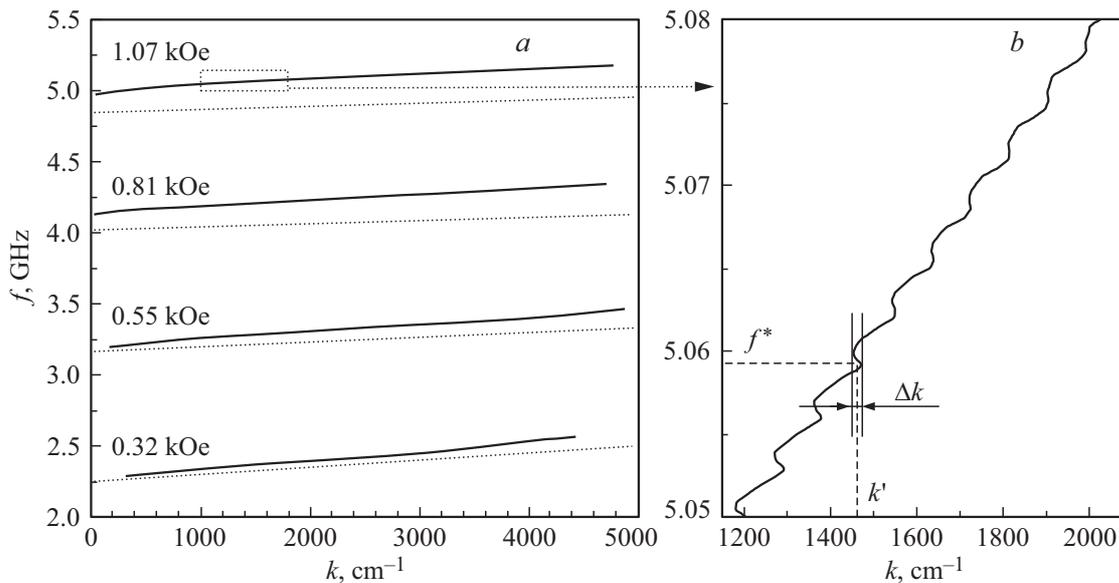


Рис. 3. *a* — измеренные (сплошные линии) и рассчитанные в дипольном приближении законы дисперсии ПМСВ (пунктир) при полях $H = 0.32, 0.55, 0.81, 1.07$ кОе. Кружками выделены частоты, для которых приведены данные в таблице. *b* — участок дисперсии, выделенный штриховой линией на дисперсионной кривой при поле $H = 1.07$ кОе, на котором видны anomalous участки в законе дисперсии.

особенности в зависимостях $S_{21}(f)$ и $f = f(k)$ наблюдались в экспериментах по изучению распространения МСВ в эпитаксиальных пленках ЖИГ [18–20], в том числе и в пленках субмикронной толщины $d \approx 0.54 \mu\text{m}$ [20], и связывались с образованием „быстрых“ [27] МУВ на частотах фазового синхронизма МСВ и упругих волн акустического волновода пленка ЖИГ–подложка ГГГ. Поэтому следовало ожидать, что обнаруженные нами резонансные особенности в зависимостях $S_{21}(f)$ и $f = f(k)$ имеют аналогичную природу.

Действительно, резонансные частоты, на которых наблюдаются осцилляции в зависимостях $S_{21}(f)$ и $f = f(k)$, отвечают частотам отсечки сдвиговых упругих мод волноведущей структуры пленка-подложка, которые в случае $d \ll D$ определяются соотношением

$$f_N \approx V_t N / (2D), \quad (1)$$

где $V_t = 3.57 \cdot 10^5$ см/с — скорость поперечных акустических волн в ГГГ, $D \approx 600 \mu\text{m}$ толщина ГГГ, N отвечает целому числу полуволн акустической сдвиговой волны по толщине структуры и в случае, показанном на вставке, $N = 1092–1102$. При этом частотный интервал между соседними модами с номерами N и $N + 1$ определяется как

$$\Delta f_{N,N+1} = V_t / (2D), \quad (2)$$

что в нашем случае составляет $\Delta f_{N,N+1} \approx 2.98$ МГц и хорошо согласуется с измеренными значениями $\Delta f \approx 3$ МГц.

В качестве параметров, характеризующих эффективность резонансного взаимодействия спиновой и упругой волн, можно рассматривать „глубину“ осцилляций ΔA в

зависимости $S_{21}(f)$ (вставки к рис. 2) и относительную величину изменений волнового числа $\Delta k/k$ в законе дисперсии $f = f(k)$ (рис. 3, *b*). Отметим, что в пренебрежении влиянием прямой электромагнитной наводки между преобразователями амплитуду осцилляций ΔA в спектре передачи $S_{21}(f)$ и вызванную резонансным взаимодействием с упругой волновой добавкой $\Delta k''_{\text{MEV}}$ к мнимой части k'' волнового числа ПМСВ $k = k' + ik''$ можно связать с помощью соотношения [28,19]

$$\Delta A \text{ dB} = -8.68 \Delta k''_{\text{MEV}} L, \quad (3)$$

где L — пройденное волной расстояние. Применительность (3) к нашему случаю подтверждается ростом с расстоянием L „глубины“ осцилляций ΔA в зависимости $S_{21}(f, L)$, показанных на вставках (*a*) и (*b*) на рис. 2.

Для оценки пространственных декрементов ПМСВ как вне частот магнитоупругих резонансов k'' , так и на резонансных частотах $k''_{\text{MEV}} = k'' + \Delta k''_{\text{MEV}}$ воспользуемся результатами измерений частотных зависимостей $S_{21}(f)$ в макетах с различными расстояниями между преобразователями $L_1 \approx 50 \mu\text{m}$ и $L_2 \approx 100 \mu\text{m}$ (рис. 2). При этом будем обращаться к частотам f^* , отвечающим максимуму прошедшего сигнала ПМСВ при фиксированном поле подмагничивания. Такие частоты выделены кружками на зависимостях $S_{21}(f)$ и $f = f(k)$ на рис. 2 и 3. В приближении идентичности параметров как преобразователей, так и участков пленки, на которых они размещены, на выбранной частоте f^* изменение амплитуды прошедшего сигнала $\Delta A(f^*) = S_{21}(f^*, L_1) - S_{21}(f^*, L_2) = 8.68 k'' L \text{ dB}$, где $L = L_2 - L_1 = 50 \mu\text{m}$. В таблице приведены значения

Значения пространственных декрементов k'' , k''_{MEV} , $\Delta k''_{\text{MEV}}$, а также относительное изменение волнового числа $\Delta k/k$ на частоте магнитоупругого резонанса и групповая скорость V_g ПМСВ в рассматриваемой структуре при выбранных значениях поля подмагничивания $H_{1,2,3}$ и частот f^*

H, f^*	$k'', 1/\text{cm}$	$k''_{\text{MEV}}, 1/\text{cm}$	$\Delta k''_{\text{MEV}}, 1/\text{cm}$	$\Delta k/k, \%$	$V_g, 10^5 \text{ cm/s}$	$\tilde{k}'', 1/\text{cm}$ $\Delta H(f^*), \text{ Oe}$
$H_1 \approx 320 \text{ Oe}$ $f^* \approx 2.387 \text{ GHz}$	134	143	9	< 1	3.7	250 2.8
$H_2 \approx 550 \text{ Oe}$ $f^* \approx 3.285 \text{ GHz}$	270	309	39	< 2	3.2	330 4.9
$H_3 \approx 810 \text{ Oe}$ $f^* \approx 4.196 \text{ GHz}$	403	696	293	4–10	2.6	676 5.9

Примечание. В крайнем правом столбце оценки магнитных потерь ПМСВ $\tilde{k}'' \approx \gamma \Delta H(f^*)/V_g$, где значения $\Delta H(f^*) = \Delta H(f_r) \cdot f^*/f_r$ учитывают зависимость скорости релаксации спиновых волн от частоты, а также эффективная ширина линии ФМР ($\Delta H(f^*) \approx k'' V_g/\gamma$, где значения k'' и V_g берутся из таблицы.

k'' , k''_{MEV} , $\Delta k''_{\text{MEV}}$, рассчитанные с помощью соотношения (3), и $\Delta k/k$, рассчитанные по результатам измерения фазочастотных характеристик, для значений поля $H_1 \approx 320 \text{ Oe}$, $H_2 \approx 550 \text{ Oe}$ и $H_3 \approx 810 \text{ Oe}$. Здесь же для сравнения приведены оценки величин (\tilde{k}'') для дипольных ПМСВ (вне частот (1)), полученные с помощью соотношения $\tilde{k}'' \approx \gamma \Delta H(f^*)/V_g$, где $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ — гиромангнитное отношение для ЖИГ, V_g — групповая скорость ПМСВ, рассчитанная для выбранных частот по наклону дисперсионных зависимостей на рис. 3, а, а значение ширины линии ФМР на частоте f^* пересчитывается с учетом линейной зависимости скорости релаксации спиновых волн от частоты $\Delta H(f^*) = \Delta H(f_r) f^*/f_r$.

Из таблицы видно, что с ростом поля (частоты f^*) вызванные резонансным взаимодействием с упругими волнами добавки в дисперсию $\Delta k/k$ и затухание $\Delta k''_{\text{MEV}}$ резко увеличиваются. Параметр $\Delta k/k$ возрастает от значений $\leq 1\%$ при $H_1 \approx 320 \text{ Oe}$ ($f^* \approx 2.387 \text{ GHz}$) до 4–10% при $H_3 \approx 810 \text{ Oe}$ ($f^* \approx 4.195 \text{ GHz}$). Для потерь изменения еще контрастнее. Действительно, если при поле $H_1 \approx 320 \text{ Oe}$ ($f^* \approx 2.387 \text{ GHz}$) значения $\Delta k''_{\text{MEV}} \approx 9 \text{ cm}^{-1}$ и на порядок меньше измеренных значений пространственного декремента $k'' \approx 133 \text{ cm}^{-1}$, то при $H_3 \approx 810 \text{ Oe}$ ($f^* \approx 4.195 \text{ GHz}$) магнитоупругое взаимодействие приводит на полтора порядка большим значениям $\Delta k''_{\text{MEV}} \approx 290 \text{ cm}^{-1}$, что всего лишь на 30% меньше значений магнитных потерь $k'' \approx 403 \text{ cm}^{-1}$. То обстоятельство, что $\Delta k''_{\text{MEV}}$ могут быть сопоставимы с магнитными потерями ($\Delta k''_{\text{MEV}} \approx k''$) и даже существенно их превышать ($\Delta k''_{\text{MEV}} \gg k''$), хорошо известно для „быстрых“ МУВ [28,19] и объясняется большими потерями упругих волн на распространение вдоль волновода ЖИГ–ГГГ на резонансных частотах (1).

Обращает на себя внимание рост эффективности взаимодействия ПМСВ и УВ с частотой (см. таблицу). Этот факт следует связать с двумя обстоятельствами, определяющими эффективность возбуждения звука в структуре ЖИГ–ГГГ [29–31]. С одной сто-

роны, указанная эффективность пропорциональна интегралу I перекрытия намагниченности ПМСВ \mathbf{m} и магнитоупругого поля (\mathbf{h}_{me}) упругой волны по толщине пленки ЖИГ $I \sim \int_0^d \mathbf{m} \mathbf{h}_{me} dz$. С другой стороны, наибольшая эффективность перекачки звука из пленки ЖИГ в подложку ГГГ будет достигаться при согласовании акустических импедансов $Z = \rho V_t$ (ρ — плотность среды) на интерфейсе: $\rho_{\text{YIG}} V_{\text{YIG}} = \rho_{\text{GGG}} V_{\text{GGG}}$. Если считать, что исследуемая структура ЖИГ/ГГГ имеет упругие параметры, близкие к монокристаллическим эпитаксиальным структурам [29]: $\rho_{\text{YIG}} \approx 5.17 \text{ g/cm}^3$, $V_{\text{YIG}} \approx 3.85 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$, $\rho_{\text{GGG}} \approx 7.02 \text{ g/cm}^3$, $V_{\text{GGG}} = V_t$, то получим $Z_{\text{YIG}} \approx 0.8 Z_{\text{GGG}}$, что отражает хорошее согласование импедансов [30,31]. В этом случае эффективному возбуждению упругих волн в структуре будет отвечать частота $f_{\text{max}} \approx V_{\text{YIG}}/(2d) \approx 9.6 \text{ GHz}$. В нашем случае мы не смогли пронаблюдать распространение ПМСВ на частотах выше 6 GHz из-за падения амплитуды выходного сигнала и невозможности его выделения на уровне шумов. Однако тенденция к нарастанию эффективности взаимодействия ПМСВ и сдвиговых упругих волн в структуре ЖИГ/ГГГ наблюдается, что подтверждает предположение о хорошем акустическом контакте на границе пленка-подложка в исследуемой структуре.

Отметим, что потери в спиновой и упругой подсистемах разрушают магнитоупругий резонанс [29,32]. Потери упругих волн в нашем случае ($d \ll D$) определяются в основном подложкой ГГГ и для типичной вязкости звука ξ в гранатах [29] $\xi \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ s}$ на частоте $f = 6 \text{ GHz}$ временной декремент сдвиговых волн составит $\omega''_e = 4\pi^2 f^2 \xi \approx 1.4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Такие малые потери сдвиговых упругих волн позволяют наблюдать в структурах ЖИГ/ГГГ задержку упругих волн на частоте 3 GHz до $10 \mu\text{s}$ [29]. Потери в магнитной подсистеме в нашем случае, рассчитанные по результатам измерения ширины линии в спектре ФМР (вставка d рис. 1), оказываются $\omega''_m \approx \gamma \Delta H \approx 3.5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, что на порядок больше не только потерь в упругой подсистеме, но и типичных значений магнитоупругой щели $\Delta \omega \leq 10^7 \text{ s}^{-1}$ в

спектре ПМСВ в структурах ЖИГ/ГГГ [29,33]. При этом оказывается выполненным условие $|\omega_{el}'' - \omega_m''| \gg \Delta\omega$, что должно приводить к разрушению синхронизма спиновой и упругой волн [33,29]. Чтобы преодолеть противоречие сделанных оценок с результатами эксперимента, следует предположить, что в ширину линии ФМР $\Delta H(f_r) \approx 20$ Ое вносится существенный вклад, обусловленный неоднородностью параметров пленки. Чтобы оценить диссипативную составляющую обратимся к правой колонке таблицы, где приведены значения пространственного декремента ПМСВ \tilde{k}'' , полученные с помощью соотношения $\tilde{k}'' \approx \gamma \Delta H(f^*)/V_g$, где $\Delta H(f^*) = \Delta H(f_r) f^*/f_r$ учитывает зависимость скорости релаксации спиновых волн от частоты. Видно, что рассчитанные таким образом значения пространственного декремента оказываются на 50–150% больше по сравнению с измеренными величинами k'' , указанными в левой колонке. С другой стороны, если воспользоваться приведенными в таблице результатами измерений k'' и V_g , то можно получить оценку эффективной ширины линии ФМР $\widetilde{\Delta H}(f^*)$ на частоте f^* с помощью соотношений [32] $\widetilde{\Delta H}(f^*) \approx k'' V_g / \gamma$. Полученные таким образом значения эффективной ширины линии ФМР $\widetilde{\Delta H}(f^*)$ составляют, например, для частоты $f^* \approx 2.387$ GHz величину $\widetilde{\Delta H}(f^*) \approx 2.9$ Ое, что в 1.6 раза меньше значений $\Delta H(f^*)$, определенных по результатам измерений ширины линии в спектре ФМР. При этом следует учесть, что неоднородность параметров пленки приведет к расфазировке ПМСВ на выходном преобразователе, что приведет к дополнительному падению уровня $S_{21}(f^*, L)$, как следствие, завышенным потерям ПМСВ, рассчитанным по формуле (3). С учетом сказанного можно утверждать, что для исследованной структуры вклад со стороны неоднородности параметров пленки в результаты измерения ширины линии в спектре ФМР составляет не менее 50%.

Заключение

Таким образом, исследовано распространение ПМСВ Дэймона–Эшбаха с длинами волн 15–100 μm в пленках ЖИГ толщиной ≈ 200 nm, полученных ионно-лучевым распылением на подложках ГГГ (111) толщиной ≈ 600 μm . Показано, что в диапазоне частот 2–6 GHz в спектре передачи и дисперсионной зависимости ПМСВ таких субмикронных пленок могут наблюдаться серии эквидистантных осцилляций. Указанные осцилляции отвечают возбуждению магнитоупругих волн в структуре ЖИГ/ГГГ на частотах резонансного взаимодействия ПМСВ с упругими сдвиговыми модами волноведущей структуры ЖИГ–ГГГ. Полученные результаты указывают, что структуры ЖИГ/ГГГ, полученные технологией ионно-лучевого распыления, характеризуются эффективной магнитоупругой связью спиновой и упругой подсистем и согласованием акустических импедансов

на интерфейсе ЖИГ–ГГГ. При этом сама технология перспективна для создания устройств магноники и стрейнтроники, а также структур, демонстрирующих акустическую спиновую накачку [34].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14058, 16-57-00135) и БРФФИ (проект № Ф16Р-085).

Список литературы

- [1] Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Славин А.Н. и др. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1099–1128.
- [2] Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 264002.
- [3] Fetisov Y.K., Srinivasana G. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. P. 143503.
- [4] Устинов А.Б., Фетисов Ю.К., Лебедев С.В., Srinivasan G. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 4. С. 41–47.
- [5] Yu H., d'Allivy-Kelly O., Cros V., Bernard R., Bartolotti P., Anane A., Brandl F., Huber R., Stasinopoulos I., Grundler D. // Sci. Rep. 2014. 4:6848. doi: 10.1038/srep06848
- [6] Wang H.L., Du C.H., Pu Y., Adur R., Hammel P.C., Yang F.Y. // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88. P. 100406(R)
- [7] Evelt J., Demidov V.E., Bessonov V., Democritov S.O., Prieto M.L., Munoz M., Youseff J. B., Naletov V.V., de Loubens G., Klein O., Collet M., Garcia-Hermendez K., Bortolotti P., Cros V., Anane A. // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108. P. 172406.
- [8] Lustikova J., Shiomi Y., Qiu Z., Kikkawa T., Iguchi R., Uchida K., Saitoh E. // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116. P. 153902 1-6.
- [9] Kang Y.M., Wee S.H., Baik S.I., Min S.G., Yu S.C., Moon S.H., Kim Y.W., Yoo S.I. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 10A3191-3.
- [10] Stognij A.I., Lutsev L.V., Bursian V.E., Novitskii N.N. // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 118. P. 023905.
- [11] Sakharov V., Khivintsev Y., Vysotsky S., Shadrov V., Stognij A., Filimonov Y. // Proc. 20th Int. Conf. Magn. Barcelona, Spain. 2015. P. 1546.
- [12] Stognij A., Lutsev L., Novitskii N., Bespalov A., Golikova O., Ketsko V., Gieniusz R., Maziewski A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. Vol. 48. N 48. P. 485002-8.
- [13] Aldbea F.W., Ahmad N.I., Ibrahim N.B., Yahya M. // J. Sol-Gel Sci. Technol. 2-14. Vol. 71 P. 31–37.
- [14] Jermain C.L., Paik H., Aradhya S.V., Buhrman R.A., Schlom D.G., Ralph D.C. // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 109. P. 192408. doi: 10.1063/1.4967695
- [15] Kirihara A., Kajiwara Y., Ishida M., Nakamura Y., Manako T., Saitoh E., Yorozu S. // Nat. Mat. 2012. Vol. 11. P. 686–689.
- [16] Sakharov V.K., Khivintsev Y.V., Vysotskii S.L., Stognij A.I., Filimonov Y.A. // IEEE Magn. Lett. 2017. Vol. 8. P. 3704804.
- [17] Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Стогний А.И., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25. № 1. С. 35–51.
- [18] Гуляев А., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т., Сысоев В.Г., Тихонов В.В., Филимонов Ю.А., Нам Б.П., Хе А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 39. № 9. С. 500–504.

- [19] Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2307–2312.
- [20] Андреев А.С., Зильберман П.Е., Кравченко В.Б., Огрин Ю.Ф., Темирязов А.Г., Филимонова Л.М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 2. С. 90–94.
- [21] Казаков Г.Т., Котелянский И.М., Маряхин А.В., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В. // РЭ. 2004. Т. 49. № 5. С. 568–576.
- [22] Stognij A.I., Tokarev V.V., Mitin Yu.N. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1992. Vol. 236. P. 331–334.
- [23] Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Сухарев А.Г., Филимонов Ю.А., Шешн И.В. // РЭ. 1990. Т. 35. № 5. С. 966–976.
- [24] Khivintsev Yu.V., Filimonov Yu.A., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 052407.
- [25] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19. P. 308–320. doi: 10.1016/0022-3697(61)90041-5
- [26] Schilz W. // Philips Res. Rep. 1973. Vol. 28. P. 50–65.
- [27] Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Филимонов Ю.А. // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 4. С. 2647–2655.
- [28] Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Филимонов Ю.А. // РЭ. 1982. Т. 27. № 10. С. 1979–1983.
- [29] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 6–23.
- [30] Ле-Кроу Р., Комсток Р. // Физическая акустика / Под. ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1968. Т. 3. Ч. Б. С. 156–243.
- [31] Штраус В. Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната. Физическая акустика / Под. ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1970. Т. 4. Ч. Б. С. 247–316.
- [32] Ахизер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спинные волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [33] Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В. // РЭ. 2002. Т. 47. № 8. С. 1002–1007.
- [34] Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyatakin I.L., Kotelyanskii I.M., Luzanov V.A., Orlov A.P. // AIP Advances. 2016. Vol. 6. P. 056306.