

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.635

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ НА СПЕКТР
ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА СУБМИКРОННЫХ ПЛЕНОК
ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА, ПОЛУЧЕННЫХ
ИОННО-ЛУЧЕВЫМ ИСПАРЕНИЕМ

© 2019 г. С. Л. Высоцкий^{1,2,*}, Ю. В. Хивинцев^{1,2}, А. В. Кожевников¹, В. К. Сахаров¹,
Ю. А. Филимонов^{1,2,3}, А. И. Стогний⁴, Н. Н. Новицкий⁴, С. А. Никитов^{2,5}

¹Саратовский филиал Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,
ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 Российская Федерация

⁴Научно-практический центр по материаловедению Национальной академии наук Беларуси,
ул. Бровка, 19, Минск, 220072 Республика Беларусь

⁵Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: vysotsl@gmail.com

Поступила в редакцию 21.03.2019 г.

После доработки 15.04.2019 г.

Принята к публикации 22.04.2019 г.

Исследовано влияние деформаций на спектр ферромагнитного резонанса (ФМР) субмикронных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) и кремния (Si). Показано, что влияние деформаций проявляется в частотном сдвиге максимума поглощения в спектре ФМР. Полученные результаты указывают, что исследованные пленки ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si характеризуются эффективной магнитоупругой связью спиновой и упругой подсистем, что позволяет рассматривать технологию ионно-лучевого распыления пленок ЖИГ на подложках ГГГ и Si как перспективную для создания устройств стрейнтроники.

DOI: 10.1134/S0033849419100140

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие большое внимание уделяется разработке и исследованию синтетических мультиферроиков на основе пленок магнитоэлектрических и пьезоэлектрических материалов в связи с перспективой построения на их основе устройств стрейнтроники [1–3]. Это обусловлено возможностью перестройки магнитного состояния ферромагнитной пленки за счет магнитоупругих полей, наведенных деформацией пьезоэлектрика под влиянием электрического поля. При этом энергопотребление, требуемое для изменения основного состояния, оказывается чрезвычайно низким по сравнению с переключением за счет электрического тока [4–6], что открывает широкие возможности использования мультиферроидных структур при создании энергонезависимой памяти [7, 8], спиновых транзисторов [9], спино-

вой логики [4–9], датчиков магнитных полей [10] и управляемых СВЧ-устройств [11–16].

Одним из материалов, который широко используется при создании композитных мультиферроидных структур для устройств стрейнтроники СВЧ-диапазона, являются монокристаллические пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), выращенные методом жидкофазной эпитаксии [17–24]. Наличие в ЖИГ магнитоупругих свойств с одной стороны, и рекордно низкие скорости релаксации намагниченности, с другой, позволяют в композитных мультиферроидных структурах на основе ЖИГ управлять фазой, временем задержки, полосой фильтрации, а также бистабильностью спиновых волн. К этому следует добавить, что структуры ЖИГ/ГГГ характеризуются высокой акустической добротностью, что позволяет

наблюдать акустическую спиновую накачку в структурах ЖИГ/ГГГ/ЖИГ/Pt [25].

Вместе с тем необходимость использования технологии жидкофазной эпитаксии существенно ограничивает перспективы интеграции структур ЖИГ/ГГГ с полупроводниковыми технологиями и создания монолитных мультиферроидных структур. В этой связи в последнее время существенно возрос интерес к разработке нежидкофазных технологий получения пленок ЖИГ и, в частности, к методу ионно-лучевого испарения [26–28]. Достигнутый за последние годы прогресс в развитии таких технологий позволяет получать пленки ЖИГ субмикронных толщин (50...1000 нм) на подложках ГГГ [26], Si [27], GaN [28]. Кроме того, в таких пленках удается наблюдать распространение субмикронных [26] спиновых и магнитоупругих волн, которые демонстрируют эффекты невязимости [29] и параметрической неустойчивости [30]. Однако влияние деформаций на спектр спин-волновых возбуждений пленок ЖИГ, полученных ионно-лучевым испарением, до сих пор не исследовалось.

Цель данной работы – исследовать влияние деформаций на спектр ферромагнитного резонанса (ФМР) пленок ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si, полученных ионно-лучевым распылением. По аналогии с работами [31–34] мы использовали эффект сдвига частоты ФМР под влиянием магнитоупругих полей, вызванных деформацией пленки, для определения магнитоупругих постоянных пленок.

1. ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ СТРУКТУР ЖИГ/ГГГ И ЖИГ/Si

Экспериментально были исследованы пленки ЖИГ, полученные ионно-лучевым распылением на подложках ГГГ с кристаллографической ориентацией (111) и окисленного кремния по технологии, описанной в работах [26–28]. Толщина d пленок на подложке кремния составляла $d \approx 1000$ нм, а на подложке ГГГ – от $d \approx 700$ нм. Подложка ГГГ имела толщину $D_{\text{ГГГ}} \approx 0.6$ мм, а подложка Si – $D_{\text{Si}} \approx 0.44$ мм. На рис. 1а–1г и 2а–2г приведены соответственно изображения поперечного сечения пленок ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/SiO₂/Si(100), полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа, результаты сканирования участка поверхности пленок ЖИГ с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ), дифрактограммы, измеренные на установке Дрон-4 с фокусировкой по плоскому образцу в геометрии Брэгга–Брентано (схема $\theta-2\theta$ Cu-K α -излучение, $\lambda \approx 0.15418$ нм) и спектры ФМР пленок на частоте $f_r \approx 9.8$ ГГц при углах ψ между направлением магнитного поля \vec{H} и плоскостью пленки $\psi \approx 0^\circ$ и $\psi \approx 90^\circ$.

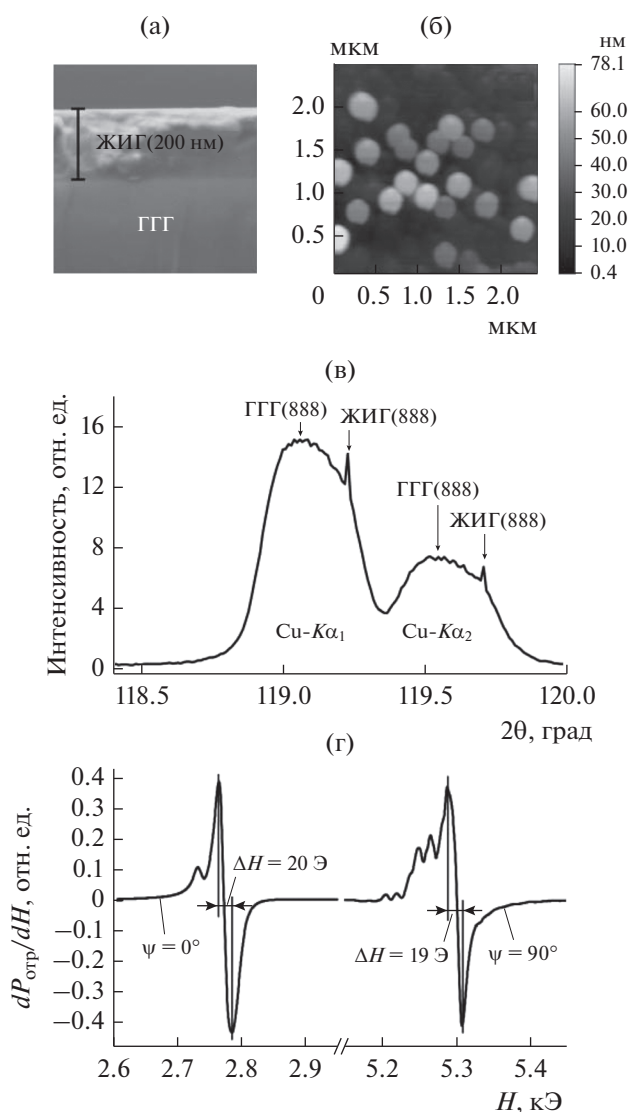


Рис. 1. Пленка ЖИГ/ГГГ: (а) изображение скола пленки по толщине, полученное на сканирующем электронном микроскопе; (б) АСМ-изображение участка 2.5×2.5 мкм поверхности пленки ЖИГ; (в) дифрактограмма пленки; (г) спектры ФМР при касательном ($\psi \approx 0$) и нормальном ($\psi \approx 90^\circ$) намагничивании образца.

1.1. Структуры ЖИГ/ГГГ

Как видно из рис. 1а, пленки ЖИГ/ГГГ имеют гранулированную структуру, что более заметно проявляется в АСМ-изображении поверхности пленки (рис. 1б), которое позволяет оценить размер зерна ≈ 200 нм и перепад высот ≈ 80 нм. Из дифрактограммы (см. рис. 1в) 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 характерно для эпитаксиальных пленок ЖИГ/ГГГ. Это позволяет считать, что в рассматриваемых пленках ЖИГ доминирует текстура (111), при этом параметры

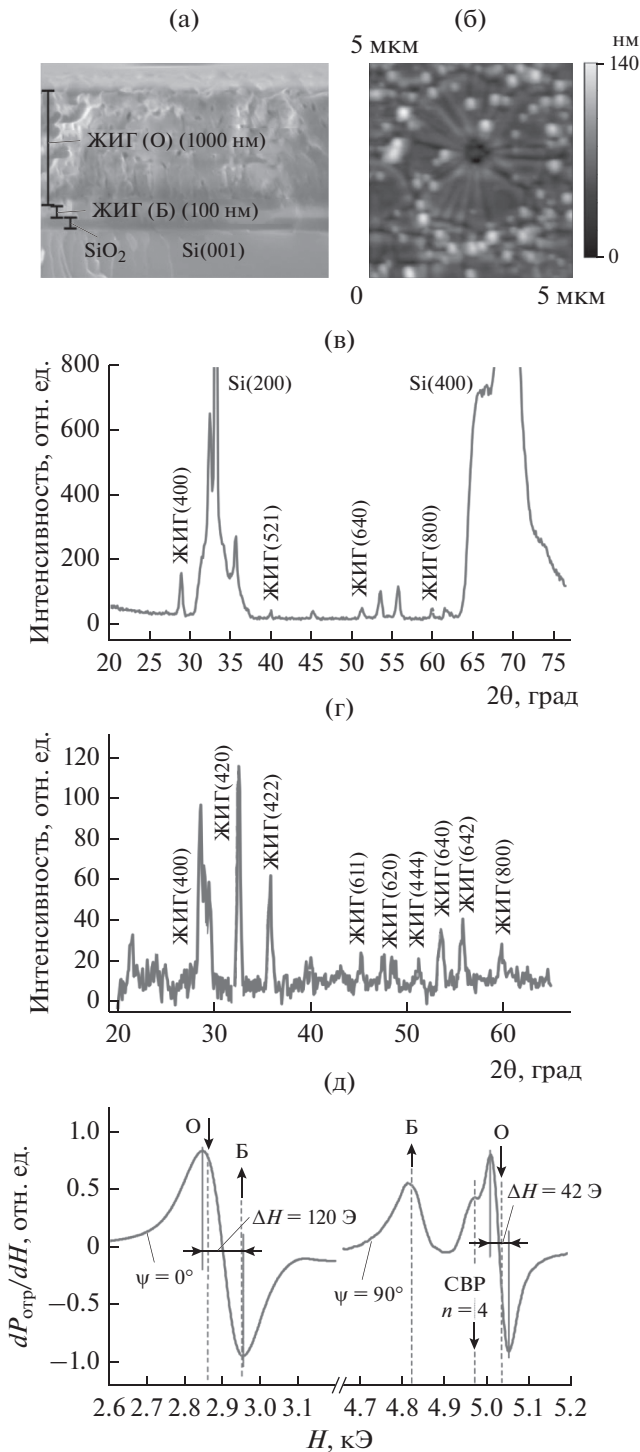


Рис. 2. Структура ЖИГ/Si: (а) изображение скола пленки по толщине, полученное на сканирующем электронном микроскопе для буферного (Б) слоя ЖИГ $d_1 \approx 100$ нм и для основного (О) слоя ЖИГ $d_2 \approx 1000$ нм; (б) АСМ-изображение участка 5×5 мкм поверхности пленки ЖИГ; (в) и (г) – дифрактограммы пленки; (д) спектры ФМР при касательном ($\psi \approx 0^\circ$) и нормальном ($\psi \approx 90^\circ$) намагничивании образца.

кристаллических решеток пленки и подложки отвечают эпитаксиальному согласованию.

Эффективную намагниченность пленки $4\pi M$ определяли из спектров ФМР, измеренных для образца размером 3×3 мм (см. рис. 1г). Как при перпендикулярном намагничивании ($\psi \approx 90^\circ$) при $H \approx 5295$ Э, так и при касательном ($\psi \approx 0^\circ$) поле $H \approx 2750$ Э в спектре наблюдалось несколько линий поглощения, что указывает на возбужденные моды спин-волнового резонанса в пленке и отражает неоднородность распределения ее магнитных параметров. Ширина линий в спектре ФМР касательно намагниченной пленки составляет $\Delta H(f_r) \approx 20$ Э, тогда как при $\psi \approx 90^\circ$ ширина линий в разы меньше и составляет $\Delta H(f_r) \approx 4$ Э. Столь существенную разницу в значениях $\Delta H(f_r)$ можно объяснить вкладом при $\psi \approx 0^\circ$ в затухание однородной прецессии двухмагнетонных процессов рассеяния на границах зерен и влиянием неоднородности параметров пленки. При расчете эффективной намагниченности, выполненном для основного пика поглощения, было получено значение $4\pi M^{\text{эф}} \approx 1733$ Гс.

1.2. Структуры ЖИГ/Si

При получении структуры ЖИГ/Si на подложке кремния предварительно в несколько этапов наращивалась буферная пленка (1) ЖИГ, толщиной $d_1 \approx 100$ нм. Затем поверх буферного слоя наносили рабочий слой (2) толщиной $d_2 \approx 1000$ нм, так что полная толщина пленки составила $d = d_1 + d_2 \approx 1100$ нм (см. рис. 2а). Результаты сканирования поверхности пленки атомно-силовым микроскопом Solver P-47 показали, что среднеквадратичная амплитуда шероховатости поверхности пленки ЖИГ составляет $S_q \approx 20$ нм при среднем диаметре зерна $d_g \approx 224$ нм (см. рис. 2б). Кроме того, оказалось, что на каждый участок поверхности размером 20×20 мкм приходится от одного до трех кратерообразных дефектов роста диаметром $3 \dots 5$ мкм и глубиной $30 \dots 40$ нм. На рис. 2г приведена дифрактограмма пленки, полученная вычитанием спектра подложки из дифрактограммы рис. 2в. Характер дифрактограмм отвечает поликристаллическим пленкам. Как видно из рис. 2г, в поликристаллической пленке фазы (110), (100) и (111) имеют близкие интенсивности, что свидетельствует об отсутствии текстуры в пленке ЖИГ/Si.

Спектр ФМР пленки с плоскостными размерами 3×3 мм приведен на рис. 2д. При перпендикулярном намагничивании ($\psi \approx 90^\circ$) наблюдались две области полей, $H_1 \approx 4816$ Э и $H_2 \approx 5032$ Э, в которых пленка поглощала СВЧ-поле резонатора. Высокополевою область следует связать с поглощением в рабочем слое с эффективной намагниченностью насыщения $4\pi M_2^{\text{эф}} \approx H_2 \cdot f_r / \gamma \approx 1496$ Э, а пик по-

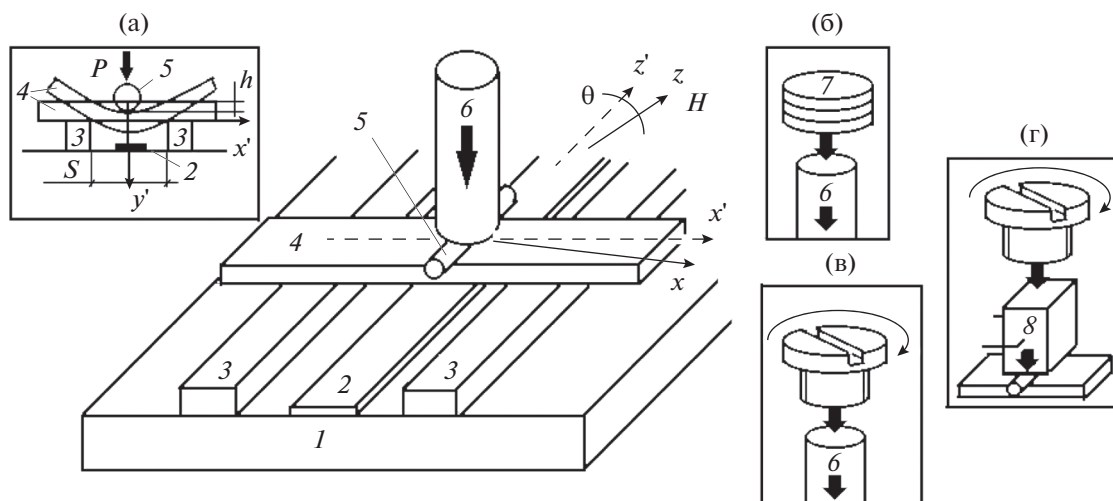


Рис. 3. Схематическое изображение конструкции макета для исследования магнитоупругих свойств пленок ЖИГ методом широкополосного ФМР: 1 – поликоровая подложка, 2 – микрополосок, 3 – опоры, 4 – образец, 5 – упор, 6 – шток, 7 – калиброванные грузики, 8 – пьезоэлектрический актюатор. Система координат (x', y', z') связана с изгибными деформациями пленки под влиянием силы P , направленной вдоль оси y' , перпендикулярной к поверхности пленки и проходящей по центру расстояния между опорами 3. Система координат (x, y, z) связана с направлением внешнего магнитного поля \vec{H} и получается разворотом (x', y', z') на угол θ относительно оси y' . На вставке (а) схематично показан вид структуры пленка–подложка, подвергнутой изгибной деформации силой P , приложенной вдоль оси y' , перпендикулярной поверхности пленки и проходящей по середине расстояния S между опорами 3, h – высота прогиба. На вставках (б)–(г) иллюстрируются способы создания изгибных деформаций структуры пленка–подложка.

глощения вблизи H_1 отнести к резонансу буферного слоя с намагниченностью $4\pi M_1^{\text{эф}} \approx H_1 f_r / \gamma \approx 1280$ Э, где будем считать, что гиромангнитное отношение соответствует ЖИГ $\gamma = 2.8 \times 10^6$ Э $^{-1}$ с $^{-1}$. При этом в спектре при $H_2 \approx 5032$ Э помимо основного пика поглощения с шириной линии $\Delta H \approx 40$ Э наблюдается дополнительный пик, вблизи $H \approx 4975$ Э, что указывает на возбуждение мод спин-волнового резонанса рабочего слоя. При $\psi \approx 0^\circ$ наблюдался лишь один пик поглощения шириной $\Delta H \approx 120$ Э. То обстоятельство, что при $\psi \approx 0^\circ$ не удается разрешить отдельные линии, следует связать с существенным вкладом в ширину линии поглощения процессов двухмагнитного рассеяния на дефектах и межзеренных границах, приводящих к образованию спиновых волн с волновыми векторами $k_g \approx \pi/d_g \approx 1.5 \times 10^5$ см $^{-1}$. Другим фактором, влияющим на разрешение линий спектра ФМР, является неоднородность параметров слоев как по толщине, так и в плоскости пленки.

2. ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ НА СПЕКТР ФМР ПЛЕНОК ЖИГ

Влияние деформаций на спектр спин-волновых возбуждений структур ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si исследовалось методом широкополосного ФМР в макете на основе несимметричной микрополосковой линии, аналогично описанному в работе

[31]. Вид макета и связанная с ним система координат (x', y', z') схематично показаны на рис. 3. На поликоровой плате 1 методом фотолитографии был изготовлен отрезок микрополосковой линии 2 с волновым сопротивлением 50 Ом, которая включалась в измерительный тракт векторного анализатора цепей Agilent E5071C. Считается, что микрополосковая линия ориентирована вдоль оси z' . По обе стороны от микрополоски на поверхности платы были размещены стеклянные опоры 3 толщиной $t \approx 200$ мкм, отстоящие друг от друга на расстояние $S = 3 \dots 5$ мм. Образец 4 исследуемой структуры в виде прямоугольной полоски шириной $b \approx 4$ мм и длиной $l \approx 20$ мм размещали на опорах так, чтобы его длинная сторона совпадала с осью x' и была перпендикулярна микрополосковой линии. При этом “рабочая” поверхность структуры, на которой находилась исследуемая пленка ЖИГ, была обращена к микрополоске. На “нерабочей” поверхности структуры параллельно микрополоске был размещен упор 5 в виде отрезка оптоволоконка диаметром 1 мм и длиной 6 мм. К упору прикладывалась сила b , действующая вдоль оси y' и вызывающая изгибную деформацию растяжения исследуемой пленки. При этом стрела прогиба образца оказывалась направлена перпендикулярно оси микрополосковой линии (см. рис. 3, вставка (а)).

Для создания изгибающего усилия использовались разные подходы: шток 6, нагружаемый калиброванными грузиками 7 массой m (см. рис. 3,

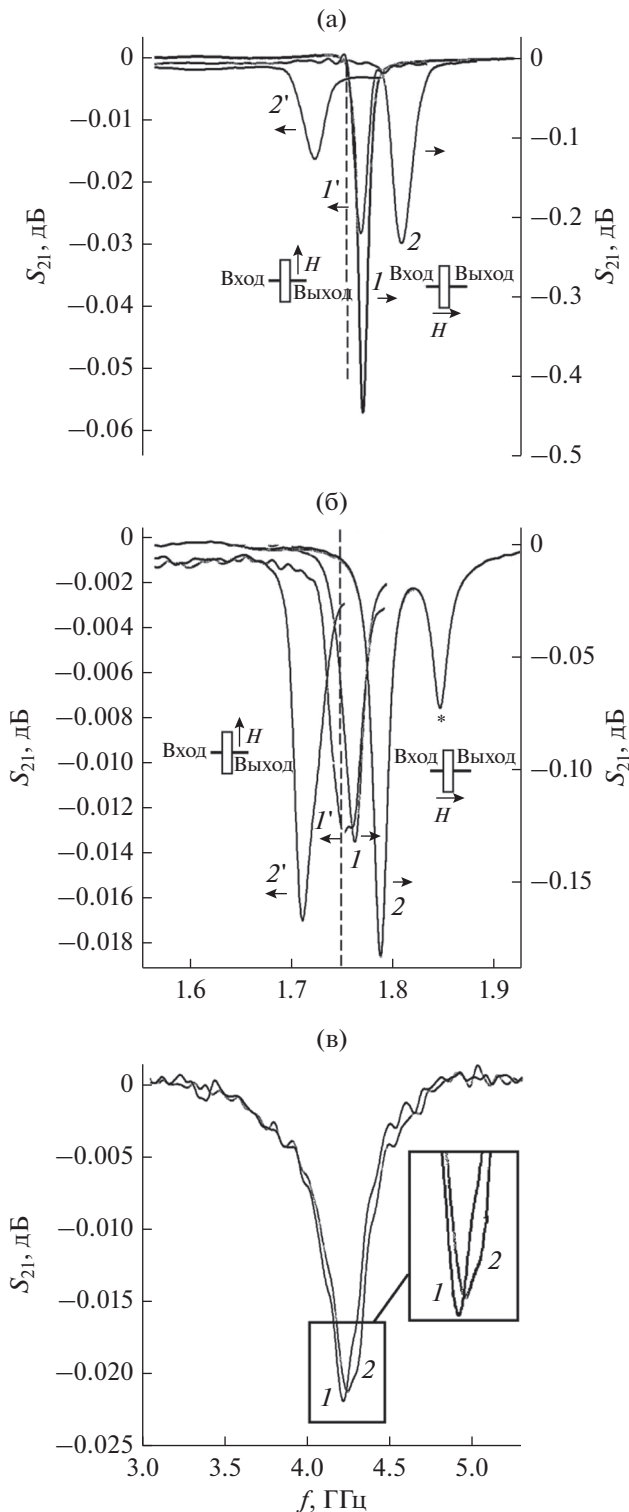


Рис. 4. Влияние деформаций на вид частотных зависимостей коэффициента передачи $S_{21}(f)$ несимметричной микрополосковой линии при расположении над сигнальным проводником пленок ЖФЭ: ЖИГ/ГГГ(а), ЖИГ/ГГГ (б) при величине постоянно магнитного поля 200 Э и ЖИГ/Si при 930 Э (в); величина силы давления 0 (1, 1') и 320 г (2, 2'); $\theta = 0^\circ$ (1, 2) и 90° (1', 2').

вставка (б)), микрометрическая винтовая подача с шагом резьбы $Y \approx 200$ мкм (вставка (в)). При выбранной величине Y поворот винта на угол $\delta\varphi \approx 10^\circ$ приводил к прогибу пленки на величину $\delta h \approx Y\delta\varphi/360 \approx 5.5$ мкм, а максимальные значения h не превышали 50 мкм. Кроме того, исследовалась возможность перестройки спектра ФМР пленок с помощью пьезоэлектрического актюатора PSt 150/2 \times 3/5, который мог удлиняться на $\delta h_E \leq 5$ мкм при подаче положительного напряжения $U \leq 150$ В [35]. Для создания изгибающего усилия актюатор δ располагали на отрезке оптоволокна последовательно с винтовой подачей (см. рис. 3 вставка (г)).

Макет помещали в зазор электромагнита, поле H которого прикладывалось к плоскости структуры и менялось в пределах $H \approx 0 \dots 1000$ Э. Считалось, что с магнитным полем связана прямоугольная система координат, ось Oz которой направлена по полю и составляет угол θ с направлением оси микрополосковой линии, а ось Oy перпендикулярна плоскости макета (см. рис. 3). Измерялись зависимости частоты Ω , отвечающей максимуму потерь в спектре передачи $S_{21}(f)$ микрополосковой линии, от деформации пленки и от угла θ . Результаты измерений для исследуемых образцов сопоставляли со случаем “эталонного” образца, в качестве которого бралась монокристаллическая пленка ЖИГ толщиной $d \approx 0.58$ мкм, выращенная методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на подложке ГГГ толщиной $D \approx 560$ мкм.

2.1. Структуры ЖИГ/ГГГ

На рис. 4а, 4б показаны зависимости коэффициента передачи $S_{21}(f)$ микрополосковой линии нагруженной “эталонной” структурой и полученной ионным распылением структуры ЖИГ/ГГГ при $S = 5$ мм. Видно, что в зависимости $S_{21}(f)$ наблюдается провал за счет резонансного возбуждения магнитостатических колебаний в пленке ЖИГ. В отсутствие деформаций пленки частота пика поглощения не зависит от направления намагничивания. При этом амплитуда пика поглощения при $\theta \approx 0^\circ$ существенно больше, чем при $\theta \approx 90^\circ$.

При размещении на штоке (см. рис. 3 вставка (б)) калиброванных грузиков массой $m \approx 50 \dots 320$ г пик поглощения как в “эталонной” структуре, так и в структуре ЖИГ/ГГГ сдвигался по частоте (см. рис. 4а, 4б). Характер зависимости $\Omega(P)$ частоты Ω , отвечающей максимуму поглощения, от веса груза $P = mg$ был близок к линейному (рис. 5а), а ее наклон зависел от угла θ . С увеличением деформаций в случае $\theta \approx 0$ частота ФМР $\Omega(P)$ росла, а при $\theta \approx 90^\circ$ зависимость $\Omega(P)$ была отрицательной. В “эталонном” образце максимальное изменение частоты Ω при $P \approx 3.2 \times 10^5$ дин при $\theta \approx 0$ составило $\Delta\Omega \approx 35$ МГц, а при $\theta \approx 90^\circ$ $\Delta\Omega \approx -44$ МГц. В пленке ЖИГ/ГГГ значения сдвига частоты для

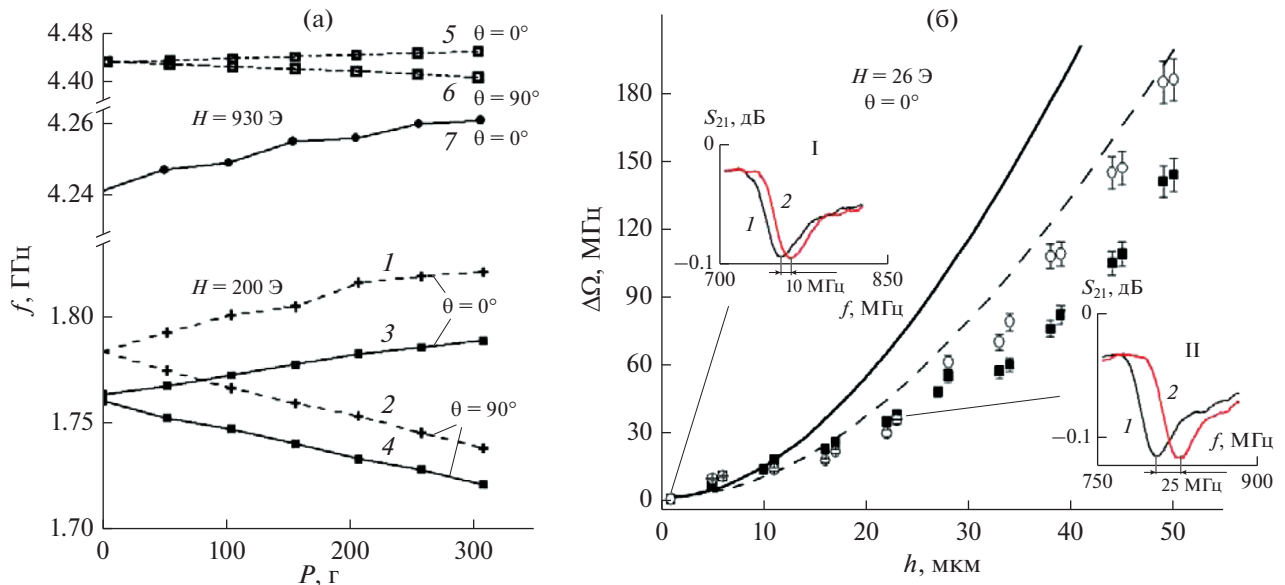


Рис. 5. Зависимости от массы грузиков резонансной частоты (а) пленки ЖФЭ ЖИГ при $H = 200$ Э (1, 2); основного пика пленки ЖИГ/ГГГ при $H = 200$ Э (3, 4) и при $H = 930$ Э (5, 6); пленки ЖИГ/Si при $H = 930$ Э (7). Кривые получены при $\theta = 0^\circ$ (1, 3, 5, 7) и $\theta = 90^\circ$ (2, 4, 6). Зависимость резонансной частоты пленки ЖИГ/ГГГ от величины подачи винта (б) при $H = 26$ Э. На вставках – перестройка резонансной частоты при последовательном включении винта и актюатора при $U = 0$ (I) и 150 В (2) в отсутствие подачи винта (вставка I) и при подаче винта 22 мкм (вставка II).

основного и дополнительного пиков составили ≈ 25 и ≈ -35 МГц соответственно для $\theta \approx 0^\circ$ и $\theta \approx 90^\circ$.

Отметим, что с ростом поля подмагничивания абсолютные значения сдвига $\Delta\Omega(\theta)$ уменьшаются и, например, при поле $H \approx 930$ Э для структуры ЖИГ/ГГГ составляют ≈ 18 МГц для $\theta \approx 0^\circ$ и ≈ -26 МГц для $\theta \approx 90^\circ$.

Аналогичное поведение пика поглощения в спектре передачи $S_{21}(f)$ наблюдалось и в случаях, когда давление на структуру создавалось с помощью винтовой подачи, а также при использовании пьезоэлектрического актюатора. Отметим, что характер зависимости сдвига частоты $\Delta\Omega(h)$ от величины подачи винта h имеет квадратичный вид (рис. 5б).

При использовании актюатора наблюдались наименьшие сдвиги частоты: в пленках ЖИГ/ГГГ $\Delta\Omega(U) \leq 5$ МГц и в эталонном образце $\Delta\Omega(U) \leq 7$ МГц, что связано с малой величиной изменения размера актюатора $\delta h_E(U) \leq 5$ мкм. При этом оказалось, что величину $\Delta\Omega(U)$ можно существенно (до пяти раз в нашем случае) увеличить, суммируя давление актюатора со стационарной нагрузкой пленки за счет винтовой подачи (см. рис. 3, вставка (г)). На вставках I и II к рис. 5б показаны изменения спектра ФМР пленки ЖИГ/ГГГ $\Delta\Omega(U)$ при различных значениях винтовой подачи h . Видно, что при величине винтовой подачи $h \approx 22$ мкм подача напряжения $U \approx 150$ В на актюатор приводит к сдвигу пика поглощения на ≈ 25 МГц, что сопоставимо с шириной пика поглощения по уровню -3 дБ.

2.2. Структуры ЖИГ/Si

Пик поглощения в структуре ЖИГ/Si наблюдался только при ориентации поля подмагничивания вдоль микрополосковой линии ($\theta \approx 0$). При этом его ширина по уровню 0.5 была на порядок больше, а амплитуда была на порядок меньше, чем в структурах ЖИГ/ГГГ при той же геометрии намагничивания. На рис. 4в приведены зависимости $S_{21}(f)$ в свободной 1 и деформированной 2 структурах ЖИГ/Si при величине поля подмагничивания $H \approx 930$ Э. Выбор поля такой величины связан с увеличением амплитуды пика поглощения в спектре передачи структуры с ростом H . Зависимость $\Omega(P)$ для структуры ЖИГ/Si имела линейный вид (см. рис. 5а). Величина сдвига пика поглощения по частоте при $m \approx 320$ г в данном случае составила $\Delta\Omega(\theta \approx 0) \approx 20$ МГц, что сопоставимо с результатом измерений для структуры ЖИГ/ГГГ, где при $H \approx 930$ Э сдвиг частоты составил $\Delta\Omega(\theta \approx 0) \approx 18$ МГц.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И РАСЧЕТ МАГНИТОУПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ

При обсуждении полученных результатов воспользуемся хорошо известным подходом [31–34], основанным на связи частоты f_0 однородного ФМР с деформациями, где f_0 определяется формулой Киттеля [36]:

$$f_0 = \gamma \sqrt{(H + (N_{xx} - N_{zz})M_0)(H + (N_{yy} - N_{zz})M_0)}. \quad (1)$$

В выражении (1) $N_{ii} = N_{ii}^m + N_{ii}^{me}$ – размагничивающие коэффициенты, которые учитывают вклады, обусловленные анизотропией формы образца N_{ii}^m ($N_{xx}^m = N_{zz}^m = 0$, $N_{yy}^m = 4\pi$) и магнитоупругих полей (N_{ii}^{me}). При этом считается, что направление внешнего поля совпадает с осью Oz , а ось Oy перпендикулярна плоскости пленки. Кроме того, в (1) пренебрегли полями размагничивания, обусловленными конечными плоскостными размерами образца.

В отсутствие деформаций ($N_{ii}^{me} = 0$) выражение (1) определяет частоту однородного ФМР в касательно намагниченной изотропной пленке [36]

$$f_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M_0)}, \quad (1')$$

положение которой при значениях параметров, отвечающих эксперименту на рис. 4, показано вертикальными пунктирными линиями. Как видим, частоты Ω , отвечающие пикам поглощения в спектрах передачи $S_{21}(f)$, сдвинуты “вверх” относительно f_0 на 10...50 МГц. Такой сдвиг спектра характерен для пленок с “ростовой” одноосной нормальной анизотропией типа “легкая плоскость” [37], которая может быть учтена в (1') заменой $4\pi M_0$ на $4\pi M^{\text{эф}} = 4\pi M_0 + H_u$, где H_u – поле одноосной анизотропии. Для пленок субмикронных толщин ($d < 1$ мкм) вклад в H_u может давать поверхностная анизотропия [38]:

$$H_u^s \sim K_s/dM_0, \quad (2)$$

где K_s – константа поверхностной анизотропии, которая в пленках ЖИГ может принимать значения $K_s < 0.1$ эрг/см² [39]. Вместе с тем поверхностная анизотропия приводит к эффекту закрепления поверхностных спинов, характеризующимся параметром $\Lambda \sim K_s/A \leq 10^5$ см⁻¹, где $A \approx 3 \times 10^{-7}$ эрг/см – обменная жесткость в ЖИГ. При этом сдвиг спектра ФМР “вверх” относительно f_0 можно объяснить возбуждением неоднородной моды спин-волнового резонанса по толщине пленки [40].

Пренебрегая анизотропией магнитоупругих свойств и учитывая приближение однородности параметров пленки по толщине, выражение (1) для рассматриваемых случаев намагничивания $\theta \approx 0$ и $\theta \approx 90^\circ$ можем представить в виде [31–34]:

$$\tilde{f}_0(\theta = 0) = \gamma \sqrt{(H + H_{me})(H + 4\pi M_0)} \quad (3)$$

и

$$\tilde{f}_0(\theta = 90^\circ) = \gamma \sqrt{(H - H_{me})(H + 4\pi M_0 - H_{me})}, \quad (4)$$

соответственно. При этом вызванное деформациями растяжения поле магнитоупругой анизотропии H_{me} в пленке определяется выражением

$$H_{me} = \frac{2B(1+\nu)\varepsilon}{M_0}, \quad (5)$$

где B – магнитоупругая константа, ν – коэффициент Пуассона, ε – относительное удлинение пленки под нагрузкой. Для случая, когда деформации создаются с помощью микрометрической подачи или пьезоэлектрическим актюатором, относительное удлинение пленки ε можно рассчитать по длине хорды S и стрелке “прогиба” h (см. рис. 3) с помощью соотношения, взятого из [41]:

$$\varepsilon = \frac{\Delta S}{S} \approx \frac{8h^2}{3S^2}. \quad (6)$$

В случае, когда деформация пленки вызвана грузиком весом P , для расчета относительного удлинения пленки ε воспользуемся выражением из [33]:

$$\varepsilon = 3PS/2EbD^2, \quad (7)$$

где E – модуль Юнга.

Если $H_{me} \ll H, 4\pi M$, то из (3) и (4) можно оценить величину сдвига частоты пика поглощения $\Delta\Omega(P, \theta) \approx \tilde{f}_0(P, \theta) - f_0$ с помощью соотношений

$$\Delta\Omega(P, \theta = 0) \approx \frac{f_{me}f_B}{2f_0}, \quad (8)$$

$$\Delta\Omega(P, \theta = 90^\circ) \approx \frac{f_{me}f_s}{f_0}, \quad (9)$$

где $f_{me} = \gamma H_{me}$, $f_B = f_H + f_m$, $f_s = f_H + 0.5f_m$, $f_m = \gamma 4\pi M$, $f_H = \gamma H$. Из (8) и (9) следует, что с ростом поля подмагничивания H величина сдвига частоты ФМР $\Delta\Omega(P, \theta)$ падает; это согласуется с результатами измерения для структуры ЖИГ/ГГГ при полях $H \approx 200$ и ≈ 930 Э. В полях $H \geq 4\pi M$ геометрия намагничивания $\theta = 90^\circ$ оказывается более предпочтительна, так как дает величину сдвига в $(2\zeta + 1)/(\zeta + 1)$ раз больше ($\zeta = H/4\pi M > 1$).

С помощью (8), (9) и результатов измерений значений $\Delta\Omega(P, \theta)$ (см. рис. 4, 5) можно получить оценку магнитоупругих постоянных исследованных пленок:

$$B \approx \frac{M\Delta\Omega(0)f_0}{(1+\nu)\varepsilon\gamma f_B} \approx \frac{M\Delta\Omega(90^\circ)f_0}{(1+\nu)\varepsilon\gamma 2f_s}. \quad (10)$$

Предполагая, что упругие свойства структуры ЖИГ/ГГГ определяются в основном подложкой ГГГ, характеризующейся значениями параметров $E = 2.2 \times 10^{12}$ дин/см², $\nu = 0.294$, получаем для “эталонного” образца ЖФЭ ЖИГ $B \approx 3.9 \times 10^6$ эрг/см³, что близко к значениям $B \approx 4.7 \times 10^6$ эрг/см³ из работы [32]. Для исследуемой структуры ЖИГ/ГГГ получаем значение $B \approx 2.6 \times 10^6$ эрг/см³, что со-

ставляет $\approx 66\%$ от значения для “эталонного” образца.

На рис. 5б сплошными и пунктирными линиями представлены рассчитанные по соотношениям (3), (5) и (6) зависимости $\Delta\Omega(h)$ для исследованных пленок ЖИГ/ГГГ при полученных значениях $B = 3.9 \times 10^6$ и 2.6×10^6 эрг/см³. Из рис. 5б видно, что как экспериментальные, так и теоретические зависимости оценок $\Delta\Omega(h)$ имеют квадратичный характер зависимости от величины микрометрической подачи h . В области значений $h \leq 30$ мкм расхождение рассчитанных и измеренных значений $\Delta\Omega(h)$ не превышает 20%. При значениях $h \geq 30$ мкм экспериментальные значения сдвига частоты $\Delta\Omega(h)$ заметно меньше (почти в два раза) теоретических оценок $\Delta\Omega(h)$, см. рис. 5б. Наиболее вероятной причиной отмеченного расхождения является деформация оптоволокон и всей системы передачи усилий винтовой микроподачи, вследствие чего лишь часть перемещения винта в направлении нормали h преобразуется в изгиб пленки.

Для пленок ЖИГ/ГГГ относительное удлинение пленки ϵ , вызванное грузиком весом $P \approx 3.2 \times 10^5$ дин, составит согласно (7) $\epsilon \approx 8.7 \times 10^{-5}$. С помощью (6) можно показать, что в нашем случае таким значениям ϵ отвечает величина прогиба $h \approx 28$ мкм. Из результатов эксперимента, показанных на рис. 5а и 5б видно, что при массе грузика $m \approx 320$ г и величине поля $H \approx 200$ Э сдвиг частоты составляет $\Delta\Omega(P, \theta = 0) \approx 25$ МГц, а при $h \approx 28$ мкм и $H \approx 26$ Э сдвиг частоты оказывается примерно в два раза больше $\Delta\Omega(h) \approx 50$ МГц, что согласуется с (8) с точностью не хуже 20%. Проведенное сравнение показывает, что в рассматриваемом случае результаты измерений сдвига частоты $\Delta\Omega$, полученные при $h \leq 30$ мкм и $P \leq 3.2 \times 10^5$ дин, могут быть использованы для оценки магнитоупругих постоянных исследуемых пленок.

Для структур ЖИГ/Si результаты измерений $\Delta\Omega(P, \theta = 0)$ при $H \approx 930$ Э показаны на рис. 5а. При максимальной массе грузика $m \approx 320$ г для пленок ЖИГ/Si значения сдвига $\Delta\Omega(\theta \approx 0) \approx 20$ МГц, что сопоставимо с величиной $\Delta\Omega(\theta \approx 0) \approx 18$ МГц, полученной для структуры ЖИГ/ГГГ. Однако следует учесть, что при заданном P и параметрах, отвечающих подложке Si(100), толщине $D_{Si} \approx 0.44$ мм, модуле Юнга для Si(100) $E_{Si} = 1.3 \times 10^{12}$ дин/см² и коэффициенте Пуассона $\nu \approx 0.266$ [42] величина деформаций ϵ для структуры ЖИГ/Si оказывается в три раза больше, чем для структуры ЖИГ/ГГГ. С учетом сказанного, значение магнитоупругой постоянной для исследованной пленки ЖИГ/Si равно $B \approx 0.8 \times 10^6$ эрг/см³, что составляет $\approx 20\%$ от значений B для “эталонного” образца.

Отметим, что для поликристаллического объемного ЖИГ в качестве параметра, характеризующего магнитоупругое взаимодействие, исполь-

зуется константа магнитоупругости λ , которую можно связать с магнитоупругой постоянной B соотношением [43]:

$$B = -3\lambda c_{44} = -\frac{3\lambda E}{2(1+\nu)}, \quad (11)$$

где в последнем равенстве учтена связь упругого модуля c_{44} с модулем Юнга изотропной среды [44]. Если для объемного поликристаллического ЖИГ принять $\lambda \approx -2.14 \times 10^{-6}$ [45], $E \approx 2 \times 10^{12}$ дин/см² и $\nu \approx 0.295$ [46, 47], то из (11) получим значение $B \approx 4.95 \times 10^6$ эрг/см³. Следовательно, измеренные значения параметра B для пленок ЖИГ/Si составляют $\approx 16\%$ от значений объемного поликристаллического ЖИГ. Столь низкие значения B для пленок ЖИГ/Si можно объяснить смягчением упругих параметров пленки на интерфейсе с подложкой [48], а также высокой дефектностью пленки в виде глубоких кратеров (см. рис. 2). Оба этих фактора могут уменьшать величину деформаций ϵ пленки по сравнению со значениями ϵ подложки. Кроме того, магнитоупругие постоянные B субмикронных пленок могут определяться магнитоупругим взаимодействием на поверхности и на интерфейсе пленка – подложка [38]

$$B^{\text{эф}} = B + \frac{2}{d} B^S, \quad (12)$$

где B^S – поверхностная магнитоупругая постоянная. Отметим, что для пленок Fe нанометровых толщин величина B^S может принимать значения $B^S \approx 0.1$ эрг/см² и отличаться по знаку от магнитоупругих постоянных в объеме пленки [38].

Обсудим теперь рост эффективности перестройки спектра ФМР при деформациях, создаваемых пьезоэлектрическим актюатором в пленках, подвергнутых изгибу за счет фиксированной микровинтовой подачи (см. вставки к рис. 5б, полученные для $S = 3$ мм). В этом случае высота прогиба пленки h определяется как

$$h = h_v + \delta h_E, \quad (13)$$

где h_v и δh_E – высоты прогиба, созданные винтом и пьезоактюатором при подаче на него напряжения U . При этом из (5), (6), (8), (13) можно вычислить величину сдвига частоты ФМР

$$\Delta\Omega(U, h_v) \sim (h_v^2 + 2h_v\delta h_E + \delta h_E^2). \quad (14)$$

Для некоторых двух фиксированных значений микровинтовой подачи $h_{v1,2} \neq 0$ отношение R сдвигов частоты ФМР $\Delta\Omega_{1,2}(U, h_{v1,2})$, вызванных удлинением актюатора на δh_E под действием напряжения U , составит

$$R = \frac{\Delta\Omega(U, h_{v2})}{\Delta\Omega(U, h_{v1})} = \frac{2h_{v2}\delta h_E + \delta h_E^2}{2h_{v1}\delta h_E + \delta h_E^2}. \quad (15)$$

Из (15) следует, что в пленке, подвергнутой изгибной деформации за счет микровинтовой подачи на величину $h_{V2} \neq 0$, чувствительность спектра ФМР к деформации пьезоактюатора вырастет в $R \approx (2h_{V2}/\delta h_E + 1)$ раз относительно случая $h_{V1} = 0$. В случае, показанном на вставках к рис. 5б, величины сдвига частоты ФМР $\Delta\Omega(U, h_V)$ при $h_{V2} \approx 22$ мкм и $h_{V1} = 0$ составляют $\Delta\Omega(U, h_{V2}) \approx 25$ МГц и $\Delta\Omega(U, h_{V1}) \approx 5$ МГц, чему отвечает величина $R \approx 5$. Отметим, что полученное из эксперимента значение R в 1.8 раза меньше чем оценка $R \approx 9$, полученная с помощью (15) при $\delta h_E = 5$ мкм. Отличие экспериментальных и рассчитанных значений R можно объяснить как нарушением условия $h_{V1} = 0$, так и влиянием деформаций элементов системы передачи усилий винтовой микроподачи при больших значениях h .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, методом широкополосного ФМР в диапазоне частот 0.1...7 ГГц исследовано влияние упругих деформаций растяжения ϵ на вид спектров передачи субмикронных касательно намагниченных пленок ЖИГ, полученных методом ионно-лучевого распыления на подложках ГГГ с кристаллографической ориентацией (111) и окисленного кремния Si. Пленки ЖИГ/ГГГ имели толщину $d \approx 700$ нм, характеризовались ярко выраженной текстурой (111) и параметрами решетки, отвечающими эпитаксиальному согласованию с подложкой. Пленки ЖИГ/Si имели толщину $d \approx 1000$ нм и являлись поликристаллическими. Результаты измерений для пленок ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением, сопоставлялись с аналогичными измерениями для "эталонного" образца, в качестве которого бралась пленка ЖИГ/ГГГ толщиной $d \approx 580$ нм, выращенная методом жидкофазной эпитаксии. Показано, что деформации растяжения приводят к сдвигу максимума пика поглощения в спектре ФМР пленок на величину $\Delta\Omega$. При этом направление сдвига (знак $\Delta\Omega$) определяется направлением магнитного поля относительно стрелы прогиба пленки, а величина $\Delta\Omega$ для заданной деформации зависит от величины поля подмагничивания. По величине $\Delta\Omega$ в приближении изотропии были рассчитаны магнитоупругие постоянные (B) пленок. Для структур ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si были получены соответственно значения $B \approx 2.6 \times 10^6$ и $\approx 0.8 \times 10^6$ эрг/см³, что составило ≈ 66 и $\approx 20\%$ от значений B для "эталонного" образца. При этом для "эталонной" пленки было получено значение $B \approx 3.9 \times 10^6$ эрг/см³, что составляет $\approx 80\%$ от значений B для эпитаксиальных пленок ЖИГ микронных толщин. Полученные результаты указывают, что исследованные пленки ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si характеризуются эффективной магнитоупругой связью спиновой и

упругой подсистем и это позволяет рассматривать технологию ионно-лучевого распыления пленок ЖИГ на подложках ГГГ и Si как перспективную для создания устройств стрейнтроники.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2019-0013 "Спинтроника" и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 16-29-14058, 18-57-00008_Бел) и Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (проект № Ф18Р-086).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. // Успехи физ. наук. 2018. Т. 188. С. 1288.
2. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др. // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. С. 1099.
3. Nan C.-W., Bichurin M. I., Dong S. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. № 3. P. 031101.
4. Behin-Aein B., Salahuddin S., Datta S. // IEEE Trans. 2009. V. NANO-8. № 4. P. 505.
5. Roy K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 063108.
6. Roy K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J. // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. № 2. P. 023914.
7. Miura K., Yabuuchi S., Yamada M. et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 42511.
8. Klimov A., Tiercelin N., Dusch Y. et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. P. 401.
9. Dowben P.A., Binek C. et al. // IEEE J. Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits. 2018. V. 4. № 1. P. 1.
10. Zhai J., Xing Z., Dong S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 062510.
11. Hu X., Wang, Nan T., Zhou Z. et al. // Sci. Reports. 2016. V. 6. P. 32408.
12. Verba R., Carpentier M., Finocchio G. et al. // Sci. Reports. 2016. V. 6. P. 25018.
13. Nozaki T., Shiota Y., Miwa S. et al. // Nature Phys. 2012. V. 8. P. 491.
14. Chen F., Wang X., Nie Y. et al. // Sci. Reports. 2016. V. 6. P. 28206.
15. Kanai S., Gajek M., Worledge D.C. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 242409.
16. Balinskiy M., Chavez A.C., Barra A. // Sci. Reports. 2018. V. 8. P. 10867.
17. Fetisov Y.K., Srinivasan G. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 143503.
18. Srinivasan G., Tatarenko A.S., Fetisov Y.K. et al. // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 2007. V. 966. P. 0966-T14-01.
19. Fetisov Y.K., Srinivasan G. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 103502.
20. Ustimov A.B., Srinivasan G., Kalinikos B.A. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 031913.
21. Zavislyak I.V., Popov M.A., Sreenivasulu G., Srinivasan G. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 222407.

22. Устинов А.Б., Фетисов Ю.К., Лебедев С.В., Srinivasan G. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 4. С. 41.
23. Petrov V., Bichurin M., Saplev A. et al. // J. Appl. Phys. 2017. V. 121. P. 224103.
24. Shastry S., Srinivasan G., Bichurin M.I. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 064416.
25. Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyatakin I.L. et al. // AIP Advances. 2016. V. 6. P. 056306.
26. Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л. и др. // ЖТФ. 2018. Т. 88. С. 1060.
27. Stognij A.I., Lutsev L.V., Bursian V.E., Novitskii N.N. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. № 2. P. 023905.
28. Stognij A., Lutsev L., Novitskii N. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. № 48. P. 485002-8.
29. Sakharov V.K., Khivintsev Y.V., Vysotskii S.L. et al. // IEEE Magn. Lett. 2017. V. 8. P. 3704804.
30. Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25. № 1. P. 35.
31. Bushnell S.E., Nowak W.B., Oliver S.A., Vittoria C. // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 2021.
32. Smith A.R., Jones R.V. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 4. Pt. 2. P. 1283.
33. Щеглов В.И. // Микроэлектроника. 1987. Т. 16. В. 4. С. 374.
34. Hoekstra B., van Doveren F., Robertson J.M. // Appl. Phys. 1977. V. 12. P. 261.
35. Low Voltage Co-Fired Multilayer Stacks, Rings and Chips for Actuation Model Munich: Piezomechanik GmbH, 2014. P. 22. https://www.piezomechanik.com/fileadmin/filestorage/Kataloge/en/Piezomechanik_Multilayer_Katalog_E_WEB_1__2014-04-27.pdf.
36. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
37. Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Маряхин А.В. и др. // РЭ. 1992. Т. 37. № 6. С. 1086.
38. Nesteruk Z.K., Zuberek R., Piechota S. et al. // Measurement Sci. Techn. 2014. V. 25. P. 075502.
39. Луговской А.В., Щеглов В.И. // РЭ. 1982. Т. 27. № 3. С. 518.
40. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение тонких магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1973.
41. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Н. Теория упругости. М.: Наука, 1979.
42. Boyd E.J., Uttamchandani D. // J. Microelectromechanical Systems. 2012. V. 21. P. 243.
43. Крупицка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 2. М.: Мир, 1976. С. 13.
44. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. С. 26.
45. Nedkov I., Gyuot M., Cagan V. // J. Magnetism and Magnetic Mater. 1996. V. 159. P. 331.
46. Gibbons D.F., Chirba V.G. // Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 770.
47. Chou H.M., Case E.D. // J. Mater. Sci. Lett. 1988. V. 7. P. 1217.
48. Rossingnol C., Perrin B., Bonello B. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 094102.