

Магнитоупругие взаимодействия в акустическом СВЧ-резонаторе, содержащем эпитаксиальные ферромагнитные пленки на немагнитной подложке

Н.И. Ползикова,* С.Г. Алексеев, И.М. Котелянский, В.А. Лузанов, А.О. Раевский

¹Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН,
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, стр. 7

(Статья поступила 16.11.2014; Подписана в печать 08.12.2014)

В работе экспериментально продемонстрировано, что в составной резонаторной структуре с ферромагнитными и пьезоэлектрическими пленками магнитные колебания могут возбуждаться и детектироваться непосредственно при помощи электроакустического преобразователя объемных акустических волн. Возбуждение неоднородного ферромагнитного резонанса происходит на частотах, близких к частотам магнитоупругого резонанса в магнетике, и проявляется как резонансная по магнитному полю перестройка частот многомодового акустического резонатора. Перестройка частот резонатора, содержащего пьезоэлектрическую пленку ZnO и эпитаксиальные пленки ЖИГ на подложке из ГГГ, наблюдалась во всем межмодовом интервале резонатора, который составлял $\pm 3,6$ МГц. Наблюдавшийся эффект представляет интерес для: а) практического применения в перестраиваемых частотоподающих элементах и СВЧ-фильтрах, б) изучения магнитной динамики в ферромагнитных пленках, в) новых применений СВЧ акустических резонаторов.

PACS: 43.35.+d, 75.85.+t

УДК: 534-8+537.9

Ключевые слова: магнитоупругое взаимодействие, пленки ЖИГ, ZnO, акустический резонатор.

ВВЕДЕНИЕ

Слоистые магнитоэлектрические структуры, содержащие магнитные и пьезоэлектрические (или ферроэлектрические) слои привлекают большое внимание в связи с перспективностью их применения в элементах памяти, спинтронике, перестраиваемых при помощи внешних полей СВЧ-устройствах. Магнитоэлектрическое взаимодействие между ферромагнитной и ферроэлектрической подсистемами может быть обусловлено рядом механизмов. Для волновых процессов в СВЧ-диапазоне один из основных механизмов взаимодействия между электрическими полями и намагниченностью реализуется через упругую подсистему благодаря пьезоэффекту и магнитострикции (или магнитоупругости) в отдельных контактирующих слоях. В последнее время несколькими группами было продемонстрировано влияние внешних электрического и магнитного полей на частоты СВЧ магнитных колебаний в структурах, состоящих из пленок железиттриевого граната (ЖИГ) на подложках из галлий — гадолиниевого граната (ГГГ) и сегнетоэлектрической керамики, на основе чего были предложены фильтры, фазовращатели, резонаторы с электрической и магнитной перестройкой частоты [1–5]. В этих и ряде других работ за счет переменного магнитного поля, создаваемого, например, микрополосковыми линиями передач, в ферромагнитной пленке возбуждаются магнитные колебания, в то время как ферроэлектрическая подсистема является управляющим элементом.

В отличие от магнитных СВЧ-устройств, в которых рабочие (резонансные) частоты определяются внеш-

ним магнитным полем, частоты акустических СВЧ-резонаторов и фильтров задаются, как правило, размерами преобразователей и геометрическими параметрами звукопровода. Задача управления частотой акустических резонаторов и фильтров на их основе весьма важна, но достаточно трудна в реализации [6–8]. В составном СВЧ-резонаторе объемных акустических волн (ОАВ) с ферромагнитными пленками возможно осуществлять перестройку частоты за счет магнитного поля [9, 10]. Пьезоэлектрический слой в данном случае служит в качестве возбуждающей и детектирующей подсистемы СВЧ-колебаний (в магнитных слоях — связанных магнитоупругих волн), а магнитная подсистема является управляющим элементом для частот акустического резонатора. Кроме того, такие резонаторные структуры могут быть использованы для исследования магнитных, упругих, магнитоупругих, ферроэлектрических и других свойств тонких слоев и пленок, а также для электроакустического возбуждения и детектирования спиновой динамики (без применения высокочастотных магнитных полей) в магнитных пленках. В настоящее время после долгого перерыва последний аспект привлекает большой интерес в связи с изучением акустической спиновой накачки в гибридных пьезоэлектрических/ферромагнитных/металлических структурах [11].

Отметим, что магнитоупругие взаимодействия в пленках ЖИГ на подложке из ГГГ исследовались с 70-х годов прошлого века, как при условиях возбуждения магнитной прецессии, так и при возбуждении акустических волн различными пьезоэлектрическими преобразователями. При этом изучалось в основном планарное распространение волн в плоскости структуры. Магнитоупругие взаимодействия в резонаторах ОАВ с ферромагнитными и пьезоэлектрическими пленками помимо работ нашей группы [12–14] прак-

*E-mail: polz@cplire.ru

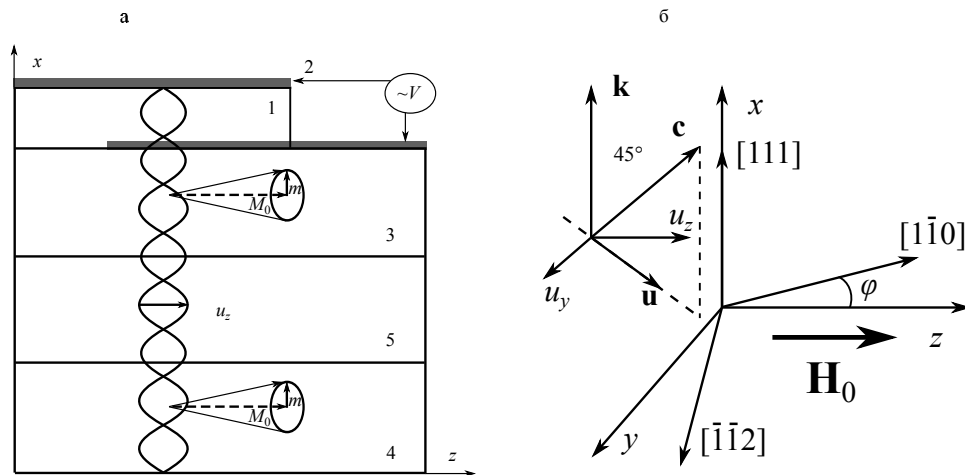


Рис. 1: Схема резонатора (а) и направление основных векторов (б) : 1 — пленка ZnO толщиной $l = 3$ мкм, 2 — электроды из Al толщиной 100 нм с диаметрами в области перекрытия 160 мкм, 3, 4 — эпитаксиальные пленки ЖИГ с толщинами $s = 40$ мкм, 5 — монокристаллическая подложка из ГГГ толщиной $d = 420$ мкм. Пьезоэлектрическая ось c — составляет угол 40° – 45° относительно нормали к плоскостям структуры

тически не исследовались. Наиболее близкими к теме настоящего исследования являются работы, в которых наблюдалась перестройка частоты резонатора на основе пластины ЖИГ (см., например, [15]).

1. ТЕОРИЯ

В настоящей работе исследуется составная резонаторная структура для ОАВ высоких гармоник (НВАР — High overtone Bulk Acoustic wave Resonator). Структура резонатора, приведенная на рис. 1а, содержит ферромагнитные пленки ЖИГ (3,4) на подложке (5) из ГГГ. Пленки ЖИГ намагничены до насыщения M_0 во внешнем магнитном поле H_0 , приложенном в плоскости структуры (рис. 1б). На одной из плоскостей структуры находится тонкопленочный преобразователь из пьезоэлектрика ZnO (1) с двумя пленочными электродами из Al (2), который служит для возбуждения и приема поперечных ОАВ, распространяющихся перпендикулярно слоям.

Вследствие магнитоупругого взаимодействия в слоях ЖИГ возбуждаются магнитные колебания. Из-за обратного влияния возбужденных магнитных колебаний на акустическую подсистему возможно их непосредственное детектирование с помощью электроакустического преобразователя. Наиболее сильно эффект взаимодействия должен проявляться в условиях магнитоупругого резонанса (МУР), частоты которого определяются величиной внешнего магнитного поля. Как было показано ранее в работах [10, 13], связь ОАВ с магнитными колебаниями можно определить по изменению частотной зависимости входного электрического импеданса Z_e пьезоэлектрического преобразователя под действием магнитного поля. Поскольку экспериментальные структуры содержат эпитаксиальные

пленки ЖИГ, выращенные на подложках из ГГГ, которые, как правило, ориентированы с направлением нормали $\langle 111 \rangle$, то далее мы используем полученные в [10, 13] формулы с учетом влияния магнитоупругой анизотропии для данной ориентации.

Преобразование выражения для плотности магнитоупругой энергии от кристаллографической системы координат к декартовой системе (xyz) , показанной на рис. 1б, дает

$$W_{ME} = B'_2 u_{xz} \alpha_z \alpha_x + B'_1 (u_{xz} \cos 3\varphi + u_{xy} \sin 3\varphi) \alpha_y \alpha_z. \quad (1)$$

Здесь φ — угол между направлением магнитного поля и лежащей в плоскости пленки кристаллографической осью $[1\bar{1}0]$, $\alpha_i = M_i/M_0$, M_i — компоненты вектора намагниченности, который в линейном приближении имеет вид $\mathbf{M} = (m_x, m_y, M_0)$, $B'_1 = \sqrt{2}(B_2 - B_1)/3$, $B'_2 = (B_2 + 2B_1)/3$, $B_{1,2}$ — магнитоупругие константы кубического кристалла, которым является ЖИГ, u_{ij} — компоненты тензора деформации.

Уравнение (1) записано в квадратичном приближении по малым отклонениям, что необходимо для получения линейных уравнений: уравнения движения упругой среды и уравнения Ландау–Лифшица для прецессии вектора намагниченности. Как следует из (1), в рассматриваемой геометрии задачи продольные ОАВ не взаимодействуют с магнитной подсистемой при любом направлении магнитного поля в плоскости пленки. В предположении, что все переменные зависят от координат и времени, как $\exp[i(kx - \omega t)]$, где k и ω — волновое число и частота волны, можно получить связанную систему уравнений для поперечных компонент упругого смещения u_y, u_z и переменной намагниченности $\mathbf{m} = (m_x, m_y)$ в виде:

$$(\omega^2 - k^2 V^2) u_z = i \frac{k}{\rho M_0} (B'_2 m_x + B'_1 \cos 3\varphi m_y),$$

$$(\omega^2 - k^2 V^2) u_y = i \frac{k}{\rho M_0} B'_1 \sin 3\varphi m_y, \quad (2)$$

$$i\omega m_y = -(\omega_H + \omega_M) m_x + i\gamma k B'_2 u_z,$$

$$i\omega m_x = \omega_H m_y - i\gamma k B'_1 (\cos 3\varphi u_z + \sin 3\varphi u_y). \quad (3)$$

Здесь $V = \sqrt{C/\rho}$ — фазовая скорость поперечной ОАВ в среде с плотностью ρ и эффективным упругим модулем $C = (4C_{44} + C_{11} - C_{12})/3$ для направления распространения [111], $\omega_0^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$, $\omega_H = \gamma(H + Dk^2)$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$, $H = H_0 + H_d + H_a$ — постоянные составляющие эффективного магнитного поля, H_d , H_a — поля размагничивания и анизотропии, D — обменная константа, γ — гиромангнитное отношение. Отметим, что связь между двумя поперечными компонентами смещения возникает только благодаря магнитоупругости и зависит от угла φ . В первом приближении можно пренебречь этой связью и получить из уравнений (2), (3) два независимых дисперсионных уравнения для двух поляризаций в виде:

$$(\omega^2 - k^2 V^2)(\omega^2 - \omega_0^2) - \xi_{z,y} \omega_H \omega_M k^2 V^2 = 0, \quad (4)$$

где $\xi_{z,y} = b_{z,y}^2 / (4\pi C M_0^2)$ — безразмерные константы магнитоупругого взаимодействия,

$$b_z^2 = B_2'^2 + B_1'^2 \cos^2 3\varphi (1 + \omega_M/\omega_H), b_y = B_1' \sin 3\varphi.$$

Таким образом, при возбуждении магнитных колебаний за счет магнитострикции происходит перестройка законов дисперсии для волн обеих поляризаций. В точке пересечения дисперсионных кривых невзаимодействующих акустической и спиновой волн ($\omega_c = \omega_0$, $k_c = \omega_0/V$), т.е. когда имеет место фазовый синхронизм, возникает МУР. При этом поперечная акустическая мода с поляризацией u_z всегда взаимодействует с магнитными колебаниями при любом направлении магнитного поля в плоскости пленки. Для типичных значений констант ЖИГ ($B_2 = 6,96 \times 10^6$ эрг/см³, $B_1 = B_2/2$) эффективная константа взаимодействия b_z изменяется с периодом 60° в диапазоне от 6×10^6 эрг/см³ (при $\omega_M/\omega_H \sim 4$) до $B_1' \sim 4,64 \times 10^6$ эрг/см³. Для волны с поляризацией u_y эффективная константа оказывается значительно меньшей и изменяется в диапазоне нуля до $B_1' = 1,64 \times 10^6$ эрг/см³.

Из уравнения (4) можно получить приближенное выражение для зависимости волнового числа от магнитного поля

$$k(H) \approx (\omega/V) [1 - 0.5 \xi_{z,y} \omega_M \omega_H / (\omega^2 - \omega_0^2)].$$

Таким образом, в магнитных слоях ($i = 3, 4$) фазовые набег зависят от магнитного поля $\theta^{(3,4)} = k^{(3,4)}(H) \cdot s$.

Следовательно, для частот лежащих ниже точки пересечения законов дисперсии, набег фаз в магнитном поле возрастает ($\Delta k^{(3,4)} > 0$), в то время как для частот лежащих выше точки пересечения он уменьшается ($\Delta k^{(3,4)} < 0$). Это приводит к изменению фазовых соотношений для всей структуры. Для сдвига резонансной частоты с номером n можно получить следующее приближенное выражение

$$\Delta\omega_n(H) = \omega_n(H) - \omega_n(0) \approx$$

$$\approx \omega_n(0) \cdot (s/D_{tot}) \cdot \xi \omega_M \omega_H / (\omega_n(0)^2 - \omega_0^2), \quad (5)$$

где D_{tot} — полная толщина структуры.

Для более строгого расчета входного электрического импеданса Z_e пьезоэлектрического преобразователя НВАР далее можно воспользоваться формулами, полученными в работах [10, 13], учитывая магнитоупругую анизотропию через введение эффективной константы связи в уравнении для связанных волн (4).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы составных многочастотных резонаторов ОАВ (НВАР) для экспериментальных исследований (см. рис. 1а) были изготовлены на основе готовых структур, состоящих из монокристаллических подложек из ГГГ, на которых с двух сторон методом жидкофазной эпитаксии были выращены пленки ЖИГ. На одну из поверхностей структур наносились тонкопленочные преобразователи. Толщины слоев приведены в подписи к рис. 1. Для возбуждения поперечных ОАВ пленки ZnO наносились методом магнетронного распыления с осью текстуры s , составляющей угол 40°–45° с нормалью к плоскости пленки (рис. 1б).

Измерения проводились при помощи калиброванного микроволнового щупа, соединенного с анализатором цепей Agilent. Спектры отражения S_{11} составного акустического резонатора измерялись в широком диапазоне частот от 0,5 до 4 ГГц в касательных к пленке внешних магнитных полях от 0 до 1 кЭ. На рис. 2а представлена частотная зависимость величины $|S_{11}|$, построенная по более чем миллиону снятых точек в нулевом магнитном поле. Закрашенная область на рисунке соответствует плотному ряду квазиэквидистантно расположенных резонансов, их число может достигать до тысячи. Межмодовое расстояние в данном случае равно 3,6 МГц. Ряд аналогичных сканов величины $|S_{11}|$ был записан при различных величинах внешних магнитных полей. В полуавтоматическом режиме были найдены частоты каждого отдельного резонанса и их изменение по отношению к частоте резонанса в нулевом магнитном поле. В результате были получены квазинепрерывные частотные зависимости сдвига резонансной частот при различных магнитных полях (рис. 2б). Поведение каждой кривой на рис. 2б качественно согласуется с формулой (5). А именно, при

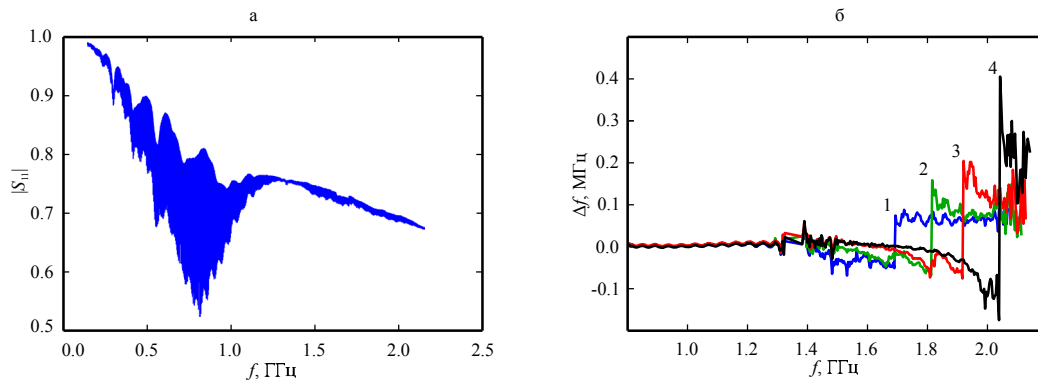


Рис. 2: Частотные зависимости: (а) — модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ вблизи первой гармоники пьезопреобразователя при $H_0 = 0$; (б) — сдвига частот резонансов $\Delta f_n(f) = f_n(f, H_0) - f_n(f, 0)$ при различных магнитных полях H_0 (1 — 187 Э, 2 — 215 Э, 3 — 246 Э, 4 — 290 Э)

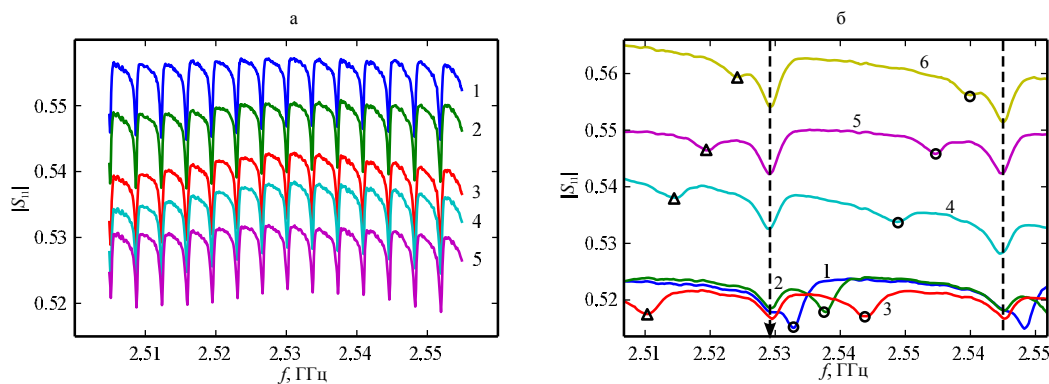


Рис. 3: Частотные зависимости модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ при различных величинах магнитных полей: (а) — для серии резонансов вдали от МУР, где кривые 1–5 соответствуют полям H_0 (187, 222, 291, 305, 322 Э); (б) — в области одного из резонансов вблизи МУР, где кривые 1–6 соответствуют полям H_0 (347, 364, 367, 385, 387, 392 Э). Штриховые линии показывают положения двух соседних резонансов $f_n, f_n \pm 1$ при магнитных полях вне области МУР. Стрелка указывает положение резонанса вблизи частоты $f_n = 2,530$ ГГц

заданном значении магнитного поля происходит изменение тех резонансных частот, которые близки к частотам ФМР $f_0(H) = \omega_0(H)/(2\pi) \approx f$, а величина скачков резонансных частот увеличивается с ростом частоты.

Для наблюдения более эффективной перестройки частот НВАР были проведены измерения величины S_{11} вблизи частоты 2,5 ГГц, соответствующей более высокой гармонике пьезоэлектрического преобразователя.

В данном диапазоне частот и в магнитных полях $100 < H_0 < 338$ Э частотный спектр резонатора представляет собой серию одиночных резонансов (минимумов в $|S_{11}|$), практически эквидистантно расположенных по частоте, как показано на рис. 3а. С увеличением поля положения резонансов медленно сдвигаются в сторону больших частот, как и следует из соотношения (5). Картина существенно меняется в полях, соответствующих частотам ФМР $f_0(H) \approx f$, близким к рассматриваемому диапазону частот. На рис. 3б показан фрагмент частотной зависимости $|S_{11}|$ для двух

соседних резонансов f_n, f_{n+1} при нескольких величинах магнитных полей от 347 Э до 392 Э.

При увеличении магнитного поля от 338 Э резонансы начинают искажаться и раздваиваться. Это расщепление резонанса объясняется снятием вырождения по скоростям поперечных волн в ЖИГ с различными поляризациями относительно направления магнитного поля: перпендикулярной («немагнитоактивной») и параллельной («магнитоактивной»). Один из минимумов практически не меняет своего положения при дальнейшем увеличении магнитного поля (штриховые линии на рис. 3б), в то время как положение второго резонанса (помеченное треугольниками и кружками) смещается при изменении магнитного поля во всем диапазоне межмодового расстояния. При увеличении магнитного поля > 400 Э резонансы для мод с различными поляризациями сливаются, и частотный спектр становится аналогичен спектру в полях до 338 Э.

На рис. 4 показаны зависимости частот трех соседних «магнитоактивных» резонансов $f_n, f_n \pm 1$ вблизи частоты 2,5 ГГц в зависимости от магнитного по-

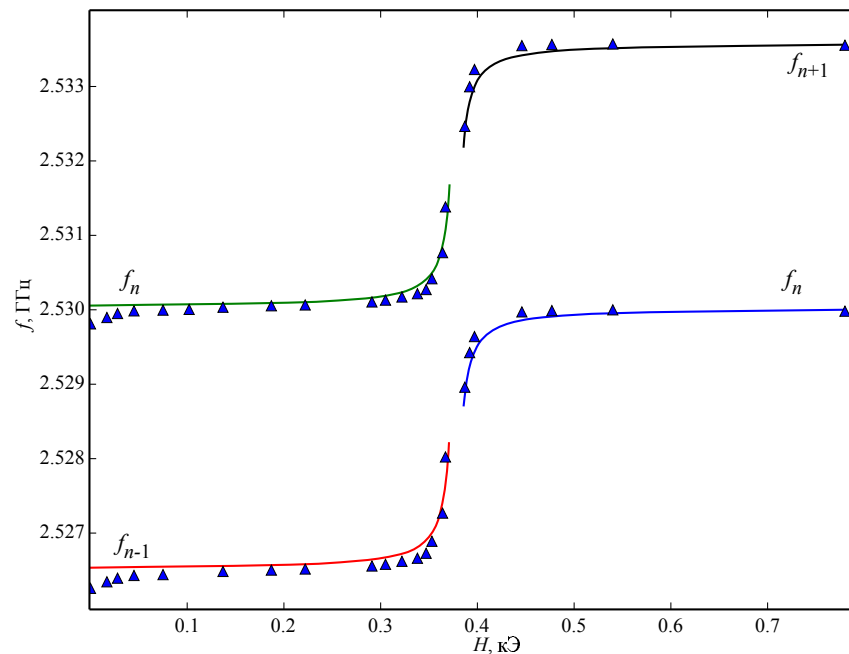


Рис. 4: Зависимость частот трех соседних резонансов f_n , $f_n \pm 1$ от магнитного поля. Сплошные линии — результаты расчета с эффективной магнитоупругой константой $b_{ef} = 6,2 \times 10^6$ эрг/см³, треугольники — экспериментальные данные

ля. Экспериментальные данные отмечены треугольниками, сплошные кривые представляют результаты расчета по формулам, приведенным в работах [10, 13]. Для лучшего соответствия результатов теории и эксперимента магнитоупругая константа была выбрана равной $b_{ef} = 6,2 \times 10^6$ эрг/см³. Эта величина близка к максимальному значению эффективной магнитоупругой константы для поперечной ОАВ с вектором поляризации, коллинеарным направлению магнитного поля, которая была оценена выше, как 6×10^6 эрг/см³. Следует отметить, что в области МУР частота каждой гармоники расщепляется на две ветви гиперболического типа, как следует и из приближенной формулы (5). На рис. 4 на эти ветви ложатся экспериментальные данные, отмеченные треугольниками. Таким образом, в данной структуре наблюдается перестройка резонансных частот НВАР во всем межмодовом интервале. Причем, вблизи МУР перестройка каждого резонанса продолжается и в интервале, попадающем в область соседнего резонанса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе экспериментально продемонстрировано, что в составном резонаторе ОАВ, содер-

жащем эпитаксиальные пленки ЖИГ на подложке из ГГГ и пьезоэлектрический пленочный преобразователь из ZnO, происходит перестройка резонансных частот под действием магнитного поля во всем межмодовом интервале, составляющем 3,6 МГц. Экспериментальные магнитоупругие зависимости резонансных частот находятся в хорошем соответствии с расчетами, учитывающими магнитоупругую анизотропию. Раздвоение резонансов структуры на магнито- и немагнитоактивные в полях, соответствующих магнитоупругому резонансу в пленке ЖИГ, происходит вследствие разориентации направлений магнитного поля и поляризации поперечной волны, определяющейся проекцией пьезоэлектрической оси на плоскость пленки ZnO. Заметим, что продольные ОАВ, которые также возбуждались в структуре в некоторой области частот, не испытывали влияния магнитного поля, что следует из характерной симметрии магнитоупругого тензора и выбранной геометрии полей. Магнитоактивная мода представляет собой поперечную ОАВ с вектором поляризации, коллинеарным направлению поля.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами: РФФИ (№13-07-01006 а, №13-07-12416 офи-м) и Президента РФ НШ-4841.2014.9.

[1] Устинов А.Б., Фетисов Ю.К., Srinivasan G. Письма в ЖТФ. **34**, № 14. С. 16. (2008).

[2] Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V., Averkin S.V., Srinivasan G. Phys.Rev. B. **72**, N 6. P. 060408. (2005).

- [3] *Zhu Yun, Qiu Gang, Tsai Ch.S.* J. Appl. Phys. **111**, N7. P. 07A502. (2012).
- [4] *Попов М.А., Зависляк И.В.* Письма в ЖТФ. **38**, № 18. С. 87. (2012).
- [5] *Nikitin A.A., Ustinov A.B., Semenov A.A., Kalinikos B.A., L dheranta E.* Appl. Phys. Lett. **104**, N9. P. 093513. (2014).
- [6] *Subramanyam G., Cole M.W., Sun N.X., Kalkur Th.S., Sbrockey N.M., Tompa G.S., Guo X., Chen Ch., Alpay S.P., Rossetti Jr. G.A. et al.* J. Appl. Phys. **114**, N19. P. 191301. (2013).
- [7] *Noeth A., Yamada T., Muralt P., Tagantsev A. K., Setter N.* IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. **57**, N2. P. 379. (2010).
- [8] *Vorobiev A., Gevorgian S., Martirosyan N., Luffler M., Olsson E.* Appl. Phys. Lett. **101**, N 23. P. 232903. (2012).
- [9] *Polzikova N. I., Mansfeld G. D.* Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. **1**, P. 967. (1998).
- [10] *Ползикова Н.И., Раевский А.О., Горемыкина А.С.* Радиотехника и электроника. **58**, № 1. С. 97. (2013).
- [11] *Uchida K., Adachi H., An T., Ota T., Toda M., Hillebrands B., Maekawa S., Saitoh E.* Nature Mater. **10**, N10. P. 737. (2011).
- [12] *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I., Raevskiy A.* Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. P. 216. (2013).
- [13] *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I., Raevskiy A., Fetisov Yu.* J. Appl. Phys. **113**, N17. P. 17C704. (2013).
- [14] *Alekseev S.G., Polzikova N.I., Kotelyanskii I.M., Fetisov Yu.K.* Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. P. 2481. (2012).
- [15] *Salvo H.L.Jr., Moore R.A., Adam J.D., McAvoy B.R.* Proc. IEEE Ultrasonics Symp. P. 337. (1987).

Magnetoelastic interactions in the acoustic microwave resonator containing epitaxial ferromagnetic films on nonmagnetic substrate

N.I. Polzikova^a, S.G. Alekseev, I.M. Kotelyanskii, V.A. Luzanov, A.O. Raevskii

*Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics Russian Academy of Sciences, Moscow 125009, Russia
E-mail: ^apolz@cplire.ru*

In this paper it is experimentally demonstrated that in the composite resonator structure with ferromagnetic and piezoelectric films magnetic oscillations can be excited and detected directly by means of an electroacoustic transducer of bulk acoustic waves. Excitation of nonuniform ferromagnetic resonance occurs at frequencies close to those of the magnetoelastic resonance in a magnetic material, and appears as a frequency rearrangement of the multimode resonator, which depends resonantly on the external magnetic field. The rearrangement for the resonator with the ZnO film and YIG in the whole intermodal interval ± 3.6 MHz was experimentally observed. The observed effect is of interest to: a) the practical application of a tunable frequency control elements and microwave filters, b) study the magnetic dynamics in ferromagnetic films, c) new applications of microwave acoustic resonators.

PACS: 43.35.+d, 75.85.+t

Keywords: Magnetoelastic interaction, YIG films, ZnO, acoustic resonator.

Received 16.11.2014.

Сведения об авторах

1. Ползикова Наталья Ивановна — докт. физ.-мат. наук, заведующая лабораторией; тел.: (495) 629-34-12, e-mail: polz@cplire.ru.
2. Алексеев Сергей Георгиевич — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник; тел.: (495) 629-34-12, e-mail: alekseev@cplire.ru.
3. Котелянский Иосиф Моисеевич — докт. техн. наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией; тел.: (495) 629-34-12, e-mail: imk216@ire216.msk.su.
4. Лузанов Валерий Альбертович — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник; тел.: (496) 629-34-12, e-mail: vluzanov@mail.ru.
5. Раевский Александр Осипович — канд. физ.-мат. наук, доцент, старший научный сотрудник; тел.: (495) 629-33-80, e-mail: red@cplire.ru.