

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 534.6.8

### РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА, СОДЕРЖАЩЕГО СЛОИСТУЮ МУЛЬТИФЕРРОИДНУЮ СТРУКТУРУ

© 2013 г. Н. И. Ползикова<sup>1</sup>, А. О. Раевский<sup>1, 2</sup>, А. С. Горемыкина<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Российская Федерация, 125009, Москва, ул. Моховая 11, стр. 7

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

Российская Федерация, 141700, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер. 9

E-mail: polz@cplire.ru

Поступила в редакцию 30.12.2011 г.

Исследованы многочастотные составные акустические резонаторы на объемных акустических волнах, содержащие пьезоэлектрические и ферромагнитные слои. Рассмотрены различные структуры: с толстым ферритовым слоем-подложкой, с тонкой ферритовой пленкой на немагнитной диэлектрической подложке, многослойные структуры, а в качестве преобразователя — тонкий слой пьезоэлектрика, размещенный между двумя металлическими электродами. Получены аналитические выражения входного электрического импеданса электроакустического преобразователя для различных типов рассматриваемых структур, находящихся в поперечном управляющем магнитном поле. Проведены численные расчеты амплитудно-частотных и фазочастотных характеристик резонатора. Показана возможность управления резонансной частотой в пределах  $\pm 1.2$  МГц за счет изменения магнитного поля, что составляет примерно 25% от межмодового расстояния.

DOI: 10.7868/S0033849412120078

#### ВВЕДЕНИЕ

В твердых телах взаимодействие двух (и более) подсистем (магнитной, электронной, упругой) позволяет управлять свойствами одной из них, воздействуя на другую. Этим, в частности, и обусловлен интерес к акустоэлектронным, магнитоэлектронным, магнитоэлектрическим (МЭ) и магнитоупругим взаимодействиям в пьезополупроводниках, магнитных полупроводниках и мультиферроиках. К сожалению, в однофазных материалах трудно одновременно обеспечить сильное проявление свойств каждой подсистемы. Так, мультиферроики, где сосуществуют ферроэлектрическое (ФЭ) и магнитное упорядочения, являются слабыми сегнетоэлектриками и слабыми ферромагнетиками (ФМ) [1–3]. В этих материалах, как правило, осуществляется антиферромагнитное упорядочение.

В настоящее время проводят интенсивные исследования, направленные на создание новых мультиферроидных материалов, которые при комнатных температурах являются достаточно сильными ферроэлектриками и одновременно ФМ. Перспективными материалами, имеющими такие свойства, являются мультиферроидные композиты, в которых ФЭ- и ферромагнитное упорядочение существует в разных материалах, образу-

ющих композит, а взаимодействие между ними осуществляется за счет упругой подсистемы и эффекта магнитострикции в ферромагнитной фазе. В результате в таких структурах возникает МЭ взаимодействие. Один из классов таких композитов (обозначаемый иногда, как 2–2), представляет слоистые структуры, состоящие из ферроэлектриков и ферромагнетиков [4].

В силу многофункциональности такие структуры представляют значительный интерес. Помимо устройств для записи и считывания информации, большое внимание уделяется применению мультиферроиков в СВЧ-устройствах (фильтрах, фазовращателях, резонаторах) с электрической и/или магнитной перестройкой частоты [5–8]. Например, были предложены электрически управляемые СВЧ-фильтры на основе двухслойных структур, состоящих из пленок железиттриевого граната (ЖИГ) и сегнетоэлектрической керамики. Сдвиг частоты ферромагнитного резонанса (ФМР), возбуждаемого в намагниченной до насыщения пленке ЖИГ, осуществляли за счет МЭ-взаимодействия (посредством магнитострикции) при приложении к слою ферроэлектрика постоянного электрического поля. Характерная особенность указанных работ связана с тем, что магнитные колебания возбуждаются переменным маг-

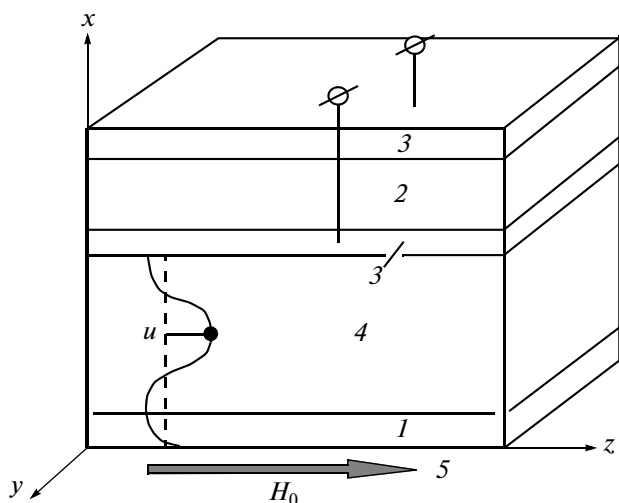


Рис. 1. Схема составного резонатора.

нитным полем, например микрополосковыми линиями передач.

В данной работе предложен другой подход. Хорошо известно, что слой пьезоэлектрика, размещенный между двумя электродами, является электроакустическим преобразователем объемных акустических волн (ОАВ). Такие преобразователи используются в составных многочастотных акустических резонаторах СВЧ-диапазона. В настоящее время такие устройства успешно применяются в телекоммуникационных системах, например, как резонаторы и фильтры, предназначенные для стабилизации частоты и частотной селекции [9]. В составной резонаторной структуре с магнитострикционным слоем магнитные колебания можно возбуждать и детектировать непосредственно при помощи электроакустического преобразователя. Этот подход был предложен в [10–13] и развит в данной работе.

Исследованы многочастотные составные акустические резонаторы ОАВ, содержащие пьезоэлектрические и ферромагнитные слои. Рассмотрены различные структуры: с толстым ферритовым слоем — подложкой, с тонкой ферритовой пленкой на немагнитной диэлектрической подложке, многослойные структуры. В качестве преобразователя рассмотрен тонкий слой пьезоэлектрика, размещенный между двумя металлическими электродами. Информация о частотных спектрах таких составных резонаторов содержится в амплитудно-частотной и фазочастотной характеристиках входного электрического импеданса электроакустического преобразователя  $Z_e$ . В работе получены аналитические выражения для  $Z_e$  в различных структурах, указанных выше.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассматриваемая структура (составной акустический резонатор) содержит ферритовый слой 1, преобразователь ОАВ, состоящий из пьезоэлектрической пленки 2 и бесконечно тонких металлических электродов 3, подложки 4 (рис. 1). Область 5 ( $x < 0$ ) может быть либо свободной, либо содержать нагрузку. Толщины слоев равны соответственно  $s$ ,  $l$ ,  $0$ ,  $d$ . Структура может содержать как один слой феррита, например эпитаксиальную пленку ЖИГ на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), как показано на рис. 1, так и несколько слоев. Пьезоэлектрический слой служит для возбуждения акустических волн в направлении нормали к слоям.

Исследуется распространение вдоль оси  $x$  поперечной ОАВ, поляризованной вдоль оси  $z$ . Внешнее магнитное поле  $\vec{H}_0$ , параллельное оси  $z$ , создает в ферритовом слое намагниченность насыщения  $\vec{M}_0 \parallel \vec{H}_0$ . Переменная намагниченность  $\vec{m} \perp \vec{M}_0$  лежит в плоскости  $XOY$ . Зависимость всех переменных величин от координат и времени выбираем в виде  $\exp i(kx - \omega t)$ , где  $k$  и  $\omega$  — соответственно волновое число и частота волны.

### А. Ферромагнитный слой

Гамильтониан насыщенного во внешнем магнитном поле ферромагнетика запишем в виде

$$H = \int (W^m + W^e + W^{me}) dV,$$

где  $W^m$ ,  $W^e$ ,  $W^{me}$  — плотности магнитной, упругой и магнитоупругой энергий соответственно. Будем считать, что магнитоупругая энергия обусловлена линейной магнитострикцией, возникающей вследствие зависимости энергии магнитной кристаллической анизотропии от тензора деформации  $u_{ij}$  [14, 15]. Тогда уравнение движения упругой среды примет следующий вид:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\delta H}{\delta u_{ij}} \right] = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}. \quad (1)$$

Здесь

$$T_{ij} = C_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \beta_{ijkl} M_k M_l \quad (2)$$

— тензор механических напряжений,  $u_l$  — компоненты вектора упругого смещения  $\vec{u}$  в пространственных координатах  $\vec{x} = \{x_1, x_2, x_3\}$ ,  $M_l$  — компоненты вектора плотности магнитного момента  $\vec{M} = \vec{M}_{0z} + \vec{m}(\vec{x}, t)$ ,  $C_{ijkl}$  — тензор модулей упругости,  $\beta_{ijkl}$  — тензор констант магнитострикции,  $\rho$  — плотность феррита.

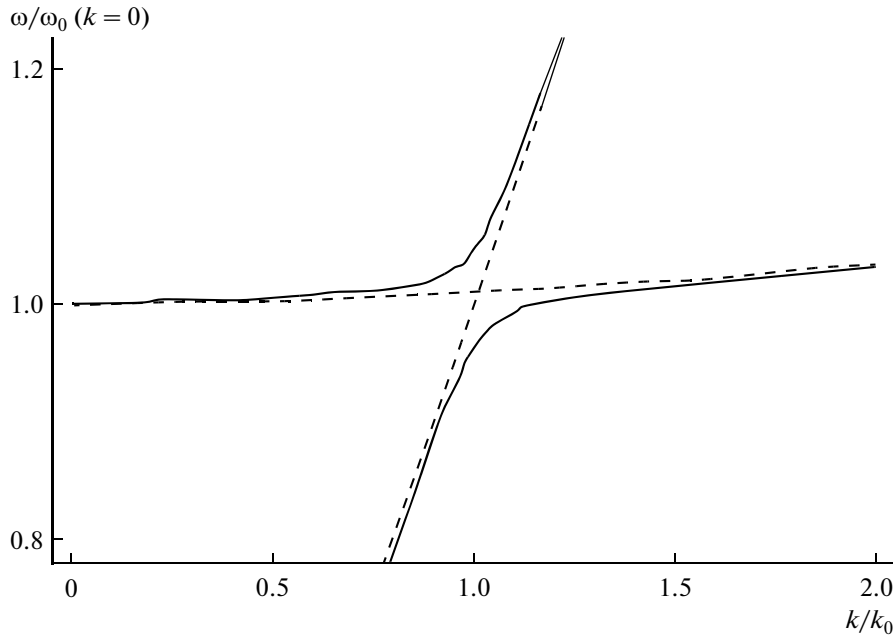


Рис. 2. Дисперсионные кривые для магнитоупругих волн в безграничной среде без учета затухания. Штриховые линии – законы дисперсии невзаимодействующих волн.

Прецессия магнитного момента описывается уравнением Ландау–Лифшица:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}^{\text{эф}}]. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\vec{H}^{\text{эф}} = -\frac{\delta H}{\delta \vec{M}}$  – эффективное магнитное поле, которое можно представить в виде

$$H_j^{\text{эф}} = H_{0j} + H_j^m + H_j^a + \alpha_{ik} \frac{\partial^2 M_j}{\partial x_i \partial x_k} + \beta_{ijkl} M_l u_{ik}, \quad (4)$$

где  $H_{0j}$ ,  $H_j^a$ ,  $H_j^m$  –  $j$ -е компоненты внешнего поля, поля анизотропии и поля размагничивания,  $\alpha_{ik}$  – тензор констант неоднородного обмена.

Будем считать, что выполняется приближение магнитостатики. Тогда поле размагничивания найдем из уравнений Максвелла:

$$\text{rot } \vec{H}^m = 0, \quad (5)$$

$$\text{div}(\vec{H}^m + 4\pi \vec{M}) = 0. \quad (6)$$

Далее будем считать, что ферромагнетик (ЖИГ) имеет кубическую симметрию, а внешнее магнитное поле направлено по одной из осей симметрии. Тогда в линейном приближении из уравнений (1)–(6) получим связанную систему уравнений для сдвиговой компоненты упругого смещения  $U = u_z$

и переменной намагниченности  $\vec{m}(\vec{x}, t) = \{m_x, m_y, m_z\}$  в виде

$$\rho \omega^2 U = C_{44} k^2 U + i \frac{b}{M_0} k m_x \quad (7)$$

$$i \omega m_x = \omega_H m_y, \quad i \omega m_y = -(\omega_H + \omega_m) m_x + i \gamma k b U.$$

Здесь  $b \equiv b_2 = 2M_0^2 \beta_{44}$  – константа магнитоупругого взаимодействия,  $C_{44}$  – модуль упругости (компоненты тензоров магнитострикции и модулей упругости записаны в двухиндексном обозначении),  $\omega_H = \gamma(H + Dk^2)$ ,  $\omega_m = \gamma 4\pi M_0$ ,  $D = 2M_0 \alpha_{11}$  – обменная константа,  $H = H_0 - N 4\pi M_0 + H^a$  – постоянная составляющая эффективного магнитного поля,  $N$  – размагничивающий фактор. Отличная от нуля компонента тензора напряжений в ферромагнетике есть

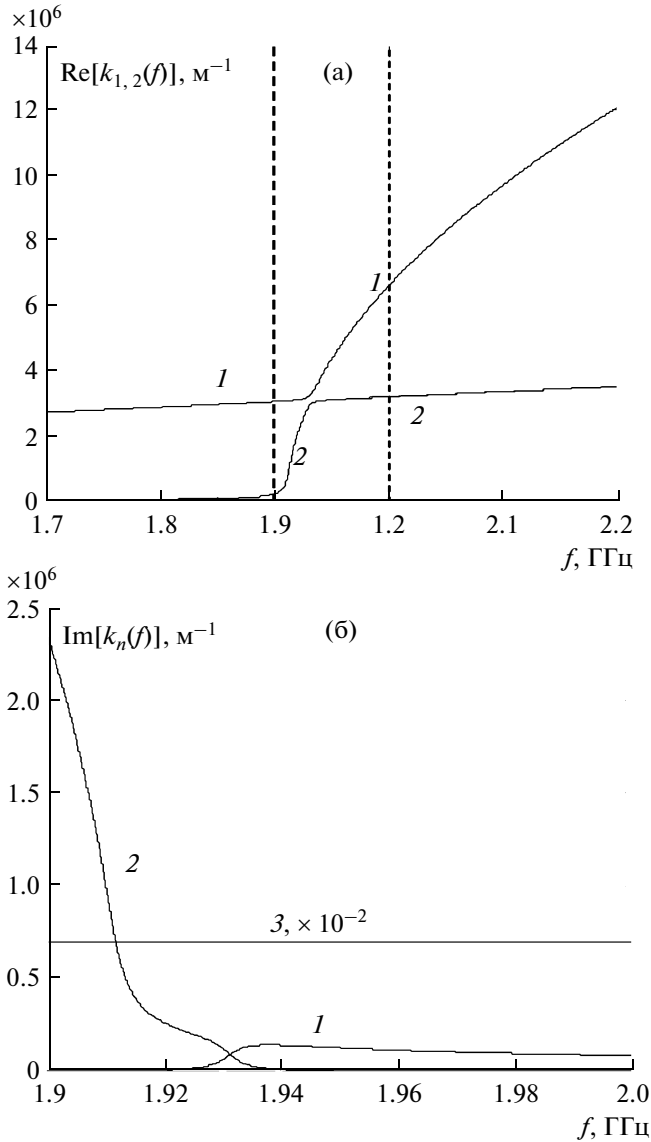
$$T_{zx} = C_{44} \frac{dU}{dx} + \frac{b}{M_0} m_x. \quad (8)$$

Из системы (7) можно получить дисперсионное уравнение

$$(\omega^2 - k^2 V^2)(\omega^2 - \omega_0^2) - \frac{b^2}{\rho M_0} \gamma \omega_H k^2 = 0, \quad (9)$$

где  $V = \sqrt{C_{44}/\rho}$  – скорость звука и  $\omega_0^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_m)$ . Уравнение (9) описывает связанные волны, возникающие в результате магнитоупругого взаимодействия между акустическими и спиновыми волнами.

Решение (9) относительно  $\omega$  дает известный спектр для магнитоупругих волн в безграничной среде, который изображен на рис. 2 вблизи обла-



**Рис. 3.** Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей волновых чисел при эффективном магнитном поле  $H = 235$  Э. Номер кривой соответствует индексу волнового числа. Масштаб для кривой 3 уменьшен в 100 раз. Вертикальные штриховые линии на рис. 3а ограничивают частотный интервал, для которого построен рис. 3б.

сти пересечения невзаимодействующих чисто магнитной и чисто упругой мод:  $\omega \approx \omega_0$ ,  $k_0 \approx \omega_0/V$ .

Для нахождения решения граничной задачи уравнение (9) нужно разрешить относительно волнового числа  $k$ . Поскольку это уравнение является бикубическим, оно имеет шесть корней  $k = k_n$ , причем  $k_{2i} = -k_{2i-1}$ , где  $i = 1, 2, 3$ . Найденные в аналитическом виде по формулам Кардано с учетом потерь решения  $k \equiv \text{Re}[k(f)] + i\text{Im}[k(f)]$ , где  $f = \omega/2\pi$ , представлены на рис. 3а, 3б.

Учет потерь при распространении магнитоупругих волн проводили при помощи феноменологических параметров диссипации. Потери в магнитной подсистеме учтены путем замены в уравнениях (7), (9)  $\omega_H \rightarrow \omega_H + i\gamma\Delta H$ , где  $\Delta H$  – ширина линии ФМР [16]. В модели вязкого трения [17] упругие потери можно учесть при помощи замены  $C_{44} \rightarrow C_{44} + i\omega\eta$ , где  $\eta$  – коэффициент вязкости. Были использованы следующие магнитные и упругие параметры ЖИГ:  $b = 6.96 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $D = 4.5 \times 10^{-9}$  Э см<sup>2</sup>,  $V = 3.9 \times 10^5$  см/с,  $\rho = 4.5$  г/см<sup>3</sup>,  $C_{44} = 7.64 \times 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>. На рис. 3а показаны две ветви решения  $\text{Re}[k_{1,2}(f)]$  вблизи области пересечения невзаимодействующих чисто магнитной и чисто упругой мод  $f \approx \omega_0/2\pi$ ,  $k_0 \approx \omega_0/V$  для значения поля  $H = 235$  Э. Для третьего корня  $\text{Re}[k_3(f)] \ll \text{Re}[k_{1,2}(f)]$ , и поэтому соответствующая ветвь не показана. Ветвь, соответствующая  $\text{Im}[k_3(f)]$ , показана на рис. 3б в уменьшенном масштабе.

Общее решение (7) и (9) может быть записано в форме

$$\begin{pmatrix} U \\ m_x \\ m_y \\ T_{xz} \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^6 \begin{pmatrix} 1 \\ \beta_n \\ \delta_n \\ \alpha_n \end{pmatrix} A_n \exp(ik_n x), \quad (10)$$

где  $A_n$ ,  $\beta_n$ ,  $\delta_n$ ,  $\alpha_n$  – амплитудные коэффициенты,

$$\beta_n = i\gamma b \beta_n^0, \quad \beta_n^0 = \frac{k_n \omega_H(k_n)}{\omega_0^2(k_n) - \omega^2}, \quad (11)$$

$$\delta_n = \frac{i\omega}{\omega_H(k_n)} \beta_n, \quad \alpha_n = -iC_{44}k_n + i\gamma \frac{b^2}{M_0} \beta_n^0.$$

На границах ферромагнитного слоя  $x = 0, s$  решение (10) должно удовлетворять граничным электродинамическим и упругим условиям, а также условиям на намагниченность.

В принятых приближениях электродинамические граничные условия удовлетворяются автоматически, поскольку согласно (5), (6) переменные тангенциальные поля отсутствуют:  $\vec{h}^m = (-4\pi m_x, 0, 0)$  и нормальная индукция также равна нулю во всем слое.

Упругие граничные условия сводятся к непрерывности упругих смещений и нормальных напряжений:

$$\begin{aligned} U|_{x=0} &= U^{(5)}|_{x=0}, & T_{xz}|_{x=0} &= T_{xz}^{(5)}|_{x=0}, \\ U|_{x=s} &= U^{(4)}|_{x=s}, & T_{xz}|_{x=s} &= T_{xz}^{(4)}|_{x=s}, \end{aligned} \quad (12)$$

где верхние индексы соответствуют средам, прилегающим к магнитному слою, согласно обозначениям на рис. 1.

Граничные условия на переменную намагниченность для рассматриваемого случая касательного поля запишем в виде [16, 18]

$$\Lambda m_x \pm \frac{\partial m_x}{\partial x} \Big|_{x=0,s} = 0, \quad \frac{\partial m_y}{\partial x} \Big|_{x=0,s} = 0, \quad (13)$$

где  $\Lambda$  – параметр поверхностного закрепления спинов, характеризующий отношение энергий неоднородного обмена и поверхностной анизотропии. Будем рассматривать случай свободных спинов, полагая в (13)  $\Lambda = 0$ . Как показано в [18], это оправдано для частот  $\omega \ll \omega_m$ .

*Б. Уравнения для пьезоэлектрика и других диэлектрических слоев*

В немагнитных диэлектриках уравнения для сдвиговых волн со смещениями  $U^{(i)}$  имеют вид

$$\rho^{(i)} \omega^2 U^{(i)} = C^{(i)} (k^{(i)})^2 U^{(i)}, \quad (14)$$

где  $\rho^{(i)}$ ,  $C^{(i)}$ ,  $k^{(i)}$  – плотности, упругие модули и волновые числа в средах с индексом  $i$ , причем в пьезоэлектрике эффективный упругий модуль равен

$$C^{(2)} = c^{(2)} \left( 1 + \frac{4\pi e^2}{\varepsilon c^{(2)}} \right) = c^{(2)} (1 + K^2),$$

где  $e$  – константа пьезоэлектрической связи,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость  $c^{(2)}$  – упругая постоянная без учета пьезоэффекта,  $K$  – безразмерная постоянная пьезоэлектрической связи.

Соответственно, решения для смещения и напряжения представим в виде

$$\begin{aligned} U^{(i)} &= U^{+(i)} \exp(ik^{(i)}x) + U^{-(i)} \exp(-ik^{(i)}x), \\ T_{zx}^{(i)} &= ik^{(i)}C^{(i)}[U^{+(i)} \exp(ik^{(i)}x) - \\ &- U^{-(i)} \exp(-ik^{(i)}x)] + \frac{4\pi e}{\varepsilon} D_0. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь  $k^{(i)} = \omega/V^{(i)}$ ,  $V^{(i)} = \sqrt{C^{(i)}/\rho^{(i)}}$  – волновые числа и скорости в каждой из сред,  $D_0$  – однородная электрическая индукция в пьезоэлектрике, которая связана с протекающим переменным током:  $I = S \frac{\partial D_0}{\partial t} = -i\omega S D_0$ , где  $S$  – площадь электродов преобразователя.

Электрическое напряжение  $\tilde{U}$ , возникающее между плоскостями пьезоэлектрика  $x = x_2$  и  $x = x_2 + l$  можно представить как

$$\tilde{U} = \frac{e}{\varepsilon} [U^{(2)}(x_2) - U^{(2)}(x_2 + l)] + \frac{I}{i\omega C_0}, \quad (16)$$

где  $C_0$  – емкость пьезоэлектрического слоя. Выражение для входного электрического импеданса пьезоэлектрического преобразователя  $Z_e = \tilde{U}/I$

находится из (15) и (16) с учетом механических граничных условий, аналогичных (12).

**2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВХОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА**

Далее будем использовать выражение для входного электрического импеданса пьезоэлектрического преобразователя, приведенное в [2]:

$$Z_e = \frac{1}{i\omega C_0} \left( 1 + \frac{K'^2}{k^{(2)l}} \frac{iz \sin k^{(2)l} - 2z^{(2)}(1 - \cos k^{(2)l})}{z^{(2)} \sin k^{(2)l} - iz \cos k^{(2)l}} \right). \quad (17)$$

В формуле (17)  $k^{(2)}$ ,  $z^{(2)} = (\rho^{(2)}C^{(2)})^{1/2}$  и  $K' = K/(1 + K^2)^{1/2}$  – волновое число, акустический импеданс и эффективная пьезоэлектрическая постоянная соответственно для поперечной акустической волны в материале пьезопреобразователя,

$z = T_{zx}(s+d) / \frac{dU(s+d)}{dt}$  – акустический импеданс прилегающей нагрузки, т.е. для структуры на рис. 1 – подложки и ферритового слоя. Считаем, что механическая нагрузка на пленку пьезоэлектрика, создаваемая металлическими электродами и воздухом, пренебрежимо мала, и ею можно пренебречь. Тогда выражение для импеданса нагрузки  $z$  примет вид

$$z = z^{(4)} \frac{Z \cos k^{(4)}d + iz^{(4)} \sin k^{(4)}d}{z^{(4)} \cos k^{(4)}d + iZ \sin k^{(4)}d}, \quad (18)$$

где  $z^{(4)}$  и  $k^{(4)}$  – акустический импеданс и волновое число в материале подложки,  $Z = T_{zx}(s) / \frac{dU(s)}{dt}$  – акустический импеданс слоя феррита. Таким образом, основная задача состоит в получении выражения для  $Z$ , которое содержит все параметры, описывающие магнитоупругое взаимодействие в слое феррита.

Из соотношений (5), (7) и (8) получаем выражение для  $Z$ :

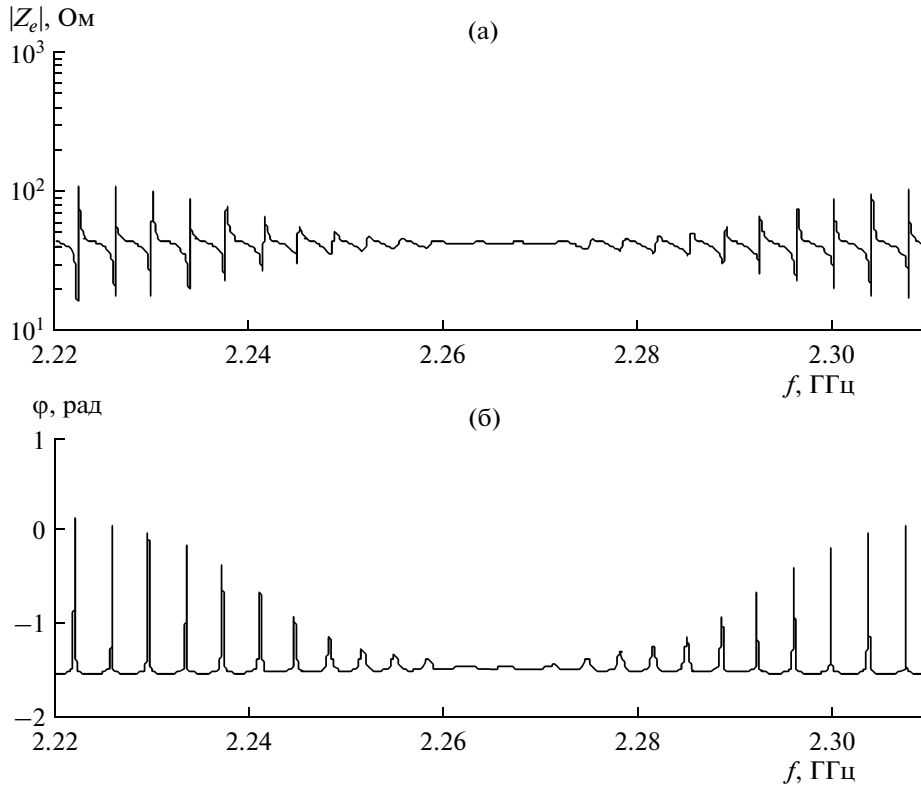
$$Z = \frac{2iz_1z_2}{\omega(1 + \tilde{\alpha}_2/\alpha_2 + \tilde{\alpha}_3/\alpha_3)(z_1 - z_2)}. \quad (19)$$

Здесь

$$\tilde{\alpha}_{2,3} = \alpha_{2,3} \frac{k_1\beta_1}{k_{2,3}\beta_{2,3}} \frac{\omega_H(k_{2,3}) [\omega_H(k_1) - \omega_H(k_{3,2})]}{[\omega_H(k_1) - \omega_H(k_{2,3}) - \omega_H(k_{3,2})]},$$

$$z_1 = \sum_{i=1}^3 \tilde{\alpha}_i \operatorname{tg}(k_i s/2), \quad z_2 = \sum_{i=1}^3 \tilde{\alpha}_i \operatorname{ctg}(k_i s/2).$$

Выражения (17)–(19) определяют входной электрический импеданс пьезоэлектрического преобразователя.



**Рис. 4.** Частотная зависимость модуля (а) и фазы  $\varphi$  (б) входного электрического импеданса  $Z_e$  при эффективном магнитном поле  $H = 311$  Э. Толщина слоя ЖИГ  $s = 40$  мкм, ширина линии  $\Delta H = 0.5$  Э.

Приведенный метод расчета может быть легко обобщен на произвольное число различных слоев, в том числе магнитных и пьезоэлектрических. Предположим, что слой феррита граничит не с вакуумом при  $x = 0$ , а нагружен некой структурой или любой упругой средой, с акустическим импедансом поверхности  $\tilde{Z}$  при  $x = 0$ . Для нахождения последнего может быть проделана процедура, описанная выше. В результате, решение для структуры, содержащей произвольное число магнитных слоев, может быть получено при помощи выражения

$$Z \rightarrow \bar{Z} = \frac{2}{\omega(1 + \tilde{\alpha}_2/\alpha_2 + \tilde{\alpha}_3/\alpha_3)} \times \frac{z_1 z_2 + \tilde{Z}\omega(1 + \tilde{\alpha}_2/\alpha_2 + \tilde{\alpha}_3/\alpha_3)}{(z_1 - z_2) + \tilde{Z}\omega(1 + \tilde{\alpha}_2/\alpha_2 + \tilde{\alpha}_3/\alpha_3)}, \quad (20)$$

частным случаем которого при  $\tilde{Z} = 0$  является соотношение (19).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Исследуем полученное в явном виде выражение для  $Z_e$  численно. Для расчета используем те же параметры пленки ЖИГ, что и при построении

рис. 3. Для подложки из ГГГ и пьезоэлектрической пленки ZnO используем следующие значения параметров:  $K' = 0.32$ ,  $l = 0.4$  мкм,  $d = 400$  мкм, скорости звука и акустические импедансы:  $V^{(4)} = 3.57 \times 10^5$  см/с,  $V^{(2)} = 2.88 \times 10^5$  см/с и  $z^{(4)} = 2531 \times 10^3$  г/(см<sup>2</sup> с),  $z^{(2)} = 1636 \times 10^3$  г/(см<sup>2</sup> с). Параметр магнитного затухания варьировался в пределах  $\Delta H = 0.1 \dots 0.5$  Э.

#### А. Резонатор с толстой пленкой ЖИГ ( $s = 40$ мкм, $\Delta H = 0.5$ Э)

На рис. 4 приведена частотная зависимость модуля и фазы  $Z_e$  в случае, когда резонансные частоты акустических волн близки к частоте кроссовера  $f_0 = \omega_0/2\pi$ . Если частота кроссовера отстоит далеко от резонансных частот, то система резонансных пиков имеет регулярный характер. Если же резонансные частоты расположены вблизи частоты кроссовера (при  $H = 311$  Э), то расстояние между резонансными пиками и добротности этих пиков уменьшаются. В области самого кроссовера резонансные пики исчезают совсем. Таким образом, для эффективного контроля частоты необходимо использовать такие значения управляющего магнитного поля, которые позволяли бы

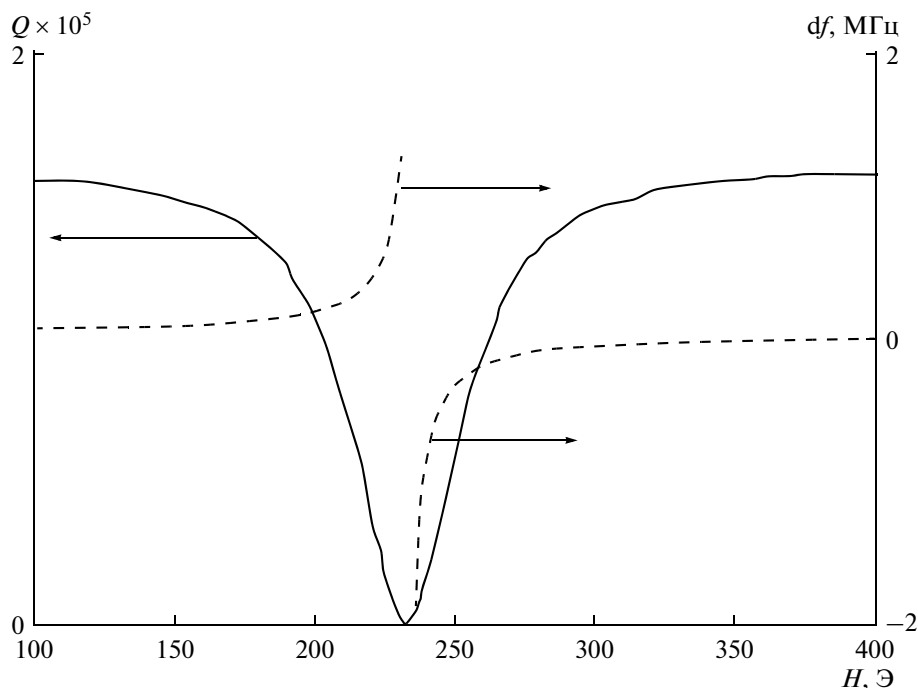


Рис. 5. Добротность одного из резонансов  $Q(H)$  (сплошная кривая) и сдвиг частоты  $df(H)$  (штриховая кривая) в зависимости от эффективного магнитного поля  $H$ . Параметры пленки ЖИГ те же, что и для рис. 4.

обеспечить работу резонатора на частотах, отстроенных от частоты кроссовера. Сдвиг частоты одного из резонансов и изменение добротности в зависимости от магнитного поля показаны на рис. 5. Изменение положения акустического резонанса связано с перестройкой законов дисперсии акустических и спиновых волн и образованием связанных магнитоупругих волн и магнитоупругой щели (см. рис. 2). В результате меняется частота, при которой по всей толщине структуры укладывается целое число полуволн. Как видно из рис. 5, при величине магнитного затухания  $\Delta H \sim 0.5$  Э в пленке ЖИГ толщиной 40 мкм возможно управление резонансной частотой в пределах порядка  $\pm 1$  МГц без значительного уменьшения добротности резонанса. Для многочастотного резонатора эта величина довольно существенная, поскольку расстояние между двумя соседними резонансами порядка 3 МГц.

#### Б. Резонатор с тонкой пленкой ЖИГ ( $s = 3$ мкм, $\Delta H = 0.1$ Э)

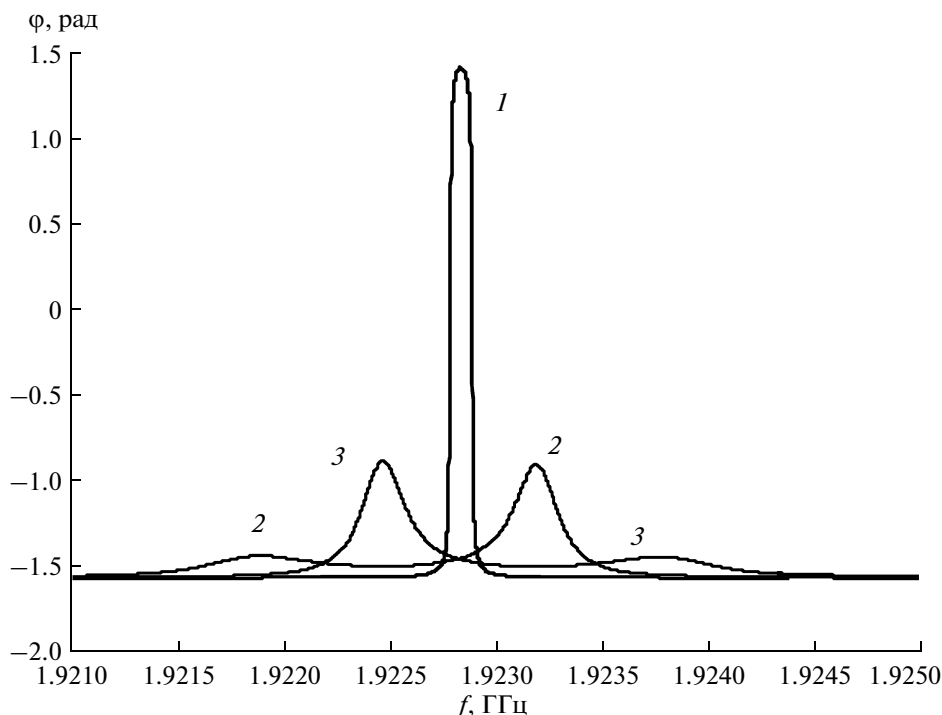
В составном резонаторе с тонкой ферритовой пленкой ( $\sim 3$  мкм), в отличие от предыдущего случая, возможно воздействие внешнего магнитного поля на единичные резонансные пики. Это обусловлено наличием у пленки собственных спиновых резонансов (СВР). Когда частота управ-

ляемого магнитным полем СВР приближается к одному из резонансных пиков структуры, добротность и амплитуда последнего падают до нуля (рис. 6). Как видно из рисунка, положение резонансного пика очень чувствительно к изменению магнитного поля. Кривые 2 и 3 на рис. 6 соответствуют полям, различающимся на 0.3 Э. При большем изменении величины магнитного поля можно восстановить этот резонанс и воздействовать на соседние. Таким образом, исследование взаимодействия СВР и упругих резонансов в составных резонаторных структурах открывает новые возможности для изучения физических явлений в магнитных пленках и мультислоях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в составном многочастотном резонаторе объемных акустических волн, содержащем ферромагнитный слой, можно управлять спектром за счет магнитного поля. Сдвиг резонансной частоты происходит в результате изменения суммарного набега фазы волны в результате перестройки законов дисперсии в магнитном слое за счет эффекта магнитострикции.

Продемонстрирована возможность возбуждения неоднородных магнитных колебаний, в том числе СВР в магнитных пленках при помощи переменного электрического поля, приложенного к



**Рис. 6.** Частотная зависимость фазы  $\varphi$  входного электрического импеданса  $Z_e$  при различных значениях эффективного магнитного поля  $H$ . Кривые 1–3 соответствуют  $H$ : 0, 235.2, 235.5 Э. Толщина слоя ЖИГ  $s = 4$  мкм, ширина линии  $\Delta H = 0.1$  Э.

электроакустическому пьезопреобразователю. Это позволяет использовать метод составного акустического резонатора для изучения особенностей спинволновых спектров в магнитных пленках

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства науки и образования РФ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Spaldin N.A., Fiebig M. // Science. 2005. V. 309. № 5733. P. 391.
2. Fiebig M. // J. Phys. D. 2005. V. 38. № 8. P. R123.
3. Ramesh R., Spaldin N.A. // Nature Materials. 2007. V. 6. № 1. P. 21.
4. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. № 3. P. 031101.
5. Филиппов Д.А. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 9. С. 6.
6. Устинов А.Б., Фетисов Ю.К., Srinivasan G. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 14. С.16.
7. Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V., et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. № 6. P. 060408.
8. Ustinov A.B., Kalinikos B.A., Tiberkevich V.S. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V.103. № 6. P. 063908.
9. Алексеев С.Г., Гуляев Ю.В., Котелянский И.М., Мансфельд Г.Д. // Успехи физ. наук. 2005. Т. 175. № 8. С. 895.
10. Salvo H.L.Jr., Moore R.A., Adam J.D., McAvoy B.R. // Proc. 1987 IEEE Ultrasonic Symp. N.Y.: IEEE, 1987. P. 337.
11. Adam J.D., McAvoy B.R., Salvo H.L.Jr. // Proc. 40th Annual Symp. on Frequency Control. N.Y.: IEEE, 1986. P. 392.
12. Polzikova N.I., Mansfeld G.D. // Proc. 1998 IEEE Ultrasonics Symp. N.Y.: IEEE, 1998. V. 1. P. 967.
13. Mansfeld G.D., Polzikova N.I., Kudryavtzeva O.N. // Proc. 1996 Int. Symp. "Acoustoelectronics, Frequency Control and Signal Generation". M.: IRE RAS, 1996. P. 52.
14. Ле-Кроу Р., Комсток Р. Физическая акустика. Т. III. Ч.Б / Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1968. С.156.
15. Штраусс В. Физическая акустика. Т. IV. Ч.Б / Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1970. С. 247.
16. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
18. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975.