

## Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах

© Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.М. Лалетин\*, G. Srinivasan\*\*

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,  
173003 Великий Новгород, Россия

\* Институт технической акустики,  
210717 Витебск, Белоруссия

\*\* Physics Department, Oakland University Rochester,  
MI 48309, USA

(Поступила в Редакцию 28 октября 2003 г.  
В окончательной редакции 16 декабря 2003 г.)

Рассмотрен магнитоэлектрический эффект в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах. Представлена теория магнитоэлектрического эффекта в области электромеханического резонанса для образцов в виде диска. Получено выражение для магнитоэлектрического коэффициента при продольной и поперечной ориентациях электрического и магнитного полей. Показано, что на частоте электромеханического резонанса величина эффекта возрастает на несколько порядков. Экспериментально исследована частотная зависимость эффекта для образцов из феррит-никелевой шпинели-ЦТС. В соответствии с теорией наблюдалось резонансное увеличение эффекта, причем максимальное значение магнитоэлектрического коэффициента достигло величины  $15 \text{ V}/(\text{cm Oe})$ .

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Министерства образования РФ (Е02-3.4-278), программы Университеты России (проект УР 01.01.007) и National Science Foundation (DMR-0322254).

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в возникновении поляризации под действием магнитного поля и, наоборот, в возникновении намагниченности под действием электрического поля. В магнитоэлектрических кристаллах механизмом его возникновения является совместное действие спин-орбитального взаимодействия и взаимодействия магнитоактивного иона с нечетной частью потенциала внутрикристаллического поля и внешним электрическим полем [1,2]. В композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах МЭ эффект может по отдельности отсутствовать и в ферритовой и в пьезоэлектрической компонентах. Его возникновение в композитах связано с механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. В магнитном поле вследствие магнитострикции в магнитной компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу и вследствие обратного пьезоэффекта приводят к возникновению электрического поля. Магнитоэлектрический эффект, являющийся новым свойством таких композитов, относится к классу вторичных эффектов или так называемых „product properties“ [3].

С макроскопической точки зрения композиционные материалы можно характеризовать некоторыми эффективными параметрами, такими как эффективные модули упругости, пьезоэффекта, магнитострикции и т.д. Очевидно, что эти эффективные параметры будут определяться через параметры ферритовой и пьезоэлектрической компонент, их удельных концентраций и степенью связности. Эффективные параметры, характеризующие материал, можно использовать, когда характерные масштабы изменения внешних воздействий много больше

размеров структурных единиц. Для слоистых материалов таким параметром является толщина слоев ферритовой и пьезоэлектрической составляющих. Поскольку для слоистых и объемных композиционных материалов ее типичный размер составляет порядка  $10 \mu\text{m}$ , то эти эффективные параметры можно использовать для описания распространения механических колебаний вплоть до частот порядка сотен МГц.

В феррит-пьезоэлектрических композитах МЭ эффект связан с механическим взаимодействием подсистем, поэтому в области электромеханического резонанса будет наблюдаться значительное увеличение магнитоэлектрического коэффициента. Впервые на наличие такого эффекта было указано в [4,5]. Хотя в работе [6] и было проведено измерение магнитоэлектрического коэффициента в объемных композиционных материалах в виде стержней на резонансной частоте, однако резонанс в этой работе использовался только лишь как метод выделения полезного сигнала на фоне помех; ни теоретического, ни детального экспериментального исследования проведено не было. Экспериментально исследовалась [7] частотная зависимость эффекта в области электромеханического резонанса. Исследовались прямоугольные образцы на основе терфенола и цирконата-титаната свинца. На частоте  $59.8 \text{ kHz}$  пик магнитоэлектрического коэффициента достигал значения  $8.7 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Oe})$  при величине постоянного магнитного поля  $0.7 \text{ kOe}$ . Впервые теоретическое описание частотной зависимости МЭ эффекта в области звуковых частот для образцов в форме пластины и экспериментальные результаты для композита на основе феррит-никелевой шпинели-ЦТС представлены в [8]. В этой работе на основе метода эффективных

параметров композита получено выражение для магнитоэлектрического коэффициента при поперечной и продольной ориентациях электрического и магнитного полей. Показано, что на частоте антирезонанса наблюдается возрастание магнитоэлектрического коэффициента более, чем на порядок. Однако на практике гораздо чаще используются образцы в форме диска, а не пластинки. В [9] кратко представлена теория МЭ эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах для образцов в форме диска. При этом получено выражение для магнитоэлектрического коэффициента только для продольной ориентации электрического и магнитного полей. На практике величина эффекта при поперечной ориентации полей, как правило, на порядок выше, чем при продольной. Теоретическое описание МЭ эффекта в области электромеханического резонанса при данной ориентации полей в настоящее время отсутствует. В настоящей работе вначале подробно рассмотрено теоретическое описание МЭ эффекта в области звуковых частот на основе метода эффективных параметров. Рассмотрен случай продольной и поперечной ориентаций магнитного поля для образцов в форме диска. Получено теоретическое выражение для частотной зависимости магнитоэлектрического коэффициента в области электромеханического резонанса. Затем для конкретных образцов из композиционных материалов на основе феррит-никелевой шпинели-ЦТС рассчитана частотная зависимость величины магнитоэлектрического коэффициента и проведено ее сравнение с экспериментальными результатами.

## 1. Модель и основные уравнения

Рассмотрим образец из композиционного феррит-пьезоэлектрического материала в форме тонкого диска радиуса  $R$  и толщиной  $d$ , на нижней и верхней поверхности которого нанесены тонкие металлические контакты (рис. 1).

Пусть образец поляризован по нормали к плоскостям контактов (ось  $Z$ ). Постоянное (подмагничивающее) и переменное магнитные поля могут быть направлены как

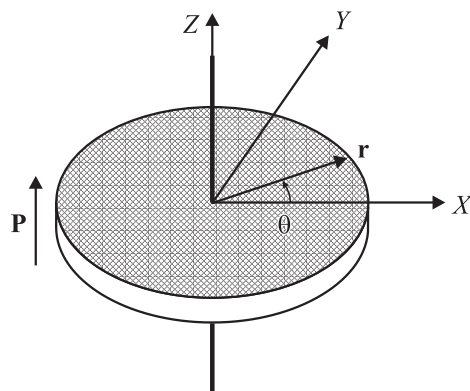


Рис. 1. Геометрия образца.

по нормали к плоскости контактов, так и в плоскости контактов. В соответствии с этим будем различать продольную и поперечную ориентацию полей. Вследствие магнитострикции переменное магнитное поле вызывает колебания, которые распространяются как по толщине (толщинные колебания), так и по радиусу (радиальные колебания) образца. В дальнейшем ограничимся рассмотрением наиболее низкочастотных радиальных колебаний. Это связано с тем, что экспериментально радиальные колебания наиболее легко наблюдать. Толщинные колебания более высокочастотные и их сложнее выделить на фоне высших гармоник радиальных колебаний.

Будем считать диск тонким, т.е.  $d \ll R$ . Поскольку поверхности диска свободные, нормальные составляющие тензора механических напряжений на них равны нулю. Для тонкого диска можно считать, что компонента тензора напряжений  $T_3$  равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме. Кроме того, верхняя и нижняя поверхности диска представляют собой эквипотенциальные поверхности, поэтому отличной от нуля будет только  $z$ -проекция вектора напряженности электрического поля. С учетом этого интересующие нас уравнения для тензора деформаций  $S_i$  и  $z$ -проекции вектора электрической индукции  $D_z$  при продольной ориентации полей имеют вид

$$\begin{aligned} S_1 &= s_{11}T_1 + s_{12}T_2 + d_{31}E_3 + q_{31}H_3, \\ S_2 &= s_{12}T_1 + s_{22}T_2 + d_{31}E_3 + q_{31}H_3, \\ D_3 &= \varepsilon_{33}E_3 + d_{31}(T_1 + T_2) + m_{33}H_3. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $s_{ij}$  — эффективные податливости композита,  $d_{ij}$  и  $q_{ij}$  — эффективные пьезоэлектрический и пьезомагнитный модули,  $\varepsilon_{ij}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость,  $E_i$  и  $H_i$  — проекции векторов напряженности электрического и магнитного полей. Методика расчета эффективных параметров композиционного материала представлена в [10].

При поперечной ориентации электрического и магнитного полей систему координат выберем таким образом, чтобы ось  $X$  совпала с направлением магнитного поля. В этом случае уравнения для тензора деформаций и вектора электрической индукции запишутся в виде

$$\begin{aligned} S_1 &= s_{11}T_1 + s_{12}T_2 + d_{31}E_3 + q_{11}H_1, \\ S_2 &= s_{12}T_1 + s_{22}T_2 + d_{31}E_3 + q_{12}H_1, \\ D_3 &= \varepsilon_{33}E_3 + d_{31}(T_1 + T_2) + m_{31}H_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Для дальнейших расчетов удобно воспользоваться симметрией задачи и перейти к цилиндрической системе координат  $z, r$  и  $\theta$ . При переходе к новой системе координат компоненты тензора деформаций и напряжений

преобразуются известным образом [11]

$$\begin{aligned} S_1 &= S_{rr} \cos^2 \theta - 2S_{r\theta} \sin \theta \cdot \cos \theta + S_{\theta\theta} \sin^2 \theta, \\ S_2 &= S_{rr} \sin^2 \theta + 2S_{r\theta} \sin \theta \cdot \cos \theta + S_{\theta\theta} \cos^2 \theta, \\ T_{rr} &= T_1 \cos^2 \theta + 2T_5 \sin \theta \cdot \cos \theta + T_2 \sin^2 \theta, \\ T_{\theta\theta} &= T_1 \sin^2 \theta - 2T_5 \sin \theta \cdot \cos \theta + T_2 \cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Компоненты тензора деформаций в цилиндрической системе координат определяются через вектор смещения среды  $\mathbf{u}$  следующим образом:

$$\begin{aligned} S_{rr} &= \partial u_r / \partial r, \\ S_{\theta\theta} &= (1/r) \partial u_\theta / \partial \theta + u_r / r, \\ S_{r\theta} &= \partial u_\theta / \partial r - u_\theta / r + (1/r) \partial u_r / \partial \theta. \end{aligned} \quad (4)$$

Далее, подставляя выражения для тензора напряжений в уравнение движения среды, получим уравнение для радиальных смещений, решение которого позволит определить величину деформаций. Однако вид уравнения для смещений среды зависит от ориентаций электрического и магнитного полей, поэтому далее продольный и поперечный случаи рассматриваются отдельно.

## 2. Продольная ориентация электрического и магнитного полей (теория)

При продольной ориентации полей вектор напряженности постоянного и переменного магнитного полей совпадает с направлением поляризации. Продольное магнитное поле вследствие магнитоэлектричества вызывает механические колебания среды, которые вследствие пьезоэффекта приводят к возникновению электрического поля. Для того чтобы найти напряженность возникающего электрического поля и определить магнитоэлектрический коэффициент, вначале, используя уравнения движения среды, определим величину возникающих деформаций, а затем, используя уравнения электростатики, определим напряженность возникающего электрического поля.

С учетом осевой симметрии задачи в цилиндрической системе координат отличными от нуля компонентами тензора напряжений и деформаций будут  $T_{rr}$ ,  $T_{\theta\theta}$ ,  $S_{rr}$  и  $S_{\theta\theta}$ . Остальные компоненты тензоров напряжений и деформаций равны нулю. Кроме того, из осевой симметрии следует, что компонента смещения  $u_\theta$  равна нулю. С учетом этого уравнения (1) примут вид

$$\begin{aligned} S_{rr} &= s_{11} T_{rr} + s_{12} T_{\theta\theta} + d_{31} E_3 + q_{31} H_3, \\ S_{\theta\theta} &= s_{12} T_{rr} + s_{11} T_{\theta\theta} + d_{31} E_3 + q_{31} H_3. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение движения для радиальных колебаний диска имеет вид

$$\frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} (T_{rr} - T_{\theta\theta}) + \rho \omega^2 u_r = 0, \quad (6)$$

здесь  $\rho$  — плотность композита,  $\omega$  — круговая частота.

Выразим из (5) компоненты напряжений через компоненты деформаций

$$\begin{aligned} T_{rr} &= \frac{1}{s_{11}(1-\nu^2)} (S_{rr} + \nu S_{\theta\theta} - (1+\nu)(d_{31} E_3 + q_{31} H_3)), \\ T_{\theta\theta} &= \frac{1}{s_{11}(1-\nu^2)} (\nu S_{rr} + S_{\theta\theta} - (1+\nu)(d_{31} E_3 + q_{31} H_3)), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\nu = -s_{12}/s_{11}$  — коэффициент Пуассона.

Чтобы получить уравнение для радиальных смещений, подставим (7) в (6). После преобразований уравнение (6) сводится к уравнению Бесселя

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + k^2 u_r = 0, \quad (8)$$

где  $k = \sqrt{\rho s_{11}(1-\nu^2)} \omega$ . Общее решение уравнения (8) представляется в виде линейной комбинации функций Бесселя первого и второго рода

$$u_r = c_1 J_1(kr) + c_2 Y_1(kr). \quad (9)$$

Постоянные интегрирования  $c_1$  и  $c_2$  определяются из граничных условий: при  $r = 0$  смещение  $u_r = 0$ , а при  $r = R$  напряжение  $T_{rr} = 0$ . Это дает

$$c_2 = 0, \quad c_1 = \frac{(1+\nu)R}{\kappa J_0(\kappa) - (1-\nu)J_1(\kappa)} (q_{31} H_3 + d_{31} E_3). \quad (10)$$

Здесь введена безразмерная переменная  $\kappa = kR$ , значения которой зависят от частоты, радиуса диска и скорости распространения упругих колебаний.

Подставляя значения постоянных интегрирования  $c_1$  и  $c_2$  в (9) и выражая компоненты напряжений через деформации, получим

$$\begin{aligned} T_{rr} &= \frac{1}{s_{11}(1-\nu)} \left[ \frac{\kappa J_0(kr) - (1-\nu) \frac{R}{r} J_1(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1-\nu) J_1(\kappa)} - 1 \right] \\ &\quad \times (q_{31} H_3 + d_{31} E_3), \\ T_{\theta\theta} &= \frac{1}{s_{11}(1-\nu)} \left[ \frac{\nu \kappa J_0(kr) + (1-\nu) \frac{R}{r} J_1(kr)}{\kappa J_0(\kappa) - (1-\nu) J_1(\kappa)} - 1 \right] \\ &\quad \times (q_{31} H_3 + d_{31} E_3). \end{aligned} \quad (11)$$

Напряженность электрического поля найдем из уравнения для нормальной составляющей вектора электрической индукции

$$D_3 = d_{31}(T_{rr} + T_{\theta\theta}) + \varepsilon_{33} E_3 + m_{33} H_3. \quad (12)$$

Воспользуемся условием разомкнутой цепи, реализуемой на эксперименте, а именно

$$\int_0^R r dr \int_0^{2\pi} d\theta D_3 = 0. \quad (13)$$

Подставляя (12) в (13) с учетом (11), для индуцируемой напряженности электрического поля после преобразований получим выражение

$$E_3 = -\frac{1}{\Delta_a} \left[ \frac{2d_{31}q_{31}}{\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu)} \left( \frac{(1+\nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} - 1 \right) + \frac{m_{33}}{\varepsilon_{33}} \right] H_3, \quad (14)$$

где

$$\Delta_r = \kappa J_0(\kappa) - (1-\nu)J_1(\kappa), \quad (15)$$

$$\Delta_a = 1 - K_p^2 + K_p^2(1+\nu)J_1(\kappa)/\Delta_r. \quad (16)$$

Здесь  $K_p^2 = \frac{2d_{31}^2}{\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu)}$  — коэффициент электромеханической связи для радиальных колебаний.

Используя определение магнитоэлектрического коэффициента как  $E_3 = \alpha_{E,L}H_3$ , для продольной ориентации электрического и магнитного полей получим

$$\alpha_{E,L} = \frac{1}{\Delta_a} \left[ \frac{2d_{31}q_{31}}{\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu)} \left( 1 - \frac{(1+\nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} \right) - \frac{m_{33}}{\varepsilon_{33}} \right]. \quad (17)$$

Выражение (17) для магнитоэлектрического коэффициента имеет резонансную частотную зависимость. Корни уравнения (15) определяют частоты резонанса, а корни уравнения (16) — частоты антирезонанса для пьезоэлектрического эффекта. Таким образом, при разомкнутой цепи на частоте антирезонанса наблюдается резкое увеличение магнитоэлектрического коэффициента. Резонансная частота, как и при пьезорезонансе, определяется в первую очередь радиусом диска  $R$  и податливостью  $s_{11}$ . Для образцов композиционных материалов на основе феррошпинели-ЦТС радиусом около 1 см нижнее значение резонансной частоты лежит в районе 300 кГц. Величина магнитоэлектрического коэффициента при продольной ориентации полей прямо пропорциональна произведению пьезоэлектрического  $d_{31}$  и пьезомагнитного  $q_{31}$  модулей и обратно пропорциональна диэлектрической проницаемости материала  $\varepsilon_{33}$ , а также податливости  $s_{11}$ . Реально в таких структурах всегда присутствуют потери, связанные в первую очередь с потерями в контактах. Эти потери определяют ширину резонансной линии и ограничивают пиковое значение магнитоэлектрического коэффициента. Их можно учесть через коэффициент затухания, представив либо  $k$ , либо  $\omega$  комплексными величинами [12]. Воспользуемся вторым способом, представив круговую частоту в виде  $\omega = \omega' + i\chi$ , где  $\chi$  — параметр, характеризующий затухание, величину которого определим экспериментально из ширины резонансной линии.

### 3. Поперечная ориентация электрического и магнитного полей (теория)

При поперечной ориентации полей векторы напряженности постоянного и переменного магнитного полей лежат в плоскости диска перпендикулярно вектору напряженности электрического поля (ось  $z$ ). При переходе в цилиндрическую систему координат с помощью преобразования (3) уравнения (2) запишутся в виде

$$\begin{aligned} S_{rr} &= s_{11}T_{rr} + s_{12}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3 \\ &+ (q_{11}\cos^2\theta + q_{12}\sin^2\theta)H_1, \\ S_{\theta\theta} &= s_{12}T_{rr} + s_{11}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3 \\ &+ (q_{11}\sin^2\theta + q_{12}\cos^2\theta)H_1. \end{aligned} \quad (18)$$

В этом случае уравнения для тензора деформаций усложняются, и появляется не только радиальная, но и угловая зависимость, обусловленная тем, что магнитное поле нарушает осевую симметрию задачи. Выразим из (18) компоненты напряжений  $T_{rr}$  и  $T_{\theta\theta}$ . После несложных преобразований получим

$$\begin{aligned} T_{rr} &= \frac{1}{s_{11}(1-\nu^2)} \left[ S_{rr} + \nu S_{\theta\theta} - (1+\nu)d_{31}E_3 \right. \\ &\left. - ((\cos^2\theta + \nu\sin^2\theta)q_{11} + (\sin^2\theta + \nu\cos^2\theta)q_{12})H_1 \right], \\ T_{\theta\theta} &= \frac{1}{s_{11}(1-\nu^2)} \left[ \nu S_{rr} + S_{\theta\theta} - (1+\nu)d_{31}E_3 \right. \\ &\left. - ((\nu\cos^2\theta + \sin^2\theta)q_{11} + (\nu\sin^2\theta + \cos^2\theta)q_{12})H_1 \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Подставляя (19) в уравнение движения (6), получим уравнение для радиальных колебаний при поперечной ориентации полей

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + k^2 u_r - \frac{D(\theta)}{r} = 0, \quad (20)$$

где введено обозначение  $D(\theta) = (q_{11} - q_{12})(1 - \nu) \times (\cos^2\theta - \sin^2\theta)H_1$ .

Решение уравнения (20) имеет вид

$$u_r = c_1 J_1(kr) + c_2 Y_1(kr) + D(\theta)/(k^2 r), \quad (21)$$

где  $J_1(kr)$  и  $Y_1(kr)$  — функции Бесселя первого и второго рода соответственно,  $k = \sqrt{\rho s_{11}(1-\nu^2)}\omega$ .

Постоянные интегрирования  $c_1$  и  $c_2$  определяются из тех же граничных условий, что и при продольном случае. Для удовлетворения граничного условия при  $r = 0$  воспользуемся свойством функции Бесселя второго рода при малых значениях аргумента

$$Y_1(z) \approx -2/(\pi z). \quad (22)$$

Используя это свойство функции Бесселя, для постоянной интегрирования  $c_2$  получим выражение

$$c_2 = \pi D(\theta)/(2k). \quad (23)$$

Из равенства нулю радиальной составляющей тензора механических напряжений на боковой поверхности диска для постоянной интегрирования  $c_1$  находим

$$c_1 = R \left\{ (1 + \nu)d_{31}E_3 + (q_{11}(\cos^2 \theta + \nu \sin^2 \theta) + q_{12}(\nu \cos^2 \theta + \sin^2 \theta))H_1 + D(\theta)(1 - \nu)(\pi Y_1(\kappa)/(2\kappa) + 1/\kappa^2 - \pi Y_0/2) \right\} / \Delta_r. \quad (24)$$

Как следует из (21) с учетом (23), (24), амплитуда радиальных колебаний при поперечной ориентации полей зависит не только от радиальной переменной  $r$ , но и от угловой  $\theta$ . Это связано с тем, что возбуждение упругих колебаний вдоль направления магнитного поля (ось  $X$ ,  $\theta = 0$ ) определяется коэффициентом  $q_{11}$ , а перпендикулярно этому направлению (ось  $Y$ ,  $\theta = \pi/2$ ) — коэффициентом  $q_{12}$ . Поскольку эти коэффициенты имеют различное значение, то и амплитуда радиальных колебаний зависит от угловой переменной. Частотные свойства радиальных колебаний определяются свойствами среды и не зависят от способа возбуждения, поэтому выражения для параметра  $k$  при продольной и поперечной ориентациях полей совпадают.

Используя решение (21), выразим из (19) с учетом (4) компоненты тензора напряжений. В результате вычислений получим

$$T_{rr} = \frac{1}{s_{11}(1 - \nu^2)} \left( c_1 \left( kJ_0(kr) - (1 - \nu) \frac{J_1(kr)}{r} \right) + D(\theta) \left( \frac{\pi}{2} Y_0(kr) - (1 - \nu) \frac{\pi}{2} \frac{Y_1(kr)}{kr} - (1 - \nu) \frac{1}{k^2 r^2} \right) - (1 + \nu)d_{31}E_3 - ((\cos^2 \theta + \nu \sin^2 \theta)q_{11} + (\sin^2 \theta + \nu \cos^2 \theta)q_{12})H_1 \right),$$

$$T_{\theta\theta} = \frac{1}{s_{11}(1 - \nu^2)} \left( c_1 \left( \nu k J_0(kr) + (1 - \nu) \frac{J_1(kr)}{r} \right) + D(\theta) \left( \nu \frac{\pi}{2} Y_0(kr) + (1 - \nu) \frac{\pi}{2} \frac{Y_1(kr)}{kr} + (1 - \nu) \frac{1}{k^2 r^2} \right) - (1 + \nu)d_{31}E_3 - ((\nu \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)q_{11} + (\nu \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)q_{12})H_1 \right). \quad (25)$$

Напряженность электрического поля, как и при продольной ориентации, найдем из выражения для нормальной составляющей вектора электрической индукции (12) с учетом условия разомкнутой цепи (13). Подставляя (25) в (12), а затем получившееся выражение

в (13) и выполняя интегрирование, после несложных преобразований находим

$$E_3 = \frac{1}{\Delta_a} \left[ \frac{d_{31}(q_{11} + q_{12})}{\epsilon_{33}s_{11}(1 - \nu)} \left( 1 - \frac{(1 + \nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} \right) - \frac{m_{31}}{\epsilon_{33}} \right] H_1. \quad (26)$$

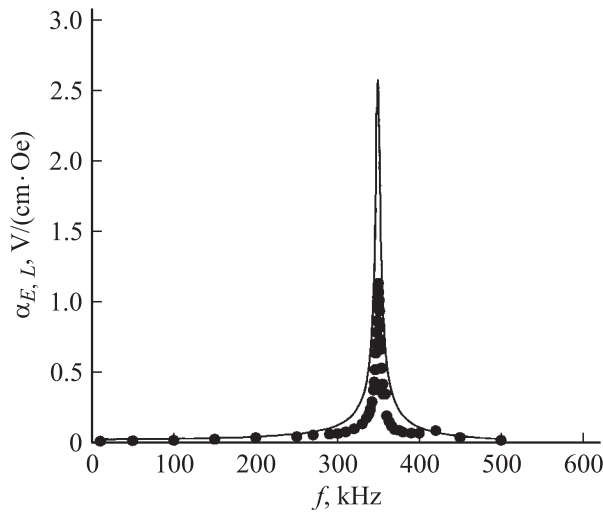
При поперечной ориентации полей магнитоэлектрический коэффициент определяется как  $\alpha_{E,T} = E_3/H_1$ . Используя это определение и выражение (26), имеем

$$\alpha_{E,T} = \frac{1}{\Delta_a} \left[ \frac{d_{31}(q_{11} + q_{12})}{\epsilon_{33}s_{11}(1 - \nu)} \left( 1 - \frac{(1 + \nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} \right) - \frac{m_{31}}{\epsilon_{33}} \right]. \quad (27)$$

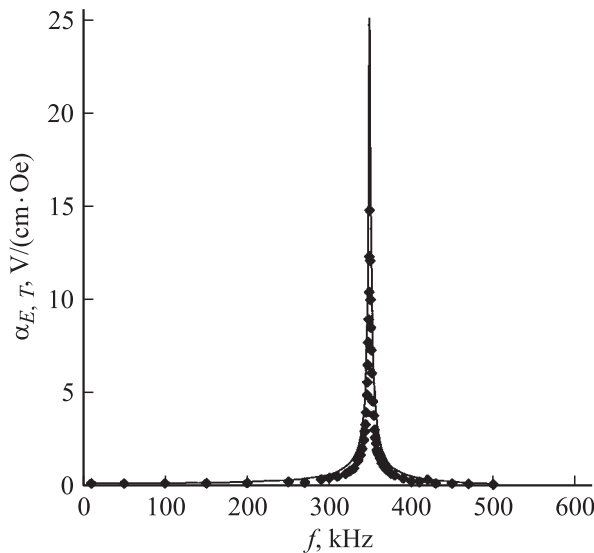
Как следует из (27), при поперечной ориентации электрического и магнитного полей, так же как и при продольной, величина магнитоэлектрического коэффициента пропорциональна произведению пьезоэлектрического и пьезомагнитного модулей. Поскольку при продольной ориентации величина коэффициента пропорциональна удвоенному значению произведения  $d_{31}q_{31}$ , то при поперечной ориентации она пропорциональна произведению  $d_{31}(q_{11} + q_{12})$ . Поскольку значения коэффициентов  $q_{11}$  и  $q_{12}$  вследствие отсутствия размагничивания почти на порядок больше значения  $q_{31}$ , следует ожидать, что при поперечной ориентации полей величина эффекта будет в несколько раз больше, чем при продольной ориентации. Частотная зависимость коэффициента  $\alpha_{E,T}$  полностью совпадает с частотной зависимостью коэффициента  $\alpha_{E,L}$ . Такое совпадение объясняется тем, что как при продольной, так и при поперечной ориентации электрического и магнитного полей возбуждались одни и те же радиальные моды колебаний, при этом отличался только способ возбуждения.

## 4. Эксперимент

Экспериментальные исследования эффекта проводились для образцов многослойного композиционного материала, состоящего из одиннадцати слоев никелевой феррошпинели по  $13 \mu\text{m}$  каждый и десяти слоев пьезокерамики ЦТС по  $26 \mu\text{m}$  каждый. Образцы имели форму диска радиусом  $R = 9.5 \text{ mm}$ . Перед проведением измерений образцы поляризовались в электрическом поле напряженностью  $4 \text{ kV/mm}$  в течение трех часов при температуре  $80^\circ\text{C}$ . Вначале исследовалась полевая зависимость низкочастотного МЭ эффекта. Для исследования МЭ эффекта использовался метод, основанный на измерении переменного напряжения, возникающего на образце при наложении на него переменного и медленно меняющегося магнитных полей. Вначале исследовалась полевая зависимость низкочастотного МЭ сигнала. При постоянном значении напряженности переменного магнитного поля  $1 \text{ Oe}$  измерялась зависимость МЭ коэффициента от напряженности подмагничивающего поля. Затем при напряженности поля подмагничивания, соответствующего максимуму эффекта, исследовалась частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента



**Рис. 2.** Частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента при продольной ориентации полей. Сплошная линия — теория, точки — эксперимент. Коэффициент затухания  $\chi = 15\,000$  rad/s.



**Рис. 3.** Частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента при поперечной ориентации полей. Сплошная линия — теория, точки — эксперимент. Коэффициент затухания  $\chi = 7500$  rad/s.

в области электромеханического резонанса. Измерения проводились для продольной и поперечной ориентаций электрического и магнитного полей. При измерениях условие разомкнутой цепи выполнялось достаточно хорошо. Полное входное сопротивление (активное и емкостное) преусилителя и подводных проводов более чем на порядок превышало полное сопротивление образца.

Результаты эксперимента и теоретические зависимости, рассчитанные по формулам (17) и (27), приведены на рис. 2 и 3 соответственно. При расчетах использовались

следующие значения параметров: для никелевой шпинели —  ${}^m s_{11} = 6.5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ,  ${}^m s_{12} = -2.4 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ,  ${}^m q_{31} = 70 \cdot 10^{-12} \text{ m/A}$ ,  ${}^m q_{11} = -430 \cdot 10^{-12} \text{ m/A}$ ,  ${}^m q_{12} = 125 \cdot 10^{-12} \text{ m/A}$ ,  ${}^m \epsilon_{33}/\epsilon_0 = 10$ ; для ЦТС —  ${}^p s_{11} = 15.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ,  ${}^p s_{12} = -5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ,  ${}^p d_{31} = -175 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ ,  ${}^p \epsilon_{33}/\epsilon_0 = 1750$ . Рассчитанные по методике [7] эффективные параметры композита были равны следующим значениям:  $s_{11} = 10 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ,  $s_{12} = -3.9 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ,  $q_{31} = 60 \cdot 10^{-12} \text{ m/A}$ ,  $q_{11} = -320 \cdot 10^{-12} \text{ m/A}$ ,  $q_{12} = 84 \cdot 10^{-12} \text{ m/A}$ ,  ${}^m \epsilon_{33}/\epsilon_0 = 28$ ; параметр затухания определялся из ширины линии электромеханического резонанса.

## 5. Обсуждение результатов

Как следует из графиков, наблюдается хорошее соответствие между теорией и экспериментальными результатами. На частоте около 350 kHz наблюдается резонансное увеличение величины эффекта. Максимальное значение магнитоэлектрического коэффициента наблюдается на диске при поперечной ориентации полей и составляет величину почти  $15 \text{ V}/(\text{cm Oe})$ , в то время как его значение на частоте 100 Hz составляет  $0.16 \text{ V}/(\text{cm Oe})$ . Коэффициент затухания  $\chi$  определялся из ширины резонансной линии. При поперечной ориентации электрического и магнитного полей коэффициент затухания меньше, чем при продольной ориентации. На наш взгляд, это связано с тем, что при ориентации магнитного поля в плоскости образца происходит возбуждение меньших по величине токов в металлических контактах, приводящих к потерям.

При поперечной ориентации магнитного и электрического полей величина эффекта на порядок больше, чем при продольной ориентации. Это, как уже отмечалось, обусловлено тем, что при продольной ориентации полей на величину эффекта значительное влияние оказывают размагничивающие поля, приводящие к уменьшению эффективного пьезомагнитного модуля.

Количественное отличие значений магнитоэлектрического коэффициента имеется как в области низких частот, так и в области электромеханического резонанса. Это связано с тем, что значения эффективных параметров рассчитывались для композиционных материалов, имеющих идеальную связность и однородный по образцу состав. Между тем при изготовлении многослойных композиционных материалов всегда имеется несовершенство слоев, в результате чего процентный состав композита неоднороден по площади образца. Между тем значения эффективных параметров имеют сильную концентрационную зависимость.

Представленная теория применима как для многослойных, так и для объемных композитов. Отличие будет состоять в различных значениях эффективных параметров композиционного материала.

## Список литературы

- [1] G.T. Rado. Phys. Rev. **128**, 2546 (1962).
- [2] Л.Э. Гуревич, Д.А. Филиппов. ФТТ **28**, 2696 (1986).
- [3] J. van Suchtelen. Phil. Res. Rep. **27**, 28 (1972).
- [4] М.И. Бичурин, Д.А. Филиппов, В.М. Петров, G. Srinivasan. Физика электронных материалов. Матер. Междунар. конф. Калуга, Россия (2002). С. 309.
- [5] D.A. Filippov, M.I. Bichurin, V.M. Petrov, G. Srinivasan. Bull. American Phys. Soc. **48**, 214 (2003).
- [6] A.M.J.G. Van Run, D.R. Terrell, J.H. Scholing. J. Mater. Sci. **9**, 1710 (1974).
- [7] J.G. Wan, J.-M. Liu, H.L.W. Chand, C.L. Choy, G.H. Wang, C.W. Nan. J. Appl. Phys. **93**, 12, 9916 (2003).
- [8] Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.М. Лалетин, Н.Н. Поддубная, G. Srinivasan. Письма в ЖТФ **30**, 1, 15 (2004).
- [9] M.I. Bichurin, D.A. Filippov, V.M. Petrov, V.M. Laletsin, N. Paddubnaya, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **68**, 132408 (2003).
- [10] M.I. Bichurin, V.M. Petrov, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **68**, 054402 (2003).
- [11] W.P. Mazon. Phys. Rev. **74**, 9, 1134 (1948).
- [12] R. Truell, Ch. Elbaum, Br. Chick. Ultrasonic Methods in Solid State Physics. Academic Press, N.Y.–London (1969). [Р.Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Пер. с англ. под ред. И.Г. Михайлова и В.В. Леманова. Мир, М. (1972). 307 с.].