

05

## Магнитоэлектрический эффект в кольцевой феррит-пьезоэлектрической структуре

© Д.А. Филиппов<sup>1</sup>, В.М. Лалетин<sup>2</sup>, Г.С. Радченко<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

<sup>2</sup> Институт технической акустики, Витебск, Белоруссия

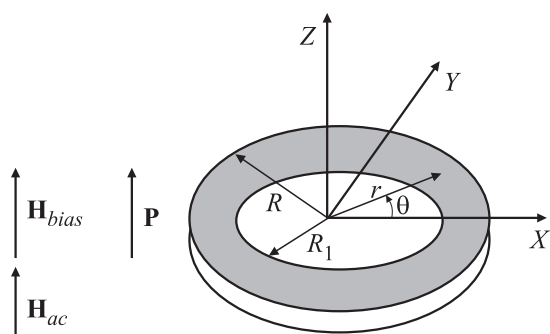
<sup>3</sup> Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

<sup>4</sup> Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия  
E-mail: Dmitry.Filippov@novsu.ru

Поступило в Редакцию 17 февраля 2015 г.

Теоретически и экспериментально исследован прямой магнитоэлектрический эффект в кольцевых структурах, изготовленных из объемных феррит-пьезоэлектрических композитов на основе цирконата-титаната свинца — феррита никеля. На основе совместного решения уравнений эластодинамики и электростатики получены аналитические выражения для магнитоэлектрического коэффициента по напряжению. Представлены результаты теоретических расчетов и экспериментальных измерений резонансных частот в зависимости от геометрических параметров структуры.

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, предсказанный Ландау и Лифшицем [1] и впервые экспериментально обнаруженный Астровым и Радо [2,3], относится к перекрестным эффектам и связывает магнитные характеристики вещества с электрическими. Он заключается в изменении электрической поляризации при изменении магнитного поля (прямой МЭ-эффект) или, наоборот, изменение намагниченности при изменении электрического поля (обратный МЭ-эффект). Обнаруженный вначале в монокристаллах МЭ-эффект не нашел практического применения вследствие малости величины эффекта. Малость величины эффекта в монокристаллах связана с тем, что природой его возникновения является спин-орбитальное взаимодействие [4], которое само по себе является релятивистским эффектом. В композиционных материалах, состоящих из механически связанных между собой магнитострикционной



**Рис. 1.** Схематическое изображение структуры.  $\mathbf{H}_{bias}$  — подмагничивающее поле,  $\mathbf{H}_{ac}$  — приложенное гармоническое магнитное поле,  $\mathbf{P}$  — поляризация образца.

и пьезоэлектрической фаз, величина эффекта на несколько порядков больше. Это позволяет создавать на их основе датчики магнитного поля, МЭ-трансформаторы, фазовращатели и другие приборы твердотельной электроники [5]. Механизмом возникновения МЭ-эффекта в феррит-пьезоэлектрических структурах является механическое взаимодействие между магнитострикционной и пьезоэлектрической фазами. Вследствие этого в области электромеханического резонанса наблюдается пиковое увеличение эффекта [6]. Кольцеобразные структуры представляют интерес, поскольку на их основе можно создавать датчики магнитного поля, позволяющие измерять магнитные поля величиной до  $10^{-9}$  Т и с линейным МЭ-откликом в диапазоне  $10^{-9} < H_{ac} < 10^{-3}$  Т [7]. В [8] экспериментально исследовался резонансный МЭ-отклик в композитных кольцах. Однако в этой работе не приведено теоретическое обоснование полученных результатов.

В данной работе представлены теория МЭ-эффекта и экспериментальные результаты для кольцевых структур, изготовленных из объемного феррит-пьезоэлектрического композита.

В качестве модели рассмотрим структуру, схематичное изображение которой представлено на рис. 1. Поскольку характерные размеры структурных единиц композита (зерен) много меньше длин волн, распространяющихся в ней, то для ее описания можно использовать метод эффективных параметров [9–11]. Рассмотрим продольный эффект,

при котором направления переменного магнитного поля и поля подмагничивания совпадают с направлением поляризации. Вследствие осевой симметрии задачи, в цилиндрической системе координат отличными от нуля компонентами тензора напряжений  $T_{ij}$  и тензора деформаций  $S_{ij}$  будут только  $T_{rr}$ ,  $T_{\theta\theta}$ ,  $S_{rr}$ ,  $S_{\theta\theta}$ . Уравнение движения для планарных колебаний структуры и уравнения, связывающие между собой компоненты тензора напряжений и деформаций (закон Гука), а также выражения для электрической индукции имеют вид [12]

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

$$T_{rr} = \frac{1}{s_{11}(1-\nu^2)}(S_{rr} + \nu S_{\theta\theta} - (1+\nu)(d_3 E_3 + q_3 H_3)), \quad (2)$$

$$T_{\theta\theta} = \frac{1}{s_{11}(1-\nu^2)}(\nu S_{rr} + S_{\theta\theta} - (1+\nu)(d_{31} E_3 + q_{31} H_3)), \quad (3)$$

$$D_3 = d_{31}(T_{rr} + T_{\theta\theta}) + \varepsilon_{33} E_3. \quad (4)$$

Здесь  $u_r$  есть радиальная компонента вектора смещения среды, которая связана с компонентами тензора деформаций соотношениями  $S_{rr} = \frac{du}{dr}$ ,  $S_{\theta\theta} = \frac{u_r}{r}$ ;  $H_3 = H_m \exp(i\omega t)$  — приложенное магнитное поле с частотой  $\omega$ ;  $E_3$  — напряженность генерируемого переменного электрического поля;  $s$ ,  $d$ ,  $q$ ,  $\varepsilon$  — упругая податливость, пьезомодуль, пьезомагнитный коэффициент и диэлектрическая проницаемость соответственно, рассчитанные по смесевому правилу [10,11],  $\nu = -s_{12}/s_{11}$  — коэффициент Пуассона.

Подставляя в уравнение (1) выражения (2), (3), после преобразований для смещений среды  $u_r$  получим уравнение Бесселя в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + k^2 u_r = 0, \quad (5)$$

где  $k = \sqrt{\rho s_{11}(1-\nu^2)}\omega$  — волновое число,  $\rho$  — эффективная плотность композита.

Общее решение уравнения (5) может быть представлено в виде линейной комбинации функций Бесселя первого и второго рода

$$u_r(r) = c_1 J_1(kr) + c_2 Y_1(kr). \quad (6)$$

Здесь  $c_1$  и  $c_2$  есть постоянные интегрирования, которые определяются из граничных условий, имеющих вид:  $T_{rr} = 0$  при  $r = R$  и  $r = R_1$ . С учетом этого для постоянных интегрирования  $c_1$  и  $c_2$  получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{1}{D} \frac{(1+\nu)(d_{31}E_3 + q_{31}H_3)}{\Delta_1(\kappa)} R, \\ c_2 &= \left(1 - \frac{1}{D}\right) \frac{(1+\nu)(d_{31}E_3 + q_{31}H_3)}{\Delta_2(\kappa)} R. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь

$$D = 1 - \left(\eta - \frac{\Delta_1(\eta\kappa)}{\Delta_1(\kappa)}\right) / \left(\eta - \frac{\Delta_2(\eta\kappa)}{\Delta_2(\kappa)}\right),$$

$\eta = R_1/R$  — коэффициент пустотности кольца,  $\kappa = kR$  — безразмерный параметр,  $\Delta_1(\kappa) = \kappa J_0(\kappa) - (1-\nu)J_1(\kappa)$ ,  $\Delta_2(\kappa) = \kappa Y_0(\kappa) - (1-\nu)Y_1(\kappa)$ ,  $\Delta_1(\eta\kappa) = \eta\kappa J_0(\eta\kappa) - (1-\nu)J_1(\eta\kappa)$ ,  $\Delta_2(\eta\kappa) = \eta\kappa Y_0(\eta\kappa) - (1-\nu)Y_1(\eta\kappa)$ .

Несложно показать, что при коэффициенте пустотности  $\eta = 0$  (диск) формулы (7) для постоянных интегрирования  $c_1$  и  $c_2$  полностью переходят в выражения (10) из [12].

Подставляя решение (6) в выражения для тензора напряжений (2), (3), а затем получившиеся выражения в уравнение для электрической индукции (4) и используя условие разомкнутой цепи  $\int_0^{2\pi} d\theta \int_{T_1}^R r D_3(r) dr = 0$ , для МЭ-коэффициента по напряжению  $\alpha_L^E = E_3/H_3$  после преобразований получим выражение в виде

$$\alpha_L^E = \frac{2d_{31}q_{31}}{\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu)} \frac{(1-F(\eta, \kappa))}{(1+K_p^2(F(\eta, \kappa)-1))}. \quad (8)$$

Здесь  $K_p^2 = 2d_{31}^2/(\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu))$  есть квадрат электромеханической связи при планарных колебаниях,

$$F(\eta, \kappa) = \frac{(1+\nu)}{(1-\eta^2)} \left\{ \frac{1}{D} \frac{J_1(\kappa) - \eta J_1(\eta\kappa)}{\Delta_1(\kappa)} + \left(1 - \frac{1}{D}\right) \frac{Y_1(\kappa) - \eta Y_1(\eta\kappa)}{\Delta_2(\kappa)} \right\}$$

— функция, определяющая частотную характеристику структуры в зависимости от ее геометрических параметров.

Для изготовления образцов использовался объемный композиционный материал, состоящий из смеси с массовым содержанием порошка цирконата-титаната свинца ЦТС-23 — 60 wt%, и порошка модифицированного феррита никеля  $\text{NiFe}_{1.9}\text{Co}_{0.02}\text{O}_4$  — 40 wt%. Образцы формовали при давлении 100 МПа и спекали в тиглях со свинцовой засыпкой в течение 2 h при температуре 1220°С. Скорость охлаждения не превышала 50°С/h. Поляризацию образцов осуществляли при температуре 80°С в течение 2 h в электрическом поле 4 kV/mm. Следует отметить, что первоначально свойства композиционного материала являлись изотропными, анизотропия свойств возникает после поляризации. Образцы имели форму шайбы с внешним диаметром 8.7 mm, внутренними диаметрами 3.6, 2.6, 1.55 mm и толщиной 0.8 mm.

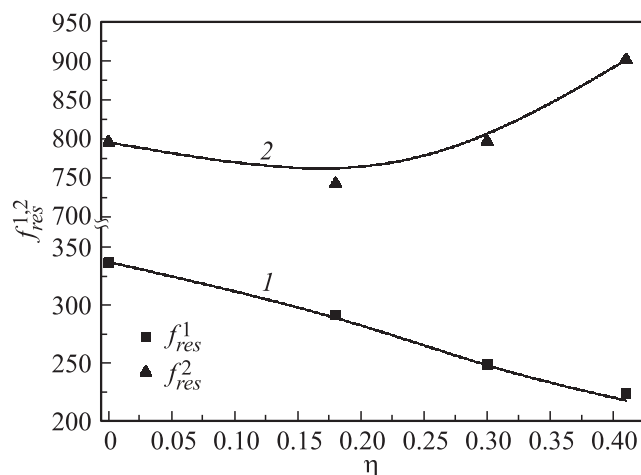
Для исследования частотной зависимости МЭ-эффекта использовался метод, основанный на регистрации переменного напряжения, возникающего на электродах образца при наложении на него переменного и постоянного магнитных полей [13]. МЭ-коэффициент по напряжению рассчитывался по формуле

$$\alpha_L^E = u / (tH_{ac}), \quad (9)$$

где  $u$  — напряжение, возникающее на электродах образца,  $t$  — толщина образца.

На рис. 2 представлена рассчитанная по формуле (8) и измеренная экспериментально зависимость резонансной частоты структуры от коэффициента пустотности. При вычислениях использовались рассчитанные по методике [10,11] следующие значения эффективных параметров композита:  $s_{11} = 10.5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ ,  $s_{12} = -4 \cdot 10^{-12}/\text{N}$ ,  $\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 451$ ,  $d_{31} = -47 \cdot 10^{-12} \text{ C}/\text{N}$ ,  $q_{31} = -60 \cdot 10^{-12} \text{ m}/\text{A}$ . Затухание учитывалось путем введения комплексной частоты  $\omega' = \omega + i\chi$ . Параметр затухания  $\chi$  определялся экспериментально и принимался равным  $\chi = 15\,000 \text{ rad/s}$ .

Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласование теории с экспериментом. С ростом  $\eta$  резонансная частота первой моды уменьшается, а второй моды сначала уменьшается, а затем растет. Это связано с тем, что, согласно выражению (4), электрическая индукция пропорциональна сумме радиальных  $T_{rr}$  и касательных  $T_{\theta\theta}$  напряжений. Как показывают проведенные расчеты, в частотной области первого резонанса основную роль играют напряжения  $T_{\theta\theta}$ . Они распространяются



**Рис. 2.** Зависимость резонансной частоты первой 1 и второй 2 мод колебаний от коэффициента пустотности  $\eta$  структуры. Сплошные линии — теория, точки — эксперимент.

по окружности кольца и с ростом  $\eta$  эффективная длина увеличивается, что приводит к уменьшению резонансной частоты первой моды. Этот факт подтверждается экспериментально в [8] и в данной работе. В области второй гармоники при малых значениях  $\eta$  основной вклад в величину индукции вносит  $T_{\theta\theta}$ , в результате чего резонансная частота также уменьшается с ростом  $\eta$ . Затем определяющий вклад начинает давать член, связанный с напряжениями  $T_{rr}$ . С ростом  $\eta$  эффективная длина распространения этих колебаний уменьшается, что приводит к росту резонансной частоты.

Таким образом с изменением пустотности кольца происходит изменение резонансных частот. С увеличением пустотности частота первой моды уменьшается, а второй сначала уменьшается, а затем растет. Такое изменение резонансных частот первых двух мод обусловлено относительным вкладом в величину эффекта от составляющих нормальных напряжений в радиальном и угловом направлениях.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ проект № 11.177.2014/К.

**Список литературы**

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМЛ. 1959. 532 с.
- [2] Астров Д.Н. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. Р. 1035–1041.
- [3] Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. P. 607–608.
- [4] Bichurin M.I., Filippov D.A. // Ferroelectrics. 1997. V. 204. P. 225–232.
- [5] Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН. 2012. V. 182. P. 593–620.
- [6] Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Поддубная Н.Н. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. С. 15–20.
- [7] Dong S., Li J.-F., Viehland D. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 2307–2309.
- [8] Bi K., Dong G., Pan D. et al. // J. Science China. Technological Sciences. 2013. V. 56. P. 2572–2575.
- [9] Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 054 402 (1–13).
- [10] Aleshin V. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 3587–3591.
- [11] Алешин В.И., Цихоцкий Е.С., Яценко В.К. // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 62–67.
- [12] Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Srinivasan G. // ФТТ. 2004. Т. 46. С. 1621–1627.
- [13] Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. // ЖТФ. 2011. Т. 82. С. 47–51.