

05

## Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре

© Д.А. Филиппов<sup>1</sup>, В.М. Лалетин<sup>2</sup>, Т.А. Galichyan<sup>1</sup>

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

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

E-mail: Dmitry.Filippov@novsu.ru

(Поступила в Редакцию 1 февраля 2013 г.)

Представлена теория и результаты экспериментального исследования магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре. На основе совместного решения уравнения движения для магнитострикционной и пьезоэлектрической среды и материальных уравнений получено выражение для магнитоэлектрического коэффициента по напряжению в области электромеханического резонанса. Проанализирована зависимость величины эффекта от толщины ферритового и пьезоэлектрического слоев. Приведены результаты экспериментальных исследований для двухслойных структур никель—цирконат-титанат свинца. Теоретические результаты находятся в очень хорошем согласовании с экспериментальными данными.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания высшим учебным заведениям, проект № 7.1283.2011.

### 1. Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах обусловлен механическим взаимодействием магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз. При помещении структуры в магнитное поле в магнитострикционной компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу, что приводит к изменению поляризации образца. Двухслойные магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры обладают определенными преимуществами по сравнению с объемными композитами [1]. Они гораздо легче поляризуются, в них практически отсутствуют токи утечки вследствие того, что магнитострикционная фаза изолируется пьезоэлектрическим слоем с высоким удельным сопротивлением. Это позволяет использовать в качестве магнитострикционной фазы ферромагнитные материалы с большим значением константы магнитострикции, такие как никель, пермендюр и др. Величина МЭ эффекта в таких структурах, как правило, больше, чем в объемных композитах. Все это позволяет рассматривать слоистые композиты как перспективные материалы для создания устройств на основе МЭ эффекта. Теория МЭ эффекта в объемных и многослойных композитах в области электромеханического резонанса была развита в работах [2–4]. В этих работах на основе метода эффективных параметров получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению и проанализирована его частотная зависимость. Теоретически предсказано и экспериментально подтверждено его резонансное увеличение в области электромеханического резонанса. Недостатком метода эффективных параметров, с одной стороны, является его

ограниченность. Он применим тогда, когда характерные размеры структурных единиц композита много меньше длины акустических колебаний, и композит можно рассматривать как однородную среду. С другой стороны, недостатком метода является трудность определения эффективных параметров. Несмотря на большое число работ, посвященных этому вопросу [5], имеется значительное расхождение расчетных значений эффективных параметров композита и их экспериментальных данных. Ранее, в работах [6–8], предпринимались попытки рассмотреть МЭ эффект в двухслойных структурах на основе совместного решения уравнения движения и материальных уравнений для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз. Однако в этих работах в основу модели было предположение о том, что амплитуда колебаний одинакова по толщине и магнетика, и пьезоэлектрика. Это предположение с той или иной степенью точности может использоваться при описании эффекта для довольно тонких слоев. В работе [9] рассмотрен МЭ эффект в структуре, представляющей МЭ пленку, выращенную на полубесконечной пассивной подложке, с учетом изменения амплитуды колебаний по толщине образца. Однако на практике гораздо чаще встречаются структуры, представляющие собой механически связанные между собой магнитострикционные и пьезоэлектрические слои конечной толщины. В настоящей работе представлена последовательная теория МЭ эффекта в таких структурах. Рассмотрено распространение упругих волн в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре и получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению с учетом того, что амплитуда колебаний изменяется по толщине образца. На основании предельного перехода показано,

что в случае тонких слоев дисперсионное соотношение для упругих колебаний и выражение для МЭ коэффициента переходят в выражения, полученные ранее в работах [6–8]. Рассчитанные по полученным выражениям зависимости резонансной частоты от толщины магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев и длины образца, а также зависимость МЭ коэффициента по напряжению от толщины пьезоэлектрического слоя находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

## 2. Модель и основные уравнения

В качестве модели рассмотрим двухслойную структуру в форме прямоугольной пластинки длиной  $L$  и шириной  $W$ , состоящую из механически взаимодействующих между собой магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев толщиной  ${}^m t$  и  ${}^p t$ , величину которых не предполагаем малой (рис. 1). На верхнюю и нижнюю поверхности пластинки нанесены тонкие металлические контакты. Выберем систему координат таким образом, чтобы начало совпадало с границей раздела слоев, а ось  $Z$  была направлена вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела.

Пьезоэлектрический слой предварительно поляризован перпендикулярно плоскости контактов (по оси  $Z$ ). Рассмотрим продольный МЭ эффект. В этом случае магнитные поля (постоянное  $H_0$  и переменное  $H$  с частотой  $\omega$ ) сонаправлены с вектором поляризации  $\mathbf{P}$ . Переменное магнитное поле с частотой  $\omega$  возбуждает в магнитострикционном слое упругие колебания, которые посредством сдвиговых напряжений передаются через границу раздела в пьезоэлектрический слой, что приводит к возникновению взаимосвязанных колебаний подсистем. Полагая пластинку узкой, в первом приближении можно считать, что вдоль оси  $Y$  смещения будут однородными, и отличными от нуля компонентами будут только компоненты напряжений  $T_{xx}$  и  $T_{xz}$ . Поскольку имеется резкая граница, через которую осуществляется взаимодействие между магнитострикционным и пьезоэлектрическим слоем, величина напряжений будет неод-

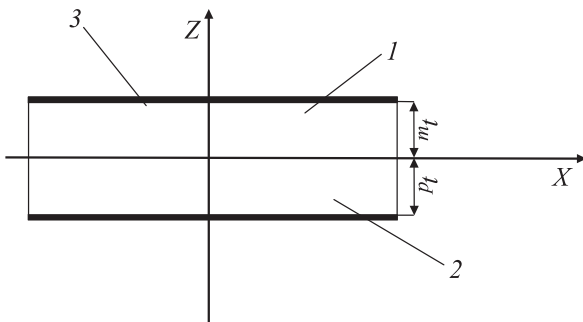


Рис. 1. Схематическое изображение структуры. 1 — магнитострикционный слой толщиной  ${}^m t$ , 2 — пьезоэлектрический слой толщиной  ${}^p t$ , 3 — омические контакты.

нородной по толщине образца, перпендикулярно границе раздела. С учетом этого уравнение движения для  $x$  — проекции вектора смещения среды  ${}^a u_x$  запишем в виде

$${}^a \rho \frac{\partial^2 {}^a u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial {}^a T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial {}^a T_{xz}}{\partial z}, \quad (1)$$

где индекс  $\alpha$  равен соответственно  $m$  для магнитострикционного и  $p$  для пьезоэлектрического слоя,  ${}^a \rho$  — плотность магнетика или пьезоэлектрика,  ${}^a T_{ij}$  — тензор напряжений.

Для поляризованной пьезоэлектрической фазы уравнения для тензора деформаций  ${}^p S_{xx}$ ,  ${}^p S_{xz}$  и  $z$  — проекции вектора электрической индукции  ${}^p D_z$  имеют следующий вид:

$${}^p S_{xx} = \frac{1}{{}^p Y} {}^p T_{xx} + {}^p d_{xx,z} {}^p E_z, \quad (2)$$

$${}^p S_{xz} = \frac{1}{{}^p G} {}^p T_{xz}, \quad (3)$$

$${}^p D_z = {}^p \epsilon_{zz} {}^p E_z + {}^p d_{xx,z} {}^p T_{xx}. \quad (4)$$

Здесь  ${}^p T_{xx}$  и  ${}^p T_{xz}$  — компоненты тензора напряжений в пьезоэлектрической фазе,  ${}^p Y$ ,  ${}^p G$  — модуль Юнга и модуль сдвига пьезоэлектрика,  ${}^p d_{xx,z}$  — пьезоэлектрический тензор,  ${}^p \epsilon_{zz}$  — тензор диэлектрической проницаемости,  ${}^p E_z$  —  $z$ -проекция вектора напряженности электрического поля.

Для магнитострикционной фазы аналогичные уравнения запишем в следующей форме:

$${}^m S_{xx} = \frac{1}{{}^m Y} {}^m T_{xx} + {}^m q_{xx,z} {}^m H_z, \quad (5)$$

$${}^m S_{xz} = \frac{1}{{}^m G} {}^m T_{xz}, \quad (6)$$

где  ${}^m T_{xx}$  и  ${}^m T_{xz}$  — компоненты тензора напряжений в магнитострикционной фазе,  ${}^m Y$ ,  ${}^m G$  — модуль Юнга и модуль сдвига феррита,  ${}^m q_{xx,z}$  — пьезомагнитный коэффициент,  ${}^m H_z$  — напряженность магнитного поля.

Решение уравнения для вектора смещения среды представим в виде плоских волн, амплитуда которых изменяется по толщине образца

$${}^a u(x, z) = {}^a g(z) ({}^a A \cos(\omega t - kx) + {}^a B \sin(\omega t - kx)), \quad (7)$$

где  ${}^a A$  и  ${}^a B$  — постоянные интегрирования,  ${}^a g(z)$  — некоторая функция.

Подстановка выражения (7) в уравнение движения (1) приводит к уравнению для функции  ${}^a g(z)$ . После несложных преобразований уравнения для функций, определяющих изменение амплитуды колебаний, примут следующую форму

$${}^m g''(z) + 2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{m V_L^2} - k^2 \right] {}^m g(z) = 0, \quad (8)$$

$${}^p g''(z) + 2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{p V_L^2} - k^2 \right] {}^p g(z) = 0, \quad (9)$$

где введены обозначения

$$\frac{1}{mV_L^2} = \frac{m\rho}{mY}, \quad \frac{1}{pV_L^2} = \frac{p\rho}{pY}, \quad {}^mV_L, \quad {}^pV_L$$

— скорости продольных волн в магнетике и пьезоэлектрике соответственно,  $\nu$  — коэффициент Пуассона, который для обеих сред предполагается одинаковым. Вид функций  ${}^mg(z)$  и  ${}^pg(z)$  (экспоненциальные или тригонометрические) зависит от знака члена, стоящего в квадратных скобках в уравнениях (8) и (9), который в свою очередь определяется соотношением между скоростями звука в магнетике и пьезоэлектрике. Для определенности выберем наиболее распространенный случай, когда скорость упругих волн в магнетике больше, чем в пьезоэлектрике. В частности это имеет место для структуры никель–цирконат-титанат свинца (Ni–PZT) и пермендюр — цирконат-титанат свинца (Fe–PZT). В этом случае коэффициент, стоящий в квадратных скобках в уравнении (8), будет меньше нуля, а в уравнении (9) — больше нуля. С учетом этого решения уравнений запишутся в виде

$${}^mg(z) = C_1 \exp({}^m\chi z) + C_2 \exp(-{}^m\chi z), \quad (10)$$

$${}^pg(z) = C_3 \cos({}^p\chi z) + C_4 \sin({}^p\chi z), \quad (11)$$

где введены следующие обозначения:

$${}^m\chi^2 = -2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{mV_L^2} - k^2 \right], \quad {}^p\chi^2 = 2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{pV_L^2} - k^2 \right].$$

### 3. Дисперсионное соотношение

Для нахождения дисперсионного соотношения воспользуемся граничными условиями. На верхней и нижней свободных поверхностях магнетика и пьезоэлектрика, т.е. в точках  $z = -pt$  и  $z = {}^mt$  значения тензора напряжений равны нулю; на границе раздела магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз смещения первой и второй сред одинаковы, как одинаковы и сдвиговые напряжения. Эти граничные условия дают систему уравнений, условие совместности которой приводит к дисперсионному соотношению

$${}^mY^m\chi \operatorname{th}({}^m\kappa) = {}^pY^p\chi \operatorname{tg}({}^p\kappa), \quad (12)$$

где  ${}^m\kappa = {}^m\chi {}^mt$  и  ${}^p\kappa = {}^p\chi {}^pt$  — безразмерные переменные.

Уравнение (12) в неявном виде определяет зависимость угловой частоты  $\omega$  от волнового вектора  $k$  при распространении упругих волн в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре. В предельном случае тонких слоев магнетика и пьезоэлектрика, т.е. в случае, когда  ${}^m\kappa = {}^m\chi {}^mt \ll 1$  и  ${}^p\kappa = {}^p\chi {}^pt \ll 1$ , разлагая функции, стоящие в выражении (12), в ряд по малым параметрам  ${}^m\kappa$  и  ${}^p\kappa$ , получим

$${}^mY({}^m\chi)^2 {}^mt = {}^pY({}^p\chi)^2 {}^pt. \quad (13)$$

Подставляя в уравнение (13) выражения для  ${}^m\chi$  и  ${}^p\chi$ , после несложных преобразований получим дисперсионное соотношение в виде

$$\omega = \sqrt{\frac{{}^mY {}^mt + {}^pY {}^pt}{{}^m\rho {}^mt + {}^p\rho {}^pt}} k. \quad (14)$$

Таким образом, в общем случае получается нелинейное соотношение между угловой скоростью и волновым вектором, а полученное ранее в работе [8] дисперсионное соотношение имеет место только для случая тонких слоев.

### 4. Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению определяется как отношение возникающей напряженности электрического поля  $E$  к напряженности магнитного поля, ее вызвавшей, т.е.

$$\alpha_E = E/H. \quad (15)$$

Однако, в отличие от объемных композитов, для слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структур МЭ коэффициент по напряжению можно определить двумя способами. Первый способ — отношение электрического поля, возникающего в пьезоэлектрике, к напряженности вызвавшего его магнитного поля в магнетике, т.е.

$${}^p\alpha_E = {}^pE/{}^mH. \quad (16)$$

При таком определении МЭ коэффициент хорошо характеризует эффективность МЭ преобразования полей, т.е. преобразования магнитного поля, сосредоточенного в магнетике, в электрическое поле, сосредоточенное в пьезоэлектрике. Однако при таком определении МЭ коэффициент не совсем качественно характеризует эффективность МЭ преобразования структуры. При экспериментальном определении МЭ коэффициента измеряют разность потенциалов, возникающую на обкладках конденсатора. При определении МЭ коэффициента выражением (14) он получается тем больше, чем тоньше слой пьезоэлектрика, хотя при этом возникающая на обкладках разность потенциалов уменьшается.

Второй способ определения МЭ коэффициента по напряжению — отношение среднего значения напряженности электрического поля в структуре к напряженности внешнего магнитного поля, т.е.

$$\langle \alpha_E \rangle = \langle E \rangle / H. \quad (17)$$

где  $\langle E \rangle = U/({}^mt + {}^pt)$  — среднее значение напряженности электрического поля в структуре,  $U$  — возникающая разность потенциалов между электродами. При таком определении МЭ коэффициент по напряжению характеризует эффективность МЭ преобразования всей структуры и имеет максимальное значение при определенном соотношении толщины магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев.

Для получения теоретического выражения для МЭ коэффициента по напряжению воспользуемся методом, разработанным ранее в работах [2–4]. Сначала из граничных условий на боковых поверхностях образца определяются постоянные интегрирования  $A$  и  $B$ , входящие в уравнение для вектора смещения среды (7). Затем полученные значения подставляются в уравнение (2) для тензора деформаций пьезоэлектрика, из которого выражается компонента тензора напряжений  ${}^p T_{xx}$ . Далее полученное выражение подставляется в уравнение (4) для электрической индукции, и из условия разомкнутой цепи определяется напряженность электрического поля в пьезоэлектрике и МЭ коэффициент по напряжению.

Условия механического равновесия на свободных боковых поверхностях образца в точках  $x = \pm L/2$  дают следующие граничные условия:

$$\int_{-p_t}^0 {}^p T_{xx}(\pm L/2, z) dz + \int_0^{m_t} {}^m T_{xx}(\pm L/2) dz = 0. \quad (18)$$

Используя эти граничные условия, для постоянных интегрирования получим выражения

$$A = 0, \\ B = \frac{{}^m Y {}^m t {}^m q_{xx,z} \langle {}^m H_z \rangle + {}^p Y {}^p t {}^p d_{xx,z} \langle {}^p E_z \rangle}{k \cos(\kappa) (1 + \exp(-2p\kappa)) \left( {}^m Y {}^m t \frac{\text{th}(m\kappa)}{m\kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}(p\kappa)}{p\kappa} \right)}, \quad (19)$$

где введен безразмерный параметр  $\kappa = kL/2$ .

Выражая из (2) компоненту тензора напряжений через компоненты тензора деформаций и подставляя получившееся выражение в уравнение для нормальной компоненты вектора электрической индукции, получим уравнение в виде

$${}^p D_z = {}^p \varepsilon_{zz} \left( 1 - \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}} \right) {}^p E_z + {}^p Y {}^p d_{xx,z} \frac{\partial {}^p u_x}{\partial x}. \quad (20)$$

Электрический ток, протекающий в структуре, найдем из уравнения:

$$I = \int_0^w dy \int_{-L/2}^{L/2} {}^p D_z dx. \quad (21)$$

Подставляя выражение (20) в уравнение (21) и выполняя интегрирование, приведем уравнение для электрического тока к виду

$$I = i\omega W \left( (1 - K_p^2) \langle {}^p E_z \rangle + \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz}} \frac{2B \sin(\kappa)}{L} \frac{(1 + \exp(-2p\kappa)) \text{tg}(p\kappa)}{p\kappa} \right), \quad (22)$$

где

$$K_p^2 = \frac{{}^p Y ({}^p d_{xx,z})^2}{{}^p \varepsilon_{zz}}$$

— квадрат коэффициента электромеханической связи.

Напряженность электрического поля  $\langle {}^p E_z \rangle$ , индуцированного в пьезоэлектрике, найдем из уравнения (22) с использованием условия разомкнутой цепи  $I = 0$ . С учетом этого условия и выражения для  $B$  из (19) получим уравнение

$$\langle {}^p E_z \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_a} \frac{{}^m Y {}^m t \langle {}^m H_z \rangle}{{}^m Y {}^m t \frac{\text{th}(m\kappa)}{m\kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}(p\kappa)}{p\kappa}} \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}(p\kappa)}{\kappa} \frac{p_t}{p\kappa}, \quad (23)$$

где введено обозначение

$$\Delta_a = 1 - K_p^2 \left( 1 - \frac{{}^p Y {}^p t}{{}^m Y {}^m t \frac{\text{th}(m\kappa)}{m\kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}(p\kappa)}{p\kappa}} \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}(p\kappa)}{\kappa} \frac{p_t}{p\kappa} \right). \quad (24)$$

Будем использовать определение МЭ коэффициента выражением (17) с учетом того, что возникающая разность потенциалов между электродами равна  $U = \langle {}^p E_z \rangle p_t$ . Отсюда для МЭ коэффициента по напряжению получим окончательно

$$\alpha_E = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \Delta_a} \frac{{}^m Y {}^m t}{{}^m Y {}^m t \frac{\text{th}(m\kappa)}{m\kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{\text{tg}(p\kappa)}{p\kappa}} \times \frac{\text{tg}(\kappa) \text{tg}(p\kappa)}{\kappa} \frac{p_t}{p\kappa} \frac{p_t}{(m_t + p_t)}. \quad (25)$$

Как следует из выражения (25), частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению имеет резонансный характер. На частотах антирезонанса, определяемых условием  $\Delta_a = 0$ , имеет место резонансное увеличение МЭ коэффициента. Величина МЭ коэффициента по напряжению в одинаковой мере зависит от параметров как магнитострикционного, так и пьезоэлектрического слоев. Пиковое значение коэффициента в значительной степени зависит от потерь в структуре, которые можно учесть через коэффициент затухания, представив круговую частоту в виде  $\omega = \omega' + i\chi$ , где  $\chi$  — параметр, характеризующий затухание.

В области низких частот МЭ коэффициент по напряжению практически не зависит от частоты. Разлагая в ряд выражение (25) по малым параметрам  $\kappa$ ,  ${}^m \kappa$ ,  ${}^p \kappa$  и ограничиваясь первыми членами разложения, для его низкочастотного значения получим

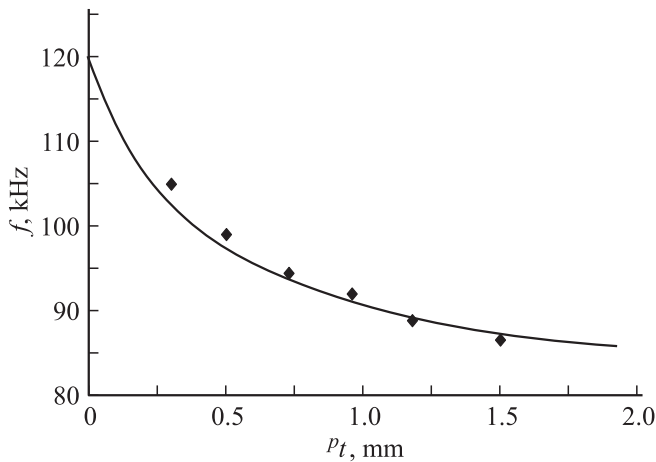
$$\langle \alpha_E^{low} \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \varepsilon_{zz} \left( 1 - K_p^2 \left( \frac{{}^m Y {}^m t}{{}^m Y {}^m t + {}^p Y {}^p t} \right) \right)} \frac{{}^m Y {}^m t}{{}^m Y {}^m t + {}^p Y {}^p t} \frac{p_t}{m_t + p_t}. \quad (26)$$

Как следует из уравнения (26), МЭ коэффициент по напряжению имеет максимальное значение при определенном соотношении толщины магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев. В первом приближении можно считать, что максимального значения МЭ коэффициент достигает в том случае, когда толщина феррита и пьезоэлектрика связаны соотношением

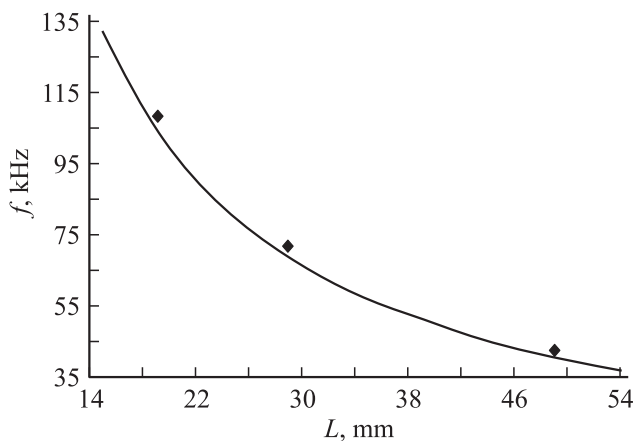
$$p_t \sqrt{pY} = m_t \sqrt{mY}. \quad (27)$$

## 5. Эксперимент

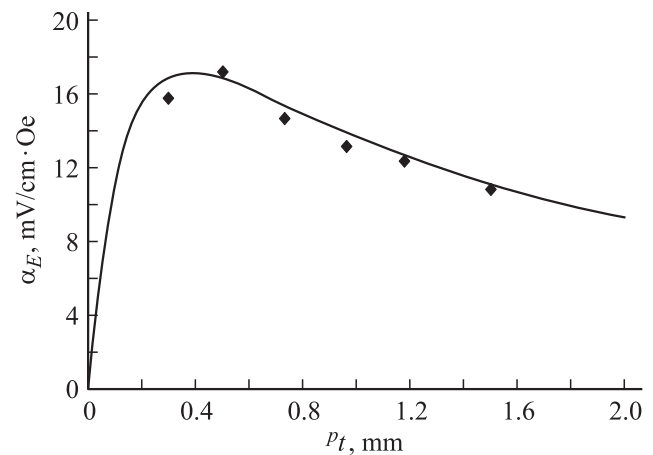
Экспериментальные исследования эффекта проводились для двухслойных структур прямоугольной формы никель–цирконат-титанат свинца (Ni–PZT). Для измерений были изготовлены образцы различной длины в пределах от 19 mm до 49 mm и с различной толщиной пьезоэлектрика, которая менялась в пределах от 0.6 mm до 1.8 mm. Перед проведением измерений образцы поляризовались в течение трех часов при температуре 80°C. Вначале исследовалась полевая зависимость низкочастотного МЭ эффекта. При постоянном электрическом поле измерялась зависимость величины эффекта от напряженности подмагничивающего магнитного поля. Затем при напряженности поля подмагничивания, соответствующей максимуму эффекта, исследовалась частотная зависимость величины МЭ коэффициента в области



**Рис. 2.** Зависимость резонансной частоты от толщины пьезокерамики  $p_t$  для структуры никель–цирконат-титанат свинца. Толщина никеля  ${}^m t = 0.29$  mm. Линия — теория, точки — эксперимент.



**Рис. 3.** Зависимость резонансной частоты от длины образца  $L$  для двухслойной структуры никель–цирконат-титанат свинца. Линия — теория, точки — эксперимент.



**Рис. 4.** Зависимость магнитоэлектрического коэффициента от толщины пьезокерамики  $p_t$  для двухслойной структуры никель–цирконат-титанат свинца. Толщина никеля  ${}^m t = 0.29$  mm. Линия — теория, точки — эксперимент.

электромеханического резонанса. При измерениях условие разомкнутой цепи выполнялось достаточно хорошо.

В полном соответствии с теорией, на частоте антирезонанса наблюдалось пиковое увеличение МЭ коэффициента. При постоянной толщине образца, равной 0.69 mm (толщина пьезокерамики — 0.4 mm, толщина никеля — 0.29 mm), исследовалось влияние длины образца на резонансную частоту. Для этого были изготовлены образцы длиной 19.2, 28.9 и 49 mm. Ширина образцов была равна примерно 4.3 mm. Результаты экспериментальных измерений и теоретические расчеты, выполненные по формуле (24) для  $\Delta_a = 0$ , приведены на рис. 2–4. При расчетах использовались следующие параметры структуры: для никеля  ${}^m Y = 204$  GPa,  ${}^m \rho = 8900$  kg/m<sup>3</sup>, для ЦТС  ${}^p Y = 65$  GPa,  ${}^p \rho = 7600$  kg/m<sup>3</sup>,  ${}^p d_{31} = -175 \cdot 10^{-12}$  m/V,  $\epsilon_{33}/\epsilon_0 = 1750$ , параметр затухания определялся из ширины линии электромеханического резонанса.

## 6. Заключение

Слоистые магнитоэлектрические структуры показывают лучшие магнитоэлектрические свойства по сравнению с объемными композитами. Учет неоднородности амплитуды по толщине образца при распространении упругих волн в двухслойной структуре приводит к нелинейному соотношению между угловой скоростью и волновым вектором, которое в предельном случае малых толщин переходит в линейное соотношение. Полученное с учетом неоднородности амплитуды выражение для МЭ коэффициента по напряжению дает лучшее совпадение теоретических результатов с экспериментальными данными по сравнению с расчетами, полученными без учета неоднородности.

**Список литературы**

- [1] Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, G. Srinivasan. *ЖТФ* **82**, 47 (2012).
- [2] M.I. Bichurin, D.A. Filippov, V.M. Petrov, V.M. Laetsin, N.N. Paddubnaya, G. Srinivasan. *Phys. Rev. B* **68**, 132408 (2003).
- [3] Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.М. Лалетин, Н.Н. Поддубная, G. Srinivasan. *Письма в ЖТФ* **30**, 15 (2004).
- [4] Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.М. Лалетин, G. Srinivasan. *ФТТ* **46**, 1621 (2004).
- [5] C.W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, G. Srinivasan. *J. Appl. Phys.* **103**, 031101 (2008).
- [6] Д.А. Филиппов. *Письма в ЖТФ* **30**, 24 (2004).
- [7] Д.А. Филиппов. *ФТТ* **47**, 1082 (2005).
- [8] М.И. Бичурин, В.М. Петров, С.В. Аверкин, А.В. Филиппов. *ФТТ* **52**, 1975 (2010).
- [9] Д.А. Филиппов. *ФТТ* **54**, 1112 (2012).