УДК 537.9

ТЕОРИЯ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ ДЕФОРМАЦИЙ ПО ТОЛЩИНЕ ОБРАЗЦА

Д.А.Филиппов, Т.А.Галичян

THEORY OF MAGNETOELECTRIC EFFECT IN MAGNETOSTRICTIVE-PIEZOELECTRIC BILAYER STRUCTURES TAKING INTO ACCOUNT INHOMOGENEITY OF DEFORMATIONS OVER THE SPECIMEN THICKNESS

D.A.Filippov, T.A.Galichian

Политехнический институт НовГУ, Dmitry.Filippov@novsu.ru

Представлена теория линейного магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре в форме прямоугольной пластинки с учетом неоднородностей амплитуды деформаций механических колебаний по толщине образца. На основе совместного решения уравнений эластодинамики и электростатики для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз получено выражение для частотной зависимости магнитоэлектрического эффекта в области электромеханического резонанса. Представлены теоретические зависимости смещений и напряжений в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе по толщине образца. Зависимости имеют нелинейный характер, и их учет приводит к заметному вкладу в величину эффекта.

Ключевые слова: слоистая структура, магнитоэлектрический эффект, магнитострикция, пьезоэлектричество

The theory of linear magnetoelectric effect in magnetostrictive-piezoelectric bilayer structure is presented taking into account the dependence of mechanical oscillations' strain amplitude on the specimen thickness for structures in the shape of a rectangular plate. The expression for frequency dependence of the ME effect in the region of electromechanical resonance was derived, using simultaneous solution of elastodynamic and electrostatic equations for magnetostrictive and piezoelectric phases. The theoretical dependencies of displacement and stress distributions over the specimen thickness in magnetostrictive and piezoelectric phases are presented. These dependencies are nonlinear, and their consideration leads to a significant contribution to the magnitude of the effect.

Keywords: layered structure, magnetoelectric effect, magnetostriction, piezoelectricity

Введение

Магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры привлекают к себе большое внимание благодаря тому, что в них возникают эффекты, которые отсутствуют по отдельности и в магнитострикционной, и пьезоэлектрической фазах. Одним из таких эффектов является магнитоэлектрический (МЭ) эффект. Он заключается в возникновении напряжения на обкладках конденсатора, диэлектриком которого является магнитострикционно-пьезоэлектрический композит, при помещении его в магнитное поле.

Величина МЭ эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах значительно больше, чем в объемных композитах [1], что позволяет их рассматривать как перспективные материалы для практического применения. При теоретическом описании МЭ эффекта в магнитоэлектрических композитах в настоящее время наибольшее распространение получили два метода: метод эффективных параметров и метод, основанный на совместном решении уравнений отдельно для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз с учетом условий на границе между фазами. Теория МЭ эффекта в объемных и многослойных композитах на основе метода эффективных параметров представлена в работах [2-7]. В этих работах получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению и изучена частотная зависимость. Одним из недостатков метода эффективных параметров является ограниченность его применения. Он может использоваться тогда, когда размеры структурных единиц композита много меньше длины акустической волны. В этом случае композит можно рассматривать как однородную среду с некоторыми эффективными параметрами. С другой стороны, возникает проблема определения эффективных параметров. Для их расчетов используются различные модели [3-5], которые в той или иной степени отражают реальные факты.

Теория МЭ эффекта в слоистых структурах, основанная на совместном решении уравнений эластодинамики и электростатики отдельно для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз, развита в работах [8-13]. При этом межслоевое соединение на границе раздела учитывался формально либо введением коэффициента связи между слоями [8-11], либо предполагалось, что связь идеальная и смещения пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз одинаковы и не изменяются по толщине слоя [12-14].

Недавно в работах [15,16] была представлена теория МЭ эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрической структурах, в которой учитывалась неоднородность смещений по толщине образца. Однако в этих работах не было представлено пространственное распределение деформаций и напряжений, а также недостаточно полно проанализировано влияние неоднородного распределения на величину эффекта.

В данной работе на основе совместного решения уравнений эластодинамики и электростатики получены выражения для зависимости амплитуды смещений и деформаций по толщине образца. На основе полученных зависимостей, с учетом условия разомкнутой цепи, получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению при поперечной и продольной ориентациях электрического и магнитного полей. Показано, что учет неоднородности амплитуды по толщине образца приводит к заметному вкладу в величину эффекта.

Модель

В качестве модели рассмотрим структуру, состоящую из механически взаимодействующих между собой пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз в форме прямоугольной пластинки. Будем считать, что длина пластинки L много больше ее ширины W, в то время как толщину феррита ${}^{m}t$ и пьезоэлектрика ${}^{p}t$ будем считать конечной величиной (рис.1).

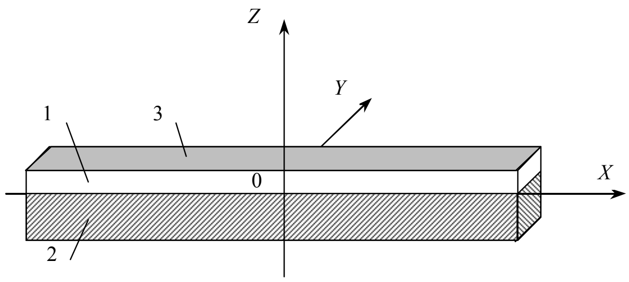

Рис.1. Схематичное изображение структуры: 1 — магнитострикционный слой, 2 — пьезоэлектрический слой, 3 — электроды

Выберем систему координат таким образом, чтобы начало совпадало с границей раздела феррит-пьезоэлектрик, а ось Z направим вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела. Пьезоэлектрический слой предварительно поляризован перпендикулярно плоскости контактов (ось Z). Переменное магнитное поле с частотой ω возбуждает в магнитострикционной компоненте упругие колебания, которые посредством сдвиговых напряжений передаются через границу раздела в пьезоэлектрическую компоненту, что приводит к возникновению взаимосвязанных колебаний магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем. Поскольку имеется резкая граница, через которую осуществляется взаимодействие между двумя слоями, то амплитуда колебаний будет неоднородной перпендикулярно границе раздела. 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}. Уравнение движения для x — проекции вектора смещения среды ${}^{\alpha}u_x$ запишем в виде:

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

где индекс α равен соответственно m для магнитострикционного и p для пьезоэлектрического слоя, ${}^{\alpha}\rho$ — плотность, ${}^{\alpha}T_{ij}$ — напряжение магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя соответственно.

Основные уравнения для магнитострикционной и пьезоэлектрической фазы имеют следующий вид:

$$ {}^{p}S_i={}^{p}s_{ij}\,{}^{p}T_j+{}^{p}d_{ki}\,{}^{p}E_k, \qquad (2) $$

$$ {}^{p}D_k={}^{p}\varepsilon_{kn}\,{}^{p}E_n+{}^{p}d_{ki}\,{}^{p}T_i, \qquad (3) $$

$$ {}^{m}S_i={}^{m}s_{ij}\,{}^{m}T_j+{}^{m}q_{ki}\,{}^{m}H_k, \qquad (4) $$

$$ {}^{m}B_k={}^{m}q_{ki}\,{}^{m}T_i+{}^{m}\mu_{kn}\,{}^{m}H_n, \qquad (5) $$

где ${}^{\alpha}S_i$ — тензор деформаций, ${}^{p}E_k$ и ${}^{m}H_k$ — компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей, ${}^{p}D_k$ и ${}^{m}B_k$ — компоненты векторов электрической и магнитной индукции, ${}^{\alpha}T_i$ — компоненты тензора напряжений, ${}^{\alpha}s_{ij}$ — коэффициенты податливости, ${}^{p}d_{ki}$ и ${}^{m}q_{ki}$ — пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты, ${}^{p}\varepsilon_{kn}$ и ${}^{m}\mu_{kn}$ — компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости.

Решение уравнения для вектора смещения среды представим в следующем виде:

$$ {}^{\alpha}u(x,z)={}^{\alpha}g(z)\left[{}^{\alpha}A\cos(\omega t-kx)+{}^{\alpha}B\sin(\omega t-kx)\right], \qquad (6) $$

где ${}^{\alpha}A$ и ${}^{\alpha}B$ — постоянные интегрирования, ${}^{\alpha}g(z)$ — некоторая функция. В зависимости от ориентации электрического и магнитного полей далее рассмотрим два случая, которые отличаются ориентацией полей.

1. Продольная ориентация электрического и магнитного полей

В случае продольной ориентации электрического и магнитного полей (продольный МЭ эффект) магнитные поля (поле подмагничивания H_b и переменное H) сонаправлены с вектором поляризации P. Ограничимся рассмотрением планарных колебаний, распространяющихся вдоль оси X. Переменное магнитное поле с частотой ω возбуждает в магнитострикционном слое упругие колебания, которые посредством сдвиговых напряжений передаются через границу раздела в пьезоэлектрический слой, что приводит к возникновению электрического поля посредством пьезоэффекта.

При данной ориентации полей уравнения тензора деформаций для пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз ${}^{\alpha}S_{ij}$, и z — проекция вектора электрического смещения ${}^{p}D_z$ имеют следующий вид:

$$ {}^{p}S_{xx}=\frac{1}{{}^{p}Y}\,{}^{p}T_{xx}+{}^{p}d_{xx,z}\,{}^{p}E_z, \qquad (7) $$

$$ {}^{p}S_{xz}=\frac{1}{{}^{p}G}\,{}^{p}T_{xz}, \qquad (8) $$

$$ {}^pD_z = {}^p\varepsilon_{zz}\,{}^pE_z + {}^pd_{xx,z}\,{}^pT_{xx}, \tag{9} $$

$$ {}^mS_{xx} = \frac{1}{{}^mY}\,{}^mT_{xx} + {}^mq_{xx,z}\,{}^mH_z, \tag{10} $$

$$ {}^mS_{xz} = \frac{1}{{}^mG}\,{}^mT_{xz} \tag{11} $$

где ${}^\alpha Y = \frac{1}{{}^\alpha s_{xx}}$ — модули Юнга, ${}^\alpha G = \frac{1}{{}^\alpha s_{xz}}$ — модули сдвига магнитострикционной и пьезоэлектрической фазы соответственно.

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

$$ \int\limits_{-{}^pt}^{0} {}^pT_{xx}(\pm L/2, z)\mathrm{d}z + \int\limits_{0}^{{}^mt} {}^mT_{xx}(\pm L/2)\mathrm{d}z = 0. \tag{12} $$

Используя эти граничные условия и уравнение (6), для смещения магнитострикционной и пьезоэлектрической среды получим следующие выражения:

$$ {}^mu_x = \left[\exp(-2\,{}^m\kappa)\exp({}^m\chi z) + \exp(-{}^m\chi z)\right]B\sin(kx), \tag{13} $$

$$ {}^pu_x = \left[\left(\cos({}^p\chi z) - \mathrm{tg}({}^p\kappa)\sin({}^p\chi z)\right)\left(1+\exp(-2\,{}^m\kappa)\right)\right]B\sin(kx), \tag{14} $$

где $B = \dfrac{{}^mY\,{}^mt\,{}^mq_{xx,z}\langle {}^mH_z\rangle + {}^pY\,{}^pt\,{}^pd_{xx,z}\langle {}^pE_z\rangle}{k\cos(\kappa)\left(1+\exp(-2\,{}^m\kappa)\right)\left({}^mY\,{}^mt\dfrac{\mathrm{th}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa} + {}^pY\,{}^pt\dfrac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}\right)}$,

$\kappa = kL/2$ и ${}^\alpha\kappa = {}^\alpha\chi\,{}^\alpha t$ — безразмерные параметры, ${}^m\chi^2 = -2(1+\nu)\left[\dfrac{\omega^2}{{}^mV_L^2} - k^2\right]$, ${}^p\chi^2 = 2(1+\nu)\left[\dfrac{\omega^2}{{}^pV_L^2} - k^2\right]$, $\dfrac{1}{{}^\alpha V_L^2} = \dfrac{{}^\alpha\rho}{{}^\alpha Y}$,

${}^\alpha V_L$ — скорости продольных волн в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе соответственно, ν — коэффициент Пуассона.

Выражая компоненты тензора напряжений ${}^mT_{xx}$ и ${}^pT_{xx}$ через компоненты тензора деформаций из (7) и (10), используя уравнение (6), получим для них следующие выражения:

$$ {}^mT_{xx} = {}^mY\left[kB\cos(kx)\left(\exp(-2\,{}^m\kappa)\exp({}^m\chi z) + \exp(-{}^m\chi z)\right) - {}^mq_{xx,z}\,{}^mH_z\right], \tag{15} $$

$$ {}^pT_{xx} = {}^pY\left[kB\cos(kx)\left(1+\exp(-2\,{}^m\kappa)\right)\times\left(\cos({}^p\chi z) - \mathrm{tg}({}^p\kappa)\sin({}^p\chi z)\right) - {}^pd_{xx,z}\,{}^pE_z\right], \tag{16} $$

Как видно из уравнений (13) и (14), решения представляют собой плоские волны, амплитуда которых изменяется по толщине образца. Это зависимость имеет нелинейный характер и в общем случае зависит от частоты колебаний. Легко показать, что в случае низких частот, когда безразмерные параметры ${}^p\kappa$ и ${}^m\kappa$ меньше единицы, амплитуда перестает зависеть по толщине образца. Таким образом, полученные ранее в работе [12] результаты в предположении о том, что амплитуда смещений одинакова по толщине образца, имеют место только для низких частот и тонких слоев. На рис. 2 представлена рассчитанная по уравнениям (13) и (14) теоретическая зависимость смещений магнитострикционной и пьезоэлектрической фазы для двухслойной структуры никель — цирконат-титанат свинца (Ni-PZT). При расчетах использовались следующие параметры:

для никеля — ${}^mt$ = 0,3 мм, ${}^mY = 204$ ГПа, ${}^m\rho = 8900$ кг/м^3, ${}^mq_{xx,z} = 1156\cdot10^{-12}$ м/А;

для ЦТС — ${}^pt$ = 0,73 мм, ${}^pY = 65$ ГПа, ${}^p\rho = 7600$ кг/м^3, ${}^pd_{xx,z} = -175\cdot10^{-12}$ м/В, ${}^p\varepsilon_{zz}/\varepsilon_0 = 1750$.

Величина напряженности переменного магнитного поля при расчетах принималась равной H = 100 Ое, частота переменного магнитного поля f = 300 кГц.

На рис.3 и 4 представлены зависимости механических напряжений в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазах, рассчитанные с использованием уравнений (15) и (16).

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению определяется как отношение среднего значения напряженности электрического поля в структуре к среднему значению напряженности внешнего магнитного поля, ее вызвавшей, т.е.:

$$ \langle\alpha_E\rangle = \langle E\rangle / H, \tag{17} $$

где $\langle E\rangle = U/({}^mt + {}^pt)$ — среднее значение напряженности электрического поля в структуре, U — возникающая разность потенциалов между электродами.

Подставляя в уравнение (9) полученные выражения для тензора напряжений (16) с использованием условия разомкнутой цепи для МЭ коэффициента по напряжению, при продольном эффекте получим следующее выражение:

$$ \alpha_{E,L} = \frac{{}^pY\,{}^pd_{xx,z}\,{}^mq_{xx,z}}{{}^p\varepsilon_{zz}\Delta_L}\,\frac{{}^mY\,{}^mt}{{}^mY\,{}^mt\dfrac{\mathrm{th}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa} + {}^pY\,{}^pt\dfrac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}}\times \frac{\mathrm{tg}(\kappa)}{\kappa}\,\frac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}\,\frac{{}^pt}{{}^mt + {}^pt}, \tag{18} $$

где $\Delta_L = 1 - K_p^2\left(1 - \dfrac{{}^pY\,{}^pt}{{}^mY\,{}^mt\dfrac{\mathrm{th}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa} + {}^pY\,{}^pt\dfrac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}}\,\dfrac{\mathrm{tg}(\kappa)}{\kappa}\,\dfrac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}\right)$,

$K_p^2 = \dfrac{{}^pY({}^pd_{xx,z})^2}{{}^p\varepsilon_{zz}}$ — квадрат коэффициента электромеханической связи.

2.Поперечная ориентация электрического и магнитного полей

В случае поперечной ориентации магнитные поля (постоянное H_b и переменное H) направлены перпендикулярно направлению поляризации вдоль оси X. В случае поперечного эффекта в уравнениях для тензора деформаций магнетика вместо переменной ${}^mH_k$ более удобно использовать ${}^mB_k$. Это объясняется тем, что при подстановке в уравнения движения среды можем использовать тот факт, что $\dfrac{\partial B_x}{\partial x} = 0$, поскольку $\mathrm{div}\mathbf{B} = 0$. В этом случае уравнения для тензора деформаций запишутся в виде:

$$ {}^mS_{xx} = \frac{1}{{}^mY^B}\,{}^mT_{xx} + {}^mg_{xx,x}\,{}^mB_x, \tag{19} $$

$$ {}^mB_x = {}^mq_{xx,x}\,{}^mT_{xx} + {}^m\mu_{xx}\,{}^mH_x, \tag{20} $$

где $\dfrac{1}{{}^mY^B}={}^ms^B_{xx}$ — податливость пьезомагнитной фазы при постоянной магнитной индукции, ${}^mg_{xx,x}=\dfrac{\partial^m S_{xx}}{\partial^m B_x}$ — пьезомагнитный коэффициент.

Проводя аналогичные расчеты, для поперечного МЭ коэффициента по напряжению получим выражение в следующем виде:

$$\alpha_{E,T}=\frac{{}^pY\,{}^pd_{xx,z}\,{}^mg_{xx,x}}{{}^p\varepsilon_{zz}\Delta_T}\,\frac{\mu\,{}^mY^B\,{}^mt}{{}^mY^B\,{}^mt\dfrac{\mathrm{th}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa}+{}^pY\,{}^pt\dfrac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}}\times$$

$$\times\frac{\mathrm{tg}(\kappa)}{\kappa}\,\frac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}\,\frac{{}^pt}{{}^mt+{}^pt},\qquad(21)$$

где $\Delta_T=1-K_p^2\left(1-\dfrac{{}^pY\,{}^pt}{{}^mY^B\,{}^mt\dfrac{\mathrm{th}({}^m\kappa)}{{}^m\kappa}+{}^pY\,{}^pt\dfrac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}}\,\dfrac{\mathrm{tg}(\kappa)}{\kappa}\,\dfrac{\mathrm{tg}({}^p\kappa)}{{}^p\kappa}\right)$,

μ — проницаемость магнитной фазы.

Результаты и обсуждение

На рис.2 представлена зависимость величины амплитуды смещения по толщине образца. Как следует из рисунка, амплитуда колебаний магнитострикционной фазы практически не изменяется по толщине магнитострикционного слоя. Это объясняется тем, что переменное магнитное поле возбуждает колебания магнитострикционной среды одновременно по всей толщине магнитострикционного слоя. В пьезоэлектрическом слое колебания возбуждаются посредством сдвиговых деформаций через границу раздела феррит — пьезоэлектрик. Это приводит к тому, что амплитуда колебаний пьезоэлектрического слоя значительно уменьшается с глубиной.

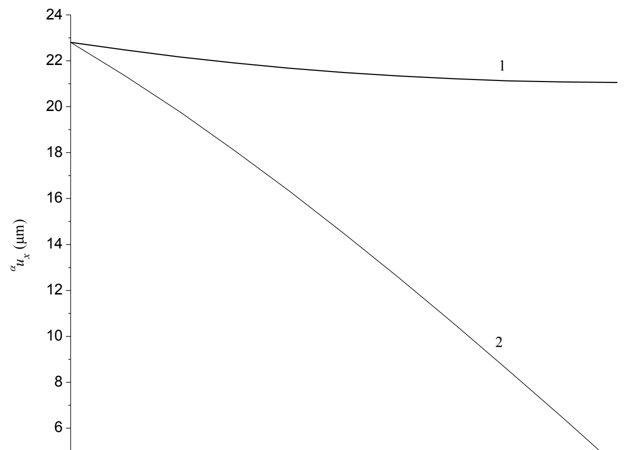

Рис.2. Зависимость смещений среды магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз по толщине образца. 1 — магнитострикционная фаза, линия 2 — пьезоэлектрическая фаза. Частота переменного магнитного поля *f* = 300 кГц

На рис.3 и 4 представлена зависимость величины амплитуды механических напряжений по толщине образца. В полном соответствии с теорией, они имеют максимальные значения на границе раздела и равны нулю на свободных поверхностях образца.

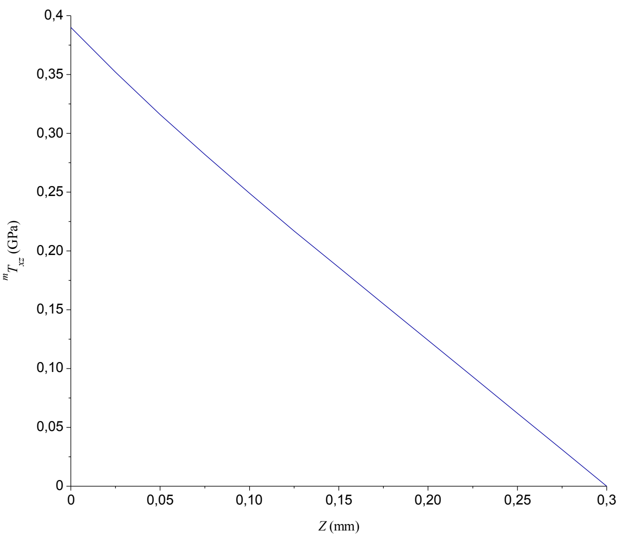

Рис.3. Зависимость напряжения сдвига в магнитострикционной фазе по толщине феррита. Частота переменного магнитного поля *f* = 300 кГц

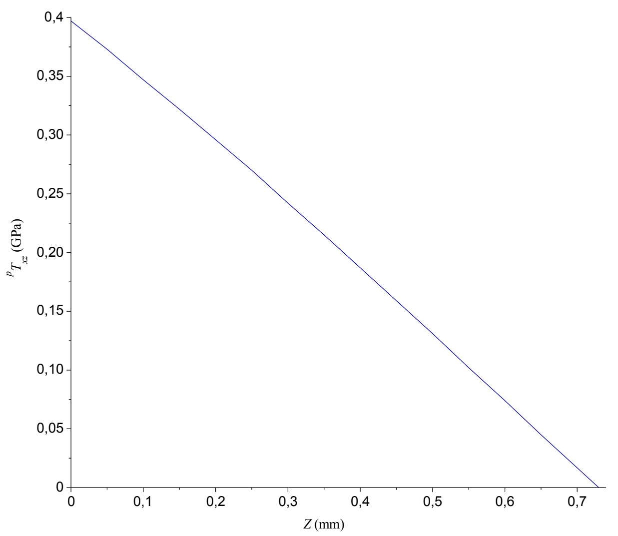

Рис.4. Зависимость напряжения сдвига в пьезоэлектрической фазе по толщине пьезоэлектрика. Частота переменного магнитного поля *f* = 300 кГц

Расчет МЭ коэффициента по напряжению с использованием полученного в данной работе уравнения (18) дает для него значение на частоте 300кГц равное $\alpha_{E,L}$ = 513 мВ/см·Э, в то время как расчеты, проведенные по формулам, представленным в работе [12] дают завышенное значение, равное $\alpha_{E,L}$ = 860 мВ/см·Э.

Таким образом, на высоких частотах учет неоднородности приводит к значению МЭ коэффициента по напряжению значительно отличающегося от рассчитанного в предположении, что амплитуда смещений одинакова по толщине образца.

В области низких частот и тонких слоев обе модели приводят к одинаковым значениям МЭ коэффициента по напряжению.

Заключение

Неоднородность структуры, связанная с наличием границы раздела феррит-пьезоэлектрик, приводит к неоднородному распределению амплитуды смещений и механических напряжений по толщине образца. В области низких частот эту неоднородность можно не учитывать и считать, что амплитуда не изменяется по толщине образца. Однако в области частот порядка сотен килогерц это изменение становится существенным и вносит значительный вклад в величину МЭ коэффициента по напряжению.

1. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. Низкочастотный и резонансный магнитоэлектрические эффекты в объемных композиционных структурах феррит никеля – цирконат-титанат свинца // ЖТФ. 2012. Т.82. №1. С.47-51.
2. Harshe G., Dougherty J.P., Newnham R.E. Theoretical modelling of multilayer magnetoelectric composites // Int. J. Appl. Electromagn. Mater. 1993. V.4. P.145-159.
3. Harshe G., Dougherty J.P., Newnham R.E. Theoretical modelling of 3-0/0-3 magnetoelectric composites // Int. J. Appl. Electromagn. Mater. 1993. V.4. P.161-171.
4. Bichurin M.I., Petrov. V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric effects in ferromagnetic-ferroelectric layered composites // J. Appl. Phys. 2002. V.92. P.7681-7683.
5. Osaretin I.A., Rojas R.G. Theoretical model for the magnetoelectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites // Phys. Rev. B. 2010. V.82. P.174415.
6. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., et al. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites // Phys. Rev. B. 2003. V.68. P.132408.
7. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., и др. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах // ФТТ. 2004. Т.46. №9. С.1621-1627.
8. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных ферромагнет–пьезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. №23. С. 24-31.
9. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик–пьезоэлектрик // ФТТ. 2005. Т.47. №6. С.1082-1084.
10. Chang C.M., Carman G.P. Analytically evaluating the properties and performance of layered magnetoelectric composites // J. Intell. Mater. Syst. Struct. 2008. V.19. P.1271-1280.
11. Filippov D.A., Srinivasan G., Gupta A. Magnetoelectric effects in ferromagnetic films on ferroelectric substrates // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V.20. P.425206.
12. Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов А.В. Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах // ФТТ. 2010. Т.52. №10. С.1975-1980.
13. Wang Y., Hasanyan D., Li M., et al. Theoretical model for geometry-dependent magnetoelectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites // J. Appl. Phys. 2012. V.111. P.124513.
14. Hasanyan D., Wang Y., Gao J., et al. Modeling of resonant magneto-electric effect in a magnetostrictive and piezoelectric laminate composite structure coupled by a bonding material // J. Appl. Phys. 2012. V.112. P.064109.
15. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Galichyan T.A. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре // ФТТ. 2013. Т.55. №9. С.1728-1733.
16. Filippov D.A., Galichyan T.A., Laletin V.M. Magnetoelectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure. Theory and experiment // Appl. Phys. A. 2013. doi:10.1007/s00339-013-7957-z

References

1. Filippov D.A., Laletin V.M., Srinivasan G. Nizkochastotnyi i rezonansnyi magnitoelektricheskie effekty v ob"emnykh kompozitsionnykh strukturakh ferrit nikelia – tsirkonat-titanat svintsa [Low-frequency and resonance magnetoelectric effects in nickel ferrite-PZT bulk composites]. ZhTF – Technical Physics, 2012, vol. 82, no. 1, pp. 47-51.
2. Harshe G., Dougherty J.P., Newnham R.E. Theoretical modelling of multilayer magnetoelectric composites. Int. J. Appl. Electromagn. Mater., 1993, vol. 4, pp. 145-159.
3. Harshe G., Dougherty J.P., Newnham R.E. Theoretical modelling of 3-0/0-3 magnetoelectric composites. Int. J. Appl. Electromagn. Mater., 1993, vol. 4, pp. 161-171.
4. Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric effects in ferromagnetic-ferroelectric layered composites. J. Appl. Phys., 2002, vol. 92, pp. 7681-7683.
5. Osaretin I.A., Rojas R.G. Theoretical model for the magnetoelectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites. Phys. Rev. B, 2010, vol. 82, p. 174415.
6. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., Laletsin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites. Phys. Rev. B, 2003, vol. 68, p. 132408.
7. Filippov D.A., Bichurin M.I., Petrov V.M., Laletin V.M., Srinivasan G. Rezonansnoe usilenie magnitoelektricheskogo effekta v kompozitsionnykh ferrit-p'ezoelektricheskikh materialakh [Resonant amplification of the magnetoelectric effect in ferrite-piezoelectric composites]. FTT – Phys. Solid State, 2004, vol. 46, no. 9, pp. 1621-1627.
8. Filippov D.A. Teoriia magnitoelektricheskogo effekta v dvukhsloinykh ferromagnet–p'ezoelektricheskikh strukturakh [Theory of magnetoelectric effect in ferromagnetic-piezoelectric bilayer structures]. Pis'ma v ZhTF – Tech. Phys. Lett., 2004, vol. 30, no. 23, pp. 983-986.
9. Filippov D.A. Teoriia magnitoelektricheskogo effekta v geterogennykh strukturakh na osnove ferromagnetik–p'ezoelektrik [Theory of magnetoelectric effect in ferromagnetic-piezoelectric heterostructures]. FTT – Phys. Solid State, 2005, vol. 47, no. 6, pp. 1118-1121.
10. Chang C.M., Carman G.P. Analytically evaluating the properties and performance of layered magnetoelectric composites. J. Intell. Mater. Syst. Struct., 2008, vol. 19, pp. 1271-1280.
11. Filippov D.A., Srinivasan G., Gupta A. Magnetoelectric effects in ferromagnetic films on ferroelectric substrates. J. Phys.: Condens. Matter, 2008, vol. 20, p. 425206.
12. Bichurin M.I., Petrov V.M., Averkin S.V., Filippov A.V.: Elektromekhanicheskii rezonans v magnitoelektricheskikh sloistykh strukturakh [Electromechanical resonance in magnetoelectric layered structures]. FTT – Phys. Solid State, 2010, vol. 52, no. 10, pp. 2116-2122.
13. Wang Y., Hasanyan D., Li M., Gao J., Li J., Viehland D., Luo H. Theoretical model for geometry-dependent magnetoelectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites. J. Appl. Phys., 2012, vol. 111, p. 124513.
14. Hasanyan D., Wang Y., Gao J., Li M., Shen Y., Li J., Viehland D. Modeling of resonant magneto-electric effect in a magnetostrictive and piezoelectric laminate composite structure coupled by a bonding material. J. Appl. Phys., 2012, vol. 112, p. 064109.
15. Filippov D.A., Laletin V.M., Galichyan T.A. Magnitoelektricheskii effekt v dvukhsloinoi magnitostriktsionno-p'ezoelektricheskoi strukture [Magnetoelectric effect in a magnetostrictive-piezoelectric bilayer structure]. FTT – Phys. Solid State, 2013, vol. 55, no. 9, pp. 1840-1845.
16. Filippov D.A., Galichyan T.A., Laletin V.M. Magnetoelectric effect in bilayer magnetostrictive-piezoelectric structure. Theory and experiment. Appl. Phys. A, 2013. doi:10.1007/s00339-013-7957-z