Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах

© М.И. Бичурин, В.М. Петров, С.В. Аверкин, А.В. Филиппов

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

E-mail: Mirza.Bichurin@novsu.ru

(Поступила в Редакцию 9 марта 2010 г.)

Рассматривается магнитоэлектрический эффект в слоистых композитах для случая тонкой прямоугольной пластины и тонкого диска при условии, что размеры образца меньше длины электромагнитной волны. Теоретическая модель основана на точном решении уравнений движения среды и использует материальные параметры исходных компонентов структуры.

1. Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитах наблюдается в механически связанных магнитострикционной и пьезоэлектрической фазах, но не наблюдается ни в одной из фаз отдельно. Благодаря магнитострикции при воздействии магнитного поля в ферритовом компоненте создаются упругие напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу и изменяют поляризацию вследствие пьезоэлектрического эффекта. Поскольку МЭ-эффект в композитах наблюдается в механически связанных магнитострикционной и пьезоэлектрической компонентах, он резко увеличивается вблизи частоты электромеханического резонанса (ЭМР).

Резонансное усиление МЭ-взаимодействия в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах было рассмотрено ранее [1,2]. В указанных работах при решении уравнения движения среды применен метод эффективной среды, при этом для количественной оценки МЭ-коэффициентов использовались статические эффективные параметры структуры. Попытки расчета МЭ-эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах на основе использования характеристик исходных компонентов были предприняты в работах [3–6]. Для учета неидеального контакта между слоями в этих работах смещение пьезоэлектрического слоя ${}^pu_x(x)$ выражалось через смещение магнитного слоя ${}^mu_x(x)$ при помощи соотношения ${}^pu_x = \beta{}^mu_x(x) + (1-\beta){}^pu_x^{(0)}(x)$, где β — коэффициент связи между фазами, ${}^pu_x^{(0)}(x)$ — смещение пьезоэлектрика при отсутствии связи с ферромагнетиком. При расчете смещений пьезоэлектрической и магнитной фаз автор использовал волновые числа для свободных слоев — ${}^mk$ и ${}^pk$. В случае идеального контакта ($\beta = 1$) необходимо обеспечить равенство смещений двух слоев на границе, ${}^pu_x(x) = {}^mu_x(x)$, а это невозможно при ${}^mk \neq {}^pk$. Таким образом, предложенные модели МЭ-эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [3–6] нельзя считать адекватными.

2. Теоретическая модель МЭ-эффекта

Теоретическая модель, представленная в настоящей работе, основана на точном решении уравнений движения среды и использует материальные параметры исходных компонентов структуры.

Механические колебания МЭ-композита могут быть вызваны как переменным магнитным полем, так и переменным электрическим полем. Если размеры композита гораздо меньше длины электромагнитной волны, то можно пренебречь градиентами электрического и магнитного полей внутри образца. Поэтому, основываясь на уравнениях эластодинамики и электростатики, уравнение движения среды можно записать в виде

$$\bar{\rho}\,\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = V\,\frac{\partial^p T_{ij}}{\partial x_j} + (1-V)\,\frac{\partial^m T_{ij}}{\partial x_j}, \tag{1}$$

где $i, j = 1, 2, 3$ — индексы осей (x_1 — ось x, x_2 — ось y, x_3 — ось z), u_i — смещение композита вдоль оси x_i, $\bar{\rho} = V{}^p\rho + (1-V){}^m\rho$ — средняя плотность вещества композита, V — объемная доля пьезоэлектрика, ${}^p\rho$, ${}^m\rho$, ${}^pT_{ij}$ и ${}^mT_{ij}$ — плотности и компоненты тензора напряжений пьезоэлектрической и ферромагнитной составляющих соответственно.

Совместное решение закона Гука и уравнения (1) при использовании соответствующих граничных условий позволяет найти МЭ-коэффициент по напряжению. Поскольку решение зависит от формы образца и ориентации электрического и магнитного полей, далее рассмотрены некоторые важные случаи.

2.1. Тонкая прямоугольная слоистая структура. Рассмотрим слоистую структуру, показанную на рис. 1, которая имеет форму тонкой пластины длиной L и шириной W.

Выражения для компонентов деформации магнитного слоя ${}^mS_i$, пьезоэлектрического слоя ${}^pS_i$ и электрического смещения ${}^pD_3$ пьезоэлектрического слоя в случае подмагничивающего поля, направленного перпендику-

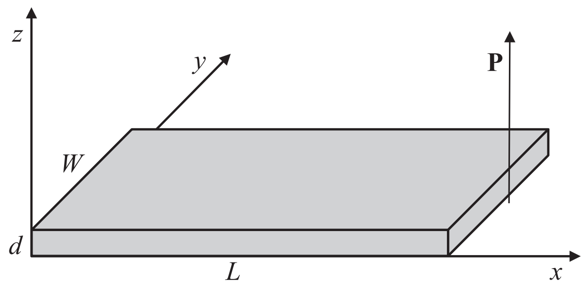

Рис. 1. Тонкая слоистая магнитострикционно-пьезоэлектрическая прямоугольная пластина. Направление поляризации показано стрелкой.

лярно пластине (вдоль оси z), имеют вид

$$ {}^{p}S_1 = {}^{p}s_{11}{}^{p}T_1 + {}^{p}s_{12}{}^{p}T_2 + {}^{p}d_{31}E_3, $$

$$ {}^{p}S_2 = {}^{p}s_{12}{}^{p}T_1 + {}^{p}s_{11}{}^{p}T_2 + {}^{p}d_{31}E_3, \tag{2} $$

$$ {}^{m}S_1 = {}^{m}s_{11}{}^{m}T_1 + {}^{m}s_{12}{}^{m}T_2 + {}^{m}q_{31}H_3, $$

$$ {}^{m}S_2 = {}^{m}s_{12}{}^{m}T_1 + {}^{m}s_{11}{}^{m}T_2 + {}^{m}q_{31}H_3, \tag{3} $$

$$ {}^{p}D_3 = {}^{p}\varepsilon_{33}E_3 + {}^{p}d_{31}({}^{p}T_1 + {}^{p}T_2), \tag{4} $$

где ${}^{p}T_i$ — компоненты напряжения в пьезоэлектрической фазе, ${}^{p}s_{ii}$ — коэффициенты податливости пьезоэлектрика при постоянном электрическом поле, ${}^{m}T_i$ — напряжение в магнитной фазе, ${}^{m}s_{ii}$ — коэффициенты податливости магнитной фазы при постоянном магнитном поле, ${}^{p}\varepsilon_{33}$ — диэлектрическая проницаемость, ${}^{p}d_{31}$ — пьезоэлектрический коэффициент пьезоэлектрика, ${}^{m}q_{ij}$ — пьезомагнитный коэффициент магнитной фазы, E_3 и H_3 — напряженности электрического и магнитного полей. Вблизи ЭМР можно принять, что ${}^{m}T_1 \gg {}^{m}T_2$ и ${}^{p}T_1 \gg {}^{p}T_2$ (ось *1* направлена вдоль поверхности пластины), поэтому величинами ${}^{m}T_2$ и ${}^{p}T_2$ можно пренебречь.

Выражения для напряжений ${}^{p}T_1$ и ${}^{m}T_1$ могут быть найдены из формул (2) и (4). Если подставить эти выражения в формулу (1), то получится дифференциальное уравнение для u_x. Полагая движение вдоль оси x гармоническим, получаем решение этого уравнения в форме

$$ u_x = A\cos(kx) + B\sin(kx), \tag{5} $$

где $k = \omega\sqrt{\bar{\rho}\left[\frac{V}{{}^{p}s_{11}} + \frac{1-V}{{}^{m}s_{11}}\right]^{-1}}$; ω — угловая частота. Произвольные постоянные A и B можно найти из граничных условий. Принимая, что поверхности образца при $x = 0$ и $x = L$ свободны от внешнего напряжения, мы получили следующие граничные условия:

$$ V\,{}^{p}T_1 + (1-V)\,{}^{m}T_1 = 0 \tag{6} $$

при $x = 0$ и $x = L$.

При нахождении МЭ-коэффициента по напряжению мы использовали условие разомкнутой цепи

$$ \int_0^L {}^{p}D_3\,dx = 0. \tag{7} $$

Подставив (4) в (7) с учетом (5) и (6), мы можем получить

$$ \alpha_{E,33} = \frac{2\,{}^{p}d_{31}{}^{m}q_{31}{}^{p}s_{11}V(1-V)\,\mathrm{tg}(kL2)}{s_1({}^{p}d_{31}^2 - {}^{p}s_{11}{}^{p}\varepsilon_{33})kL - 2\,{}^{p}d_{31}^2V\,{}^{m}s_{11}\,\mathrm{tg}(kL2)}, \tag{8} $$

где $s_1 = V\,{}^{m}s_{11} + (1-V)\,{}^{p}s_{11}$.

Рассмотрим далее поперечную ориентацию полей, при этом постоянное и переменное магнитные поля направлены вдоль оси x, а пьезоэлектрик поляризован вдоль оси z. В этом случае магнитная индукция $\mathbf{B}$ имеет только одну составляющую B_1, которая должна удовлетворять условию $\partial B_1/\partial x = 0$, поскольку $\mathrm{div}\,\mathbf{B} = 0$. Для этого случая уравнение (3) может быть записано в более удобной форме

$$ {}^{m}S_1 = {}^{m}s_{11}^{B}\,{}^{m}T_1 + {}^{m}g_{11}B_1, \tag{9} $$

где ${}^{m}s_{11}^{B}$ — податливость пьезомагнитной фазы при постоянной магнитной индукции и ${}^{m}g_{11} = \partial\,{}^{m}S_1/\partial B_1$ — пьезомагнитный коэффициент.

Расчеты, аналогичные приведенным выше для продольной ориентации полей, приводят к следующему выражению для поперечного МЭ-коэффициента по напряжению:

$$ \alpha_{E,31} = \frac{2\,{}^{p}d_{31}{}^{m}g_{11}\mu_{\mathrm{eff}}{}^{p}s_{11}V(1-V)\,\mathrm{tg}(kL2)}{s_2({}^{p}d_{31}^2 - {}^{p}s_{11}{}^{p}\varepsilon_{33})kL - 2\,{}^{p}d_{31}^2V\,{}^{m}s_{11}^{B}\,\mathrm{tg}(kL2)}, \tag{10} $$

где $s_2 = V\,{}^{m}s_{11}^{B} + (1-V)\,{}^{p}s_{11}$. Эффективная проницаемость μ_{eff} может быть найдена из материального уравнения

$$ H_1 = -{}^{m}g_{11}\,{}^{m}T_1 + B_1/{}^{m}\mu_{11}, \tag{11} $$

где ${}^{m}\mu_{11}$ — проницаемость магнитной фазы.

Выражая ${}^{m}T_1$ из уравнения (3) и подставляя его в (11), можно найти μ_{eff} при использовании уравнения (5) после интегрирования по длине образца

$$ \mu_{\mathrm{eff}} = \frac{s_2\,{}^{m}s_{11}^{B}\,{}^{m}\mu_{11}kL}{({}^{m}s_{11}^{B} + {}^{m}g_{11}^2\,{}^{m}\mu_{11})kLs_2 + 2\,{}^{m}g_{11}^2\,{}^{m}\mu_{11}{}^{p}s_{11}(1-V)\,\mathrm{tg}(kL2)}. \tag{12} $$

Как видно из уравнений (8) и (10), значение МЭ-коэффициента по напряжению прямо пропорционально произведению пьезоэлектрического d_{31} и пьезмагнитного модулей q_{31} или g_{11}. Следует отметить, что в реальных структурах существуют потери, которые необходимо учитывать в расчетах. При этом даже в идеальных материалах, если нет других видов потерь, существуют потери, связанные с наличием электрического контакта. Указанные потери определяют ширину резонансной линии

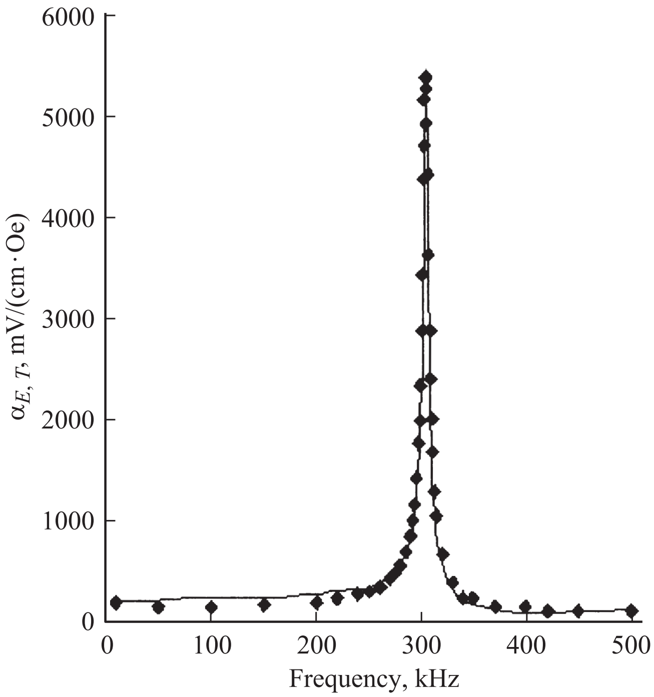

Рис. 2. Частотная зависимость поперечного МЭ-коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля–ЦТС длиной 7.3 mm. Коэффициент потерь принят равным 18 000 rad/s, а объемная доля ЦТС — 0.6. Расчетные данные представлены сплошной линией, экспериментальные — точками.

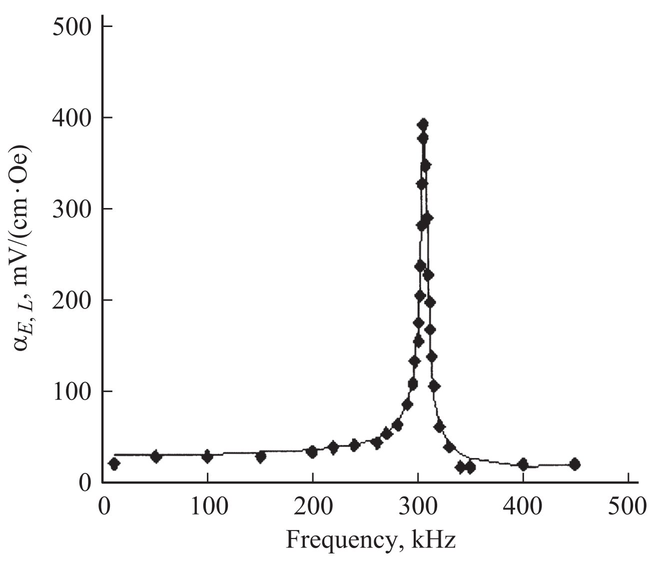

Рис. 3. Частотная зависимость продольного МЭ-коэффициента по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля–ЦТС. Параметры и обозначения те же, что на рис. 2.

и максимальное значение МЭ-коэффициента. Ширина резонансной линии может описываться коэффициентом потерь χ, фигурирующим в мнимой части k или ω, которые становятся комплексными величинами. Мы будем использовать $\omega = \omega' + i\chi$ при описании потерь, причем значение χ может быть определено по ширине резонансной линии. Корни знаменателя в выражениях (8) и (10) определяют максимум в частотной зависимости МЭ-коэффициента по напряжению.

В качестве примера были определены МЭ-коэффициенты по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля–ЦТС (цирконат-титанат свинца). Образцы предварительно поляризовались в постоянном электрическом поле $E = 4$ kV/mm в течение 3 часов при температуре 80°C. Сначала была измерена зависимость низкочастотного МЭ-эффекта от подмагничивающего поля для получения максимально возможных значений пьезомагнитных коэффициентов. Вычисления были выполнены на основе следующих значений материальных параметров исходных компонент. Для никелевого феррита: ${}^m s_{11} = 6.5 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$, ${}^m s_{12} = -2.4 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$, ${}^m q_{31} = 70 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m/A}$, ${}^m q_{11} = -680 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m/A}$, ${}^m q_{12} = 125 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m/A}$, ${}^m\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 10$; для ЦТС: ${}^p s_{11} = 15.3 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$, ${}^p s_{12} = -5 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m^2/N}$, ${}^p d_{31} = -175 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m/V}$, ${}^p\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 1750$. Параметр потерь был эмпирически определен по ширине линии ЭМР.

На рис. 2 и 3 показаны частотные зависимости продольного и поперечного МЭ-коэффициентов по напряжению для двухслойной структуры состава феррит никеля–ЦТС. На этих рисунках можно видеть резонансные пики, вызванные колебаниями вдоль оси x. Максимальное значение МЭ-коэффициента (4160 mV/(cm · Oe)) наблюдается для поперечной ориентации полей, тогда как его значение на частоте в 100 Hz составляет 144 mV/(cm · Oe). Таким образом, резонансное значение МЭ-коэффициента превышает низкочастотное значение приблизительно в 30 раз. Для продольной ориентации полей величина МЭ-эффекта меньше приблизительно на порядок. Это связано с существованием размагничивающего поля, которое уменьшает внутреннее поле в магнитной компоненте.

2.2. Дискообразная слоистая структура. Далее рассмотрим магнитострикционно-пьезоэлектрическую структуру в форме диска радиусом R и толщиной d, который имеет тонкие металлические электроды на верхней и нижней поверхностях, как показано на рис. 4.

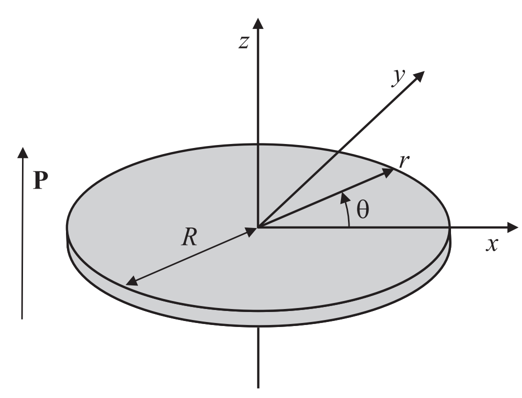

Рис. 4. Дискообразная магнитострикционно-пьезоэлектрическая пластина. Направление поляризации показано стрелкой.

Пусть образец поляризован нормально относительно плоскости электродов вдоль оси z. Постоянное и переменное магнитные поля также могут быть направлены вдоль нормали или в плоскости электродов, которые описывают случаи продольного и поперечного расположения поля соответственно. Благодаря магнитострикции приложенное постоянное магнитное поле будет возбуждать как толщинные, так и радиальные колебания. В настоящей работе рассматриваются наиболее низкочастотные радиальные колебания.

Предполагается, что диск является тонким, т. е. $d \ll R$. Поскольку поверхности свободны от внешних сил, нормальные составляющие напряжений будут равны нулю на нижней и верхней поверхностях диска. Для тонкого диска можно принять, что составляющая тензора напряжений T_3 равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме диска. Для продольной ориентации полей материальные уравнения определяются формулами (2)–(4).

Учитывая цилиндрическую симметрию диска, целесообразно использовать цилиндрическую систему координат. В этом случае составляющие тензоров напряжения и деформации определяются соотношениями

$$^iS_1 = {}^iS_{rr}\cos^2(\theta) - 2{}^iS_{r\theta}\sin(\theta)\cos\theta + {}^iS_{\theta\theta}\sin^2(\theta), \quad (13)$$

$$^iS_2 = {}^iS_{rr}\sin^2(\theta) + 2{}^iS_{r\theta}\sin(\theta)\cos(\theta) + {}^iS_{\theta\theta}\cos^2(\theta), \quad (14)$$

$$^iT_{rr} = {}^iT_1\cos^2(\theta) + 2{}^iT_6\sin(\theta)\cos\theta + {}^iT_2\sin^2(\theta), \quad (15)$$

$$^iT_{\theta\theta} = {}^iT_1\sin^2(\theta) - 2{}^iT_6\sin(\theta)\cos\theta + {}^iT_2\cos^2(\theta), \quad (16)$$

$$^iT_{r\theta} = \sin(\theta)\cos(\theta)[{}^iT_2 - {}^iT_1] + [\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta)]{}^iT_6, \quad (17)$$

где $i = p$ или m. Компоненты тензора деформаций в цилиндрических координатах определяются через вектор смещения $\mathbf{u}$

$$^iS_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad (18)$$

$$^iS_{\theta\theta} = \frac{u_r}{r}, \quad (19)$$

$$^iS_{r\theta} = \frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial \theta}. \quad (20)$$

Уравнение движения среды в цилиндрических координатах имеет вид

$$-\bar{\rho}\omega^2 u_r = V\left(\frac{\partial^p T_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial^p T_{r\theta}}{r\partial\theta} + \frac{^pT_{rr} - {}^pT_\theta}{r}\right)$$
$$+(1-V)\left(\frac{\partial^m T_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial^m T_{r\theta}}{r\partial\theta} + \frac{^mT_{rr} - {}^mT_\theta}{r}\right). \quad (21)$$

Подстановка выражений для напряжений, найденных из обобщенного закона Гука, в уравнение (21) позволяет получить дифференциальное уравнение для радиального смещения. Однако форма этого уравнения зависит от ориентации электрического и магнитных полей. Дальше мы рассматриваем МЭ-эффект для продольной и поперечной ориентаций полей отдельно.

2.2.1. Продольная ориентация электрического и магнитного полей. В этом случае направление постоянного и переменного магнитных полей совпадает с направлением поляризации. Учитывая осевую симметрию дискообразного образца, можно получить следующие выражения для ненулевых компонент деформации:

$$^pS_{rr} = {}^ps_{11}{}^pT_{rr} + {}^ps_{12}{}^pT_{\theta\theta} + {}^pd_{31}E_3,$$
$$^mS_{rr} = {}^ms_{11}{}^mT_{rr} + {}^ms_{12}{}^mT_{\theta\theta} + {}^mq_{31}H_3,$$
$$^pS_{\theta\theta} = {}^ps_{12}{}^pT_{rr} + {}^ps_{11}{}^pT_{\theta\theta} + {}^pd_{31}E_3,$$
$$^mS_{\theta\theta} = {}^ms_{12}{}^mT_{rr} + {}^ms_{11}{}^mT_{\theta\theta} + {}^mq_{31}H_3. \quad (22)$$

Решив эти уравнения относительно компонент напряжений и подставив найденные выражения в формулу (21), мы получили уравнение движения

$$-\omega^2\bar{\rho}u_r = \left[\frac{V}{^ps_{11}(1-{}^p\nu^2)} + \frac{1-V}{^ms_{11}(1-{}^m\nu^2)}\right] \times \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{\partial u_r}{r\partial r} - \frac{u_r}{r^2}\right), \quad (23)$$

где $^p\nu$ и $^m\nu$ — коэффициенты Пуассона для пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз.

Решение уравнения (23) есть линейная комбинация функций Бесселя первого и второго рода

$$u_r = C_1J_1(kr) + C_2Y_1(kr), \quad (24)$$

где

$$k = \omega\sqrt{\bar{\rho}\left[\frac{V}{^ps_{11}(1-{}^p\nu^2)} + \frac{1-V}{^ms_{11}(1-{}^m\nu^2)}\right]^{-1}}.$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 должны быть найдены из граничных условий

$$u_r = 0 \quad \text{при} \quad r = 0 \quad \text{и} \quad T_{rr} = 0 \quad \text{при} \quad r = R.$$

Для определения МЭ-коэффициента по напряжению мы воспользуемся условием разомкнутой цепи

$$\int_0^R r dr \int_0^{2\pi} D_3 d\theta = 0, \quad (25)$$

где электрическая индукция определяется материальным уравнением

$$D_3 = {}^pd_{31}({}^pT_{rr} + {}^pT_{\theta\theta}) + {}^p\varepsilon_{33}E_3. \quad (26)$$

Подставив (24) в (18) и (19), а затем и в (22), получим выражение для компонент напряжения. Используя найденные выражения для компонент напряжения, можно найти МЭ-коэффициент по напряжению из (25)

$$\alpha_{E,L} = -\frac{2(1+\nu)(1-V)^p s_{11} J_1(kR)^p d_{31}{}^m q_{31}}{(1-\nu)^p s_{11}[aJ_0(kR)-(1-\nu)s_1 J_1(kR)]^p \varepsilon_{33} + \\ + 2[aJ_0(kR)-s_3 J_1(kR)]^p d_{31}^2}, \quad (27)$$

где $a = kRs_1$, $s_1 = V^m s_{11} + (1-V)^p s_{11}$, $s_3 = (1-\nu) \times (1-V)^p s_{11} + 2V^m s_{11}$.

Следует отметить, что для упрощения выражения (27) принимается ${}^m\nu = {}^p\nu = \nu$.

2.2.2. Поперечная ориентация электрического и магнитного полей. В этом случае постоянное и переменное магнитные поля перпендикулярны электрическому полю, которое направлено вдоль оси z. Уравнения (22) должны быть переписаны в виде

$$\begin{aligned}
{}^pS_{rr} &= {}^ps_{11}{}^pT_{rr} + {}^ps_{12}{}^pT_{\theta\theta} + {}^pd_{31}E_3,\\
{}^mS_{rr} &= {}^ms_{11}^B{}^mT_{rr} + {}^ms_{12}^B{}^mT_{\theta\theta}\\
&\quad + [{}^mg_{11}\cos^2(\theta\theta){}^mg_{12}\sin^2(\theta\theta)]_1,\\
{}^pS_{\theta\theta} &= {}^ps_{12}{}^pT_{rr} + {}^ps_{11}{}^pT_{\theta\theta} + {}^pd_{31}E_3,\\
{}^mS_{\theta\theta} &= {}^ms_{12}^B{}^mT_{rr} + {}^ms_{11}^B{}^mT_{rr}\\
&\quad + [{}^mg_{12}\cos^2(\theta\theta){}^mg_{11}\sin^2(\theta\theta)]_1,\\
{}^pS_{r\theta} &= ({}^ps_{11} - {}^ps_{12}){}^pT_{r\theta},\\
{}^mS_{r\theta} &= ({}^ms_{11}^B - {}^ms_{12}^B){}^mT_{r\theta} - 12\sin(2\theta)({}^mg_{11} - {}^mg_{12})B_1.
\end{aligned} \quad (28)$$

Разрешив систему уравнений (28) относительно компонент напряжения и подставив найденные решения в (21), получим уравнение движения среды с следующей форме:

$$-\omega^2\bar{\rho}u_r = \left[\frac{V}{{}^ps_{11}(1-{}^p\nu^2)} + \frac{1-V}{{}^ms_{11}(1-{}^m\nu^2)}\right]\left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{\partial u_r}{r\partial r} - \frac{u_r}{r^2}\right) + \left[\frac{V}{{}^ps_{11}(1+{}^p\nu)} + \frac{1-V}{{}^ms_{11}(1+{}^m\nu)}\right]\frac{\partial^2 u_r}{r^2\partial\theta^2}. \quad (29)$$

Решение уравнения (29), описывающее радиальные колебания, определяется выражением (24), в котором волновое число выражается соотношением

$$k = \omega\sqrt{\bar{\rho}\left[\frac{V}{{}^ps_{11}(1-{}^p\nu^2)} + \frac{1-V}{{}^ms_{11}^B(1-{}^m\nu^2)}\right]^{-1}}.$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 должны быть найдены из граничных условий

$$u_r = 0 \quad \text{при} \quad r = 0 \quad \text{и} \quad \int_0^{2\pi} T_{rr}d\theta = 0 \quad \text{при} \quad r = R.$$

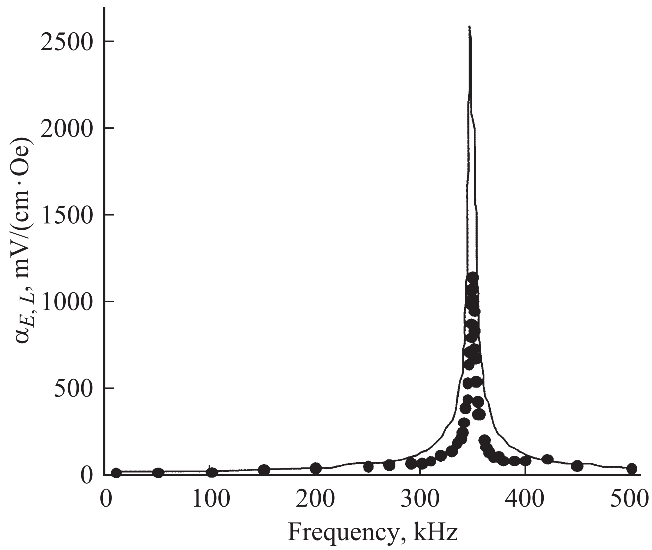

Рис. 5. Частотная зависимость МЭ-коэффициента дискообразного образца для продольной ориентации электрического и магнитного полей. Сплошная линия — расчет, точки — эксперимент. Коэффициент потерь $\chi = 15\,000$ rad/s.

Подставив (24) в (18) и (19), а затем в (28), найдем выражения для компонент напряжения. При использовании найденных компонент напряжений МЭ-коэффициент по напряжению может быть получен из (25)

$$\alpha_{E,T} = -\frac{(1+\nu)(1-V)^p s_{11} J_1(kR)^p d_{31}({}^mg_{11} + {}^mg_{12})\mu_{\mathrm{eff}}}{(1-\nu)^p s_{11}[aJ_0(kR)-(1-\nu)s_1 J_1(kR)]^p \varepsilon_{33} + \\ + 2[aJ_0(kR)-s_s J_1(kR)]^p d_{31}^2}, \quad (30)$$

где $a = kRs_1$, $s_1 = V^m s_{11}^B + (1-V)^p s_{11}$, $s_3 = (1-\nu) \times (1-V)^p s_{11} + 2V^m s_{11}^B$.

Эффективная проницаемость μ_{eff} может быть найдена аналогично предыдущему разделу. Следует учесть, что ${}^m\nu$ принимается равной ${}^p\nu$ для упрощения выражения (30).

Экспериментальные исследования МЭ-эффекта в дискообразных образцах были выполнены для двухслойной структуры состава никелевый феррит–ЦТС. Использовались образцы в форме диска радиусом $R = 4.7$ mm. Измерения выполнены для обеих ориентаций электрического и магнитных полей — продольной (рис. 5) и поперечной (рис. 6) — в области электромеханического резонанса. Экспериментальные данные и соответствующие теоретические оценки, основанные на уравнениях (27) и (30), представлены на рис. 5 и 6 для продольной и поперечной ориентаций полей соответственно.

Как можно видеть из этих рисунков, между теорией и экспериментом наблюдается хорошее соответствие. Максимальное измеренное значение поперечного МЭ-коэффициента дискообразного образца на резонансе составляет 16 V/(cm · Oe), тогда как низочастотное значение — лишь 0.16 V/(cm · Oe). Было найдено, что коэффициент потерь для поперечной ориентации полей

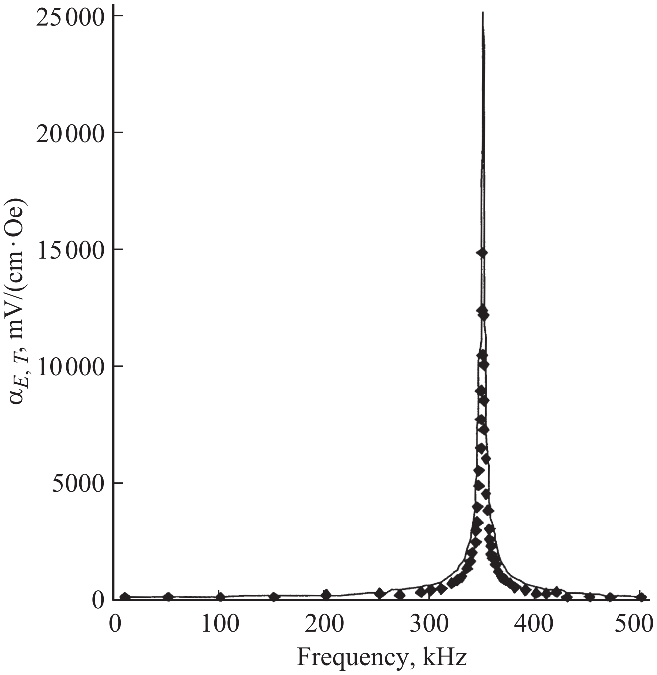

Рис. 6. Частотная зависимость МЭ-коэффициента дискообразного образца для поперечной ориентации полей. Обозначения те же, что на рис. 5. Коэффициент потерь $\chi = 15\,000$ rad/s.

намного меньше, чем для продольной. Это можно объяснить наличием вихревых токов в электродах, существенно увеличивающих потери энергии при продольной ориентации полей. Максимальное значение МЭ-коэффициента для поперечной ориентации полей превышает соответствующее значение для продольной. Это объясняется тем, что при продольной ориентации полей появляются размагничивающие поля, которые уменьшают пьезомагнитные модули. Кроме того, в случае продольной ориентации полей наблюдается увеличение ширины линии ЭМР, связанное с более высокими потерями энергии по сравнению с поперечной ориентацией полей вследствие наличия вихревых токов в электродах.

3. Заключение

Таким образом, в настоящей работе мы представили теорию резонансного усиления МЭ-взаимодействия в области ЭМР. В результате точного решения уравнений электростатики, магнитостатики и электродинамики была получена частотная зависимость для продольного и поперечного МЭ-эффектов. МЭ-коэффициенты по напряжению были оценены исходя из известных материальных параметров компонент композита (пьезоэлектрические и пьезомагнитные коэффициенты, коэффициенты упругости и др.).

Также было показано, что значение МЭ-коэффициентов в области ЭМР приблизительно на два порядка превышает их низкочастотные значения. Было установлено, что максимальное значение поперечного МЭ-коэффициента при ЭМР выше, чем продольного. Это обусловлено двумя факторами: 1) высокими потерями энергии для продольной ориентации полей вследствие наличия вихревых токов в электродах; 2) влиянием размагничивающих полей, которые уменьшают пьезомагнитные модули.

Результаты вычислений, полученные для слоистой структуры, состоящей из никелевого феррита и ЦТС, согласуются с экспериментальными данными.

Список литературы

[1] M.I. Bichurin, D.A. Filippov, V.M. Petrov, V.M. Laletsin, N.N. Paddubnaya, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **68**, 132 408 (2003).
[2] Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.М. Лалетин, Н.Н. Поддубная, G. Srinivasan. Письма в ЖТФ **30**, *1*, 15 (2004).
[3] Д.А. Филиппов. Изв. вузов. Физика *12*, 3 (2004).
[4] Д.А. Филиппов. ФММ **99**, *6*, 1 (2005).
[5] Д.А. Филиппов. Письма в ЖТФ **30**, *23*, 24 (2004).
[6] Д.А. Филиппов. ФТТ **47**, *6*, 1082 (2005).