

05;08

Магнитоакустический резонанс в касательно намагниченных двухслойных структурах феррит–пьезоэлектрик

© *О.В. Рябков, В.М. Петров, М.И. Бичурин, G. Srinivasan*

Новгородский государственный университет, Великий Новгород, Россия

E-mail: deptptr@novsu.ac.ru

Oakland University, Rochester, Michigan 48309, USA

Поступило в Редакцию 8 июня 2006 г.

Исследуется магнитоэлектрический (МЭ) эффект в двухслойных феррит-пьезоэлектрических структурах при совпадении частот электромеханического резонанса и ферромагнитного резонанса в касательно намагниченном феррите. Для структуры железо-иттриевый гранат–цирконат-титанат свинца получены гигантские значения МЭ коэффициента по напряжению 50–70 V/A на частоте 5 GHz. В отличие от нормально намагниченной пластинки, в касательно намагниченном образце магнитоакустический резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля и меньшей толщине ферритового слоя. Эффект может быть полезен при разработке многофункциональных МЭ наносенсоров/датчиков, работающих в СВЧ-диапазоне.

PACS: 75.80.+q, 76.50.+g

Наличие магнитоэлектрических (МЭ) свойств в слоистых феррит-пьезоэлектрических композитах обусловлено механическим взаимодействием между магнитной и электрической подсистемами. Магнетострикция феррита во внешнем магнитном поле вызывает поляризацию электрической подсистемы посредством пьезоэлектрического эффекта. В области электромеханического резонанса наблюдается гигантское увеличение МЭ коэффициента по напряжению, равного отношению индуцированного переменного электрического поля к внешнему переменному магнитному полю [1]. Дальнейшее усиление МЭ-взаимодействия обнаружено нами в области магнитоакустического резонанса (МАР) [2]. В указанной работе был исследован случай композита в форме пластинки, намагниченной перпендикулярно ее плоскости. В данной работе проводится исследование МЭ-коэффициента по напряжению в двухслойной структуре, ферритовый слой которой касательно намагничен

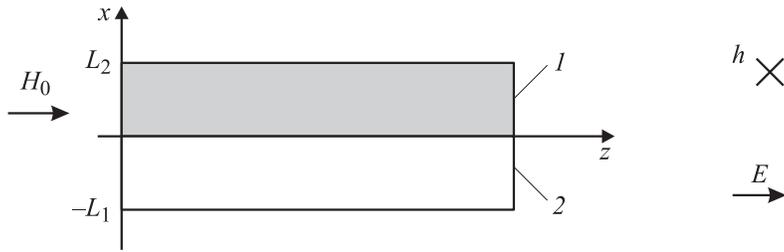


Рис. 1. Двухслойная структура во внешнем магнитном поле: 1 — феррит, 2 — пьезоэлектрик.

до насыщения подмагничивающим полем, направленным касательно к образцу вдоль кристаллографической оси $[100]$ ферритового кристалла. К образцу также прикладывается линейно поляризованное малое переменное магнитное поле (рис. 1).

Для нахождения МЭ-коэффициента и исследования его зависимости от частоты и величины подмагничивающего поля в качестве исходных используются уравнения движения намагниченности, уравнения движения ферритовой и пьезоэлектрической фаз, а также материальные соотношения и обобщенный закон Гука. Переменное внешнее магнитное поле предполагается линейно поляризованным по y . Размагничивающее поле направлено вдоль оси x . Образец намагничен до насыщения вдоль оси z .

Линеаризованная система уравнений относительно комплексных амплитуд смещений и намагниченности имеет вид

$$\begin{aligned}
 i\tilde{m}_x\omega &= -\gamma \left(H_0\tilde{m}_y - H_a a^2 \frac{\partial^2 \tilde{m}_y}{\partial x^2} \right), \\
 i\tilde{m}_y\omega &= \gamma \left((H_0 + 4\pi M_s)\tilde{m}_x - H_a a^2 \frac{\partial^2 \tilde{m}_x}{\partial x^2} + B_2 \frac{\partial u_{mz}}{\partial x} \right), \\
 -\rho_m \omega^2 u_{mz} &= c_{m44} \frac{\partial^2 u_{mz}}{\partial x^2} + \frac{B_2}{M_s} \frac{\partial \tilde{m}_x}{\partial x}, \\
 D_z &= e_{p15} \frac{\partial u_{pz}}{\partial x} + \epsilon_{p33} E_z, \\
 -\rho_p \omega^2 u_{pz} &= c_{p44} \frac{\partial^2 u_{pz}}{\partial x^2},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned}\tilde{m}_x &= m_x - i \frac{\omega\gamma}{(H_0 + 4\pi M_s)\gamma^2 H_0 - \omega^2} M_s h_y, \\ \tilde{m}_y &= m_y - \frac{(H_0 + 4\pi M_s)\gamma^2}{(H_0 + 4\pi M_s)\gamma^2 H_0 - \omega^2} M_s h_y,\end{aligned}\quad (2)$$

u_{pz} , u_{mz} — смещение, m_x , m_y — намагниченность, M_s — намагниченность насыщения, H_a — обменное поле, a — постоянная решетки феррита, c_{m44} и c_{p44} — компоненты тензоров модулей упругости, B_2 — константа магнитоупругой связи, D_z и E_z — индукция и напряженность электрического поля. Индексы p и m относятся соответственно к пьезоэлектрической и ферритовой фазам композита.

К системе (1) применим прямое преобразование Лапласа, причем обменными эффектами мы пренебрежем, так как они сказываются при значениях волнового числа, больших чем 10^7 м^{-1} [3]. Тогда алгебраическая система уравнений относительно лапласовых изображений имеет вид

$$\begin{aligned}-\frac{\omega}{\gamma} X(p) &= H_0 Y(p), \\ -\frac{\omega}{\gamma} Y(p) &= (H_0 + 4\pi M_s) X(p) + B_2 (pU(p) - A_{U0}), \\ -\rho_m \omega^2 U(p) &= c_{m44} (p^2 U(p) - A_{U1} - pA_{U0}) + \frac{B_2}{M_s} (pX(p) - A_{X0}),\end{aligned}\quad (3)$$

где $X(p)$, $Y(p)$, $Z(p)$ — изображения функций $\tilde{m}_x(x)$, $-i\tilde{m}_y(x)$, $u_{mz}(x)$, а постоянные A представляют собой значения оригиналов и их производных первого порядка при $x = 0$.

Решение (3) дает для изображений рациональные выражения вида

$$\frac{A_0^{X,Y,U} + A_1^{X,Y,U} p}{Q_2 p^2 + Q_0}, \quad (4)$$

где A и Q являются выражениями, зависящими от коэффициентов уравнений (3), причем Q будут одними и теми же для всех трех функций.

Оригинал выражения (4) имеет вид

$$\sum_{\alpha} \frac{A_0 + A_1 \alpha}{2Q_2 \alpha} e^{\alpha x} \equiv \sum_{\alpha} C_{\alpha} e^{\alpha x}, \quad (5)$$

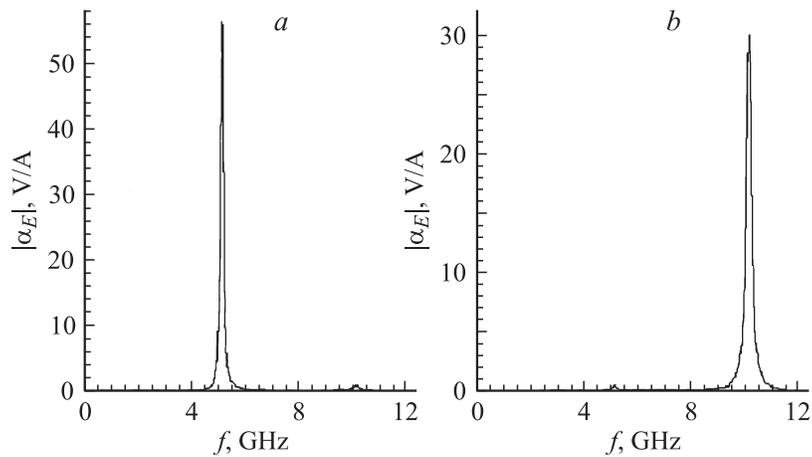


Рис. 2. Частотная зависимость МЭ-коэффициента по напряжению при $L_1 = 100$ nm, $L_2 = 195$ nm, $f_1/f = 0.01$: a — $H_0 = 90.7$ kA/m, b — $H_0 = 226.8$ kA/m.

где α — корни квадратного уравнения относительно p

$$Q_2 p^2 + Q_0 = 0. \quad (6)$$

В (5) суммирование ведется по всем корням. Решение $\sqrt{-Q_0/Q_2}$ дает волновое число k .

Значения постоянных находятся из граничных условий, заключающихся в равенстве смещений и механических напряжений ферритовой и пьезоэлектрической фаз в плоскости их контакта, а также в нулевом напряжении на свободных поверхностях композита.

Индукцированное в пьезоэлектрической компоненте электрическое поле E_z определяется из условия равенства нулю потока электрической индукции в пьезоэлектрическом слое:

$$\int_{-L_1}^0 D_z dx = 0. \quad (7)$$

Из (7) с учетом (5) и (6) получаем выражение для МЭ коэффициента по напряжению

$$|\alpha_E| = |E_z/h_y| = \left| 4\pi i \omega \gamma e_{p15} c_{p44} k_p k_m B_2 (1 - \cos k_p L_1) \right. \\ \times (\cos k_m L_2 - 1) \left/ \left[\varepsilon_{p33} c_{p44} k_p L_1 (\rho_m \omega^2 \sin k_m L_2 \cos k_p L_1 \right. \right. \\ \left. \left. + c_{p44} k_p k_m \sin k_m L_2 \cos k_p L_2) + 4\pi e_{p15}^2 (\rho_m \omega^2 \sin k_p L_1 \sin k_m L_2 \right. \right. \\ \left. \left. + 2c_{p44} k_p k_m (1 - \cos k_p L_1) \cos k_m L_2) (\omega^2 - \gamma^2 (H_0 + 4\pi M_s) H_0) \right] \right|. \quad (8)$$

На рис. 2 приведена зависимость МЭ коэффициента по напряжению от частоты в поле $H_0 = 90.7$ и 226.8 кА/м для двухслойной структуры железо-иттриевый гранат — цирконат-титанат свинца. Толщины пьезоэлектрической и ферритовой фаз равны соответственно 100 и 195 нм. Потери в образце учтены подстановкой в (8) комплексной частоты $\Omega = \omega + i\omega_1$, где ω_1 — параметр потерь. Резкое увеличение МЭ коэффициента наблюдается при подмагничивающем поле $H_0 = 90.7$ кА/м в области наложения частоты первой толщиной сдвиговой моды двухслойной структуры и частоты ФМР (рис. 2, а). Увеличение постоянного магнитного поля до 226.8 кА/м позволяет получить совпадение частоты ФМР и второй частоты электромеханического резонанса (рис. 2, б).

В отличие от магнитоакустического резонанса в нормально намагниченной пластинке [1] в случае касательно намагниченного образца резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля, что связано с уменьшением размагничивающего поля при касательном подмагничивании образца.

Толщина слоя феррита (195 нм), соответствующая максимальному значению МЭ эффекта, меньше, чем для случая нормальной намагниченности образца (214 нм) [2]. Это связано с зависимостью эффективной жесткости феррита от величины и направления подмагничивающего поля. Действительно, из (6) следует дисперсионное соотношение

$$k_m^2 = \frac{\rho_m \omega^2}{c_{m44} + \frac{B_2^2}{M_s \left(\frac{1}{H_0} \cdot \frac{\omega^2}{\gamma^2} - H_0 + 4\pi M_s \right)}}. \quad (9)$$

Соотношение (9) показывает, что пространственно меняющаяся часть намагниченности, обусловленная упругим смещением, вносит вклад в эффективный модуль упругости (второе слагаемое в знаменателе) посредством магнитоупругой связи.

Расчетное значение МЭ-коэффициента по напряжению позволяет рекомендовать слоистые композиционные материалы на основе монокристаллических ферритов и пьезоэлектриков для использования в радиокомпонентах, работа которых основана на генерации магнитоупругих волн или на управлении параметрами магнитного резонанса с помощью электрического поля.

Таким образом, в данной работе проведено исследование МЭ-эффекта в касательно намагниченной двухслойной феррит-пьезоэлектрической структуре в области магнитоакустического резонанса. В отличие от нормально намагниченной пластинки, в касательно намагниченном образце магнитоакустический резонанс наблюдается при меньшем значении подмагничивающего поля и меньшей толщине ферритового слоя.

Список литературы

- [1] *Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M. et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 132408 (1-4).*
- [2] *Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 060408(R) (1-4).*
- [3] *Физическая акустика. Т. III. Ч. Б. Динамика решетки / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1968. 392 с.*