

УДК 537.9

М.И.Бичурин, В.М.Петров, В.В.Зибцев, А.В.Филиппов, Э.В.Ливерц*

**ВЛИЯНИЕ ИЗГИБНОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НАНОСТРУКТУРЕ
НА МИКРОВОЛНОВЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ**

*Институт электронных и информационных систем НовГУ, Mirza.Bichurin@novsu.ru
* Израиль, Бершева, Университет им. Бен-Гуриона, Негев*

Calculation of microwave magnetoelectric effect in two-layer ferrite-piezoelectric nanostructure is represented. Magnetoelectric effect consists in magnetic resonance line shift at applied electric field taking into account the flexural strain. It is shown that the use of structure providing the flexural strain results in significant increase of magnetoelectric effect.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, феррит-пьезоэлектрическая наноструктура, изгибная деформация

Задачей данной работы является моделирование магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в области магнитного резонанса в двухслойной феррит-пьезоэлектрической наноструктуре, заключающегося в смещении линии магнитного резонанса при воздействии внешнего электрического поля на пьезоэлектрическую компоненту [1-3]. Рассмотрим двухслойную феррит-пьезоэлектрическую наноструктуру на подложке. Будем считать, что к ферритовой компоненте приложено подмагничивающее поле H_0 достаточной величины, чтобы обеспечить однодоменную структуру. На образец воздействует также переменное магнитное поле H , необходимое для наблюдения магнитного резонанса. При этом поле H_0 направлено по оси Oz , а переменное поле H лежит в плоскости xOy .

Для расчета сдвига линии магнитного резонанса во внешнем электрическом поле в качестве исходных используются уравнения движения намагниченности, уравнения электростатики, материальные соотношения для ферритовой и пьезоэлектрической фаз, а также подложки.

Уравнение движения намагниченности ферритовой фазы имеет вид

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_s} [M \times \nabla_M W], \quad (1)$$

где W — плотность свободной энергии ферритовой фазы; M — вектор намагниченности; γ — гиромагнитное отношение; M_s — намагниченность насыщения.

Плотность свободной энергии ферритового кристалла может быть записана в виде

$$W = W_H + W_S + W_m + W_K.$$

Здесь W_H — магнитная энергия, для которой справедливо выражение

$$W_H = -M \times (H - \vec{N} M),$$

где H — магнитное поле; \vec{N} — тензор размагничивающих факторов формы.

Будем считать, что кристаллическая решетка феррита имеет кубическую симметрию, а пьезоэлектрик — одноосную (∞m). Для случая, когда оси координат направлены вдоль ребер куба, сумма энергии анизотропии W_K , магнитоупругой и упругой энергии запишется в виде

$$\begin{aligned} W_S + W_m + W_K = & \frac{K_1}{M_S^4} (M_x^2 M_y^2 + M_y^2 M_z^2 + M_z^2 M_x^2) + \\ & + \frac{K_2}{M_S^6} M_x^2 M_y^2 M_z^2 + \frac{B_1}{M_S^2} (M_x^2 S_1 + M_y^2 S_2 + M_z^2 S_3) + \\ & + \frac{B_1}{M_S^2} (M_y M_z^m S_4 + M_z M_x^m S_5 + M_x M_y^m S_6) + \\ & + \frac{1}{2} m c_{11} ({}^m S_1^2 + {}^m S_2^2 + {}^m S_3^2) + \frac{1}{2} m c_{44} ({}^m S_4^2 + {}^m S_5^2 + {}^m S_6^2) + \\ & + {}^m c_{12} ({}^m S_1^m S_2^m + {}^m S_2^m S_3^m + {}^m S_3^m S_1^m). \end{aligned}$$

В этом выражении симметричный тензор деформации ${}^m S_{ij}$ преобразован к виду 1×6 при использовании двухиндексных обозначений.

Уравнение (1) может быть линеаризовано при условии, что переменные составляющие полей и на-

магниченности малы по сравнению с постоянными.

$i\omega m + \gamma m \times H_{ef} + \gamma M_0 \times h_{ef} + i\alpha \omega [m \times M_0] / M_0 = -M_0 \times h$, (2) где ω — круговая частота; m — переменная составляющая намагниченности; H_{ef} и h_{ef} — постоянная и переменная составляющие эффективного магнитного поля; h — внешнее переменное магнитное поле; α — параметр потерь.

Для решения линеаризованного уравнения движения будем использовать метод эффективных размагничивающих факторов, которые определяются соотношением

$$H_{ef} = -N_{ef} M.$$

Проецируя векторное уравнение (2) на оси системы координат, ось 3 которой направлена вдоль равновесной намагниченности, и приравняв нулю определитель полученной системы уравнений, находим выражение для частоты магнитного резонанса:

$$\omega = \gamma \left\{ \left[H_3 + \sum (N_{11}^i - N_{33}^i) M_0 \right] \times \left[H_3 + \sum (N_{22}^i - N_{33}^i) M_0^i \right] - \left(\sum_i N_{12}^i M_0 \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где H_3 — проекция внешнего подмагничивающего поля на направление равновесной намагниченности; $N_{kl}^{i=m}$ — размагничивающие факторы формы; $N_{kl}^{i=a}$ — эффективные размагничивающие факторы магнитной кристаллографической анизотропии; $N_{kl}^{i=E}$ — эффективные размагничивающие факторы, обусловленные МЭ взаимодействием.

Используя выражение (3), можно получить соотношение для сдвига резонансной линии при воздействии на образец внешнего электрического поля в линейном по $N_{kl}^{i=E}$ приближении:

$$\delta H_E = -\frac{M_0}{Q_1} [Q_2 (N_{11}^E - N_{33}^E) + Q_3 (N_{22}^E - N_{33}^E) - Q_4 N_{12}^E], \quad (4)$$

где $Q_1 = 2H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} [(N_{11}^E - N_{33}^E) + (N_{22}^E - N_{33}^E)]$;

$$Q_2 = \left[H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{22}^E - N_{33}^E) \right];$$

$$Q_3 = \left[H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{11}^E - N_{33}^E) \right];$$

$$Q_4 = 2M_0 \sum_{i \neq E} N_{12}^i.$$

Для расчета сдвига линии ФМР по формуле (4) необходимо определить компоненты тензора механических напряжений, создаваемых в ферритовом слое под воздействием электрического поля. С этой целью рассмотрим двухслойную наноструктуру состава железо-иттриевый гранат (ЖИГ) — пьезоэлектрический твердый раствор PMN-РТ на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), как показано на рис.1. Очевидно, внешнее электрическое поле равно среднему значению электрического поля в пьезоэлектрическом слое.

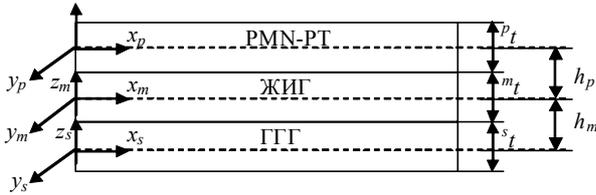


Рис.1. Схематическое изображение двухслойной структуры на подложке

Для компонент тензора деформаций и электрической индукции слоя PMN-PT используются обобщенный закон Гука и материальное уравнение. Аналогичные выражения можно записать для ферритовой фазы и подложки.

В качестве примера рассмотрим структуру, для которой направление поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с осью [111] ферритовой фазы. В этом случае выражение для тензора податливости имеет вид

$${}^m S_{ijkl} = {}^m s_{i'j'k'l'} \beta_{ii'} \beta_{jj'} \beta_{kk'} \beta_{ll'}$$

Считается, что все слои рассматриваемой структуры имеют идеальный механический контакт. При этом сдвиговые напряжения создают в каждом слое изгибающие моменты, поскольку сдвигающие усилия направлены несимметрично относительно срединных плоскостей слоев. Для учета изгибных деформаций продольные аксиальные деформации слоев следует представить в виде функции вертикальной координаты z_i :

$${}^i S_j = {}^m S_{j0} + z_m / R_j,$$

где ${}^i S_{10}$ и ${}^i S_{20}$ — деформации срединных плоскостей вдоль осей x и y (при $z_i = 0$); R_1 и R_2 — радиусы кривизны; z_i отсчитывается от срединной плоскости i -го слоя ($i = m, p, s$). Из геометрических соображений ясно, что

$${}^m S_{j0} - {}^p S_{j0} = h_m / R_j,$$

$${}^p S_{j0} - {}^s S_{j0} = h_p / R_j,$$

где $h_m = ({}^m t + {}^p t) / 2$, $h_p = ({}^p t + {}^s t) / 2$, ${}^m t, {}^p t$ и ${}^s t$ — толщины ферритового, пьезоэлектрического слоев и подложки соответственно.

Для нахождения деформаций срединных плоскостей и радиусов кривизны будем использовать условия равновесия структуры, которые заключаются в приравнивании нулю суммы аксиальных сил, действующих в каждом слое, а также в приравнивании суммы вращающих моментов, действующих на каждый слой, сумме моментов аксиальных сил:

$$F_{m1} + F_{p1} + F_{s1} = 0,$$

$$F_{m2} + F_{p2} + F_{s2} = 0,$$

$$F_{m1} h_m + F_{p1} (h_m + h_p) = M_{m1} + M_{p1} + M_{s1},$$

$$F_{m2} h_m + F_{p2} (h_m + h_p) = M_{m2} + M_{p2} + M_{s2},$$

где $F_{i1} = \int_{-t/2}^{t/2} {}^i T_1 dz_i$, $F_{i2} = \int_{-t/2}^{t/2} {}^i T_2 dz_i$, $M_{i1} = \int_{-t/2}^{t/2} z_i {}^i T_1 dz_i$ и

$$M_{i2} = \int_{-t/2}^{t/2} z_i {}^i T_2 dz_i.$$

Решение этой системы уравнений позволяет найти ${}^m S_{10}$, ${}^m S_{20}$, R_1 и R_2 . Подстановка найденных напряжений в формулу (4) позволяет определить сдвиг резонансной линии, обусловленный воздействием внешнего электрического поля.

Будем считать, что подмагничивающее поле направлено вдоль оси [111] ферритового слоя. В этом случае матрица направляющих косинусов β имеет вид

$$\beta_{ij'} = \begin{bmatrix} \sqrt{2}/2 & \sqrt{6}/6 & \sqrt{3}/3 \\ -\sqrt{2}/2 & \sqrt{6}/6 & \sqrt{3}/3 \\ 0 & -\sqrt{6}/3 & \sqrt{3}/3 \end{bmatrix},$$

а размагничивающие факторы формы равны

$$N_{11}^F = N_{22}^F = 0, N_{33}^F = 4\pi.$$

Расчетная зависимость сдвига линии ФМР, обусловленного МЭ эффектом, от нормированной толщины подложки из ГГГ $v_s = {}^s t / ({}^m t + {}^p t)$ для структуры ЖИГ — PMN-PT приведена на рис.2.

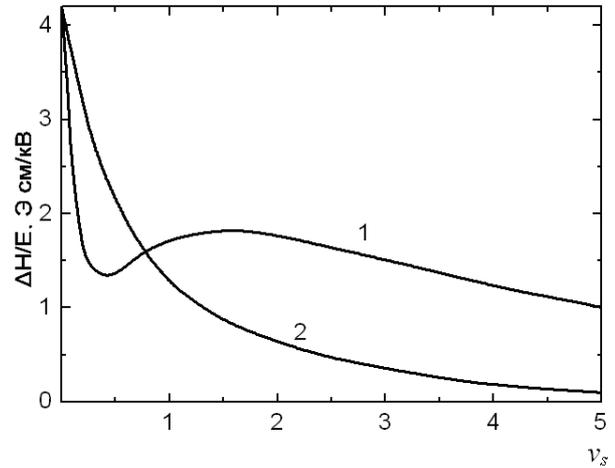


Рис.2. Зависимость сдвига резонансного поля от толщины подложки: 1 — с учетом изгибной деформации структуры, 2 — без учета изгибной деформации

Как следует из зависимостей, приведенных на рис.2, учет изгибной деформации структуры приводит к значительному увеличению расчетной величины сдвига резонансного магнитного поля. При $v_s = 1,5$ сдвиг линии ФМР увеличивается приблизительно в 2 раза, а при $v_s = 5$ — в 10 раз.

Таким образом, максимальный МЭ эффект в области магнитного резонанса достигается при использовании малой объемной доли ферритовой компоненты, пьезоэлектрика с большим пьезоэлектрическим модулем и феррита с большой магнитострикцией. Использование структуры, обеспечивающей изгибную деформацию, приводит к существенному увеличению МЭ эффекта по сравнению со структурой, допускающей только аксиальную деформацию.

1. Bichurin M.I., Kornev I.A., Petrov V.M., Tatarenko A.S., Kiliba Yu.V., and Srinivasan G. // Phys. Rev. 2001. B.64, 094409.
2. Bichurin M.I., Petrov V.M., Kiliba Yu.V., and Srinivasan G. // Phys. Rev. 2002. B.66, 134404.
3. Shastry S., Srinivasan G., Bichurin M.I., Petrov V.M., and Tatarenko A.S. // Phys. Rev. 2004. B.70, 064416.