

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА



УДК 537.635:621.318

О.В.Антоненков

РАСЧЕТ СДВИГА ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СЛОИСТЫХ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Theoretical and experimental research of the magnetic resonance line shift in ferrite-piezoelectric composites is presented. The expression for the shift of the resonance line by action electric field is obtained. If the piezoelectric phase in the composite is increased the shift of the resonance line is increased too.

Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в области ферромагнитного резонанса (ФМР) заключается в сдвиге резонансной линии под действием электрического поля. Его возникновение в композитах связано с механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. При приложении электрического поля вследствие пьезоэффекта в пьезоэлектрической фазе возникают механические напряжения, которые передаются в магнитную компоненту и за счет магнитострикции происходит изменение магнитного момента, в результате чего наблюдается сдвиг резонансной линии. В [1] представлена теория МЭ эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах для слоистых образцов. Рассматривается структура, состоящая из механически зажатых магнитострикционно-пьезоэлектрических дисков без учета сил трения между слоями. Однако на практике гораздо чаще используются образцы в свободном состоянии. В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование сдвига линии магнитного резонанса в композитах.

Расчет сдвига линии магнитного резонанса

В качестве модели рассмотрена двухслойная феррит-пьезоэлектрическая структура в форме диска радиусом R , состоящая из феррита толщиной mh и пьезоэлектрика толщиной ph

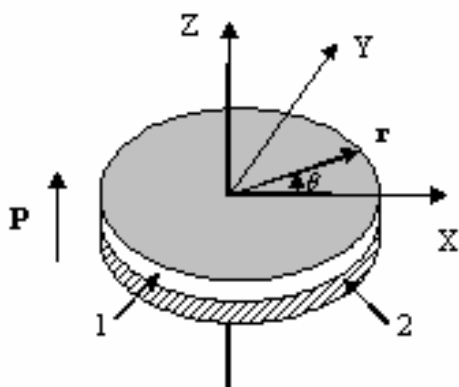


Рис.1. Геометрия образца: 1 — пьезоэлектрик; 2 — магнетик

(рис.1). Пусть феррит имеет кубическую ($m3m$) симметрию, а пьезоэлектрик — ∞m симметрию относительно оси поляризации. Толщина диска мала по сравнению с его радиусом, т.е. $^mh, ^ph \ll R$. На нижней и верхней поверхности структуры нанесены тонкие металлические контакты, толщина которых считается пренебрежимо малой. Пусть слой пьезоэлектрика поляризован по нормали к плоскостям контактов (ось Z). Постоянное (подмагничивающее) и переменное магнитные поля совпадают с направлением поляризации.

Так как поверхности диска свободны, то, следовательно, нормальные составляющие тензора механических напряжений на них равны нулю. Для тонкого диска можно считать, что компонента тензора напряжений T_3 равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме. Кроме того, верхняя и нижняя поверхности диска эквипотенциальны, поэтому отличной от нуля будет только z -проекция вектора напряженности электрического поля. С учетом этого уравнения для тензора деформаций магнитной mS и пьезоэлектрической pS фаз соответственно имеют вид

$$\begin{aligned} ^mS_1 &= s_{11} ^mT_1 + s_{12} ^mT_2, \\ ^mS_2 &= s_{12} ^mT_1 + s_{22} ^mT_2, \\ ^pS_1 &= s_{11} ^pT_1 + s_{12} ^pT_2 + d_{31}E_3, \\ ^pS_2 &= s_{12} ^pT_1 + s_{22} ^pT_2 + d_{31}E_3, \end{aligned} \quad (1)$$

где $^ms_{ij}$, $^ps_{ij}$ — модули податливости магнитной и пьезоэлектрической фаз соответственно; d_{ij} — пьезоэлектрические модули; E_3 — z -проекция вектора напряженности электрического поля.

Ниже будет рассматриваться случай, когда ось поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с $[111]$ осью магнитострикционной фазы. Тогда компоненты тензора податливости магнитострикционной фазы примут вид

$$^ms_{ijkl} = ^ms_{i'j'k'l'} \beta_{ii'} \beta_{jj'} \beta_{kk'} \beta_{ll'}, \quad (2)$$

где индексы $ijkl$ относятся к координатной системе $(1, 2, 3)$, в которой ось 3 совпадает с направлением равновесной намагниченности, а индексы $i'j'k'l'$ относятся к кристаллографической системе координат $(1', 2', 3')$, β — матрица направляющих косинусов осей $(1, 2, 3)$ относительно осей $(1', 2', 3')$.

Для дальнейших расчетов удобно воспользоваться симметрией задачи и перейти к цилиндрической системе координат z, r и θ . При переходе к новой системе координат компоненты тензора деформаций и напряжений преобразуются известным образом [2]:

$$\begin{aligned} S_1 &= S_{rr} \cos^2\theta - 2S_{r\theta} \sin\theta \cos\theta + S_{\theta\theta} \sin^2\theta, \\ S_2 &= S_{rr} \sin^2\theta + 2S_{r\theta} \sin\theta \cos\theta + S_{\theta\theta} \cos^2\theta, \\ T_{rr} &= T_1 \cos^2\theta + 2T_5 \sin\theta \cos\theta + T_2 \sin^2\theta, \\ T_{\theta\theta} &= T_1 \sin^2\theta - 2T_5 \sin\theta \cos\theta + T_2 \cos^2\theta, \\ T_1 &= T_{rr} \cos^2\theta - 2T_{r\theta} \sin\theta \cos\theta + T_{\theta\theta} \sin^2\theta, \\ T_2 &= T_{rr} \sin^2\theta - 2T_{r\theta} \sin\theta \cos\theta + T_{\theta\theta} \cos^2\theta, \\ T_5 &= (T_{rr} - T_{\theta\theta}) \sin\theta \cos\theta + T_{r\theta} (\cos^2\theta - \sin^2\theta). \end{aligned}$$

Компоненты тензора деформаций в цилиндрической системе координат определяют через вектор смещения среды u следующим образом:

$$\begin{aligned} S_{rr} &= \partial u_r / \partial r, \\ S_{\theta\theta} &= (1/r) \partial u_\theta / \partial \theta + u_r / r, \\ S_{r\theta} &= \partial u_\theta / \partial r - u_\theta / r + (1/r) \partial u_r / \partial \theta. \end{aligned}$$

С учетом осевой симметрии задачи в цилиндрической системе координат отличными от нуля компонентами тензора напряжений и деформаций будут T_{rr} , $T_{\theta\theta}$, S_{rr} и $S_{\theta\theta}$. Остальные компоненты тензоров напряжений и деформаций равны нулю. Кроме того, из осевой симметрии следует, что компонента смещения u_θ равна нулю. С учетом этого уравнения (1) примут вид:

$$\begin{aligned} ^mS_{rr} &= ^ms_{11}T_{rr} + ^ms_{12}T_{\theta\theta}, \\ ^mS_{\theta\theta} &= ^ms_{12}T_{rr} + ^ms_{11}T_{\theta\theta}, \\ ^pS_{rr} &= ^ps_{11}T_{rr} + ^ps_{12}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3, \\ ^pS_{\theta\theta} &= ^ps_{12}T_{rr} + ^ps_{11}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение эластостатики в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r}(T_{rr} - T_{\theta\theta}) = 0. \quad (4)$$

Выразим из (3) компоненты тензора напряжений через компоненты тензора деформаций:

$$\begin{aligned} {}^m T_{rr} &= \frac{1}{{}^m s_{11}(1 - {}^m v^2)}({}^m S_{rr} + {}^m v {}^m S_{\theta\theta}), \\ {}^m T_{\theta\theta} &= \frac{1}{{}^m s_{11}(1 - {}^m v^2)}({}^m v S_{rr} + {}^m S_{\theta\theta}), \\ {}^p T_{rr} &= \frac{1}{{}^p s_{11}(1 - {}^p v^2)}({}^p S_{rr} + {}^p v {}^p S_{\theta\theta} - (1 + {}^p v)d_{31}E_3), \\ {}^p T_{\theta\theta} &= \frac{1}{{}^p s_{11}(1 - {}^p v^2)}({}^p v {}^p S_{rr} + {}^p S_{\theta\theta} - (1 + {}^p v)d_{31}E_3), \end{aligned} \quad (5)$$

где ${}^m v = -{}^m s_{12} / {}^m s_{11}$, ${}^p v = -{}^p s_{12} / {}^p s_{11}$ — коэффициенты Пуассона магнитной и пьезоэлектрической фазы соответственно.

Подставим выражения (5) в уравнение эластостатики (4). После преобразований получим следующее уравнение для радиальных смещений среды:

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} = 0.$$

Общее решение этого уравнения имеет вид

$$u_r = c_1 r + c_2 / r. \quad (6)$$

Постоянные интегрирования c_1 и c_2 определяются из граничных условий. При $r = 0$ смещение ${}^m u(r) = {}^p u(r) = 0$. Из условия равновесия образца следует, что при $r = R$

$${}^m T_{rr} {}^m h + {}^p T_{rr} {}^p h = 0.$$

Пусть на границе раздела магнетик-пьезоэлектрик ${}^m S_{rr} = k {}^p S_{rr}$, где $k = 0 \div 1$ — коэффициент сцепления фаз, учитывающий неидеальность контакта между фазами. Тогда

$$c_1 = \frac{k {}^p h {}^m s_{11}(1 - {}^m v)}{{}^p h {}^m s_{11}(1 - {}^m v) + k {}^m h {}^p s_{11}(1 - {}^p v)} d_{31} E_3, \quad c_2 = 0.$$

Подставим значения постоянных интегрирования c_1 и c_2 в (6) и выразим компоненты тензора напряжений через компоненты тензора деформаций:

$$\begin{aligned} {}^m T_{rr} &= \frac{k}{{}^m s_{11}(1 - {}^m v) + k V {}^p s_{11}(1 - {}^p v)} d_{31} E_3, \\ {}^m T_{\theta\theta} &= \frac{k}{{}^m s_{11}(1 - {}^m v) + k V {}^p s_{11}(1 - {}^p v)} d_{31} E_3, \end{aligned} \quad (7)$$

где $V = {}^m h / {}^p h$.

Механические напряжения приводят к изменению намагниченности феррита, вследствие чего происходит сдвиг линии магнитного резонанса. Влияние внешнего постоянного электрического поля E на спектр магнитного резонанса можно описать посредством дополнительного члена в термодинамическом потенциале ΔW_{ME} [3].

$$W = \int_V (W_0 + \Delta W_{ME}) d^3 x,$$

где W_0 — плотность термодинамического потенциала при $E = 0$. ΔW_{ME} может быть найден посредством упругих, магнитоупругих, магнитоэлектрических, пьезоэлектрических и электроэлектрических вкладов при указанных граничных условиях:

$$\Delta W_{ME} = -3\lambda_{100} [T_{r'r'} (M_1^2 \cos^2 \theta + M_2^2 \sin^2 \theta) + T_{\theta'\theta'} (M_1^2 \sin^2 \theta + M_2^2 \cos^2 \theta)] / 2M_0^2.$$

Здесь компоненты тензора напряжений $T_{ij'}$ записываются в виде

$$T_{ij'} = {}^m T_{ij} \beta_{ii'} \beta_{jj'}, \quad (8)$$

где ${}^m T_{ij}$ определяются выражением (7).

Частота магнитного резонанса может быть рассчитана методом размагничивающих факторов [4], применение которого приводит к следующей формуле:

$$\omega = \gamma \left\{ \left[H_3 + \sum_i (N_{11}^i - N_{33}^i) M_0 \right] \left[H_3 + \sum_i (N_{22}^i - N_{33}^i) M_0^i \right] - \left(\sum_i N_{12}^i M_0 \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

где γ — магнитомеханическое отношение; H_3 — проекция внешнего магнитного поля на направление равновесной намагниченности; M_0 — намагниченность насыщения; N_{kn}^i — эффективные размагничивающие факторы, характеризующие поля магнитной анизотропии. В выражении (9) суммирование ведется по всем видам магнитной анизотропии: $N_{kl}^{i=F}$ — геометрические размагничивающие факторы; $N_{kl}^{i=a}$ — эффективные размагничивающие факторы за счет магнитной кристаллографической анизотропии; $N_{kl}^{i=E}$ — эффективные размагничивающие факторы за счет МЭ взаимодействия.

Эффективные размагничивающие факторы вследствие магнитной кристаллографической анизотропии и МЭ взаимодействия определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} N_{11}^a - N_{33}^a &= [2(\beta_{31'}^4 + \beta_{32'}^4 + \beta_{33'}^4) - 6(\beta_{11'}^2 \beta_{31'}^2 + \beta_{12'}^2 \beta_{32'}^2 + \beta_{13'}^2 \beta_{33'}^2)] H_a / M_0, \\ N_{22}^a - N_{33}^a &= [2(\beta_{31'}^4 + \beta_{32'}^4 + \beta_{33'}^4) - 6(\beta_{21'}^2 \beta_{31'}^2 + \beta_{22'}^2 \beta_{32'}^2 + \beta_{23'}^2 \beta_{33'}^2)] H_a / M_0. \end{aligned} \quad (10)$$

Для рассматриваемых направлений намагниченности $N_{12}^a = 0$.

Используя выражение (9), легко показать, что сдвиг резонансной линии под действием электрического поля в первом порядке приближения N_{kl}^E имеет вид

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

где $Q_1 = 2H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} [(N_{11}^i - N_{33}^i) + (N_{22}^i - N_{33}^i)]$; $Q_2 = [H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{22}^i - N_{33}^i)]$;

$Q_3 = [H_3 + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{11}^i - N_{33}^i)]$; $Q_4 = 2M_0 \sum_{i \neq E} N_{12}^i$. Здесь H_3 определяется выражением (9).

Далее рассмотрим два случая ориентации магнитного поля и тензора напряжений для образца.

1. Пусть плоскость образца совпадает с (111) кристаллографической плоскостью, а поле H параллельно направлению [111] и перпендикулярно плоскости образца. В этом случае матрица β примет вид

$$\beta_{ij'} = \begin{bmatrix} \sqrt{6}/3 & \sqrt{3}/3 & \sqrt{3}/3 \\ -\sqrt{6}/6 & \sqrt{2}/2 & \sqrt{3}/3 \\ -\sqrt{6}/6 & -\sqrt{2}/2 & \sqrt{3}/3 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

а геометрические размагничивающие факторы —

$$N_{11}^F = N_{22}^F = 0, \quad N_{33}^F = 4\pi. \quad (12)$$

Эффективные размагничивающие факторы за счет МЭ взаимодействия примут следующий вид:

$$\begin{aligned} N_{11}^E - N_{33}^E &= (1/2 M_0^2) [T_{r'r'} (\sin^2 \theta - 2 \cos^2 \theta) - T_{\theta'\theta'} (\cos^2 \theta - 2 \sin^2 \theta)] \lambda_{100}, \\ N_{22}^E - N_{33}^E &= (1/2 M_0^2) [2T_{r'r'} (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) - T_{\theta'\theta'} (2 \sin^2 \theta - \cos^2 \theta)] \lambda_{100}. \end{aligned} \quad (13)$$

Учитывая (2), (7), (8), (10), (11) — (13), получим следующее выражение для сдвига линии магнитного резонанса при приложении электрического поля:

$$\delta H_E = \frac{C}{2M_0} \frac{k\lambda_{100}}{^m s_{11}(1 - ^m \nu) + kV^p s_{11}(1 - ^p \nu)} d_{31} E_3, \quad (14)$$

$$\text{где безразмерный коэффициент } C = \frac{H_3 - 4\pi M_0 + \frac{22}{9} H_a}{2H_3 - 8\pi M_0 - \frac{19}{9} H_a}.$$

2. Пусть плоскость образца совпадает с (111) кристаллографической плоскостью, а поле H лежит в плоскости образца и параллельно направлению $[011]$. В этом случае матрица β примет вид

$$\beta_{ij'} = \begin{bmatrix} \sqrt{6}/3 & \sqrt{3}/3 & 0 \\ -\sqrt{6}/6 & \sqrt{3}/3 & -\sqrt{2}/2 \\ -\sqrt{6}/6 & \sqrt{3}/3 & \sqrt{2}/2 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

а геометрические размагничивающие факторы —

$$N_{11}^F = N_{33}^F = 0, \quad N_{22}^F = 4\pi. \quad (16)$$

Эффективные размагничивающие факторы за счет МЭ взаимодействия примут следующий вид:

$$\begin{aligned} N_{11}^E - N_{33}^E &= (1/2 M_0^2) [T_{r'r'} (\sin^2 \theta - 2 \cos^2 \theta) - T_{\theta'\theta'} (\cos^2 \theta - 2 \sin^2 \theta)] \lambda_{100}, \\ N_{22}^E - N_{33}^E &= (1/2 M_0^2) [T_{r'r'} (\sin^2 \theta - 2 \cos^2 \theta) - T_{\theta'\theta'} (\cos^2 \theta - 2 \sin^2 \theta)] \lambda_{100}. \end{aligned} \quad (17)$$

В этом случае, учитывая (2), (7), (8), (10), (15) — (17), сдвиг линии магнитного резонанса при приложении электрического поля найдем из следующего равенства:

$$\delta H_E = \frac{3}{2M_0} \frac{k\lambda_{100}}{^m s_{11}(1 - ^m \nu) + kV^p s_{11}(1 - ^p \nu)} d_{31} E_3. \quad (18)$$

Выражения (14) и (18) позволяют определить величину сдвига линии ФМР в зависимости от параметров магнитной и пьезоэлектрической фаз, их процентного состава, коэффициента связности фаз и т.д. В частности, из этих выражений следует, что сдвиг резонансной линии увеличивается при увеличении процентного содержания пьезоэлектрика в составе композита (при уменьшении параметра $V = ^m h / ^p h$).

Эксперимент

В эксперименте использовался резонансный метод исследования МЭ эффекта [5]. Измерения проводились на частоте 9,3 ГГц на установке, включающей спектрометр ЭПА-2М с двойной магнитной модуляцией. К образцу при помощи токопроводящего клея присоединялись электроды. Образец исследуемого материала устанавливался в держатель. Держатель с образцом на несколько секунд опускался в расплавленный пицеин (смесь воска и канифоли), чем устранялась возможность пробоя через воздух. Закрепленный на поворотном столике держатель с образцом опускался в центр магнитного резонатора в пучность переменного магнитного поля, и прикладывалось постоянное магнитное поле. При напряженности поля электромагнита в образце происходит резонансное поглощение энергии сверхвысокой частоты, что вызывает изменение уровня энергии, падающей на детектор (сигнал ФМР). Для повышения чувствительности была применена высокочастотная модуляция магнитного поля, осуществляемая с помощью витка индуктивности, введенного в резонатор и питаемого от специального генератора. На электроды подавалось импульсное напряжение величиной до 5 кВ в форме прямоугольных импульсов с регулируемой частотой и скважностью для уменьшения влияния нагрева образца на результаты измерений. Сигнал высокой частоты, выделяемый в момент резонанса, усиливался и подавался на синхронный детектор, на выходе которого получалась первая производная линии поглощения. Воздействие на образец МЭ материала элек-

трического поля приводило к смещению линии спектра магнитного резонанса. В качестве сдвига резонансного магнитного поля принималось смещение нуля производной сигнала. Первая производная линии поглощения наблюдалась на экране осциллографа.

Исследование проводилось на образцах из композиционного феррит-пьезоэлектрического материала различного состава с разным количеством и толщиной слоев. Использовались образцы в виде дисков диаметром 3-5 мм и толщиной 0,25-0,5 мм. На частоте 9,3 ГГц измерялась величина постоянного магнитного поля, при котором наблюдался ферромагнитный резонанс и ширина резонансной линии. Затем к образцам прикладывалось электрическое поле в форме «меандра» и исследовалось изменение положения линии магнитного резонанса и ее ширины.

На рис.2 приведена экспериментальная зависимость сдвига линии ФМР для образцов многослойного композиционного материала. Величина эффекта увеличивается с увеличением толщины ЦТС слоев при постоянной толщине $\text{Li}_{0,4}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_{2,4}\text{O}_4$ слоев.

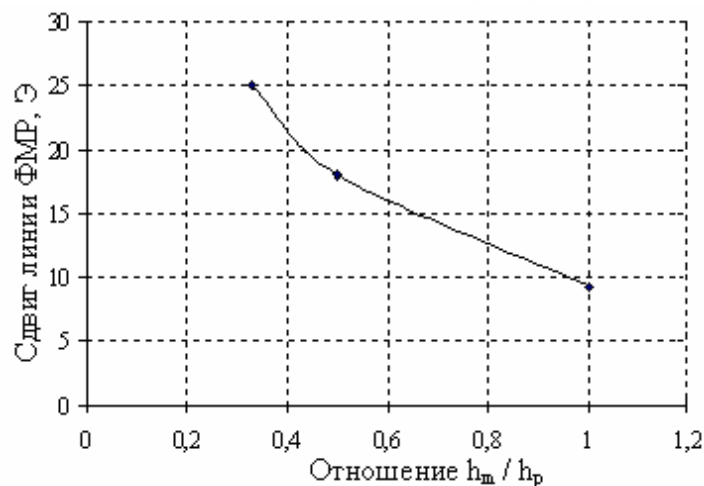


Рис.2. Зависимость сдвига линии ФМР от толщины ЦТС слоев при напряженности электрического поля 22 кВ/см для композита из 16 слоев $\text{Li}_{0,4}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_{2,4}\text{O}_4$ по 38 мкм и 15 слоев ЦТС

В композите из 11 слоев $\text{Ni}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Fe}_2\text{O}_4$ по 18 мкм и 10 слоев ЦТС переменной толщины с увеличением толщины ЦТС слоев сдвиг резонансной линии также увеличивается.

Выводы

Из полученных в результате расчета выражений следует, что величина сдвига линии ферромагнитного резонанса линейна по напряженности электрического поля и зависит от параметров магнитной и пьезоэлектрической фаз, их процентного состава, коэффициента связности фаз и т.д. Сдвиг резонансной линии увеличивается при увеличении процентного содержания пьезоэлектрика в составе композита (при уменьшении параметра $V = m h / p h$). Экспериментально исследована зависимость эффекта для образцов из феррит-никелевой шпинели — ЦТС и феррит-литиевой шпинели — ЦТС. Наблюдается хорошее соответствие между теорией и экспериментальными результатами.

1. Bichurin M.I., Kornev I.A., Petrov V.M., Tatarenko A.S., Kiliba Yu.V., Srinivasan G. // Phys. Rev. B. 2001. V.64. P.094409.
2. Mazon W.P. // Phys. Rev. 1948. V.74. №9. P.1134.
3. Митцек А.И., Смоленский Г.А. // ФТТ, 1962. №4. С.3581.
4. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
5. Бичурин М.И., Браун А.А., Килиба Ю.В., Петров В.М., Петров Р.В. // Тез. докл. 2-й Всерос. науч.-техн. конф. «Методы и средства измерений физических величин». Ч.1. Н.Новгород: НГТУ, 1997. С.22-23.