

УДК 537.9

**ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ
ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК—ФЕРРОМАГНЕТИК И ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК—ФЕРРОМАГНЕТИК—
ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК В ФОРМЕ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНКИ**

Д.А.Филиппов, Г.С.Радченко*, В.М.Лалетин, Т.О.Фирсова, Т.А.Галкина**

**INVERSE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN LAYERED STRUCTURES PIEZOELECTRIC—
FERROMAGNETIC AND PIEZOELECTRIC—FERROMAGNETIC—PIEZOELECTRIC
IN THE SHAPE OF A RECTANGULAR PLATE**

D.A.Filippov, G.S.Radchenko*, V.M.Laletin, T.O.Firsova, T.A.Galkina**

Политехнический институт НовГУ, Dmitry.Filippov@novsu.ru

**Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону*

***Институт технической акустики, Беларусь, laletin57@rambler.ru*

Представлена теория обратного магнитоэлектрического эффекта в слоистых структурах пьезоэлектрик—ферромагнетик и пьезоэлектрик—ферромагнетик—пьезоэлектрик в форме прямоугольной пластинки, основанная на совместном решении уравнений эластодинамики и электростатики отдельно для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз с учетом условий на границе раздела между фазами. Получены выражения для коэффициента обратного магнитоэлектрического преобразования через параметры, характеризующие магнитострикционную и пьезоэлектрическую фазы. Рассчитаны теоретические зависимости коэффициента обратного магнитоэлектрического преобразования от частоты переменного электрического. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: обратный магнитоэлектрический эффект, магнитострикция, пьезоэлектричество, электромеханический резонанс

The theory of inverse magnetoelectric effect in layered structures, based on a joint solution of equations of electrostatics and elastodynamics for magnetostrictive and piezoelectric phases taking into account the boundary condition at the interface is presented. The equations for frequency dependence of the inverse ME coefficient in the region of electromechanical resonance was obtained. The dependence of the inverse ME coefficient on the frequency of the alternating electric field were calculated. The calculation results are in good agreement with the experimental data.

Keywords: *inverse magnetoelectric effect, magnetostriction, piezoelectricity, electromechanical resonance*

1. Введение

Обратный, или инверсный, магнитоэлектрический эффект интересен тем, что на его основе можно создавать трансформаторы, имеющие от классических всего одну обмотку [1,2]. В отличие от автотрансформатора, который также имеет одну обмотку, в магнитоэлектрическом трансформаторе входная и выходная цепи гальванически развязаны, что создает большие преимущества перед автотрансформатором, который не имеет гальванической развязки между входной и выходной цепью.

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, лежащий в основе работы МЭ трансформатора, теоретически был предсказан [3,4] и экспериментально обнаружен [5,6] более полувека назад. Уникальность этого эффекта заключается том, что он относится к так называемым перекрестным эффектам и связывает между собой величины, имеющие разные тензорные размерности — аксиальный вектор с полярным и, наоборот, полярный с аксиальным. Прямой МЭ эффект заключается в индуцировании электрического напряжения на обкладках конденсатора, диэлектриком которого является МЭ материал. При обратном эффекте происходит изменение намагниченности МЭ материала при помещении его в электрическое поле. Обратный МЭ эффект интересен тем, что позволяет управлять магнитными свойствами вещества электрическим полем, что значительно упрощает конструкцию управляющих устройств, заменяя катушки индуктивности обкладками конденсаторов. Например, в СВЧ области спектра в МЭ кристаллах можно при помощи электрического поля управлять сдвигом линии магнитного резонанса [7-9], что позволяет создавать на этой основе такие приборы, как СВЧ- и фазовращатели, фильтры, аттенюаторы и т.д. Несмотря на многочисленные исследования, выполненные на монокристаллах, широкого применения на практике МЭ эффект не нашел. Это объясняется малостью величины эффекта и тем, что в большинстве материалов МЭ эффект наблюдается при температурах значительно ниже комнатной. Малость МЭ эффекта в монокристаллах обусловлена тем, что механизмом его возникновения является совместное действие нечетной части потенциала внутрикристаллического поля, внешнего электрического поля и спин-орбитального взаимодействия [10]. Спин-орбитальное взаимодействие является релятивистским эффектом, чем и объясняется малость МЭ эффекта в монокристаллах.

В композиционных МЭ материалах, состоящих из механически связанных между собой магнитост-

риксционной и пьезоэлектрической фаз, величина эффекта на несколько порядков больше и наблюдается он при комнатной температуре. Механизмом возникновения МЭ эффекта в композиционных материалах является механическое взаимодействие магнитостриксционной и пьезоэлектрической подсистем. При прямом эффекте в переменном магнитном поле в магнитостриксционной компоненте возникают деформации, которые посредством механического взаимодействия передаются в пьезоэлектрическую фазу, в которой вследствие пьезоэффекта происходит изменение поляризации, что приводит к возникновению напряжения на обкладках конденсатора. При обратном МЭ эффекте в результате подачи электрического напряжения на обкладки конденсатора в пьезоэлектрической компоненте возникают деформации, которые передаются в магнитостриксционную фазу, где вследствие магнитострикции происходит изменение намагниченности, что приводит к возникновению ЭДС индукции на катушке, внутри которой находится образец.

При теоретическом описании МЭ эффекта используются либо метод эффективных параметров [11,12], либо метод, основанный на решении уравнений эластодинамики и электростатики отдельно для пьезоэлектрической и магнитостриксционной фаз при учете условий на границе раздела между фазами [13,14]. Метод эффективных параметров применим тогда, когда характерные размеры композита много меньше длины звуковой волны. Он хорошо подходит для описания МЭ эффекта в объемных композитах. Описание обратного МЭ эффекта на основе этого метода выполнено в работах [15,16]. Однако для слоистых магнитостриксционно-пьезоэлектрических структур, когда длина звуковой волны соизмерима с толщиной слоев, этот метод неприменим. Ранее в работах [17-19] была представлена теория обратного МЭ эффекта, основанная на решении уравнений эластодинамики и электростатики отдельно для магнитостриксционной и пьезоэлектрической фаз с учетом условий на границе раздела. Однако в данных работах предполагалось, что смещения и деформации магнитостриксционного и пьезоэлектрического слоев одинаковы и граница раздела между слоями никак не учитывалась. При обратном МЭ эффекте под действием электрического поля колебания среды сначала возбуждаются в пьезоэлектрическом слое. Затем посредством тангенциальных напряжений эти колебания передаются через границу раздела в магнетик, где вследствие магнитострикции происходит изменение намагниченности. При распространении колебаний по толщине образца, вследствие того, что

магнитная фаза является пассивной по отношению к электрическому полю, которое возбуждает колебания в пьезоэлектрике, происходит изменение амплитуды колебаний среды, в результате чего деформации и напряжения в магнетике и пьезоэлектрике будут неоднородными по толщине образца. В данной работе этот механизм возбуждения колебаний учтен в явном виде путем введения граничных условий на интерфейсе между фазами, что делает модель более точной.

2. Обратный эффект в двухслойной пластине

При обратном эффекте в качестве объекта исследований используют образец из магнитоэлектрического материала, помещенного внутрь катушки с числом витков N . Схематичное изображение такой структуры приведено на рис.1.

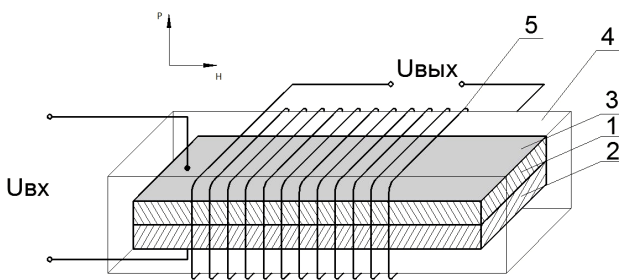


Рис.1. Схематичное изображение структуры: 1 — магнетик, 2 — пьезоэлектрик, 3 — электроды, 4 — непроводящий каркас, 5 — обмотка катушки

Для теоретического описания эффекта в качестве модели рассмотрим образец в виде прямоугольной пластинки длиной L и шириной W , представляющий собой двухслойную магнитоэлектрично-пьезо-электрическую структуру с толщиной магнетика t_m и пьезоэлектрика t_p (рис.2). На верхней и нижней поверхности пластинки нанесены тонкие металлические электроды. Образец предварительно поляризован в направлении, перпендикулярно слоям пластинки. Будем считать пластинку узкой, т.е. $L \gg W$. Это позволяет ограничиться рассмотрением колебаний, распространяющихся только по длине пластинки, вследствие того, что колебания, распространяющиеся по ширине пластинки, будут более высокочастотными. Начало системы координат совместим с границей раздела слоев, а ось Z направим вертикально вверх, перпендикулярно слоям. Ограничимся рассмотрением поперечного эффекта вследствие того, что он гораздо легче реализуется в эксперименте, чем продольный. В этом случае поле подмагничивания H_{bias} направлено по оси X перпендикулярно вектору поляризации P . Рассмотрим планарные колебания, которые распространяются вдоль оси X . Переменное электрическое поле с частотой ω возбуждает в пьезоэлектрической подсистеме упругие колебания, которые посредством касательных напряжений передаются через границу раздела в

магнитоэлектрично-пьезоэлектрической фазе, в результате чего происходит изменение намагниченности.

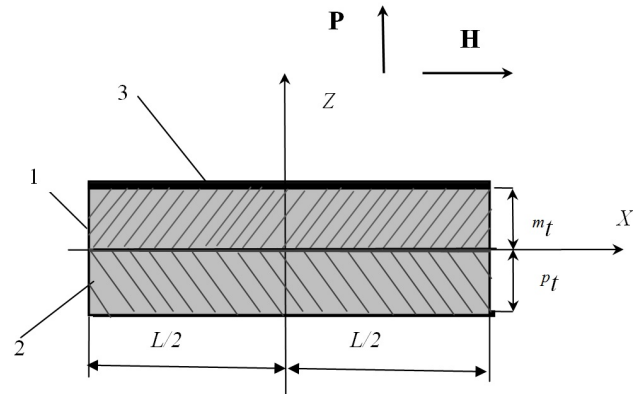


Рис.2. Модель двухслойной структуры: 1 — магнетик, 2 — пьезоэлектрик, 3 — электроды

Поскольку пластинка узкая, то отличными от нуля компонентами тензора напряжений будут только ${}^{\alpha}T_{xx}$ и ${}^{\alpha}T_{xz}$, где индекс $\alpha = p$ для пьезоэлектрика и $\alpha = m$ для магнетика. При данной ориентации полей уравнения тензора деформаций для пьезоэлектрической и магнитоэлектрической фаз ${}^{\alpha}S_{ij}$ и x — проекция вектора магнитной индукции mB_x имеют следующий вид:

$${}^pS_{xx} = \frac{1}{Y_p} {}^pT_{xx} + d_{xx,z} E_z, \quad (1)$$

$${}^pS_{xz} = \frac{1}{G_p} {}^pT_{xz}, \quad (2)$$

где ${}^pT_{xx}$ и ${}^pT_{xz}$ — компоненты тензора напряжений в пьезоэлектрической фазе, Y_p, G_p — модуль Юнга и модуль сдвига пьезоэлектрика, $d_{xx,z}$ — пьезоэлектрический тензор, E_z — z -проекция вектора напряженности электрического поля.

Для магнитоэлектрической фазы аналогичные уравнения запишутся в следующей форме:

$${}^mS_{xx} = \frac{1}{Y_m} {}^mT_{xx} + q_{xx,x}^B B_x, \quad (3)$$

$${}^mS_{xz} = \frac{1}{G_m} {}^mT_{xz}, \quad (4)$$

$$B_x = \mu_{xx} (H_x + q_{xx,x}^B T_{xx}), \quad (5)$$

где ${}^mT_{xx}$ и ${}^mT_{xz}$ — компоненты тензора напряжений в магнитоэлектрической фазе, Y_m, G_m — модуль Юнга и модуль сдвига магнетика, $q^B = \frac{\partial \lambda}{\partial B}$ — пьезомагнитный коэффициент, H_x — напряженность магнитного поля, λ — магнитоэлектричество магнетика.

Уравнение движения для смещений среды имеет вид:

$$\rho_{\alpha} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^{\alpha} T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial^{\alpha} T_{xz}}{\partial z}, \quad (6)$$

где ρ_{α} — плотность магнетика или пьезоэлектрика, ${}^{\alpha}T_{ij}$ — тензор напряжений.

Для расчета обратного МЭ эффекта воспользуемся методом, разработанным в [14]. Решение уравнения для вектора смещения среды (6) представим в виде плоских волн, амплитуда которых изменяется по толщине образца:

$${}^{\alpha}u(x, z) = {}^{\alpha}g(z)(A_1 \cos(\omega t - kx) + A_2 \sin(\omega t - kx)), \quad (7)$$

где A_1 и A_2 — постоянные интегрирования, ${}^{\alpha}g(z)$ — некоторая функция. Для нахождения этой функции подставим выражение (7) в уравнение (6), в результате чего получим два дифференциальных уравнения для функций ${}^p g(z)$ и ${}^m g(z)$ с четырьмя неизвестными постоянными интегрирования, которые определяются с помощью граничных условий. На границе раздела в точке $z = 0$ равны смещения сред и также равны тангенциальные составляющие тензора напряжений, т.е. имеют место следующие равенства:

$${}^p u(x, 0) = {}^m u(x, 0); \quad {}^p T_{xz}(x, 0) = {}^m T_{xz}(x, 0). \quad (8)$$

На свободных верхней и нижней поверхностях образца тангенциальные компоненты тензора напряжений равны нулю, т.е. имеют место следующие граничные условия:

$${}^p T_{xz}(x, z = t_p) = 0 \quad \text{и} \quad {}^m T_{xz}(x, z = -t_m) = 0. \quad (9)$$

Используя граничные условия (8,9), получим систему уравнений, условие совместности которой приводит к следующему уравнению:

$$Y_m \chi_m \operatorname{th}(\kappa_m) = Y_p \chi_p \operatorname{tg}(\kappa_p), \quad (10)$$

где $\kappa_m = \chi_m t_m$ и $\kappa_p = \chi_p t_p$ — безразмерные переменные. Здесь введены обозначения $\chi_m^2 = -2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{V_m^2} - k^2 \right]$,

$$\chi_p^2 = 2(1 + \nu) \left[\frac{\omega^2}{V_p^2} - k^2 \right], \quad V_m = \sqrt{\frac{Y_m}{\rho_m}}, \quad V_p = \sqrt{\frac{Y_p}{\rho_p}} \quad \text{— скорости продольных волн в магнетике и пьезоэлектрике соответственно.}$$

Выполняя вычисления, аналогичные проведенным в работе [14], для компонент тензора напряжений в магнитоэлектрической фазе получим уравнения в виде:

$${}^m T_{xx} = Y_m [k A_2 \cos(kx) (\exp(-2\kappa_m) \times \times \exp(\chi_m z) + \exp(-\chi_m z)) - g_{xx,x}^B B_x], \quad (11)$$

где $A_2 = \frac{\gamma q_{xx,x}^B B_x + d_{xx,x} E_z}{k \cos(\kappa) (1 + \exp(-2\kappa_m)) \left(\gamma \frac{\operatorname{th}(\kappa_m)}{\kappa_m} + \frac{\operatorname{tg}(\kappa_p)}{\kappa_p} \right)}$ и

введены безразмерные параметры $\kappa = kL/2$, $\gamma = Y_m t_m / Y_p t_p$.

Коэффициент обратного МЭ преобразования структуры определим как отношение среднего значения индукции магнитного поля в образце к величине приложенного внешнего электрического поля, ее вызвавшей, т.е.:

$$\alpha_B = \frac{\langle B_x \rangle}{\langle E_z \rangle} = \frac{1}{L \cdot t_m} \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{t_m} B_x(x, z) dx dz}{E_z}. \quad (12)$$

Подставляя выражение для тензора напряжений (13) в уравнение для магнитной индукции (5) и выполняя интегрирование с учетом закона полного тока и условия разомкнутой цепи, для коэффициента обратного МЭ преобразования получим выражение в виде:

$$\alpha_B = Y_m \mu_{xx} q_{xx,x}^B d_{xx,z} \frac{\Delta}{\Delta_a}. \quad (13)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\Delta = \frac{\operatorname{tg}(\kappa)}{\kappa} \cdot \frac{\operatorname{th}(\kappa_m)}{\kappa_m} \left(\gamma \frac{\operatorname{th}(\kappa_m)}{\kappa_m} + \frac{\operatorname{tg}(\kappa_p)}{\kappa_p} \right), \quad (14)$$

$$\Delta_a = 1 + K_m^2 (1 - \gamma \Delta), \quad K_m^2 = Y_m \mu_{xx} (q_{xx,x}^B)^2. \quad (15)$$

Как следует из (13), при значении параметра $\Delta_a = 0$ имеет место резонансное увеличение эффекта.

В области низких частот обратный МЭ коэффициент практически не зависит от частоты. В предельном случае низких частот, разлагая в ряд уравнение (13) по малым параметрам κ , κ_m , κ_p и ограничиваясь первыми членами разложения, для его низкочастотного значения получим выражение в следующем виде:

$$\alpha_B = Y_m \mu_{xx} q_{xx,x}^B d_{xx,z} / (1 + \gamma + K_m^2). \quad (16)$$

Выходное напряжение, индуцируемое на катушке, найдем, используя закон Фарадея для электромагнитной индукции. Полагая, что все магнитное поле сосредоточено в магнетике, для индуцированного напряжения получим выражение в виде:

$$V_{inv} = \omega \alpha_B \frac{t_m}{t_p} W N V_{in}, \quad (17)$$

где V_{in} — входное напряжение, подаваемое на обкладку структуры, V_{inv} — выходное напряжение, снимаемое с катушки индуктивности.

Как следует из (17), коэффициент передачи напряжения определяется выражением

$$k_T = \omega \alpha_B \frac{t_m}{t_p} W N. \quad (18)$$

Его зависимость от частоты также имеет резонансный характер, а численное значение определяется не только характеристиками образца, но и числом витков катушки.

3. Сравнение с экспериментом

В области низких частот индуцируемое вследствие обратного МЭ эффекта напряжение на катушке V_{inv} и коэффициент передачи напряжения линейно возрастает с частотой, но по мере приближения к области электромеханического резонанса зависимость становится нелинейной. На рис.3 представлена рассчитанная по формуле (17) зависимость индуцированного напряжения V_{inv} от частоты приложенного электрического поля для структуры PZT—Ni—PZT в области электромеханического резонанса, а на рис.4 — в низкочастотной области спектра. При расчетах использовались следующие параметры: длина $L = 9,5$ мм, ширина $W = 4,5$ мм, толщина каждого слоя пьезо-

электрика $t_p = 0,5$ мм, толщина никеля $t_m = 0,2$ мм, модули Юнга $Y_m = 210$ ГПа и $Y_p = 6$ ГПа для Ni и PZT соответственно, $\rho_m = 8900$ кг/м³ и $\rho_p = 7000$ кг/м³ их плотности. Значение пьезомодуля принималось равным $\rho_{z,xx} = -150$ м/В, величина пьезомагнитного коэффициента q_{xx}^B определялась из результатов работы [20].

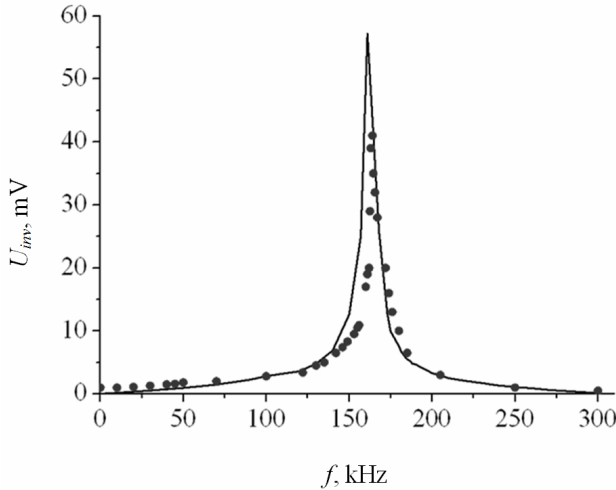


Рис.3. Зависимость индуцированного напряжения U_{inv} от частоты приложенного электрического поля для структуры PZT—Ni—PZT в области электромеханического резонанса

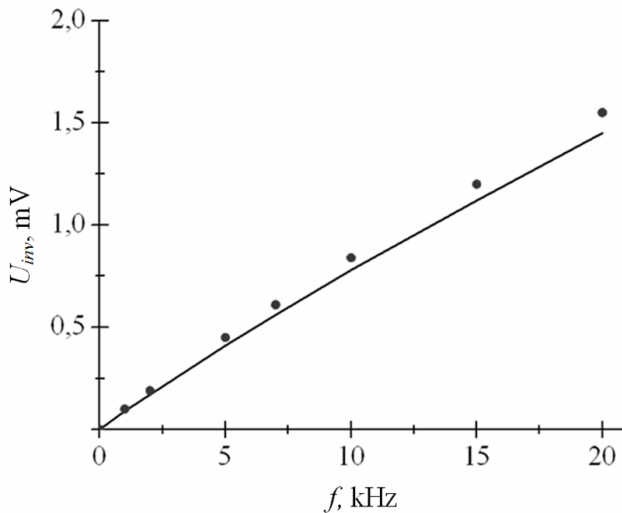


Рис.4. Зависимость индуцированного напряжения U_{inv} от частоты приложенного электрического поля для структуры PZT—Ni—PZT в низкочастотной области

Как видно из рисунка, в области низких частот наблюдается линейная зависимость V_{inv} от частоты, а на частоте порядка 180 кГц наблюдается резонансное увеличение эффекта. Рассчитанные теоретические частотные зависимости V_{inv} хорошо согласуются с экспериментальными данными, представленными в работе [17].

На рис.5 представлена рассчитанная частотная зависимость коэффициента обратного МЭ преобразования α_B от частоты для структуры D-терфенол—

ЦТС. При расчетах использовались параметры структуры, представленные в работе [21]. Параметры D-терфенола, используемые в расчетах, брались из работы [22].

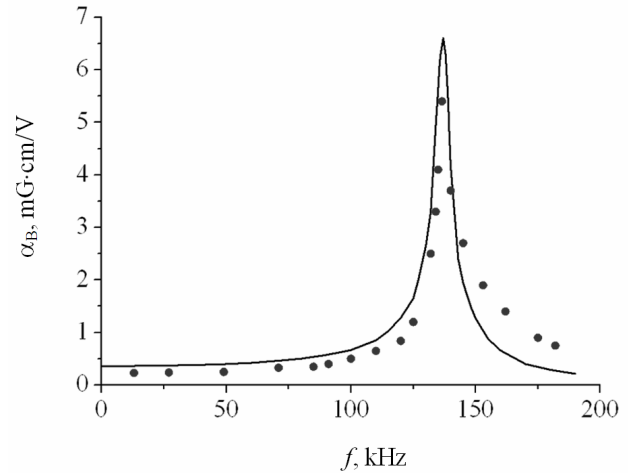


Рис.5. Частотная зависимость коэффициента обратного МЭ преобразования α_B от частоты для структуры D-терфенол—ЦТС

Как видно из рис.5, теоретическая зависимость находится в хорошем согласовании с экспериментальной, данной в работе [21].

Заключение

Таким образом, как следует из представленных выше выражений для величин, характеризующих обратный МЭ эффект, в области низких частот коэффициент обратного МЭ преобразования не зависит от частоты, в то время как индуцированное на катушке индуктивности напряжение и коэффициент передачи напряжения линейно возрастают с увеличением частоты. По мере приближения к области электромеханического резонанса зависимость указанных величин становится нелинейной и на частоте электромеханического резонанса наблюдается пиковое увеличение эффекта. Частота электромеханического резонанса зависит не только от длины образца, но также от толщины магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев. Величина коэффициента обратного МЭ преобразования нелинейным образом зависит от толщины магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев, причем кривая имеет максимум, положение которого зависит от характеристик магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев. Представленные в работе теоретические зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части государственного задания проект №11.177.2014/К и гранта конкурса РФФИ — БРФФИ проект №16-52-00184 Бел_а.

1. Филиппов Д.А., Галкина Т.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. Преобразователь напряжения на основе инверсного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖТФ. 2012. Т.38. №2. С.82-86.
2. Филиппов Д.А., Антоненков О.В., Радченко Г.С., Галкина Т.А. Кольцевой преобразователь напряжения на основе инверсного магнитоэлектрического эффекта // Вестник НовГУ. 2014. №81. С.61-63.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМЛ, 1959. 532 с.
4. Дзялошинский И.Б. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. 1960. Т.37. С.881-882.
5. Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома // ЖЭТФ. 1961. Т.40. С.1035-1041.
6. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. Anisotropy of the magnetoelectric effect in Cr₂O₃ // Phys. Rev. Lett. 1961. V.6. №11. P.607-608.
7. Kita E., Siratori K., Tasaki A.J. Electronic shift in the antiferromagnetic resonance and the mechanism of the parallel magnetoelectric effect of Cr₂O₃ // J. Phys. Soc. Jap. 1979. Vol.46. №3. P.1033-1034.
8. Бичурин М.И., Петров В.М. Влияние электрического поля на спектр антиферромагнитного резонанса в борате железа // ФТТ. 1987. Т.29. №8. С.2509-2510.
9. Zhou H.M., Chen O., Deng J.-H. Ferromagnetic resonance frequency shift model of laminated magnetoelectric structure tuned by electric field // Chinese Physics B. 2014. V.23. №04752.
10. Bichurin M.I., Filippov D.A. The microscopic mechanism of the magnetoelectric effect in the microwave range // Ferroelectric. 1997. V.204. №1-4. P.225-232.
11. Harshe G., Dougherty J.O., Newnham R.E. Theoretical modelling of multilayer magnetoelectric composites // Int. J. Appl. Electromagn. Mater. 1993. V.4. P.145-159.
12. Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers // Phys. Rev. B. 2003. V.68. P.054402 (1-13).
13. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик-пьезоэлектрик // ФТТ. 2005. Т.47. Вып.6. С.1082-1084.
14. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Galichyan T.A. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитоэлектрической структуре // ФТТ. 2013. Т.55. Вып.9. С.1728-1733.
15. Филиппов Д.А., Галкина Т.А., Srinivasan G. Инверсный магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. 2010. Т.36. Вып. 21. С.23-28.
16. Филиппов Д.А., Галкина Т.А., Лалетин В.М., Srinivasan G. Инверсный магнитоэлектрический эффект в дискообразных образцах из феррит-пьезоэлектрических композитов // ФТТ. 2011. Т.53. №9. С.1737-1742.
17. Fetisov Y.K., Petrov V.M., Srinivasan G. Inverse Magnetoelectric Effects in a Ferromagnetic-Piezoelectric Layered Structure // J. Mater. Res. 2007. Vol.22. №8. P.2074-2080.
18. Tong B., Yang X.F., Ouyang J. et al. Giant converse magnetoelectric effect of AlN-(Fe₉₀Co₁₀)₇₈Si₁₂B₁₀ thin film composites // Journal of Alloys and Compounds. 2013. V.563. P.51-54.
19. Bichurin M.I., Petrov V.M., Petrov R.V. Direct and inverse magnetoelectric effect in layered composites in electromechanical resonance range: A review // JMMM. 2012. V.324. P.3548-3549.
20. Burdin D.A., Chashin D. V., Ekonomov N. A. et al. Nonlinear magnetoelectric effects in planar ferromagnetic-piezoelectric structures // JMMM. 2014. V.358-359. P.98-104.
21. Калгин А.В., Гриднев С.А., Gribe Z.H. Особенности обратного магнитоэлектрического эффекта в двухслойных композитах Tb_{0.12}Dy_{0.2}Fe_{0.68}-PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O₃ // ФТТ. 2014. Т.56. Вып.7. С.1278-1283.
22. Lim S.H., Kim S.R., Kang S.Y. et al. Magnetostrictive properties of polymer-bonded Terfenol-D composites // JMM. 1999. V.191. P.113-121.

References

1. Filippov D.A., Galkina T.A., Laletin V.M., Srinivasan G. Preobrazovatel' napriazheniia na osnove inersnogo magnitoelektricheskogo effekta [Voltage transformer based on inverse magnetoelectric effect]. Pis'ma v ZhTF – Technical Physics Letters, 2012, no. 1, vol. 38, pp. 93–95.
2. Filippov D.A., Antonenkov O.V., Radchenko G.S., Galkina T.A. Kol'tsevoi preobrazovatel' napriazheniia na osnove inersnogo magnitoelektricheskogo effekta [Ring voltage converter based on inverse magnetoelectric effect]. Vestnik NovGU. Ser. Tekhnicheskie nauki – Vestnik NovSU. Issue: Engineering Sciences, 2014, no. 81, pp. 61-63.
3. Landau L.D., Lifshitz E.M. Elektrodinamika sploshnykh sred [Electrodynamics of continuous media]. Moscow, GIFML Publ., 1959. 532 p.
4. Dzialoshinskii I.B. K voprosu o magnitoelektricheskom effekte v antiferromagnetikakh [On the magneto-electrical effect in antiferromagnets]. Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki (ZhETF) – Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP), 1960, vol. 10, no. 3, p. 628-629.
5. Astrov D.N. Magnitoelektricheskii effekt v okisi khroma [Magnetoelectric effect in chromium oxide]. Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki (ZhETF) – Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP), 1961, vol. 13, no. 4, pp. 729-733.
6. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. Anisotropy of the magnetoelectric effect in Cr₂O₃. Physical Review Letters, 1961, vol. 6, no. 11, pp. 607-608.
7. Kita E., Siratori K., Tasaki A.J. Electronic shift in the antiferromagnetic resonance and the mechanism of the parallel magnetoelectric effect of Cr₂O₃. Journal of the Physical Society of Japan, 1979, vol. 46, no. 3, pp. 1033-1034.
8. Bichurin M.I., Petrov V.M. Vliianie elektricheskogo polia na spektr antiferromagnitnogo rezonansa v borate zheleza [Effect of an electric field on the spectrum of antiferromagnetic resonance in ferrum borate]. Fizika tverdogo tela – Physics of the Solid State, 1987, vol. 29, no. 8, pp. 2509-2510.
9. Zhou H.-M., Chen Q., Deng J.-H. Ferromagnetic resonance frequency shift model of laminated magnetoelectric structure tuned by electric field. Chinese Physics B, 2014, vol. 23, no. 04752.
10. Bichurin M.I., Filippov D.A. The microscopic mechanism of the magnetoelectric effect in the microwave range. Ferroelectric, 1997, vol. 204, no. 1-4, pp. 225-232.
11. 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.
12. Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers. Physical Review B, 2003, vol. 68, p. 054402 (1-13).
13. 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.
14. Filippov D.A., Laletin V.M., Galichyan T.A. Magnitoelektricheskii effekt v dvukhsloinoi magnitostriksionno-p'ezoelektricheskoi strukture [Magnetoelectric effect in a magnetostrictive-piezoelectric bilayer structure]. Fizika tverdogo tela – Physics of the Solid State, 2013, vol. 55, no. 9, pp. 1840-1845.
15. Filippov D.A., Galkina T.A., Srinivasan G. Inversnyi magnitoelektricheskii effekt v ferrit-p'ezoelektricheskikh strukturakh [Inverse magnetoelectric effect in ferrite-piezoelectric structures]. Pis'ma v ZhTF – Technical Physics Letters, 2010, vol. 36, no. 11, pp. 984-986.
16. Filippov D.A., Galkina T.A., Laletin V.M., Srinivasan G. Inversnyi magnitoelektricheskii effekt v diskoobraznykh obrztsakh iz ferrit-p'ezoelektricheskikh kompozitov [Inverse magnetoelectric effect in disk-shaped samples of

- ferrite piezoelectric composites]. *Fizika tverdogo tela – Physics of the Solid State*, 2011, vol. 53, no. 9, pp. 1832-1838.
17. Fetisov Y.K., Petrov V.M., Srinivasan G. Inverse magnetoelectric effects in a ferromagnetic-piezoelectric layered structure. *Journal of Materials Research*, 2007, vol. 22, no. 8, pp. 2074-2080.
 18. Tong B., Yang X.F., Ouyang J., Lin G.Q., Chen S. Giant converse magnetoelectric effect of AlN-(Fe₉₀Co₁₀)₇₈Si₁₂B₁₀ thin film composites. *Journal of Alloys and Compounds*, 2013, vol. 563, pp. 51-54.
 19. Bichurin M.I., Petrov V.M., Petrov R.V. Direct and inverse magnetoelectric effect in layered composites in electromechanical resonance range: A review. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2012, vol. 324, pp.3548-3549.
 20. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov L.Y., Fetisov Y.K., Srinivasan G. Sreenivasulu G. Nonlinear magnetoelectric effects in planar ferromagnetic-piezoelectric structures. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2014, vol. 358-359, pp. 98-104.
 21. Kalgin A.V., Gridnev S.A., Gribe Z.H. Osobennosti obratnogo magnitoelektricheskogo effekta v dvukhsloynnykh kompozitakh Tb_{0.12}Dy_{0.2}Fe_{0.68}-PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O₃ [Specific features of the inverse magnetoelectric effect in two-layered Tb_{0.12}Dy_{0.2}Fe_{0.68}-PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O₃ composites]. *Fizika tverdogo tela – Physics of the Solid State*, 2014, vol. 56, no. 7, pp. 1327-1333.
 22. Lim S.H., Kim S.R., Kang S.Y., Park J.K., Nam J.T., Son D. Magnetostrictive properties of polymer-bonded Terfenol-D composites. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 1999, vol. 191, pp. 113-121.