

## Магнитоэлектрический эффект в трехслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре

Д. А. Филиппов, Т. А. Галичян

---

Представлена теория магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в трехслойной структуре феррит – пьезоэлектрик – феррит в виде тонкой прямоугольной пластинки. На основе совместного решения уравнения движения для магнитострикционной и пьезоэлектрической среды с учетом неоднородности по толщине пластинки и материальных уравнений получено выражение для частотной зависимости магнитоэлектрического коэффициента по напряжению в области электромеханического резонанса. Представлены результаты расчета для структуры никель – цирконат-титанат свинца (ЦТС) – никель.

**Ключевые слова:** трехслойная структура, магнитострикция, пьезоэлектричество, магнитоэлектрический эффект.

---

The theory of the magnetoelectric effect in the three-layer structure ferrite-piezoelectric-ferrite in the form of rectangular plates is presented. The expression for frequency dependencies of the magnetoelectric voltage coefficient in the electromechanical resonance region is obtained using the simultaneous solution of the motion equation and material equations taking into account the heterogeneity of the thickness. The results of the calculation for the structure of nickel – lead zirconate titanate – nickel are presented.

**Keywords:** the three-layer structure, magnetostriction, piezoelectricity, magnetoelectric effect.

---

### Введение

Магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры интересны тем, что в них возможны эффекты, отсутствующие по отдельности и в магнитострикционной, и в пьезоэлектрической фазах. Одним из таких эффектов является МЭ эффект, который заключается в изменении поляризации пьезоэлектрической фазы под действием магнитного поля и, наоборот, в изменении намагниченности магнитной фазы под действием электрического поля. Механизм возникновения МЭ эффекта в трехслойных структурах заключается в механическом взаимодействии магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз. При помещении такой структуры в магнитное поле в магнитострикционных компонентах возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу, что приводит к изменению поляризации образца. Теория МЭ эффекта в объемных и многослойных композитах в области электромеханического резонанса была развита в [1 – 3]. В

этих работах на основе метода эффективных параметров получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению и проанализирована его частотная зависимость. Недостатком метода эффективных параметров с одной стороны является его ограниченность. Он применим тогда, когда характерные размеры структурных единиц композита много меньше длины акустических колебаний и композит можно рассматривать как однородную среду. С другой стороны, недостатком метода является трудность определения эффективных параметров, поэтому представляется целесообразным получить выражение для МЭ коэффициента через параметры, характеризующие магнитострикционную и пьезоэлектрическую фазы. Ранее, в [4], был рассмотрен МЭ эффект в трехслойных структурах на основе совместного решения уравнения движения и материальных уравнений, однако в этой работе предполагалось, что амплитуда колебаний одинакова по толщине образца. Это предположение с той или иной степенью точности может использоваться при

описании эффекта для довольно тонких слоев. Недавно, в [5] была представлена теория распространения упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик с учетом того, что амплитуда волны изменяется по толщине образца, а также получено дисперсионное соотношение для волн акустического диапазона.

Цель данной работы — рассмотрение последовательной теории МЭ эффекта в трехслойных структурах феррит-пьезоэлектрик-феррит и распространения упругих волн, вывод дисперсионного соотношения для упругих волн с учетом того, что амплитуда колебаний изменяется по толщине образца, а также выражения для МЭ коэффициента по напряжению, построение частотной зависимости коэффициента для структуры на основе никель – ЦТС – никель.

### Модель и основные уравнения

В качестве модели рассмотрим трехслойную структуру в форме прямоугольной пластинки длиной  $L$  и шириной  $W$ , состоящую из механически взаимодействующих между собой магнитоэлектрического и пьезоэлектрического слоев. Толщина одной пластины феррита —  $^m t$ , толщина пьезоэлектрика —  $^p t$ , величины которых не предполагаем малыми (рис. 1). На верхней и нижней поверхности пластинки нанесены тонкие металлические контакты. Выберем систему координат таким образом, чтобы начало совпадало с границей раздела слоев, а ось  $Z$  направим вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела. Пьезоэлектрический слой предварительно поляризован перпендикулярно плоскости контактов (ось  $Z$ ). Рассмотрим продольный МЭ эффект. В этом случае магнитные поля (постоянное  $H_0$  и переменное  $H$  с частотой  $\omega$ ) совпадают с направлением вектора поляризации  $P$ . Переменное магнитное поле с частотой  $\omega$  возбуждает в магнитоэлектрических слоях упругие колебания, которые посредством сдвиговых напряжений передаются через границу раздела в пьезоэлектрический слой, что приводит к возник-

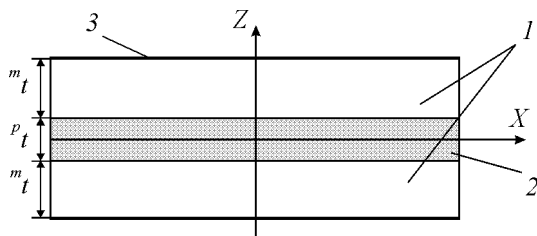


Рис. 1. Схема структуры: 1 – магнитоэлектрический слой толщиной  $^m t$ , 2 – пьезоэлектрический слой толщиной  $^p t$ , 3 – омические контакты.

новению взаимосвязанных колебаний подсистем. Полагая пластинку узкой, в первом приближении можно считать, что вдоль оси  $Y$  смещения будут однородными и отличными от нуля компонентами будут только компоненты напряжений  $T_{xx}$  и  $T_{xz}$ . Поскольку имеется резкая граница, через которую осуществляется взаимодействие между магнитоэлектрическими и пьезоэлектрическим слоем, то величина напряжений будет неоднородной по толщине образца, перпендикулярно границе раздела. С учетом этого, уравнение движения для  $x$ -проекции вектора смещения среды  $^{\alpha} u_x$  запишем в виде:

$$\alpha \rho \frac{\partial^2 \alpha u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial \alpha T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \alpha T_{xz}}{\partial z}, \quad (1)$$

где индекс  $\alpha$  равен соответственно  $m$  для магнитоэлектрических слоев,  $p$  — для пьезоэлектрического слоя,  $^{\alpha} \rho$  — плотность магнитоэлектрического и пьезоэлектрического слоя,  $^{\alpha} T_{ij}$  — тензор напряжений.

Уравнения для тензора деформаций поляризованной пьезоэлектрической фазы  $^p S_{xx}$ ,  $^p S_{xz}$  и  $z$ -проекции вектора электрической индукции  $^p D_z$  имеют следующий вид:

$$^p S_{xx} = \frac{1}{^p Y} ^p T_{xx} + ^p d_{xx,z} ^p E_z, \quad (2)$$

$$^p S_{xz} = \frac{1}{^p G} ^p T_{xz}, \quad (3)$$

$$^p D_z = ^p \epsilon_{zz} ^p E_z + ^p d_{xx,z} ^p T_{xx}, \quad (4)$$

где  $^p T_{xx}$  и  $^p T_{xz}$  — компоненты тензора напряжений в пьезоэлектрической фазе,  $^p Y$ ,  $^p G$  — модуль Юнга и модуль сдвига пьезоэлектрика,  $^p d_{xx,z}$  — пьезоэлектрический тензор,  $^p \epsilon_{zz}$  — тензор диэлектрической проницаемости,  $^p E_z$  —  $z$ -проекция вектора напряженности электрического поля.

Для магнитоэлектрических фаз, аналогичные уравнения запишем в следующей форме:

$$^m S_{xx} = \frac{1}{^m Y} ^m T_{xx} + ^m q_{xx,z} ^m H_z, \quad (5)$$

$$^m S_{xz} = \frac{1}{^m G} ^m T_{xz}, \quad (6)$$

где  $^m T_{xx}$  и  $^m T_{xz}$  — компоненты тензора напряжений в магнитоэлектрических фазах,  $^m Y$ ,  $^m G$  — модуль Юнга и модуль сдвига феррита,  $^m q_{xx,z}$  — пьезомагнитный коэффициент,  $^m H_z$  —  $z$ -проекция вектора напряженности магнитного поля.

Решение уравнения для вектора смещения среды представим в виде плоских волн, амплитуда которых изменяется по толщине образца:

$$\begin{aligned} \alpha u(x, z) = \alpha g(z) \left[ \alpha A \cos(\omega t - kx) + \right. \\ \left. + \alpha B \sin(\omega t - kx) \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\alpha A$  и  $\alpha B$  — постоянные интегрирования,  $\alpha g(z)$  — некоторая функция.

Подстановка выражения (7) в уравнение движения (1) приводит к уравнению для функции  $\alpha g(z)$ . Эти уравнения для верхнего и нижнего магнитострикционного слоя имеют одинаковую форму. После преобразований уравнения для функций, определяющих изменение амплитуды колебаний в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазе, примут следующую форму:

$${}^m g''(z) + 2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{mV_L^2} - k^2 \right] \cdot {}^m g(z) = 0, \quad (8)$$

$${}^p g''(z) + 2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{pV_L^2} - k^2 \right] \cdot {}^p g(z) = 0. \quad (9)$$

Здесь введены обозначения  $\frac{1}{mV_L^2} = \frac{m\rho}{mY}$ ,  $\frac{1}{pV_L^2} = \frac{p\rho}{pY}$ ,  ${}^m V_L$ ,  ${}^p V_L$  — скорости продольных волн в феррите и пьезоэлектрике соответственно,  $\nu$  — коэффициент Пуассона, который для сред предполагается одинаковым.

Вид функций  ${}^m g(z)$  и  ${}^p g(z)$  — (экспоненциальные или тригонометрические) зависит от знака члена, стоящего в квадратных скобках в уравнениях (8) и (9), который в свою очередь определяется соотношением между скоростями звука в феррите и пьезоэлектрике. Для определенности выберем наиболее распространенный случай, когда скорость упругих волн в феррите больше, чем в пьезоэлектрике. В частности это имеет место для структуры Ni-ЦТС-Ni.

В этом случае коэффициент, стоящий в квадратных скобках в уравнении (8), будет меньше нуля, а в уравнении (9) — больше нуля. С учетом этого решения уравнения можно записать в виде:

$${}^m g_1(z) = C_1 \exp({}^m \chi z) + C_2 \exp(-{}^m \chi z), \quad (10)$$

$${}^p g(z) = C_3 \cos({}^p \chi z) + C_4 \sin({}^p \chi z), \quad (11)$$

$${}^m g_2(z) = C_5 \exp({}^m \chi z) + C_6 \exp(-{}^m \chi z), \quad (12)$$

где введены обозначения:

$${}^m \chi^2 = -2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{mV_L^2} - k^2 \right],$$

$${}^p \chi^2 = 2(1 + \nu) \left[ \frac{\omega^2}{pV_L^2} - k^2 \right].$$

### Дисперсионное соотношение

Для нахождения дисперсионного соотношения воспользуемся граничными условиями. На верхней и нижней свободных поверхностях феррита, в точках  $z = -({}^m t + {}^p t / 2)$  и  $z = ({}^m t + {}^p t / 2)$  значения тензора напряжений равны нулю; на границах раздела магнитострикционной и пьезоэлектрической фазы смещения первой и второй сред одинаковы, одинаковы также сдвиговые напряжения. Эти граничные условия дают систему уравнений, условие совместности которой приводит к дисперсионному соотношению:

$${}^m Y {}^m \chi \cdot \text{th}({}^m \kappa) = {}^p Y {}^p \chi \cdot \text{tg} \frac{{}^p \kappa}{2}, \quad (13)$$

где  ${}^m \kappa = {}^m \chi {}^m t$  и  ${}^p \kappa = {}^p \chi {}^p t$  — безразмерные переменные.

Уравнение (13) в неявном виде определяет зависимость угловой частоты  $\omega$  от волнового вектора  $k$  при распространении упругих волн в трехслойной структуре феррит – пьезоэлектрик – феррит. В предельном случае тонких слоев, то есть в случае, когда  ${}^m \kappa = {}^m \chi {}^m t \ll 1$  и  ${}^p \kappa = {}^p \chi {}^p t \ll 1$ , разлагая функции стоящие в выражении (13) в ряд по малым параметрам  ${}^m \kappa$  и  ${}^p \kappa$  получим:

$${}^m Y ({}^m \chi)^2 {}^m t = \frac{1}{2} \cdot {}^p Y ({}^p \chi)^2 {}^p t. \quad (14)$$

Подставляя в уравнение (14) выражения для  ${}^m \chi$  и  ${}^p \chi$  после преобразований получим дисперсионное соотношение в виде:

$$\omega = \sqrt{\frac{{}^m Y {}^m h + {}^p Y {}^p t}{{}^m \rho {}^m h + {}^p \rho {}^p t}} \cdot k, \quad (15)$$

где  ${}^m h = 2 {}^m t$ .

Таким образом, в общем случае имеет место нелинейное соотношение между угловой скоростью и волновым вектором.

### Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению определяется как отношение возникающей напряженности электрического поля  $E$  к напряженности магнитного поля, вызвавшей ее, то есть

$$\alpha_E = \frac{E}{H}. \quad (16)$$

Однако, в отличие от объемных композитов, для слоистых структур МЭ коэффициент по напряжению можно определить двумя способами. Первый способ заключается в его определении как отношение электрического поля, возникающего в пьезоэлектрике к напряженности вызвавшего его магнитного поля в ферритах. При таком определении МЭ коэффициент хорошо характеризует эффективность МЭ преобразования полей, однако, при этом он не совсем качественно характеризует эффективность МЭ преобразования структуры. Второй способ определения МЭ коэффициента по напряжению состоит в его определении как отношение среднего значения напряженности электрического поля в структуре к среднему значению напряженности внешнего магнитного поля, вызвавшей ее, то есть

$$\langle \alpha_E \rangle = \frac{\langle E \rangle}{H}, \quad (17)$$

где  $\langle E \rangle = \frac{U}{m h + p t}$  — среднее значение напряженности электрического поля в структуре,  $U$  — возникающая разность потенциалов между электродами. При таком определении МЭ коэффициент по напряжению характеризует эффективность МЭ преобразования всей структуры и имеет максимальное значение при определенном соотношении толщины магнитоэлектрических и пьезоэлектрических слоев.

Для того, что бы получить теоретическое выражения для МЭ коэффициента по напряжению воспользуемся методом, разработанным ранее [1–3].

Условия механического равновесия на свободных боковых поверхностях образца в точках  $x = \mp L/2$  дают следующие граничные условия:

$$\int_{-(m_t+p_t/2)}^{-p_t/2} m T_{xx} \left( \pm \frac{L}{2}, z \right) dz + \int_{-p_t/2}^{p_t/2} p T_{xx} \left( \pm \frac{L}{2}, z \right) dz + \int_{p_t/2}^{m_t+p_t/2} m T_{xx} \left( \pm \frac{L}{2}, z \right) dz = 0. \quad (18)$$

Используя эти граничные условия, для постоянных интегрирования  $A$  и  $B$  получим следующие выражения:

$$A = 0, \\ B = \left( m Y^m h^m q_{xx,z} \langle m H_z \rangle + p Y^p t^p d_{xx,z} \langle p E_z \rangle \right) /$$

$$\left[ k \cos(\kappa) \exp \left( m \chi \frac{p t}{2} \right) \left( 1 + \exp(2^m \kappa) \right) \times \right. \\ \left. \times \left( m Y^m h^m \frac{th(m \kappa)}{m \kappa} + p Y^p t^p \frac{tg(p \kappa / 2)}{p \kappa / 2} \right) \right], \quad (19)$$

где введен безразмерный параметр  $\kappa = kL/2$ .

Выражая из (2) компоненту тензора напряжений через компоненты тензора деформаций и подставляя получившиеся выражение в уравнение для нормальной компоненты вектора электрической индукции получим уравнение

$$p D_z = p \epsilon_{zz} \left( 1 - \frac{p Y (p d_{xx,z})^2}{p \epsilon_{zz}} \right) p E_z + \\ + p Y^p d_{xx,z} \frac{\partial p u_x}{\partial x}. \quad (20)$$

Электрический ток, протекающий в структуре, найдем из уравнения:

$$I = \int_0^w dy \int_{-L/2}^{L/2} p D_z dx. \quad (21)$$

Подставляя выражение (20) в уравнение (21) и выполняя интегрирование, уравнение для электрического тока приведем к виду:

$$I = i \omega W \left[ \left( 1 - K_p^2 \right) \langle p E_z \rangle + \frac{p Y^p d_{xx,z} 4B \sin(\kappa)}{p \epsilon_{zz} L} \times \right. \\ \left. \times \frac{\exp \left( \frac{m \chi p t}{2} \right) \left( 1 + \exp(2^m \kappa) \right) \operatorname{tg} \left( \frac{p \kappa}{2} \right)}{p \kappa} \right], \quad (22)$$

где  $K_p^2 = \frac{p Y (p d_{xx,z})^2}{p \epsilon_{zz}}$  — квадрат коэффициента

электрохимической связи.

Напряженность электрического поля  $\langle p E_z \rangle$ , индуцированного в пьезоэлектрике, найдем из уравнения (22) с использованием условия разомкнутой цепи  $I=0$ . С учетом этого условия и выражения для  $B$  из (19) получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \langle {}^p E_z \rangle &= \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \epsilon_{zz} \Delta_a} \times \\ &\times \frac{{}^m Y {}^m h \langle {}^m H_z \rangle}{m Y {}^m h \frac{th({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{tg\left(\frac{{}^p \kappa}{2}\right)}{\frac{{}^p \kappa}{2}}} \times \\ &\times \frac{tg(\kappa)}{\kappa} \cdot \frac{tg\left(\frac{{}^p \kappa}{2}\right)}{\frac{{}^p \kappa}{2}}, \end{aligned} \quad (23)$$

где введено обозначение:

$$\begin{aligned} \Delta_a = 1 - K_p^2 \left( 1 - \frac{{}^p Y {}^p t}{m Y {}^m h \frac{th({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{tg\left(\frac{{}^p \kappa}{2}\right)}{\frac{{}^p \kappa}{2}}} \right) \times \\ \times \frac{tg(\kappa)}{\kappa} \cdot \frac{tg\left(\frac{{}^p \kappa}{2}\right)}{\frac{{}^p \kappa}{2}} \end{aligned} \quad (24)$$

С учетом того, что возникающая разность потенциалов между электродами равна  $U = \langle {}^p E_z \rangle {}^p t$  из (17) получим окончательное выражение МЭ коэффициента по напряжению

$$\begin{aligned} \alpha_E = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \epsilon_{zz} \Delta_a} \times \\ \times \frac{{}^m Y {}^m h}{m Y {}^m h \frac{th({}^m \kappa)}{{}^m \kappa} + {}^p Y {}^p t \frac{tg\left(\frac{{}^p \kappa}{2}\right)}{\frac{{}^p \kappa}{2}}} \times \\ \times \frac{tg(\kappa)}{\kappa} \cdot \frac{tg\left(\frac{{}^p \kappa}{2}\right)}{\frac{{}^p \kappa}{2}} \frac{{}^p t}{m h + {}^p t}. \end{aligned} \quad (25)$$

Как следует из выражения (25) частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению имеет резонансный характер. На частотах антирезонанса, определяемых условием  $\Delta_a = 0$ , имеет место резонансное увеличение МЭ коэффициента (рис. 2).

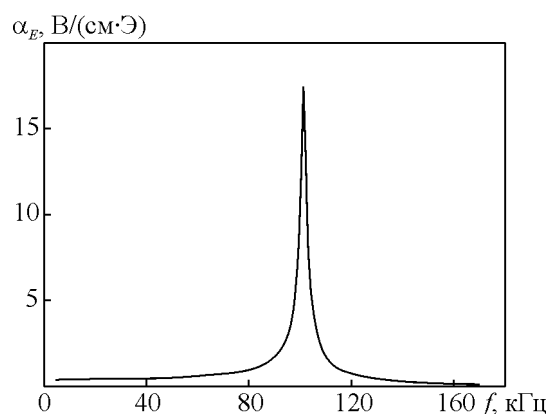


Рис. 2. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для трехслойной структуры Ni – ЦТС – Ni. Толщина слоев  $m t = 0,3$  мм,  $p t = 0,7$  мм,  $L = 20$  мм.

Величина МЭ коэффициента по напряжению в одинаковой мере зависит как от параметров магнитоэлектрично, так и пьезоэлектрического слоев. Пиковое значение коэффициента в значительной степени зависит от потерь в структуре, которые можно учесть через коэффициент затухания, представив круговую частоту в виде  $\omega = \omega' + i\chi$ , где  $\chi$  — параметр, характеризующий затухание. На рис. 2 представлена рассчитанная по формуле (25) частотная зависимость МЭ коэффициента для трехслойной структуры никель – цирконат-титанат свинца – никель. При расчетах использовали следующие параметры структуры: для никеля:  $m Y = 204$  ГПа,  $m \rho = 8900$  кг/м<sup>3</sup>,  $m q_{xx,z} = 1156 \cdot 10^{-12}$  м/А, для ЦТС:  $p Y = 65$  ГПа,  $p \rho = 7600$  кг/м<sup>3</sup>,  $p d_{xx,z} = -175 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $p \epsilon_{zz} / \epsilon_0 = 1750$  [6].

В области низких частот МЭ коэффициент по напряжению практически не зависит от частоты. Разлагая в ряд выражение (24) по малым параметрам  $\kappa$ ,  $m \kappa$ ,  $p \kappa$  и ограничиваясь первыми членами разложения, получим выражение для его низкочастотного значения

$$\begin{aligned} \langle \alpha_E^{low} \rangle = \frac{{}^p Y {}^p d_{xx,z} {}^m q_{xx,z}}{{}^p \epsilon_{zz} \left( 1 - K_p^2 \left( \frac{{}^m Y {}^m h}{m Y {}^m h + {}^p Y {}^p t} \right) \right)} \times \\ \times \frac{{}^m Y {}^m h}{m Y {}^m h + {}^p Y {}^p t} \cdot \frac{{}^p t}{m h + {}^p t}. \end{aligned} \quad (25)$$

Из уравнения (25) можно получить максимальное значение МЭ коэффициента по напряжению для трехслойной структуры при определенном соотношении толщины магнитоэлектрично и пьезо-

электрического слоев. В первом приближении можно считать, что максимальное значение МЭ коэффициент достигает в том случае, когда толщина феррита и пьезоэлектрика связаны соотношением:

$$p_t \sqrt{pY} = m_h \sqrt{mY}. \quad (26)$$

### Заключение

Слоистые магнитоэлектрические структуры показывают лучшие МЭ свойства по сравнению с объемными композитами. Учет неоднородности амплитуды колебаний по толщине образца приводит к нелинейному соотношению между угловой скоростью и волновым вектором, которое в случае малых толщин слоев переходит в линейное соотношение.

Получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению в трехслойной магнитоэлектрической структуре феррит – пьезоэлектрик – феррит через параметры, характеризующие магнитоэлектрическую и пьезоэлектрическую фазы.

Показано, что максимальное значение эффекта наблюдается при определенном соотношении между толщиной магнитоэлектрического и пьезоэлектрического слоев.

### Литература

1. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M., Laletsin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. Resonance magneto-electric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites. Phys. Rev. B, 2003, v. 68, p. 132408 (4 p.).
2. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Поддубная Н.Н., Srinivasan G. Гигантский магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах в области электромеханического резонанса. Письма в ЖТФ, 2004, т. 30, № 1, с. 15 – 20.
3. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Srinivasan G. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах. ФТТ, 2004, т. 46, № 9, с. 1621 – 1627.
4. Filippov D.A., Laletsin U., Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in magnetostrictive-piezoelectric three-layer structures. J. of Appl. Phys., 2007, v. 102, p. 093901 (4 p.).
5. Филиппов Д.А., Галичян Т.А., Фирсова Т.О. Распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик. Вестник НовГУ, 2012, № 68, с. 116 – 118.
6. Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Нан С.В. Магнитоэлектрические материалы. М.: Изд-во “Академия естествознания”, 2006, 296 с.

*Статья поступила в редакцию 23.04.2013 г.*

*Филиппов Дмитрий Александрович — Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого (Великий Новгород), доктор физико-математических наук, профессор. Специалист в области физики магнитных и пьезоэлектрических материалов. E-mail: Dmitry.Filippov@novsu.ru.*

*Галичян Тигран Александрович — Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого (Великий Новгород), аспирант. Специалист в области физики магнитных и пьезоэлектрических материалов. E-mail: tigrangalichyan@yahoo.com.*