

05;06;12

Низкочастотный магнитоэлектрический эффект в композитной планарной структуре галфенол—цирконат-титанат свинца

© А.А. Буш, К.Е. Каменцев, В.Ф. Мещеряков, Ю.К. Фетисов, Д.В. Чашин, Л.Ю. Фетисов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), 119454 Москва, Россия

e-mail: fetisov@mirea.ru

(Поступило в Редакцию 28 октября 2008 г. В окончательной редакции 19 февраля 2009 г.)

Экспериментально исследованы прямой и обратный магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в двуслойной планарной структуре, содержащей механически связанные пластины галфенола и цирконата-титаната свинца. Описана технология изготовления поликристаллических пластин галфенола, их магнитные и магнитострикционные характеристики. Для прямого МЭ-преобразования измерены зависимости амплитуды генерируемого структурой напряжения от величины и ориентации постоянного магнитного поля, частоты и амплитуды модулирующего магнитного поля. Для обратного МЭ-преобразования измерены зависимости амплитуды изменения магнитной индукции структуры от постоянного магнитного поля и частоты приложенного к структуре переменного электрического поля. Выполнены оценки эффективности прямого и обратного МЭ-преобразования при низкочастотной модуляции полей и в условиях резонансного возбуждения изгибных и продольных механических колебаний в структуре.

PACS: 75.80.+q, 77.84.Dy

Введение

Магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в композитных планарных структурах, содержащих два и более механически связанных ферромагнитных и ферроэлектрических слоя, интенсивно исследуются в последнее время в связи с перспективами их использования в датчиках магнитных полей, генераторах и преобразователях напряжения [1,2].

Прямой МЭ-эффект состоит в генерации электрического поля E в структуре во внешнем магнитном поле H . Поле H вызывает магнитострикционную деформацию ферромагнитных слоев, которая передается ферроэлектрическим слоям и приводит, вследствие пьезоэффекта, к генерации связанных зарядов и соответственно напряжения U на поверхностях структуры.

Обратный МЭ-эффект проявляется в изменении намагниченности M структуры при создании в ней электрического поля E . Приложенное к электродам структуры напряжение U вызывает электрострикционную деформацию ферроэлектрических слоев, которая передается ферромагнитным слоям и приводит, вследствие обратной магнитострикции, к изменению намагниченности M структуры.

Исследования обычно проводят в динамическом режиме. При изучении прямого МЭ-эффекта структуру помещают в постоянное поле H и переменное модулирующее поле $h(t)$ и регистрируют генерируемое переменное напряжение $U(t)$. При изучении обратного МЭ-эффекта к структуре прикладывают переменное напряжение $U(t)$ и регистрируют изменение магнитной индукции $B(t)$ структуры. Величину прямого и обратного динамических МЭ-эффектов характеризуют с помощью коэффициентов соответственно:

$$\alpha_E = E/h = (U/b)/h [\text{mV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}] \quad \text{и} \quad \alpha_B = B/E = B/(U/b) [\text{G} \cdot \text{cm} \cdot \text{V}^{-1}],$$

где b — толщина структуры.

Эффективность МЭ-взаимодействия зависит от характеристик слоев структуры, величины и ориентации постоянного поля H и частоты f переменных магнитного h и электрического E полей. Для повышения эффективности ферроэлектрические слои изготавливают из цирконата-титаната свинца (PZT) или магнийобата-титаната свинца (PMN-PT), обладающих большими пьезокоэффициентами. В качестве ферромагнетиков применяют материалы с высокой магнитострикцией насыщения λ_S в малых полях.

Для структур со слоями из металлов Ni и Fe [3], сплавов Fe–Ni и Fe–Co [4] или ферритов никеля и кобальта [5] с магнитострикцией $\lambda_S \sim (5-50) \cdot 10^{-6}$ в полях $H < 1 \text{ kOe}$ эффективность прямого МЭ-взаимодействия обычно не превышает $\alpha_E \sim 0.1 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$. Эффективность возрастает на один-два порядка, до $\alpha_E \sim 1-10 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$, когда частота модулирующего магнитного поля совпадает с частотой механических резонансов структуры [6]. Применение редкоземельного сплава Terfenol-D состава $\text{Tb}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_{2-y}$, магнитострикция которого достигает $\lambda_S \sim 10^{-3}$ при $H < 5 \text{ kOe}$, позволяет увеличить α_E до $\sim 1 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$ в области низких частот и до $\sim 10^2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$ в условиях резонанса [7]. Однако терфенол токсичен, плохо обрабатывается и имеет высокую стоимость, что ограничивает его использование.

Перспективным для применения в МЭ-структурах является сплав галфенол состава $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$. Замещение атомов Fe немагнитными атомами Ga до $x = 0.15-0.3$ увеличивает магнитострикцию монокристаллов до $\lambda_S \sim 400 \cdot 10^{-6}$ [8] и магнитострикцию аморфных поликристаллических лент до $\lambda_S \sim 2 \cdot 10^{-3}$ [9] в относи-

тельно малых полях. Галфенол легко обрабатывается, из него можно формировать образцы различной формы, он относительно дешев.

Однако МЭ-эффекты в структурах с галфенолом к настоящему времени исследованы слабо. Наблюдался только прямой МЭ-эффект в трехслойных структурах галфенол–PZT [10], галфенол–PMN-PT [11] при намагничивании структур параллельно либо перпендикулярно плоскости и в продольно намагниченной цилиндрической структуре галфенол–PZT [12].

Целью настоящей работы явилось детальное экспериментальное исследование прямого и обратного МЭ-эффектов в двуслойных структурах галфенол–PZT. В первой части статьи описана технология изготовления поликристаллических образцов галфенола, их магнитные и магнитострикционные свойства. Во второй и третьей частях приведены соответственно характеристики прямого и обратного МЭ-эффектов в изготовленных структурах при различных значениях напряженности и ориентациях магнитного поля смещения в широком диапазоне частот модуляции полей. Заключительная часть содержит оценки эффективностей прямого и обратного МЭ-взаимодействий в двуслойных структурах, выводы и рекомендации.

Изготовление галфенола и его характеристики

Поликристаллические слитки галфенола $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$ с концентрацией $x = 0.17-0.3$, соответствующей области гомогенности фазы на фазовой диаграмме системы Fe–Ga [13], были синтезированы на установке EKZ 200/500. Исходную шихту состава $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$ изготавливали из особо чистых металлического галлия и карбонильного железа. Синтез осуществляли в вакууме при давлении $\sim 10^{-3}$ Торг или в атмосфере аргона под давлением 6 atm. Смеси состава $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$ выдерживали при температуре 600–800°C в течение 4 h, затем быстро нагревали до температуры, превышающей на $\sim 50^\circ\text{C}$ температуру плавления смеси, после чего охлаждали до комнатной температуры в течение часа. Из полученных слитков диаметром 20–40 mm и толщиной ~ 10 mm на электроискровом станке в водной эмульсии были вырезаны прямоугольные пластины размером в плоскости 5×10 mm и толщиной от 0.3 до 2 mm, которые и использовали в измерениях.

Анализ элементного состава образцов проводили на рентгенофлуоресцентном микроанализаторе „Eagle III“ фирмы „EDAX“ (США) с фокусирующим поликапилляром и Si(Li) детектором. Установлено, что концентрация Ga в синтезированных в вакууме образцах на 5–10 at.% меньше содержания Ga в исходной шихте, что обусловлено повышенной летучестью Ga при низких значениях давления и высокой температуре, соответствующей температуре образования сплава $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$. Состав образцов, синтезированных в атмосфере Ar под

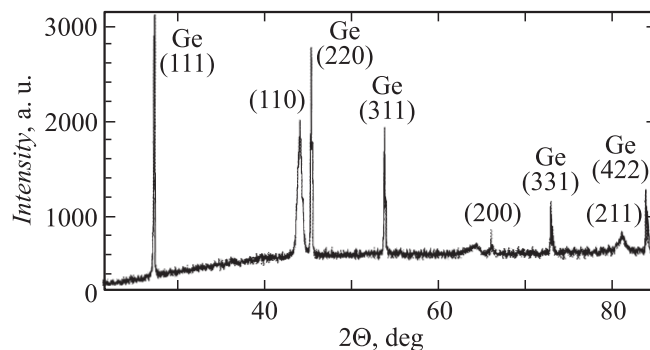


Рис. 1. Дифрактограмма с поверхности образца галфенола состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ с нанесенным на нее порошком кристаллов Ge.

давлением 6 atm с точностью до 1 at.% совпадал с составом исходной шихты.

Рентгеновский анализ образцов выполнен на дифрактометре ДРОН-3 с использованием $\lambda\text{-CuK}\alpha$ излучения и порошка кристаллов Ge в качестве внутреннего эталона. На дифрактограмме (рис. 1) кроме рефлексов от эталона наблюдались только рефлексы от объемноцентрированной кубической элементарной ячейки типа $\alpha\text{-Fe}$, что свидетельствует об однофазности полученных образцов.

Параметр решетки кристаллов возрастал практически линейно от $a = 2.882$ до 2.911 \AA при увеличении концентрации Ga в образцах от $x = 0.17$ до 0.3. Рост параметра решетки вызван, по-видимому, тем, что атом Ga имеет больший металлический радиус (1.39 \AA) по сравнению с радиусом атома Fe (1.26 \AA). Отметим, что ширина рефлексов от галфенола на рис. 1 заметно превышает ширину рефлексов от Ge, что вызвано, скорее всего, микронеоднородностями состава образцов.

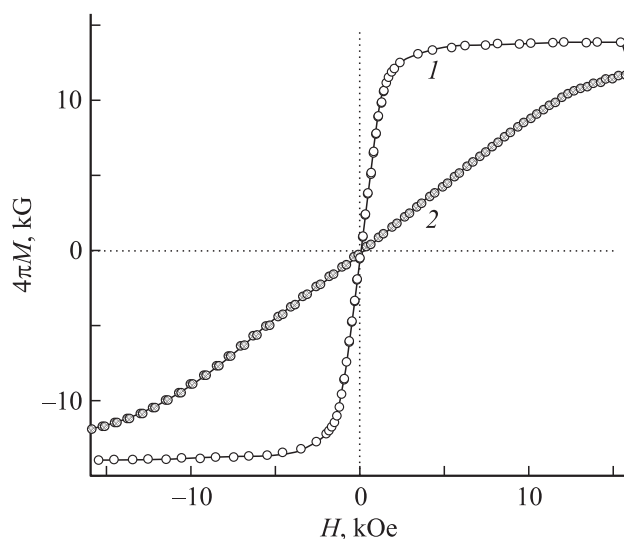


Рис. 2. Кривые намагничивания пластины галфенола состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$: 1 — параллельно плоскости, 2 — перпендикулярно плоскости.

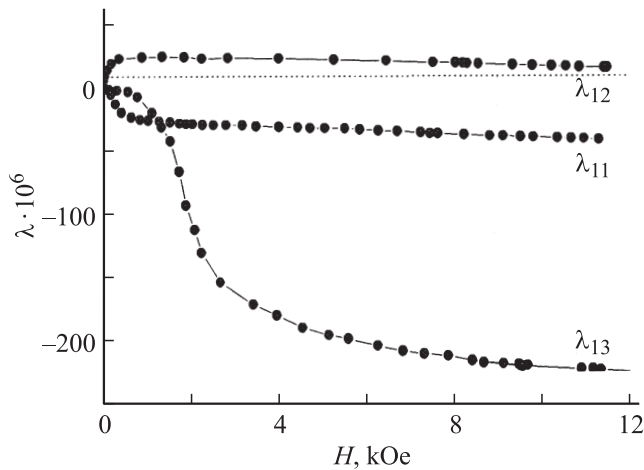


Рис. 3. Зависимость магнитоэлектрической пластины галфенола $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ от магнитного поля H при различных направлениях поля.

Измерения кривых намагничивания образцов проводили на вибрационном магнетометре Princeton Applied Research 155 в магнитном поле H напряженностью до 16 кОе при ориентации поля либо в плоскости, либо перпендикулярно поверхности образца. Типичные кривые намагничивания образца состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ показаны на рис. 2.

Установлено, что сплав с концентрацией Ga $x = 0.17$, находящийся на границе стабильности кристаллической фазы со структурой $\alpha\text{-Fe}$, обладает наибольшей намагниченностью насыщения $4\pi M_S = 15.4 \text{ kG}$. Намагниченность сплавов падала до $4\pi M_S \sim 13 \text{ kG}$ при увеличении концентрации Ga до $x = 0.3$. При касательном намагничивании образцы насыщались в поле $H \sim 3 \text{ kOe}$, при намагничивании перпендикулярно плоскости намагниченность $4\pi M$ образцов росла практически линейно с полем вплоть до полей насыщения $H \sim 15 \text{ kOe}$. Все исследованные образцы имели узкую петлю гистерезиса. Для образца состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ при касательном намагничивании коэрцитивная сила H_c составляла $\sim 23 \text{ Oe}$, а при нормальном намагничивании — не более 5 Oe .

Магнитоэлектрические образцы галфенола исследовали с помощью тензодатчиков серии 1-LY41 фирмы HBM, которые наклеивали на поверхность пластины размером $5 \times 10 \times 0.5 \text{ mm}$. На рис. 3 для образца состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ приведены типичные измеренные зависимости магнитоэлектрической λ от поля H при ориентации поля в плоскости пластины вдоль оси датчика — λ_{11} , в плоскости пластины перпендикулярно оси датчика — λ_{12} и перпендикулярно плоскости пластины — λ_{13} . Видно, что при касательном намагничивании пластины магнитоэлектрические λ_{11} и λ_{12} растут и достигают $\sim 30 \cdot 10^{-6}$ в полях технического намагничивания до 1 кОе. При дальнейшем увеличении поля в области парапроцесса $H > 1 \text{ kOe}$ значение λ_{12} медленно уменьшается, а λ_{11} — плавно растет по модулю. При намагничивании пластины перпендикулярно плоскости λ_{13} мала в

полях менее 1 кОе, возрастает по модулю в области полей $\sim 1.5\text{--}4 \text{ kOe}$ и затем достигает насыщения $\lambda_S \sim 240 \cdot 10^{-6}$ в полях выше 10 кОе. Большое поле насыщения при намагничивании пластины перпендикулярно плоскости по сравнению с касательным намагничиванием обусловлено эффектами размагничивания. Полученные значения λ_S для касательно намагниченных поликристаллических пластины меньше, чем для монокристаллов FeGa [8], что свидетельствует о необходимости подбора оптимального режима отжига образцов. Однако при намагничивании пластины перпендикулярно плоскости значения λ_S поликристаллов достигают того же порядка, что и для монокристаллов FeGa.

Из изготовленных образцов были выбраны пластины состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$, обладающие наибольшей намагниченностью и достаточно высокой магнитоэлектрической, которые и использовали в последующих измерениях.

Для исследования МЭ-эффектов были изготовлены двуслойные структуры, содержащие пластину галфенола и пластину PZT (состава ЦТС-19 фирмы „Элпа“), обе размером $5 \times 10 \times 0.5 \text{ mm}$. Механический контакт между пластинами обеспечивали, соединяя их с помощью клея марки „Loctite“. Плоскости PZT-пластин были предварительно металлизированы слоями Ag толщиной $\sim 2 \mu\text{m}$, которые использовали в качестве электродов для регистрации генерируемого напряжения. Пластины PZT поляризовали по нормали к плоскости путем их нагрева до 100°C , приложения к электродам напряжения 5 кВ и последующего медленного охлаждения до комнатной температуры.

Прямой МЭ-эффект

Прямой МЭ-эффект в структурах FeGa–PZT исследовали методом гармонической модуляции магнитного поля [4]. Для этого структуру помещали между полюсами электромагнита в однородное поле $H = 0\text{--}5 \text{ kOe}$. Одновременно к структуре прикладывали модулирующее поле $h(f) = h_0 \cos 2\pi ft$ с амплитудой $h_0 = 0\text{--}10 \text{ Oe}$ и частотой $f = 10 \text{ Hz}\text{--}200 \text{ kHz}$, созданное катушками Гельмгольца и совпадающее по направлению с полем H . Путем поворота образца можно было изменять угол φ между направлением поля H и плоскостью структуры от 0 до 180° . Генерируемое структурой напряжение $U(f) = U_0 \cos 2\pi ft$ снимали с электродов PZT-пластины и измеряли с помощью цифрового осциллографа с входным сопротивлением более $1 \text{ M}\Omega$. Регистрировали зависимости амплитуды напряжения U_0 от частоты f при постоянном поле H , зависимости U_0 от поля H на фиксированной частоте f , либо зависимость U_0 от h_0 при фиксированных значениях H и f .

На рис. 4 приведена типичная частотная зависимость $U_0(f)$ напряжения, генерируемого касательно намагниченной структурой во всем исследованном диапазоне частот при постоянном поле $H = 250 \text{ Oe}$, отвечающем максимальной эффективности прямого МЭ-взаимодействия.

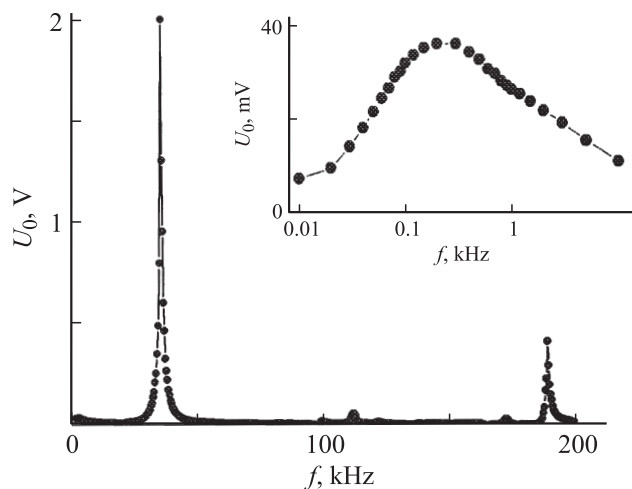


Рис. 4. Зависимость напряжения U_0 , генерируемого касательно намагниченной FeGa–PZT-структурой, от частоты f модуляции поля при $H = 250$ Ое и $h_0 = 8.4$ Ое. На вставке — участок зависимости в области низких частот.

Видно, что напряжение имеет локальный максимум в области низких частот и резонансно увеличивается до ~ 2 В на частоте $f_1 = 33.4$ кГц и до ~ 0.41 В — на частоте $f_2 = 184$ кГц. Добротность резонансов составляла соответственно $Q(f_1) = 20$ и $Q(f_2) = 31$. Амплитуда модулирующего поля равнялась $h_0 = 8.4$ Ое в области частот от нуля до ~ 10 кГц, а затем уменьшалась из-за индуктивности катушек Гельмгольца до 4.6 Ое на частоте f_1 и до ~ 2 Ое на частоте f_2 . Формирование резонансов связано с возбуждением в структуре основных мод изгибных и планарных механических колебаний [14]. На рис. 4 в области значений частот 100–179 кГц видны также слабые резонансы, возникающие из-за возбуждения более высоких мод колебаний, которые далее рассматриваться не будут.

На вставке рис. 4 в более крупном масштабе показан низкочастотный участок зависимости $U_0(f)$. По горизонтальной оси частота отложена в логарифмическом масштабе. Видно, что U_0 сначала растет с увеличением f , достигает локального максимума $U_0 = 37$ мВ в области значений частот $f \sim 230$ Гц, а затем уменьшается в несколько раз при дальнейшем возрастании f . Отметим, что уменьшение U_0 области малых частот $f < 100$ Гц происходило в основном из-за нарушений условия согласования при регистрации сигнала. Сопротивление слоя PZT растет как $\sim 1/f$ с уменьшением частоты и на значениях частоты менее 100 Гц становится больше, чем входное сопротивление осциллографа, что и приводит к уменьшению регистрируемого падения напряжения на входном сопротивлении осциллографа.

На рис. 5 приведена измеренная зависимость напряжения $U_0(H)$, генерируемого структурой, от магнитного поля H при частоте модуляции $f = 100$ Гц и амплитуде модуляции $h_0 = 8.4$ Ое. При касательном намагничивании значение U_0 максимально в поле ~ 250 Ое и

затем монотонно спадает практически до нуля в полях выше 1 кОе. При намагничивании структуры перпендикулярно плоскости U_0 сначала растет примерно линейно с H , достигает максимума в поле ~ 3 кОе, а затем снова уменьшается. Для других частот модуляции поля, включая резонансные частоты f_1 и f_2 , получены полевые зависимости аналогичного вида, которые отличались только величиной U_0 в максимуме, в соответствии с данными рис. 4.

Форма кривой $U_0(H)$ объясняется видом зависимости магнитострикций $\lambda_{11}, \lambda_{12}$ и λ_{13} пластины галфенола от поля H (см. рис. 3). Генерируемое касательно намагниченной структурой напряжение $U_0 \sim (q_{11} + q_{12})d_{13}$, где $q_{11} = \partial\lambda_{11}/\partial H$ и $q_{12} = \partial\lambda_{12}/\partial H$ — продольный и поперечный пьезомагнитные коэффициенты пластины ферромагнетика, d_{13} — пьезокоэффициент PZT-слоя [15]. Как следует из рис. 3, именно в поле $H \sim 250$ Ое сумма пьезокоэффициентов и, следовательно, генерируемое напряжение U_0 , максимальны. Для структуры, намагниченной перпендикулярно плоскости, $U_0 \sim q_{13}d_{13}$, где $q_{13} = \partial\lambda_{13}/\partial H$. Пьезомагнитный коэффициент q_{13} и амплитуда напряжения U_0 , достигают максимума один раз в области полей $H = 2\text{--}3$ кОе, что согласуется с данными рис. 3.

На рис. 6 показаны измеренные угловые зависимости напряжения $U_0(\varphi)$, генерируемого структурой на частоте $f = 100$ Гц, при изменении направления поля H (угол φ) от касательного до перпендикулярного плоскости структуры. Кривые 1–3 соответствуют фиксированным значениям полей $H = 250, 400$ и 1600 Ое соответственно. Форму кривых на рис. 6 хорошо качественно объясняют измеренные зависимости $U_0(H)$, приведенные на рис. 5.

При поле $H = 250$ Ое амплитуда U_0 максимальна для касательно намагниченной структуры ($\varphi = 0$ и 180°) и мала $U_0 \approx 2$ мВ при перпендикулярном ($\varphi = 90^\circ$) намагничивании структуры, когда $q_{13} \approx 0$ (см. рис. 3). При поле $H = 400$ Ое, несколько большем поля максимума

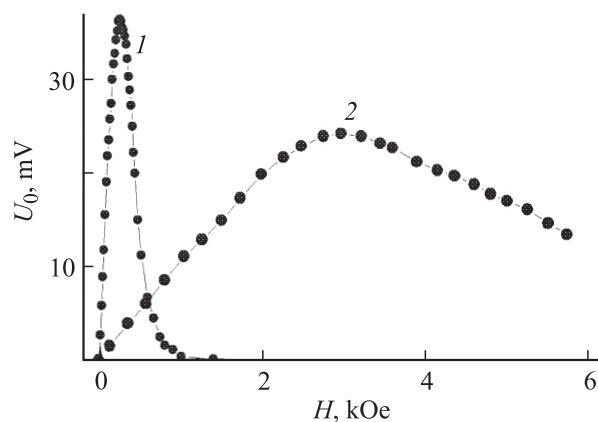


Рис. 5. Зависимость напряжения U_0 , генерируемого FeGa–PZT-структурой, от поля H при касательном (1) и перпендикулярном (2) намагничивании; $f = 100$ Гц, $h_0 = 8.4$ Ое.

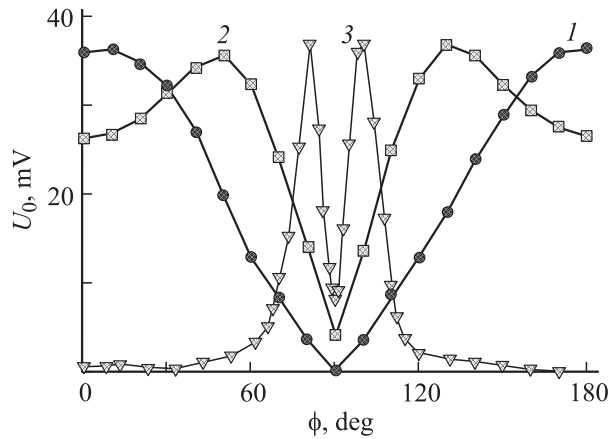


Рис. 6. Угловая зависимость напряжения U_0 , генерируемого FeGa-PZT-структурой при $f = 100$ kHz, $h_0 = 8.4$ Oe и полях: 1 — 250, 2 — 400, 3 — 1600 Oe.

кривой 1 на рис. 5, генерируемое касательно намагниченной структурой ($\varphi = 0$ и 180°) напряжение U_0 меньше, чем в предыдущем случае. Амплитуда U_0 достигает максимума при ориентации H под углами $\varphi \approx 50$ и 130° , когда проекция поля на плоскость структуры $H \cos \varphi \approx 257$ Oe, т.е. отвечает максимуму кривой 1 на рис. 5. Аналогично при поле $H = 1600$ Oe, значительно большем поля максимума на рис. 5, амплитуда $U_0 \approx 0$ для касательно намагниченной структуры ($\varphi = 0$ и 180°). Напряжение U_0 достигает максимума при ориентации H под углами $\varphi \approx 81$ и 99° , когда касательная проекция поля опять равна ~ 250 Oe. При ориентации поля под углом $\varphi = 90^\circ$ напряжение падает до конечной величины $U_0 = 8$ mV, определяемой кривой 2 на рис. 5. Угловые зависимости $U_0(\varphi)$ аналогичного вида, но с большей максимальной амплитудой, были получены также для резонансных частот f_1 и f_2 .

Обратный МЭ-эффект

Обратный МЭ-эффект исследовали в той же $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ -PZT-структуре по методике, описанной в [16]. К электродам PZT-пластины прикладывали переменное напряжение с частотой $F = 0-200$ kHz и амплитудой 10 V, создающее в пьезоэлектрике переменное электрическое поле с амплитудой $E_0 = 200$ V/cm. Регистрировали изменение магнитной индукции B_0 в пластине галфенола, обусловленное МЭ-взаимодействием. Для этого на структуру была намотана измерительная катушка, содержащая $N = 200$ витков провода. Измеряли зависимости амплитуды U_{ind} индуцированного в катушке напряжения от частоты f электрического поля E при постоянном поле H и зависимости U_{ind} от величины или ориентации H на фиксированной частоте.

На рис. 7 приведена типичная частотная зависимость $U_{\text{ind}}(f)$ напряжения, индуцированного в катушке касательно намагниченной структуры во всем исследован-

ном диапазоне частот при поле $H = 250$ Oe, отвечающем максимальной эффективности МЭ-взаимодействия, и $E_0 = 200$ V/cm. Величина U_{ind} не превышала уровня шумов (~ 1 mV) в области значений частоты до 16 kHz, а затем увеличивалась на тех же частотах акустических резонансов структуры, что и при прямом МЭ-эффекте: до $U_{\text{ind}1} \sim 0.24$ V на частоте $f_1 = 33.4$ kHz и до $U_{\text{ind}2} \sim 1$ V — на частоте $f_2 = 184$ kHz. Добротность резонансов при обратном МЭ-взаимодействии $Q(f_1) = 18$ и $Q(f_2) = 30$ соответствовала добротности резонансов при прямом МЭ-взаимодействии.

При регистрации обратного МЭ-взаимодействия с помощью измерительной катушки в случае постоянной E_0 величина U_{ind} , обусловленная изменением магнитной индукции структуры, прямо пропорциональна f . Поэтому U_{ind} мала в области низких частот и возрастает с увеличением f . Это приводит к отличию вида частотной зависимости $U_{\text{ind}}(f)$ для обратного МЭ-эффекта, показанной на рис. 7, от частотной зависимости $U_0(f)$ для прямого МЭ-эффекта, приведенной на рис. 4.

На рис. 8 показаны измеренные зависимости U_{ind} от поля H для касательно и перпендикулярно намагниченной структуры на резонансной частоте f_2 . Видно, что кривые для обратного МЭ-эффекта качественно повторяют кривые для прямого МЭ-эффекта, показанные на рис. 5. Эффективность обратного МЭ-взаимодействия достигает максимума в касательно намагниченной структуре при $H = 250$ Oe и в перпендикулярно намагниченной структуре при $H \sim 4$ kOe. Именно при этих полях пьезомагнитные коэффициенты пластины галфенола достигают наибольших значений. Зависимости, аналогичные показанным на рис. 8, получены и для других значений частоты поля E . Кривые отличались только величиной U_{ind} в максимуме, в соответствии с данными рис. 7.

Угловые зависимости напряжения $U_{\text{ind}}(\varphi)$, индуцированного в измерительной катушке структуры, при изменении направления поля H от касательного до

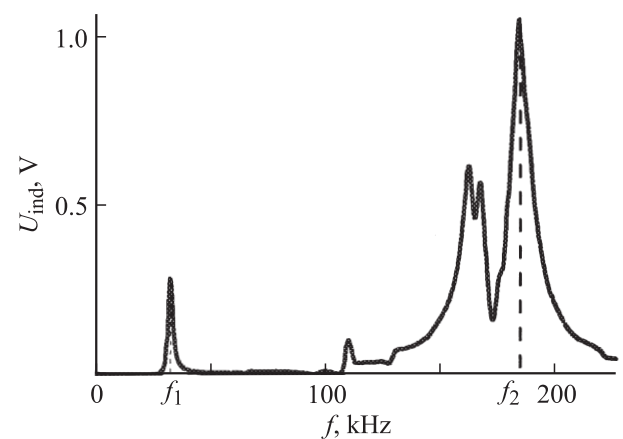


Рис. 7. Зависимость напряжения U_{ind} , индуцируемого в катушке касательно намагниченной FeGa-PZT-структуры, от частоты f электрического поля при $H = 250$ Oe и $E_0 = 200$ V/cm.

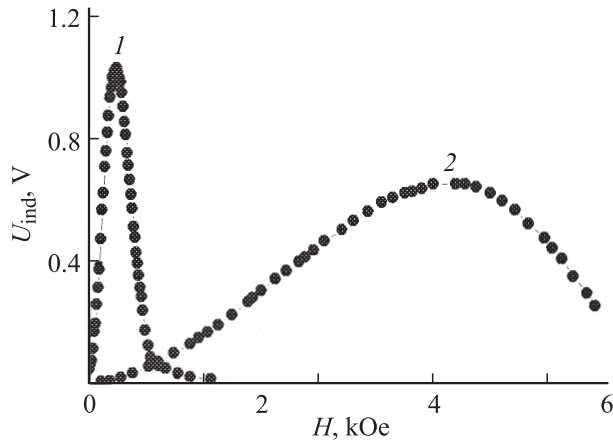


Рис. 8. Зависимость напряжения U_{ind} , индуцируемого в катушке касательно (1) и перпендикулярно (2) намагниченной FeGa–PZT-структуре от поля H на частоте $f_2 = 184$ kHz при $E = 200$ V/cm.

перпендикулярного к плоскости структуры имели вид, аналогичный зависимостям на рис. 6. Зависимость U_{ind} от ориентации поля H возникает, как и для прямого МЭ-эффекта, из-за полевой зависимости магнитострикции пластины галфенола. Амплитуда напряжения U_{ind} достигала максимума, когда касательная к плоскости структуры компонента поля равнялась $H \cos \varphi \sim 250$ Oe, и резко падала при касательном намагничивании структуры большим полем или при намагничивании структуры перпендикулярно плоскости малым полем.

Эффективность МЭ-взаимодействия

Результаты измерений позволяют оценить эффективность прямого и обратного МЭ-взаимодействия в планарной FeGa–PZT-структуре.

Коэффициент прямого МЭ-преобразования в рассматриваемом случае равен $\alpha_E = E/h_0 = (U_0/b_p)/h_0$. В формуле следует брать толщину слоя PZT b_p , поскольку электрическое поле в проводящем слое FeGa отсутствует. Используя данные рис. 4 для касательно намагниченной структуры при $H = 250$ Oe и принимая во внимание уменьшение амплитуды поля h_0 с ростом частоты модуляции, получаем: $\alpha_E = 90$ mV · cm⁻¹ · Oe⁻¹ на частоте $f = 230$ Hz низкочастотного максимума; $\alpha_{E1} = 8.7$ V · cm⁻¹ · Oe⁻¹ на резонансной частоте f_1 изгибных колебаний и $\alpha_{E2} = 4.1$ V · cm⁻¹ · Oe⁻¹ на частоте f_2 планарных колебаний структуры. Коэффициент преобразования возрастает примерно в Q раз при совпадении частоты модуляции поля f с частотой механических колебаний структуры из-за резонансного увеличения деформаций в слое PZT. Зависимость коэффициента прямого МЭ-преобразования от частоты $\alpha_E(f)$ имеет качественно такой же вид, как и зависимость $U_0(f)$, показанная на рис. 4.

Коэффициент обратного МЭ-преобразования найдем, определив изменение магнитной индукции структуры B_0 при воздействии не нее электрического поля $E_0 \cos 2\pi ft$ с амплитудой E_0 и частотой f . Индуцируемое в измерительной катушке напряжение равно $U_{\text{ind}} = -N(\partial\Phi/\partial t) = -NB_0S2\pi f \cos 2\pi ft$, где $\Phi = B_0S$ — магнитный поток, S — площадь катушки, N — число витков катушки. Отсюда следует, что амплитуда изменения индукции $B_0 = U_{\text{ind}}/(NS2\pi f)$. В рассматриваемой структуре МЭ-взаимодействие изменяет B только в магнитном слое, поэтому в качестве S следует брать площадь поперечного сечения пластины галфенола, а не всю площадь поперечного сечения измерительной катушки. Используя данные рис. 7 для структуры, помещенной в касательное магнитное поле $H = 250$ Oe и параметры структуры, получаем: $B_{01} = 24$ G на резонансной частоте f_1 и $B_{02} = 16.3$ G на частоте f_2 . Коэффициенты обратного МЭ-преобразования равны соответственно $\alpha_{B1} = 0.12$ G · cm · V⁻¹ на частоте f_1 и $\alpha_{B2} = 0.09$ G · cm · V⁻¹ на частоте f_2 .

Изменение индукции B_0 структуры при постоянном поле H обусловлено изменением ее намагниченности, поэтому $B_0 = \delta(4\pi M)$. Намагниченность пластины галфенола при касательном поле $H = 250$ Oe, как следует из рис. 2, составляет $4\pi M = 2.6$ kG. Следовательно, относительное изменение намагниченности FeGa–PZT-структуры, обусловленное обратным МЭ-взаимодействием в условиях акустического резонанса на частоте f_1 , составило $\delta(4\pi M)/4\pi M = 0.9\%$. Полученное значение примерно соответствует изменению намагниченности структуры Ni–PZT под действием поля E той же величины [16].

Таким образом, для прямого МЭ-взаимодействия в двуслойном FeGa–PZT-структуре достигнутый коэффициент преобразования $\alpha_{E1} = 8.7$ V · cm⁻¹ · Oe⁻¹ хорошо согласуется со значением $\alpha_E = 5.7$ V · cm⁻¹ · Oe⁻¹, измеренным для аналогичной трехслойной FeGa–PZT-структуры [10], несколько выше коэффициента $\alpha_E = 4.6$ V · cm⁻¹ · Oe⁻¹ для трехслойной Ni–PZT-структуры [16] и значительно меньше максимального коэффициента $\alpha_E = 70$ V · cm⁻¹ · Oe⁻¹, полученного для трехслойной Terfenol–PMN–PT-структуры [11].

В то же время для обратного МЭ-взаимодействия в двуслойной FeGa–PZT-структуре достигнутый коэффициент преобразования $\alpha_B = 0.12$ G · cm · V⁻¹ примерно равен коэффициенту обратного МЭ-преобразования в Terfenol–PZT-структуре $\alpha_B = 0.055$ G · cm · V⁻¹ [17] и в Terfenol–PMN–PT-структуре $\alpha_B = 0.115$ G · cm · V⁻¹ [18], но \sim в 2 раза меньше коэффициента МЭ-преобразования $\alpha_B = 0.27$ G · cm · V⁻¹ для трехслойной Ni–PZT-структуры [16].

Результаты демонстрируют перспективность использования прямого МЭ-эффекта в структурах с галфенолом для создания датчиков и преобразователей магнитных полей, а обратного МЭ-эффекта — для разработ-

ки управляемых напряжением источников переменного магнитного поля.

Заключение

В работе синтезированы поликристаллические пластины галфенола состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ с магнитоэлектрической до $\sim 30 \cdot 10^{-6}$ при намагниченности в плоскости и \sim до $240 \cdot 10^{-6}$ при намагничивании перпендикулярно плоскости. Исследованы частотные и полевые характеристики прямого и обратного МЭ-эффектов в двухслойных структурах, содержащих пластины галфенола и PZT. Коэффициент прямого МЭ-преобразования в структурах составляет $90 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$ в области низких частот и достигает максимального значения $8.7 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$ на частоте изгибных колебаний структуры. Коэффициент обратного МЭ-преобразования имел величину $0.12 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ на частоте акустического резонанса, что отвечает изменению намагниченности $4\pi M$ структуры на $\sim 24 \text{ G}$ ($\sim 0.9\%$) под действием электрического поля 200 V/cm . Величина как прямого, так и обратного МЭ-эффектов в структурах с галфенолом достигает максимума в полях $\sim 250 \text{ Oe}$, соответствующих наибольшим значениям пьезомагнитных коэффициентов.

В структурах галфенол–PZT величина прямого МЭ-эффекта меньше, а величина обратного МЭ-эффекта равна величине соответствующих эффектов в структурах на основе терфенола. Это обстоятельство, наряду с низкой стоимостью галфенола делает структуры галфенол–PZT перспективными для создания датчиков и преобразователей низкочастотных переменных магнитных полей, использующих прямой МЭ-эффект, и электрически управляемых источников переменного магнитного поля, использующих обратный МЭ-эффект.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект № 1351) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 08-02-12151-офи и 05-02-19643-НЦНИЛ_a).

Список литературы

- [1] Фетисов Ю.К. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2007. Т. 71. № 11. С. 1667–1669.
- [2] Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S. et al. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 031 101.
- [3] Babu S.N., Bhimasankaram T., Suryanarayana S.V. // Bull. Mater. Sci. 2005. Vol. 28. N 5. P. 419–422.
- [4] Srinivasan G., Devreugd C.P., Laletin V.M. et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. P. 184 423.
- [5] Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J. et al. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 214 408.
- [6] Филипов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М. и др. // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 9. С. 1621–1627.
- [7] Ryu J., Carazo A.V., Uchino K., Kim H. // Jpn. J. Appl. Phys. 2001. Vol. 40. N 78. P. 4948–4951.
- [8] Clark A.E., Restorff J.B., Wun-Fogle M. et al. // IEEE Trans. Magn. 2000. Vol. 36. P. 3238–3240.
- [9] Zhang M.S., Jiang H.L., Gao X.X. et al. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 99. P. 023 903.
- [10] Dong S., Zhai J., Bai F. et al. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 103 902.
- [11] Dong S., Zhai J., Wang N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. P. 222 504.
- [12] Dong S., Zhai J., Li J.-F., Viehland D. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. P. 124 102.
- [13] Диаграммы состояний двойных и многокомпонентных систем на основе железа. Справочник / Под ред. О.А. Банных, М.Е. Дрица. М.: Металлургия, 1986. С. 26–28.
- [14] Chashin D.V., Kamentsev K.E., Fetisov Y.K. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 102 511.
- [15] Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. N 12. P. 7681–7683.
- [16] Fetisov Y.K., Petrov V.M., Srinivasan G. // J. Mater. Research. 2007. Vol. 22. N 8. P. 2074–2080.
- [17] Record P., Popov C., Fletcher J. et al. // Sensor. Actuat. B-Chem. 2007. Vol. 126. P. 344–349.
- [18] Jia Y., Or S., Chan H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. P. 242 902.