

05;12

Магнитоэлектрический эффект в планарных структурах аморфный ферромагнетик FeNiSiC–пьезоэлектрик

© Л.Ю. Фетисов,¹ Ю.К. Фетисов,² Н.С. Перов,¹ Д.В. Чашин²¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия² Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), 119454 Москва, Россия
e-mail: fetisovl@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 10 августа 2010 г.)

Исследован магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитных дву- и трехслойных дисковых структурах с магнитоэлектрическими слоями из аморфного ферромагнетика FeNiSiC и пьезоэлектрическим слоем из цирконата-титаната свинца. Благодаря высокой магнитоэлектрической $\sim 33 \cdot 10^{-6}$ и малым полям насыщения ~ 200 Ое слой FeNiSiC имеет большой пьезомагнитный коэффициент, что приводит к эффективному МЭ-взаимодействию в слабых полях ~ 25 Ое. Величина МЭ-эффекта составляла $\sim 0.2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ на низкой частоте и возрастала до 11.9 и до $13.2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ при резонансном возбуждении в структурах изгибных и планарных колебаний на частоте ~ 8.2 и ~ 170 kHz. Структуры со слоями из аморфного FeNiSiC перспективны для создания датчиков магнитных полей, генераторов и преобразователей электрической энергии.

Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в планарных структурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, интенсивно исследуется в связи с перспективами создания на его основе высокочувствительных датчиков магнитных полей, твердотельных генераторов и преобразователей электрического напряжения [1]. Эффект проявляется в виде генерации переменного электрического напряжения u на гранях структуры под воздействием переменного магнитного поля h . Поле вызывает магнитоэлектрическую деформацию ФМ-слоя, которая передается механически связанному с ним ПЭ-слою и изменяет его поляризацию, что приводит вследствие обратного пьезоэффекта к возникновению напряжения. Амплитуда генерируемого напряжения пропорциональна произведению $u \approx q/d$ пьезомагнитного коэффициента $q = \partial \lambda / \partial h$ (где λ — магнитоэлектрическая) ФМ-слоя и пьезоэлектрического модуля d ПЭ-слоя. Эффективность МЭ-взаимодействия характеризует коэффициент $\alpha_E = (u/b)/h$, измеряемый в единицах $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$, где b — толщина структуры.

К настоящему времени обнаружен и исследован МЭ-эффект в структурах с ФМ-слоями из ферритов [2], металлов Ni и Fe [3,4], сплавов (Fe-Ni, Fe-Co, Fe-Ga) [5–7] и ПЭ-слоями из цирконата-титаната свинца (PZT) или магнийниобата-титаната свинца (PMN-PT). Эффективность МЭ-взаимодействия в структурах такого состава обычно не превышает $\alpha_E \approx 0.1 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$. Увеличить α_E до $\sim 1 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$ удалось, используя слои из редкоземельного сплава „терфенол“, обладающего рекордно высокой магнитоэлектрической $\lambda \approx 10^{-3}$ [8]. Однако терфенол насыщается в полях $H \approx 10$ kOe и для достижения высокого значения α_E к слою терфенола

необходимо дополнительно прикладывать большое поле смещения ~ 1 kOe. Кроме того, терфенол дорог и плохо обрабатывается, что ограничивает его применение.

Увеличить эффективность МЭ-взаимодействия в планарных структурах можно и другим способом — используя ФМ-слои из аморфного ферромагнетика (AF) [9,10]. Пленки AF на основе Fe обладают умеренной магнитоэлектрической $\lambda \approx 10^{-5}$, но при этом насыщаются в слабых полях $H \approx 100$ Ое, что обеспечивает требуемый высокий пьезомагнитный коэффициент q . Кроме того, AF-материалы имеют малые потери на перемагничивание и низкую проводимость, что снижает электромагнитные потери в структурах. Все это делает весьма актуальным исследование МЭ-взаимодействий в структурах со слоями из AF-материалов, чему и посвящена настоящая работа.

Образцы и методика измерений

Исследования МЭ-эффекта проводили в дву- и трехслойных структурах, имеющих форму дисков и содержащих один слой PZT и один слой AF либо один слой PZT, расположенный между двумя слоями AF (рис. 1). Диски

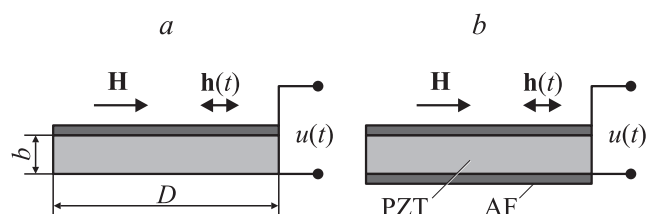


Рис. 1. Структуры „аморфный ферромагнетик–пьезоэлектрик“: a — двухслойная, b — трехслойная.

аморфного ферромагнетика состава $\text{Fe}_{90.3}\text{Ni}_{1.5}\text{Si}_{5.2}\text{B}_3$ были вырезаны из лент, изготовленных методом сверхбыстрого охлаждения на вращающемся барабане. Каждый диск АФ имел диаметр 15 мм и толщину 40 μm . Диски PZT состава $\text{Pb}_{0.52}\text{Zr}_{0.48}\text{TiO}_3$ имели диаметр $D = 15$ мм и толщину $b = 210$ μm . На поверхности дисков были нанесены электроды из серебра диаметром 14 мм и толщиной ~ 4 μm . Диски были поляризованы постоянным напряжением 500 В, приложенным к электродам при нагреве до 100°C с последующим охлаждением до комнатной температуры. Измеренный пьезомодуль PZT-диска равнялся $d_{13} = 80$ pm/V. Для обеспечения механического контакта АФ-диски соединяли с PZT-диском с помощью клея „Loctite 499“. Генерируемый структурой сигнал $u(t)$ снимали с электродов PZT-диска.

При исследовании МЭ-эффекта дисковый резонатор помещали в постоянное однородное магнитное поле H , направленное параллельно либо перпендикулярно к плоскости структуры. Резонатор подвешивали в области поля на проводниках длиной 1 см и диаметром 30 μm , припаянных к электродам PZT-диска, для достижения высокой добротности при возбуждении в образце акустических колебаний. Поле H величиной до 200 Ое создавали с помощью электромагнитных катушек, что гарантировало высокую точность измерений в области малых полей. Поля H величиной до 2 кОе создавали с помощью электромагнита. Модулирующее поле $h(t) = h \cos(2\pi ft)$ с амплитудой $h = 0-8$ Ое и частотой $f = 1$ Hz–200 kHz, направленное параллельно постоянному полю, создавали катушки диаметром 30 мм, подключенные к низкочастотному генератору. Амплитуду поля h определяли по току через катушки, прокалиброванные с помощью тесламера. Генерируемое структурой МЭ-напряжение измеряли с помощью цифрового осциллографа с входным сопротивлением 1 М Ω . Регистрировали зависимости амплитуды и фазы генерируемого МЭ-структурой сигнала при изменении частоты f и амплитуды h модулирующего поля, напряженности и ориентации постоянного магнитного поля H .

Кривые намагничивания $4\pi M(H)$ аморфной ленты при различных ориентациях поля H напряженностью до 20 кОе измерены с помощью вибрационного магнитометра. Магнитострикцию $\lambda(H)$ аморфной ленты в поле $H < 2$ кОе, приложенном параллельно либо перпендикулярно плоскости ленты, определяли с помощью тензодатчика, наклеенного на ленту.

Частотные характеристики магнитоэлектрического взаимодействия

На рис. 2 показаны зависимости амплитуды переменного напряжения u , генерируемого дву- и трехслойной структурами АФ-PZT, от частоты f переменного магнитного поля. Зависимости измерены для касательно намагниченных структур при постоянном поле смещения $H = 40$ Ое, отвечающем максимальной эффек-

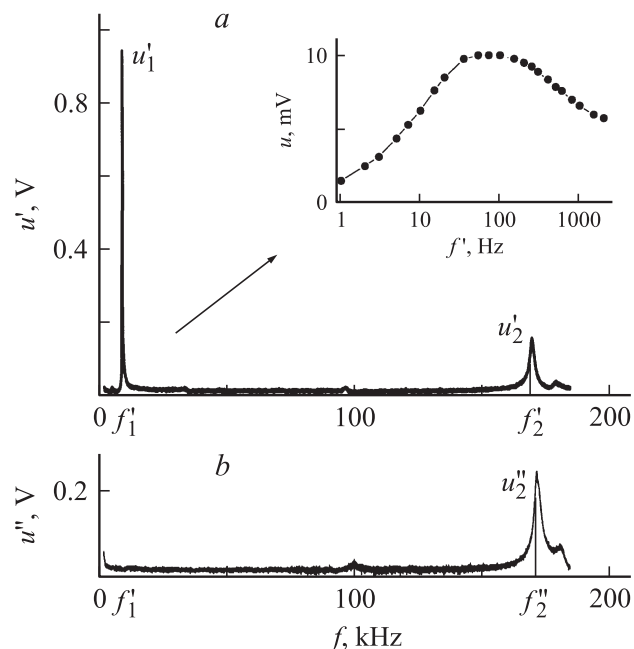


Рис. 2. Зависимости МЭ-напряжения u от частоты поля f для: a — двуслойной структуры АФ-PZT, b — трехслойной структуры АФ-PZT-AF. На вставке показан участок зависимости $u(t)$ в области малых частот.

тивности МЭ-взаимодействия. Амплитуда переменного поля равнялась $h \approx 4$ Ое в диапазоне частот 0–10 kHz и затем плавно уменьшалась до ~ 0.9 Ое на частоте ~ 170 kHz из-за влияния индуктивности модулирующих катушек.

Напряжение u' , генерируемое двуслойной структурой АФ-PZT (см. рис. 2, a), в целом монотонно уменьшалось с ростом частоты из-за уменьшения поля h и во всем диапазоне частот не превышало 10 мВ. В области частот $f < 100$ Hz величина u' падала из-за рассогласования измерительной схемы вследствие увеличения сопротивления слоя PZT с понижением частоты. Это привело к формированию локального максимума напряжения вблизи частоты ~ 70 Hz, что видно на вставке к рис. 2, a . Амплитуда u' резонансно возрастала до $u'_1 = 0.94$ В на частоте $f'_1 = 8.24$ kHz, до $u'_2 = 0.16$ В на частоте $f'_2 = 170$ kHz. Добротность резонансов равнялась $Q'_1 = 190$ и $Q'_2 = 139$ соответственно. Увеличение u' на частотах f'_1 и f'_2 связано с резким увеличением деформаций в слое пьезоэлектрика при возбуждении в дисковом резонаторе основных мод изгибных и планарных акустических колебаний соответственно. На рис. 2, a при $f \approx 96$ kHz виден также слабый резонанс, который соответствует, по-видимому, субгармонике основной моды планарных колебаний. Рассмотрим далее только основные пики с частотой f'_1 и f'_2 .

Напряжение u'' , генерируемое симметричной трехслойной АФ-PZT-AF-структурой (см. рис. 2, b), также в целом монотонно уменьшалось с ростом f и имело максимум вблизи частоты ~ 70 Hz. Во всем диапа-

зоне частот u'' в ~ 2 раза превышала напряжение u' , генерируемое двуслойной структурой, что объясняется увеличением величины деформации структуры PZT в 2 раза, за счет действия напряжений на ее обе поверхности. Естественно, что такой механизм деформации резко уменьшал величину изгибных колебаний. Для трехслойной структуры u'' резонансно возрастало до $u''_2 = 0.24$ V только вблизи частоты $f''_2 = 173.6$ kHz. Добротность резонанса составляла $Q''_2 = 85$. Как уже отмечалось, вид зависимости $u''(f)$ свидетельствует, что в симметричной трехслойной структуре изгибная мода колебаний не возбуждается, а эффективно возбуждаются только планарные акустические колебания. Частота планарных колебаний несколько выше $f''_2 > f''_2$, а добротность меньше $Q''_2 < Q''_2$, что для двуслойной структуры, возможно, из-за увеличения числа демпфирующих слоев клея.

Зависимости $u(t)$, аналогичные показанным на рис. 2, были получены и при намагничивании дву- и трехслойных резонаторов перпендикулярно плоскости. При тех же значениях резонансных частот f_1 и f_2 , амплитуда u генерируемого МЭ-напряжения была на порядок меньше, что, скорее всего, связано с малостью недиагональных компонент тензора магнитострикции.

На рис. 3 показаны амплитудная и фазовая характеристики МЭ-напряжения в области частот изгибных колебаний для двуслойного резонатора AF-PZT, подмагничиваемого в плоскости полем $H = 25$ Oe. Видно, что МЭ-напряжение u' отстает по фазе от модулирующего поля h . Сдвиг по фазе φ между напряжением и полем на частоте резонанса f'_1 достигает $\varphi(f'_1) = 15^\circ$, что частично связано с поглощением энергии в измерительной цепи. При прохождении частоты сигнала через резонанс сдвиг по фазе изменяется на $\sim 180^\circ$, что типично для резонансных систем. Зависимости, аналогичные показанным на рис. 3, наблюдались также на частоте планарных колебаний двуслойной структуры f'_2 и вблизи резонансной частоты f''_2 трехслойной структуры.

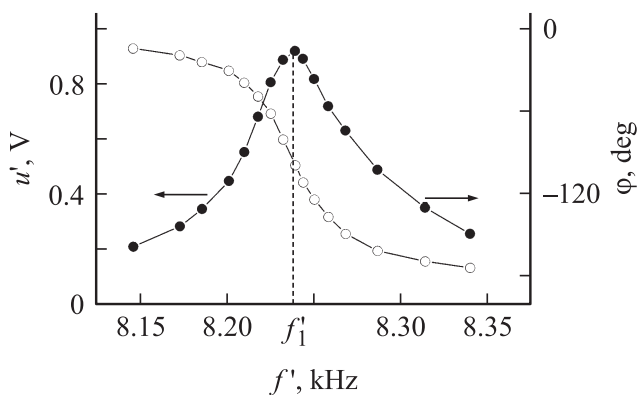


Рис. 3. Зависимости амплитуды u и сдвига фазы φ МЭ-напряжения от частоты вблизи частоты изгибного резонанса f'_1 .

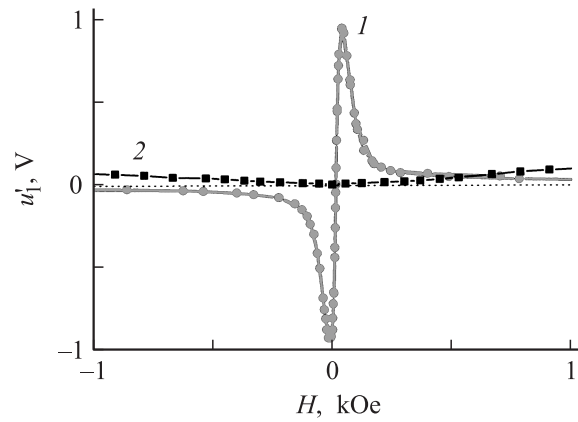


Рис. 4. Зависимости амплитуды МЭ-напряжения u'_1 на частоте f'_1 от магнитного поля, приложенного: 1 — в плоскости и 2 — перпендикулярно плоскости структуры AF-PZT.

Полевые характеристики магнитоэлектрического взаимодействия

Рис. 4 демонстрирует зависимости амплитуды напряжения u'_1 , генерируемого структурой AF-PZT на частоте изгибных колебаний f'_1 , от величины и ориентации поля H . Амплитуда модулирующего поля для данных на рис. 4 составляла $h = 4$ Oe. При намагничивании резонатора в плоскости образца $u'_1 = 0$ в отсутствие поля достигает максимума $u'_1 = 0.94$ V при $H \approx 40$ Oe и затем вновь монотонно спадает до нуля с увеличением поля. Отрицательные значения u'_1 в области графика $H < 0$ символизируют изменение фазы генерируемого напряжения на π по сравнению с областью $H > 0$. Величина гистерезиса зависимости $u'_1(H)$ при медленном циклическом изменении поля не превышала 2 Oe. При намагничивании структуры перпендикулярно плоскости величина u'_1 сначала линейно растет с H , достигает максимума $u'_1 \approx 0.1$ V при $H \approx 1$ Oe и затем монотонно спадает до нуля в области больших полей. Фаза генерируемого сигнала не изменялась при инверсии направления H . Аналогичного вида зависимости, но с меньшей амплитудой напряжения, были получены также на частоте изгибных колебаний f'_2 и в нерезонансных условиях.

При увеличении поля H наблюдалось изменение частот изгибных f'_1 и планарных f'_2 колебаний структуры. Так, частота изгибных колебаний структуры AF-PZT, равная $f'_1 = 8.2426$ kHz, при $H = 5$ Oe возрастала примерно линейно до 8.2663 kHz с увеличением поля до 100 Oe, а затем оставалась постоянной при дальнейшем возрастании H . Зависящее от поля изменение частоты составляло не более 0.3%. Эффект обусловлен изменением модуля Юнга слоя AF во внешнем магнитном поле [5] (ΔE -эффект).

На рис. 5 приведены зависимости МЭ-напряжения u' , генерируемого двуслойной структурой AF-PZT, подмаг-

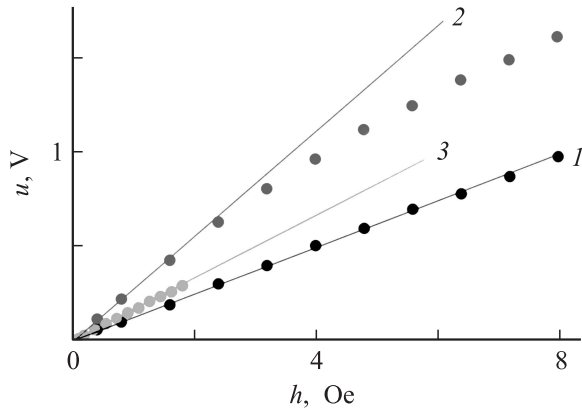


Рис. 5. Зависимости амплитуды u' МЭ-напряжения от амплитуды модулирующего поля h для структуры AF-PZT при $H = 25$ Oe на частотах: 1 — $f = 100$ Hz, 2 — f'_1 , 3 — f'_2 . Сплошные линии — линейная аппроксимация данных.

ниченной полем $H = 25$ Oe, от амплитуды переменного поля h , измеренные на разных частотах. Для кривой 1 на рис. 5 значения напряжения увеличены в 10 раз. Видно, что при нерезонансном возбуждении структуры на частоте 100 Hz, когда амплитуда поля достигает больших значений $h \approx 8$ Oe, но напряжение невелико $u' < 0.1$ V, генерируемое напряжение линейно растет с увеличением h . На частоте планарных колебаний f'_2 (кривая 3), когда амплитуда поля мала $h < 1.8$ Oe и напряжение относительно невелико $u'_2 < 0.3$ V, генерируемое напряжение также линейно растет с h . На частоте изгибных колебаний f'_1 (кривая 2), когда амплитуда модулирующего поля велика $h \approx 8$ Oe и амплитуда генерируемого напряжения достигает ~ 1.5 V, зависимость $u'(h)$ отклоняется от линейной в сторону уменьшения напряжения уже при $h > 2$ Oe, что, очевидно, связано с неупругими потерями энергии при больших амплитудах колебаний.

Характеристики аморфного сплава

На рис. 6 приведены измеренные зависимости намагниченности AF-ленты $4\pi M$ от поля H . Нижняя горизонтальная ось соответствует ленте, намагниченной параллельно плоскости (кривая 1 — H_{\parallel}), верхняя горизонтальная ось — ленте, намагниченной перпендикулярно плоскости (кривая 2 — H_{\perp}). При ориентации поля в плоскости ленты намагниченность достигает насыщения $4\pi M_S = 17.4$ kG в полях $H_{\parallel S} \approx 200$ Oe. Кривые намагничивания для H_{\parallel} , приложенного в плоскости ленты вдоль и поперек технологической текстуры пленки, отличались не более чем на ~ 2 Oe. При ориентации поля перпендикулярно плоскости $4\pi M$ нелинейно растет вплоть до полей $H_{\perp S} \approx 20$ kOe, приближаясь к той же величине насыщения $4\pi M_S$. Величина коэрцитивной силы для всех ориентаций поля не превышала $H_c < 2$ Oe. В области малых полей $H_{\parallel} < 40$ Oe магнитная прони-

цаемость касательно намагниченной пленки составляла $\mu \approx (3-6) \cdot 10^3$.

На рис. 7 показаны зависимости деформации ленты AF $\lambda = \Delta x/x$ от поля H для различных ориентаций поля. Кривая λ_{11} соответствует ориентации поля в плоскости вдоль оси датчика, а кривая λ_{12} — в плоскости перпендикулярно оси датчика, кривая λ_{13} — полю, приложенному перпендикулярно плоскости ленты. Видно, что при касательном намагничивании продольная магнитострикция насыщается на уровне $\lambda_{11} \approx 33 \cdot 10^{-6}$, а поперечная — на уровне $\lambda_{12} \approx -6 \cdot 10^{-6}$ в полях $H_{\parallel S} \approx 200$ Oe. При намагничивании ленты перпендикулярно плоскости магнитострикция насыщается на уровне $\lambda_{13} \approx 4 \cdot 10^{-6}$ в поле $H_{\perp S} \approx 1$ Oe. Данные рис. 7 позволяют рассчитать пьезомагнитные коэффициенты $q = \partial \lambda / \partial h$ для ленты AF, которые определяют эффективность МЭ-взаимодействия в структуре. Так, для ленты, намагниченной в плоскости, продольный коэффициент достигает максимума $q_{11} \approx 37 \cdot 10^{-8}$ Oe $^{-1}$ в поле смещения $H_{\parallel} \approx 60$ Oe, а в случае перпендикулярно намагниченной ленты коэффициент на порядок меньше

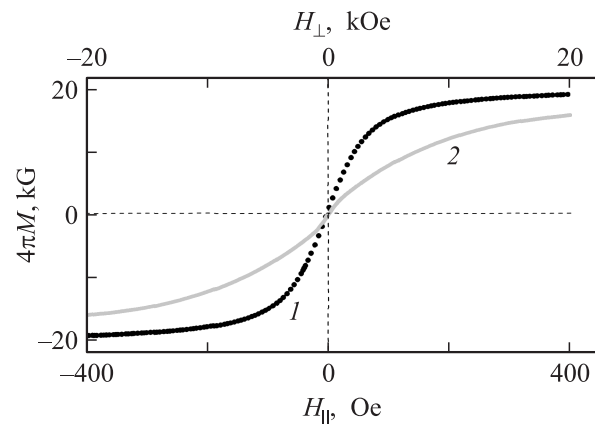


Рис. 6. Кривые намагничивания ленты аморфного ферромагнетика 1 — в плоскости, 2 — перпендикулярно плоскости.

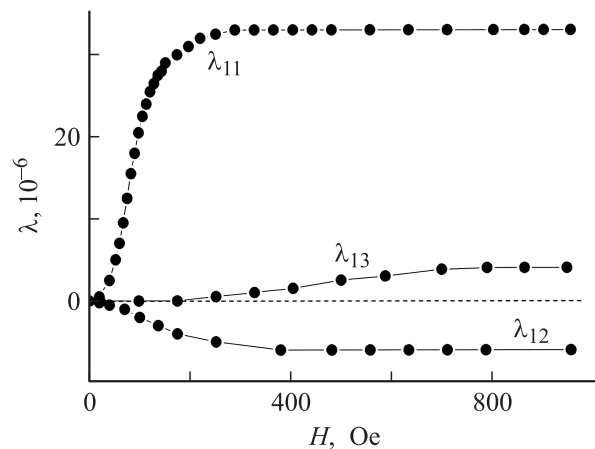


Рис. 7. Зависимости магнитострикции λ аморфного ферромагнетика от магнитного поля H для различных ориентаций поля.

и достигает максимума $q_{13} \approx 0.85 \cdot 10^{-8} \text{ Ое}^{-1}$ в поле смещения $H_{\perp} \approx 400 \text{ Ое}$.

Таким образом, для намагниченного в плоскости слоя АФ, благодаря малому полю насыщения, пьезомагнитный коэффициент оказался существенно больше, чем для пластины никеля ($q_{11} \approx 5.7 \cdot 10^{-8} \text{ Ое}^{-1}$ в поле $\sim 50 \text{ Ое}$ [11]) и пластины галфенола ($q_{11} \approx 6 \cdot 10^{-8} \text{ Ое}^{-1}$ в поле $\sim 250 \text{ Ое}$ [7]) и больше, чем у пленок терфенола ($q_{11} \sim 30 \cdot 10^{-8} \text{ Ое}^{-1}$ в поле $\sim 1 \text{ кОе}$ [12]).

Оценки и обсуждение результатов

Найдем значения частоты, при которых наблюдается увеличение амплитуды МЭ-напряжения из-за возбуждения акустических колебаний в дисковом резонаторе. Частоты изгибных колебаний однородного свободного диска даются формулой [13]:

$$f = \alpha_{ns} \frac{b}{2\pi R^2} \sqrt{\frac{Y}{12\rho(1-\nu^2)}}, \quad (1)$$

где α_{ns} — коэффициент, отвечающий моде с n узловыми диаметрами и s узловыми окружностями, b — толщина диска, R — радиус диска, ρ — плотность материала диска, Y — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона.

Для двуслойного диска, содержащего слои магнетика и пьезоэлектрика, эффективные плотность и модуль Юнга находятся по формулам

$$\rho = \frac{\rho_m b_m + \rho_p b_p}{b_m + b_p}, \quad Y = \frac{Y_m b_m + Y_p b_p}{b_m + b_p} \quad (2)$$

где Y_m , ρ_m , b_m , Y_p , ρ_p , b_p — модуль Юнга, плотность и толщина магнитного и пьезоэлектрического слоев соответственно. Используя уравнения (1), (2) и параметры материалов структуры (сплав АФ: $Y_m = 18.6 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $\rho_m = 8.2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и $b_m = 40 \mu\text{м}$; слой PZT: $Y_p = 7 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $\rho_p = 7.7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и $b_p = 210 \mu\text{м}$), находим частоту низшей ($\alpha_{01} = 9.076$) изгибной моды $f'_1 = 6.58 \text{ кГц}$.

Частота радиальных колебаний свободного диска, толщина которого значительно меньше диаметра ($b \ll R$), не зависит от толщины и дается формулой [13]:

$$f = \frac{\beta}{2\pi R} \sqrt{\frac{Y}{\rho(1-\nu^2)}}. \quad (3)$$

Оценка частоты низшей моды радиальных колебаний ($\beta = 2.088$) для двуслойной структуры дает значение $f'_2 = 156 \text{ кГц}$. Видно, что рассчитанные частоты резонансов МЭ структуры достаточно хорошо совпадают с показанными на рис. 2.

Рассчитаем эффективности МЭ преобразования для дву- и трехслойных структур АФ-PZT, используя данные рис. 2. Для 2-слойной структуры, намагниченной в плоскости, коэффициент МЭ преобразования составлял: $\alpha'_E = 120 \text{ мВ} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ на частоте 100 Hz,

$\alpha'_{E1} = 11.9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ на частоте изгибных колебаний f'_1 и $\alpha'_{E2} = 8.5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ на частоте планарных колебаний f'_2 . Для трехслойной намагниченной в плоскости структуры коэффициент равнялся $\alpha'_E = 220 \text{ мВ} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ в области низкочастотного максимума и $\alpha''_{E2} = 13.2 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ на частоте планарных колебаний резонатора. Для структуры, намагниченной перпендикулярно к плоскости полем $H \approx 1 \text{ кОе}$, коэффициент МЭ преобразования достигал на частоте изгибных колебаний f'_1 максимальной величины $\sim 1.2 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$.

Эффективность МЭ-взаимодействия в структуре вдали от резонансных частот оценим по формуле [14]:

$$\alpha_E = \frac{-2d_{31}(q_{11} + q_{12})\eta}{(s_{11}^m + s_{12}^m)\varepsilon + (s_{11}^p + s_{12}^p)\varepsilon\eta - 2(d_{31})^2\eta}. \quad (4)$$

Для структуры АФ-PZT при соответствующих эксперименту значениях параметров слоев $d_{31} = 80 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$, $q_{11} + q_{12} = 37 \cdot 10^8 \text{ Ое}^{-1}$, податливости магнитного и пьезоэлектрического слоев $s_{11}^m + s_{12}^m = 8 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$, $s_{11}^p + s_{12}^p = 6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$, диэлектрической проницаемости слоя PZT $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 = 15.5 \cdot 10^{-9} \text{ Ф/м}$, отношении толщины магнитного и пьезоэлектрического слоев $\eta = b_m/b_p = 0.2$ расчет по формуле (4) дает величину $\alpha'_E \approx 0.84 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$. Для трехслойной структуры АФ-PZT-АФ аналогичный расчет по формуле (4) дает значение $\alpha''_E \approx 1.45 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$.

На частоте акустического резонанса эффективность МЭ-преобразования должна возрасти в добротность раз [15]. Оценка для двуслойной структуры с использованием измеренных добротностей ($Q'_1 = 190$ и $Q'_2 = 139$) дает на частоте изгибных колебаний значение $\alpha'_{E1} \approx 160 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$, на частоте планарных колебаний — $\alpha'_{E2} \approx 117 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$.

Видно, что рассчитанные значения эффективности МЭ-преобразования как в нерезонансных условиях, так и на частоте резонанса, примерно на порядок превышают измеренные, что может быть обусловлено несовершенством клеевого механического соединения между слоями структуры и ограничениями теоретической модели, использованной для оценок.

Заключение

Таким образом, обнаружен и исследован МЭ-эффект в композитных дву- и трехслойных дисковых структурах с магнитными слоями из аморфного ферромагнетика FeNiSiC и пьезоэлектрическими слоями из PZT. Эффективность МЭ-преобразования в структурах составляла $\alpha \sim 0.2 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ на частоте 70 Hz и возрастала до 11.9 и до $13.2 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \text{ Ое}^{-1}$ при возбуждении в структурах изгибных и планарных механических колебаний на частотах ~ 8.2 и $\sim 170 \text{ кГц}$ соответственно. При максимальной магнитострикции $\lambda \approx 33 \cdot 10^{-6}$ и малых полях насыщения $\sim 200 \text{ Ое}$ пьезомагнитный коэффициент аморфного слоя оказался больше, чем у других

магнитострикционных материалов (никель, галфенол и терфенол). Это привело к высокой эффективности МЭ-преобразования в слабых полях смещения $H \sim 25$ Ое, что важно для практических применений.

Композитные МЭ-структуры со слоями из аморфного FeNiSiC могут быть использованы для создания датчиков магнитных полей, генераторов и преобразователей электрической энергии.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект № 2.11.6650) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 09-02-12439_офи_м).

Список литературы

- [1] *Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S.* et al. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 131 101.
- [2] *Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J.* et al. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 214408.
- [3] *Babu S.N., Bhimasankaram T., Suryanarayana S.V.* // Bull. Mater. Sci. 2005. Vol. 28. N 5. P. 419–422.
- [4] *Fetisov Y.K., Petrov V.M., Srinivasan G.* // J. Mater. Res. 2007. Vol. 22. N 8. P. 2074–2080.
- [5] *Srinivasan G., De Vreugd C.P.* et al. // Phys. Rev. B, 2005. Vol. 71. P. 184 423.
- [6] *Dong S.X., Zhai J., Bai F.* et al. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 103 902.
- [7] *Буш А.А., Каменцев К.Е., Мещеряков В.Ф.* и др. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 9. С. 71–77.
- [8] *Ryu J., Carazo A.V., Uchino K., Kim H.-E.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2001. Vol. 40. Pt. 1. N 8. P. 4948–4951.
- [9] *Dong S., Zhai J. Xing Z.* et al. // APL. 2007. Vol. 91. P. 122 915.
- [10] *Giang D.T.H., Quynh L.K., Dung N.V.* et al. // J. of Phys. Conf. series. 2009. Vol. 187. P. 012 057.
- [11] *Chashin D.V., Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., Srinivasan G.* // APL. 2008. Vol. 92. P. 102 511.
- [12] *Speliotis A., Niarchos D.* // Sensors and Actuators. 2003. Vol. A106. P. 298–301.
- [13] *Тимошенко П.* Колебания в инженерном деле. М.: Физматлит, 1959. 439 с.
- [14] *Harshe G., Dougherty J.P., Newnham R.E.* // Int. J. Appl. Electromagn. Mater. 1993. Vol. 4. P. 145.
- [15] *Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M.* et al. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68. P. 132 408.