

05.2

Эффективное возбуждение магнитоэлектрического эффекта в структуре ферромагнетик–пьезоэлектрик током через магнитный слой

© Д.А. Бурдин, Д.В. Савельев, Н.А. Экономов, Д.В. Чашин, Ю.К. Фетисов

МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия
E-mail: phantastic@mail.ru

Поступило в Редакцию 24 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 24 декабря 2019 г.

Принято к публикации 28 февраля 2020 г.

Продemonстрировано эффективное возбуждение магнитоэлектрического эффекта в планарной структуре аморфный ферромагнетик–пьезоэлектрический цирконат-титанат свинца переменным током, протекающим через магнитный слой. Из-за отсутствия размагничивания и ориентации возбуждающего магнитного поля перпендикулярно постоянному полю структура генерирует четные гармоники напряжения с эффективностью, в несколько раз превышающей эффективность возбуждения эффекта объемными катушками. Показано, что амплитуда второй гармоники пропорциональна пьезомагнитному коэффициенту магнитного слоя, квадратично растет с амплитудой тока и убывает обратно пропорционально магнитному полю смещения.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, магнитострикция, пьезоэффект, генерация гармоник.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.10.49428.18165

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в планарных композитных структурах с ферромагнитными и пьезоэлектрическими слоями возникает из-за взаимной связи намагниченности ферромагнетика с поляризацией пьезоэлектрика через их совместную механическую деформацию [1]. Прямой МЭ-эффект проявляется в генерации структурой переменного напряжения u при помещении ее в возбуждающее переменное магнитное поле h и параллельное ему постоянное магнитное поле смещения H . Возбуждающее магнитное поле на практике создают с помощью электромагнитных катушек, охватывающих структуру [2], что существенно увеличивает размеры устройств, использующих МЭ-эффект, и ограничивает сверху (из-за индуктивности катушек) диапазон рабочих частот таких устройств. Поэтому актуальной задачей является разработка альтернативных и более эффективных методов возбуждения МЭ-эффекта в композитных структурах.

В [3] наблюдался МЭ-эффект в структуре со слоями из аморфного ферромагнетика (FM) и пьезоэлектрического цирконата-титаната свинца (PZT) при пропускании переменного тока $I(f)$ через полоски, расположенный вблизи ее поверхности, и намагничивании полем H вдоль оси структуры. Показано, что при совпадении частоты тока f с частотой изгибных или планарных колебаний структуры она генерирует напряжение той же частоты с максимальной эффективностью до $u/I \approx 0.25$ В/А. В [4,5] МЭ-эффект обнаружен в структуре FM–PZT, намагниченной вдоль оси полем H , при пропускании тока непосредственно через магнитный слой структуры. Наблюдалась генерация напряжения на частоте акустического резонанса структуры при возбуждении током с половинной частотой. Эффективность

генерации второй гармоники напряжения составляла $u/I \sim 0.05$ В/А и росла с увеличением поля H . Однако в этих работах не рассмотрены особенности возбуждения нелинейного МЭ-эффекта током и не приведено теоретическое описание эффекта.

В настоящей работе экспериментально продемонстрировано эффективное возбуждение гармоник МЭ-напряжения в двухслойной структуре FM–PZT переменным током, протекающим непосредственно через магнитный слой структуры, и приведена теория, качественно объясняющая полевые и амплитудные зависимости амплитуд гармоник.

В измерениях была использована структура, схематически изображенная на рис. 1. Она содержала слой из аморфного ферромагнетика состава FeBSiC (Metglas 2605S) длиной $L = 33$ мм, шириной $b_m = 1.5$ мм и толщиной $a_m = 20$ мкм и слой из PZT-керамики с Ag-электродами состава $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ длиной 33 мм, шириной 1.5 мм и толщиной $a_p = 300$ мкм. Магнитострикция насыщения FM-слоя достигала $\lambda_S \approx 23 \cdot 10^{-6}$ в поле насыщения $H_S \approx 8$ кА/м, а пьезомодуль керамики

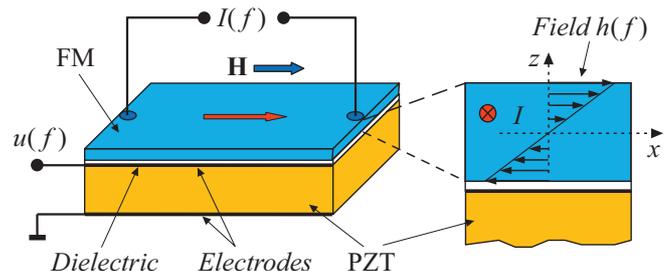


Рис. 1. Схематическое изображение структуры ферромагнетик–пьезоэлектрик (FM–PZT).

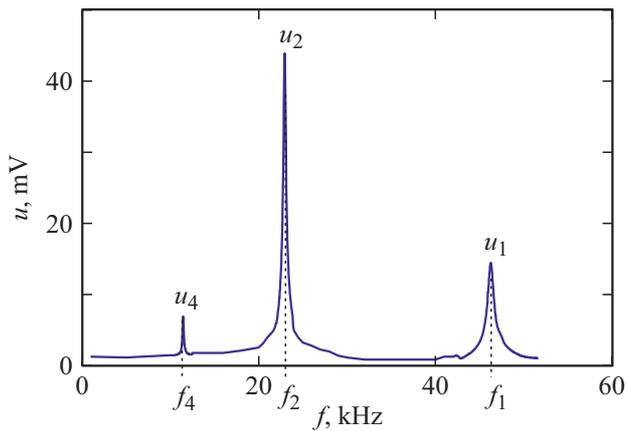


Рис. 2. Зависимость МЭ-напряжения u , генерируемого структурой FM–PZT, от частоты f тока через магнитный слой при поле смещения $H = 50$ А/м и $I = 200$ мА.

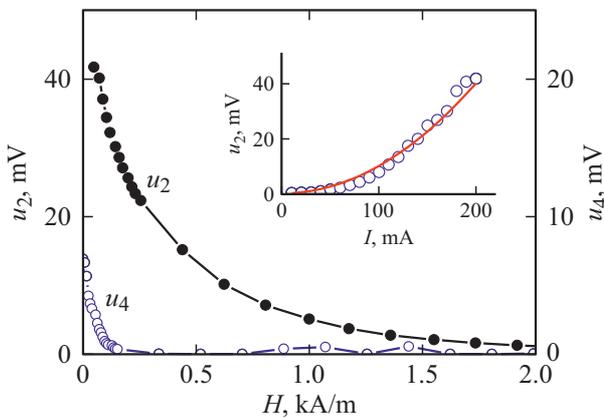


Рис. 3. Зависимость амплитуд второй u_2 и четвертой u_4 гармоник МЭ-напряжения от поля H при $I = 200$ мА. На вставке показана зависимость u_2 от тока I при $H = 50$ А/м, сплошная линия — квадратичная аппроксимация.

равнялся $d_{31} \approx 175$ пС/Н. На электроды PZT-слоя был нанесен слой диэлектрика толщиной ~ 2 мкм, обеспечивающий электрическую развязку слоев. Затем слои структуры были соединены под прессом с помощью цианакрилатного клея. Структура была закреплена в центре на жестком стержне и помещена между полюсами электромагнита в постоянное магнитное поле $H = 0$ –40 кА/м, направленное вдоль ее длинной стороны. Через FM-слой пропускать переменный ток с амплитудой до $I = 200$ мА и частотой $f = 0$ –100 кГц от генератора Agilent 33210а. Напряжение u , генерируемое в результате МЭ-эффекта между электродами PZT-слоя, регистрировалось с помощью синхронного усилителя SR850 и мультиметра FLUKE 45.

На рис. 2 показана зависимость амплитуды генерируемого структурой напряжения u от частоты возбуждающего тока f при $I = 200$ мА и $H = 50$ А/м. Видны три пика с частотами $f_1 \approx 46.3$ кГц, $f_2 = f_1/2 \approx 23.0$ кГц, $f_4 = f_1/4 \approx 11.5$ кГц и примерно одинаковыми доб-

ротностями $Q \approx 80$. Проверено, что генерируемое структурой напряжение u на всех трех пиках имело одну и ту же частоту $f_1 \approx 46.3$ кГц. Оценка по формуле $f = 1/(2L)\sqrt{Y/\rho}$ (где эффективные модуль Юнга $Y = (Y_m a_m + Y_p a_p)/(a_m + a_p)$ и плотность $\rho = (\rho_m a_m + \rho_p a_p)/(a_m + a_p)$) при значениях параметров слоев $Y_p = 7 \cdot 10^{10}$ Н/м², $Y_m = 7 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\rho_p = 7.7 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_m = 8.2 \cdot 10^3$ кг/м³ дала частоту продольного акустического резонанса структуры $f_{cal} \approx 47.8$ кГц, хорошо совпавшую с f_1 . Отсюда следует, что пик при частоте возбуждающего тока f_1 отвечает резонансной генерации основной гармоники МЭ-напряжения с амплитудой u_1 , пик на частоте тока f_2 — генерации второй гармоники с амплитудой u_2 , а пик на частоте тока f_4 — генерации четвертой гармоники с амплитудой u_4 (подробнее см. в [6]). Отметим, что структура наиболее эффективно генерирует вторую гармонику напряжения, что наблюдали и авторы работы [4].

На рис. 3 приведены зависимости амплитуд второй u_2 и четвертой u_4 гармоник МЭ-напряжения от постоянного магнитного поля H при амплитуде тока $I = 200$ мА. Вторую гармонику возбуждали током с частотой 23 кГц, а четвертую — током с частотой 11.5 кГц. Видно, что вторая гармоника имеет максимальную амплитуду $u_2 \approx 42.3$ мВ в отсутствие поля и затем монотонно спадает приблизительно по закону $u_2 \sim 1/H$. Четвертая гармоника имеет максимальную амплитуду $u_4 \approx 7$ мВ при $H = 0$, а затем спадает до нуля значительно быстрее, чем вторая гармоника. На вставке к рис. 3 также показано, что амплитуда второй гармоники квадратично растет с увеличением возбуждающего тока: $u_2 \sim I^2$.

Для объяснения особенностей МЭ-эффекта в структуре с током через FM-слой найдем поле h , создаваемое током в слое. Считаем, что плотность тока $j = I/(a_m b_m)$ равномерна по сечению $x-z$ FM-слоя. Используя закон полного тока, получаем $h(z) = Iz/(a_m b_m)$, т.е. поле h равно нулю на средней линии слоя при $z = 0$, линейно изменяется по толщине слоя, направления поля противоположны на его поверхностях при $z = \pm a_m/2$ (рис. 1). При $I = 200$ мА амплитуда поля максимальна на поверхностях слоя ($h_{max} \approx 66$ А/м), а средняя по толщине слоя амплитуда поля равна 33 А/м. Это магнитное поле приводит к магнитоэлектрической деформации FM-слоя вдоль оси x . Поскольку деформация зависит квадратично от поля, она имеет одинаковый знак по всей толщине FM-слоя и через границу раздела передается PZT-слою структуры.

В отличие от случая возбуждения МЭ-эффекта внешним магнитным полем при возбуждении МЭ-эффекта током, протекающим непосредственно через FM-слой, эффекты размагничивания отсутствуют и не ослабляют поле внутри ферромагнетика. Это в свою очередь приводит к более высокой эффективности возбуждения МЭ-эффекта током. В нашем случае эффективность генерации второй гармоники составляла $u/I \approx 0.22$ В/А, т.е. в ~ 4 раза больше, чем в [4]. Используя данные

рис. 2 и среднее поле $h = 33 \text{ А/м}$ при $I = 200 \text{ мА}$, находим нелинейный МЭ-коэффициент для второй гармоники $\alpha_E^{(2)} = u_2 / (h^2 a_p) \approx 0.13 \Omega \cdot \text{м}$, который в ~ 1.5 раза выше, чем при возбуждении второй гармоники катушкой [7].

Из рис. 3 видно, что форма полевой зависимости амплитуды второй гармоники $u_2(H)$ при возбуждении МЭ-эффекта током через ФМ-слой качественно отличается от формы аналогичной зависимости в случае возбуждения МЭ-эффекта полем катушки [6,7]. Для объяснения воспользуемся результатами работы [7], где показано, что МЭ-напряжение дается приближенной формулой $u(H) = Ad_{31}\lambda(H)$. Здесь A — коэффициент, определяемый формой, размерами и диэлектрическими параметрами слоев структуры, d_{31} — пьезомодуль, $\lambda(H)$ — зависимость магнитострикции от поля H . Переменный ток $I \cos(2\pi ft)$ создает в ФМ-слое поле $h \cos(2\pi ft)$, направленное перпендикулярно полю H . Тогда изменение поля внутри ферромагнетика при слабом возбуждении ($h \ll H$) равно $\delta H = \sqrt{H^2 + h^2} - H \approx h^2/H$. Раскладывая $u(H)$ в ряд Тейлора вблизи H до членов второго порядка малости и оставляя в результате только гармонические слагаемые, после преобразований получаем

$$u(f) \approx Ad_{31} \left(\lambda^{(1)} \frac{h^2}{2H} + \lambda^{(2)} \frac{h^4}{4H^2} \right) \cos(4\pi ft) + Ad_{31} \lambda^{(2)} \frac{h^4}{16H^2} \cos(8\pi ft) + \dots, \quad (1)$$

где $\lambda^{(1)}(H) = \partial\lambda/\partial H$ — пьезомагнитный коэффициент, $\lambda^{(2)}(H) = \partial^2\lambda/\partial H^2$ — нелинейный пьезомагнитный коэффициент.

Из (1) следует, что при возбуждении током структура должна генерировать только четные гармоники напряжения; амплитуда второй гармоники содержит два слагаемых, причем первое $u_2 \approx Ad_{31}\lambda^{(1)}h^2/(2H)$ является определяющим, поскольку $\lambda^{(1)}$ на порядок больше $\lambda^{(2)}$ [7]; амплитуда четвертой гармоники $u_4 \sim \lambda^{(2)}h^4/H^2$ быстро падает с увеличением H . Предсказываемая теорией высокая эффективность генерации второй гармоники МЭ-напряжения, ее зависимость от постоянного поля вида $u_2 \sim 1/H$ и квадратичная зависимость от возбуждающего поля $u_2 \sim h^2$ хорошо согласуются с данными измерений, приведенными на рис. 2 и 3. Причиной генерации первой гармоники МЭ-напряжения, обнаруженной экспериментально (рис. 2), может быть неортогональность полей h и H из-за магнитной анизотропии ФМ-слоя структуры.

Таким образом, показано, что переменный ток, протекающий через магнитный слой структуры ферромагнетик–пьезоэлектрик, из-за отсутствия влияния размагничивания эффективно возбуждает четные гармоники МЭ-напряжения. Зависимость амплитуды второй гармоники напряжения от постоянного магнитного поля при этом качественно отличается от аналогичной зависимости при возбуждении МЭ-эффекта внешним магнитным

полем катушки. Использование описанного метода возбуждения позволит существенно уменьшить размеры и расширить диапазон рабочих частот МЭ-устройств.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (грант МК-2639.2018.2) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант 19-07-00594/19).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Srinivasan G.* // Annu. Rev. Mater. Res. 2010. V. 40. P. 153–178. DOI: 10.1146/annurev-matsci-070909-104459.
- [2] *Wu Z., Bian L., Wang S., Zhang X.* // Sensors Actuators A. 2017. V. 262. P. 108–113. DOI: 10.1016/j.sna.2017.04.049
- [3] *Chashin D.V., Fetisov L.Y., Saveliev D.V., Fetisov Y.K.* // IEEE Sensors Lett. 2019. V. 3. P. 2500804. DOI: 10.1109/LESENS.2019.2895966
- [4] *Prieto J.L., Aroca C., Lopez E., Sanchez M.C., Sanchez P.* // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 215–216. P. 756–758. DOI: 10.1016/S0304-8853(00)00279-1
- [5] *Burdin D.A., Saveliev D.V., Fetisov Y.K., Ekonomov N.A., Chashin D.V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1389. P. 012049. DOI: 10.1088/1742-6596/1389/1/012049
- [6] *Fetisov L.Y., Burdin D.A., Ekonomov N.A., Chashin D.V., Zhang J., Srinivasan G., Fetisov Y.K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 154003. DOI: 10.1088/1361-6463/aab384
- [7] *Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov L.Y., Fetisov Y.K., Sreenivasulu G., Srinivasan G.* // J. Magn. Magn. Mater. 2014. V. 358–359. P. 98–104. DOI: 10.1016/j.jmmm.2014.01.062