

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

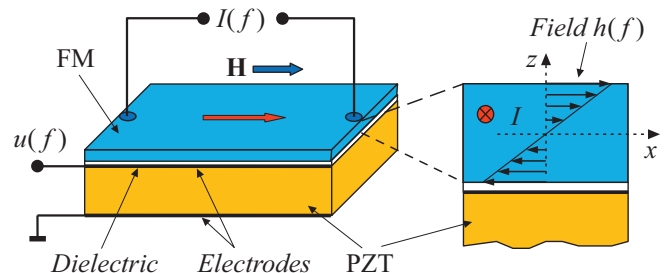
Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в планарных композитных структурах с ферромагнитными и пьезоэлектрическими слоями возникает из-за взаимной связи намагниченности ферромагнетика с поляризацией пьезоэлектрика через их совместную механическую деформацию [1]. Прямой МЭ-эффект проявляется в генерации структурой 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

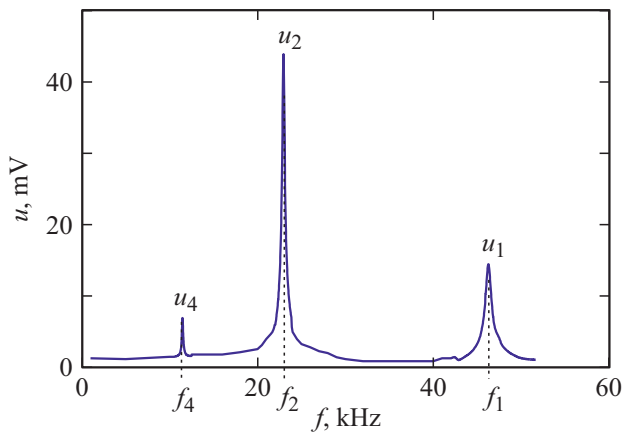
генерации второй гармоники напряжения составляла  $u/I \sim 0.05$  В/А и росла с увеличением поля  $H$ . Однако в этих работах не рассмотрены особенности возбуждения нелинейного МЭ-эффекта током и не приведено теоретическое описание эффекта.

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.

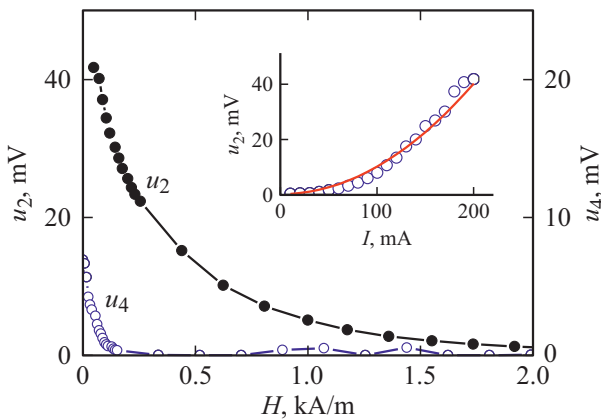
В измерениях была использована структура, схематически изображенная на рис. 1. Она содержала слой из аморфного ферромагнетика состава FeBSiC (Metglas 2605S) длиной  $L = 33$  мм, шириной  $b_m = 1.5$  мм и толщиной  $a_m = 20$  мкм и слой из PZT-керамики с Ag-электродами состава  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$  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  $\sim 2$  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/м<sup>2</sup>,  $Y_m = 7 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $\rho_p = 7.7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_m = 8.2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> 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 магнитострикционной 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  $\sim 4$  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  $\sim 1.5$  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