

05

Квазистатический сенсор магнитного поля „магнит—металл—пьезоэлектрик“ с наибольшим магнитоэлектрическим коэффициентом

© Г.С. Радченко^{1,2}, М.Г. Радченко³

¹ Южный федеральный университет,
344022 Ростов-на-Дону, Россия

² Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета,
344090 Ростов-на-Дону, Россия

³ Ростовский филиал Московского государственного технического университета гражданской авиации,
344009 Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: grig1980@mail.ru

(Поступило в Редакцию 29 ноября 2013 г.)

Теоретически описан магнитоэлектрический сенсор с наибольшим квазистатическим магнитоэлектрическим коэффициентом, равным $92 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Oe})$. На основе предлагаемой модели определены оптимальные значения толщины пьезокерамики для получения наибольшего генерируемого напряжения. Впервые рассмотрено влияние максвелл-вагнеровской релаксации и приближения эффективных параметров на физические свойства гибридных структур. Сделано сравнение полученных результатов и эксперимента с моделями, учитывающими „transformed cross section method“ как основной фактор, определяющий эквивалентную жесткость структуры.

Введение

В настоящее время одной из первостепенных задач технической физики является разработка чувствительных датчиков магнитного поля. Они служат для обнаружения малых магнитных полей с помощью магнитоэлектрического (МЭ) эффекта. Ранее для этой цели использовались, как правило, пьезомагнитные композиты и приборы на их основе. Известно, что в большинстве веществ, применяемых в качестве компонент МЭ датчиков, пьезомагнетизм и линейная магнитострикция возникают лишь при наличии подмагничивающего поля. Поэтому до настоящего момента большинство МЭ композитов и приборов на их основе требовали для своей работы значительных подмагничивающих полей [1–3].

В работе [4] авторами предложена новая возможность для повышения статического МЭ-коэффициента с помощью гибридного прибора „металл—пьезоэлектрик—магнит“. Особая ценность предлагаемого устройства заключается в том, что получаемый МЭ коэффициент линеен по амплитуде внешнего магнитного поля. Авторами [4] был получен наибольший квазистатический МЭ-коэффициент, равный $92 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Oe})$ при частоте приложенного магнитного поля 1 Hz. В единицах СИ данная величина равна 115 V/A. Генерируемое напряжение в эксперименте [4] равнялось 0.229 V. Эти величины являются наибольшими из полученных до сих пор МЭ-откликов в квазистатическом режиме. Настоящая работа посвящена определению оптимальной толщины пьезокерамики для дальнейшего повышения генерируемого напряжения прибора [4].

Постановка задачи

Рассмотрим гибридный сенсор с наибольшим известным МЭ-коэффициентом, описанный в [4]. Устройство, исследуемое в [4], представлено на рис. 1, где также показаны действующие на сенсор силы. Металлическая пластина с одной стороны зажата (левый край), а с другой находится мощный магнит с намагниченностью 1.1 Т (правый край). У зажатого конца находятся два листа пьезоэлектрика PZT-5A, прикрепленные к металлу. Эти листы поляризованы в противоположном направлении вонне сенсора (series connection [5,6]). Такое направление поляризации обеспечивает в 2 раза большее напряжение на выходе биморфа [6] по сравнению с соединением типа „parallel“ [5,6], что обеспечивает больший МЭ-коэффициент по напряжению. Однако при соединении типа „series“ мы получаем в 2 раза меньший индуцированный заряд [5,6] по сравнению с „parallel

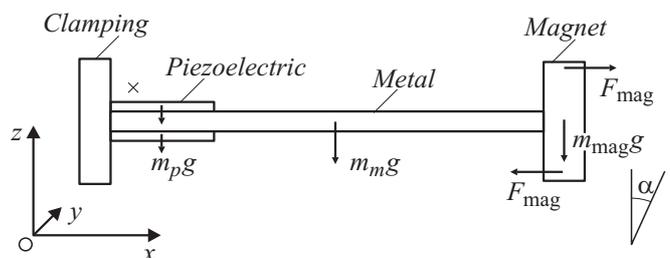


Рис. 1. Гибридный МЭ-сенсор [4] с действующими на него силами тяжести компонентов и изгибающей парой сил магнитного момента F_{mag} . Знак α обозначает угол, который составляет центральная ось прибора в x -направлении с осью Oz .

connection“ [6]. Поэтому в перспективе для получения наибольшей МЭ-восприимчивости с помощью данного прибора рекомендуется использовать тип поляризации „parallel“ [5,6].

Авторы [4] также рассмотрели случай динамического изгибного резонанса на частотах 5 и 14 Hz и получили МЭ-коэффициент до 16000 V/(cm·Oe) в динамическом режиме. Для анализа полученных результатов авторы [4] применяли метод конечных элементов [4,7]. В настоящей работе строится аналитическая модель для [4] в квазистатическом режиме на основе [8,9]. Параметры компонент прибора берутся из работы [4], константы PZT-5A также берутся из [4].

Ось OX декартовой системы координат предполагается направленной по длине структуры, ее начало совмещено с левым зажатым краем пьезоэлектрика (рис. 1). Ось OZ направлена вертикально в продольном направлении, а ось OY направлена по ширине структуры.

В присутствии магнитного поля \mathbf{H} в магните возникает изгибающий магнитомеханический (ММ) момент. В пьезоэлектрике под действием изгибной деформации индуцируется электрическое напряжение. Изгибающий ММ-момент относительно OY, действующий на пьезоэлектрик, по принципу Сен-Венана [8] равен

$$\begin{aligned} M_y &= M_{ygr} + M_{ymm} \sin(2\pi t) \\ &= \left(2m_p g \left(\frac{l_p}{2} - x \right) + m_m g \left(\frac{l_m}{2} - x \right) \right. \\ &\quad \left. + m_{mag} g \left(\frac{l_{mag}}{2} + l_m - x \right) \right) \sin(\alpha) + JVH \sin(2\pi t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m_p , m_m , m_{mag} — массы пьезоэлектрика, металла и магнетика соответственно (рис. 1), V — объем магнита, J — намагниченность единицы объема магнита, $M_{ymm} = JVH$ есть амплитуда ММ-момента силы под действием внешнего статического магнитного поля, l_p , l_m , l_{mag} — длины пьезоэлектрика, металла и магнетика соответственно, x — расстояние от зажимов до пьезоэлектрика, α — угол оси сенсора с осью OZ. Из (1) видно, что ММ-момент имеет статическую гравитационную M_{ygr} и квазистатическую магнитную составляющие. Расчеты по параметрам [4] показывают, что при горизонтальном расположении сенсора ($\alpha = 90^\circ$) статический гравитационный момент в 1500 больше амплитуды ММ-момента. Однако в [4] резонансным фильтром, настроенным на частоту 1 Hz, измерялось выходное напряжение на обкладках пьезоэлектрика, совпадающее по частоте с приложенным магнитным полем, т.е. только ММ его составляющая. Также в эксперименте [4] прибор располагался вертикально. Поэтому в случае установившихся с частотой 1 Hz [4] колебаний гравитационный момент в значительной степени может быть исключен из рассмотрения.

Ранее для анализа пьезоэлектрического биморфа в отсутствие металлической пластины на основе термодинамических соотношений была разработана модель [5]. В продолжение данной работы были предложены модели [6, 10], описывающие пьезобиморф с металлической пластиной. Однако модели [6,10] строились для биморфов на основе так называемого „cross section method“ (см. формулы (6)–(14) из [10]), применимого для случаев наличия значительной кривизны. В работе [4] из-за малой величины ММ-момента угол отклонения сенсора равен $\alpha = \arctg \left(\frac{15 \cdot 10^{-6}}{l_m + l_{mag}} \right) \approx 0.0082^\circ$. Здесь величина $15 \cdot 10^{-6}$ есть вертикальное отклонение магнита на частоте 1 Hz в эксперименте [4]. Поэтому изменением положения центральной оси сечения из-за изгиба [10] как фактором, влияющим на амплитуду выходного напряжения, при расчетах можно пренебречь [9] в отличие от [6,10]. Также модели [6,10] не учитывали максвелл-вагнеровскую (МВ) релаксацию как фактор, влияющий на выходное напряжение биморфа с металлической пластиной. Этот учет впервые сделан в настоящей работе.

Продольная деформация сечения гибридной структуры [8,9] равна $S_1 = -z \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$, где z — продольная координата, v — смещение структуры по оси z относительно начального положения (изгибное смещение). Из теории сопротивления материалов [8] очевидно, что амплитуда кривизны сенсора равна $\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{M_{ymm}}{Y_{11} J_y}$. В данном соотношении Y_{11} — эффективный модуль Юнга в продольном направлении, рассчитываемый по формуле параллельного соединения упругих слоев композита по формуле $Y_{11} = \theta_p Y_{11}^p + \theta_m Y_{11}^m$. Здесь θ_p и θ_m есть объемные доли пьезоэлектрика и металла, Y_{11}^p , Y_{11}^m — модули Юнга компонент соответственно. При вычислении амплитуды генерируемого поля изменение положения центральной оси сечения из-за изгиба не учитывается, в отличие от [6,10]. Осевой момент инерции сечения (ОМИС) сенсора относительно оси OY определяется как $J_y = 2 \frac{h_p^3 w_p}{12} + \frac{h_m^2 w_p h_p}{2} + \frac{h_m^3 w_m}{12}$ стандартным переносом оси инерции на величину толщины металла. В ОМИС имеем h_p , h_m в качестве толщин пьезоэлектрика и металла, w_p , w_m как их ширины соответственно. То есть эквивалентная жесткость определяется нами эффективным параметром Y_{11} и стандартным вычислением момента инерции, в отличие от [6,10].

Рассмотрение влияния МВ-релаксации на физические свойства сенсора

Так как рассматриваются низкие частоты внешнего воздействия, то при построении модели необходимо учесть накопление заряда на поверхности раздела „металл–пьезоэлектрик“. Свободные заряды металла и пьезоэлектрика перераспределяются синфазным внешнему напряжению индуцированным электрическим полем в область границы раздела. Данный эффект называется МВ-релаксацией и подробно рассмотрен в [11,12]. Вычисляя время релаксации заряда по [11,12] согласно

данным по проводимости меди ($\gamma_m = 55 \cdot 10^6 \Omega/\text{m}$) и диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика, получаем значение, равное $1.33 \cdot 10^{-16}$ с. Это означает, что МВ-заряд накапливается очень быстро в сравнении с периодом внешнего воздействия. Этот процесс происходит вплоть до очень высоких частот колебаний поля из-за значительной проводимости металла. Поэтому в качестве диэлектрической проницаемости (ДП) и пьезомодуля сенсора при расчетах необходимо положить низкочастотные значения ϵ_{33}^{stat} и d_{31}^{stat} . Здесь учтено то, что пластинка тонкая и узкая и проводимость металла намного больше проводимости пьезоэлектрика $\gamma_m \gg \gamma_p$. Длина волны внешнего воздействия намного больше характерных размеров прибора. Поэтому он рассматривается как композитный материал, характеризуемый эффективными параметрами [1,11,12]. Модифицированные формулы для статических констант, согласно [12], с учетом условий $\gamma_m \gg \gamma_p$, $l_m \gg h_p + h_m$, $l_m \gg w_p + w_m$ представлены (2) ниже:

$$d_{31}^{stat} = d_{31} \left(1 + \frac{\theta_m(Y_{11}^p - Y_{11}^m)}{Y_{11}} \right),$$

$$\epsilon_{33}^{stat} = -\frac{2\theta_m(d_{31})^2 Y_{11}^p Y_{11}^m}{Y_{11}} + \frac{\epsilon_{33p} \epsilon_m}{\theta_p \epsilon_m + \theta_m \epsilon_{33p}} \left(1 + \theta_m \sqrt{\frac{\epsilon_{33p}}{\epsilon_m}} \right). \quad (2)$$

Здесь ϵ_{33}^p , ϵ_m — действительные части ДП-пьезоэлектрика и металла ($\epsilon_m = 1$),

Выражения (2) для пьезомодуля и ДП рекомендуются к применению для анализа свойств тонких и узких МЭ-пьезосенсоров „металл-пьезоэлектрик“ до очень высоких частот внешнего воздействия ($10^{10} - 10^{11}$ Hz).

Расчет генерируемого напряжения на основе уравнений пьезоэффекта

Основные уравнения пьезоэффекта можно записать в виде (3)

$$D_3^p = d_{31}^{stat} T_1 + \epsilon_{33}^{stat} E_3^p,$$

$$T_1 = Y_{11}(S_1 - d_{31}^{stat} E_3^p). \quad (3)$$

Здесь D_3^p и E_3^p — электрическая индукция и поле в пьезоэлектрике, T_1 и S_1 — средние по объему продольные механическое напряжение и деформация соответственно. Электрическое поле предполагается целиком сконцентрированным в пьезоэлектрике.

Основным соотношением является условие разомкнутой цепи, так как в эксперименте [4] напряжение измерялось в режиме холостого хода [13]. Оно может быть записано в виде равенства нулю электрической индукции $D_3^p|_{z=h_p} = 0$ на границе „воздух-пьезоэлектрик“ [13]. Подставляя деформацию S_1 в уравнения пьезоэффекта и учитывая граничное условие [13], получаем для гене-

рируемого напряжения U уравнение (4)

$$U = -2 \int_0^{h_p} E_3^p dz$$

$$= -2 \frac{d_{31}^{stat}(h_p)^2}{J_y (\epsilon_{33}^{stat} - (d_{31}^{stat})^2 Y_{11})} M_{y_{mm}} \sin(2\pi t). \quad (4)$$

Если положить в выражении для осевого момента инерции толщину металла равной нулю, то мы получим формулу для пьезоэлектрического биморфа в отсутствие металла [5]. Однако она отличается от выражения, полученного в [5,6,10], тем, что ДП в [5] в знаменателе формулы для итогового напряжения в 4 раза больше ДП пьезоэлектрика. Это связано с тем, что в [5] рассматривался чисто статический горизонтальный случай механической нагрузки биморфа в отсутствие колебаний. В этом случае деформационное поле биморфа будет асимметричным. При деформации линии поляризации \mathbf{P} нижнего слоя пьезоэлектрика значительно концентрируются. Пространственная концентрация \mathbf{P} в [5,6,10] ведет к увеличению эффективной ДП сенсора. Однако в настоящей работе рассматриваются колебательный режим с частотой 1 Hz и вертикальное расположение прибора. Поэтому если взять среднее по времени от динамического расположения линий поляризации, то эффективная ДП будет совпадать с ДП пьезоэлектрика, и статическим эффектом [5,6] можно пренебречь.

Магнитоэлектрический коэффициент находится из формулы (5) из геометрии [4]

$$\alpha_{ME} = \frac{U}{(2h_p + h_m)H}. \quad (5)$$

На рис. 2 показана зависимость генерируемого напряжения от толщины одного слоя пьезобиморфного

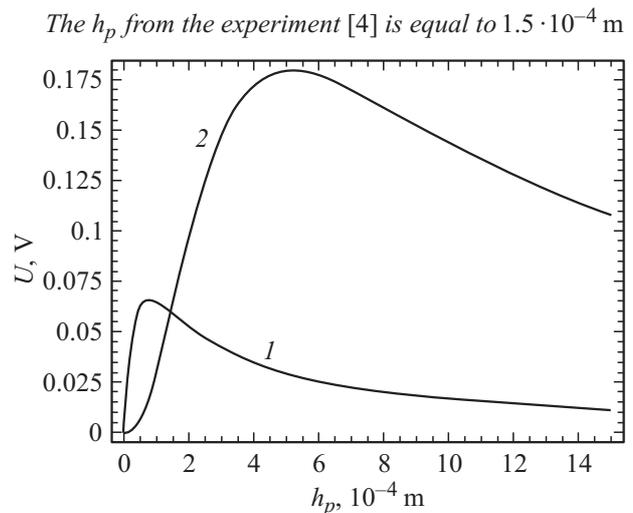


Рис. 2. Зависимость расчетного генерируемого МЭ-напряжения сенсора магнитного поля [4] от толщины пьезоэлектрического слоя по модели [6,10] 1 и настоящей модели 2. Параметры для расчетов (кроме h_p) представлены в [4].

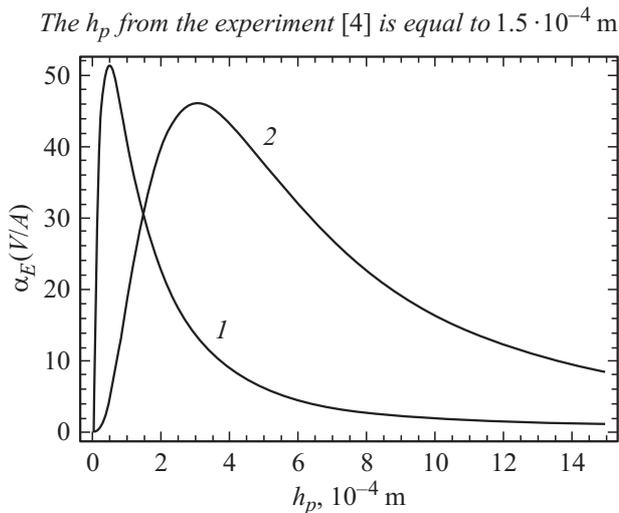


Рис. 3. Зависимость расчетного МЭ-коэффициента сенсора магнитного поля [4] от толщины пьезоэлектрического слоя по модели [6,10] 1 и настоящей модели 2. Параметры для расчетов (кроме h_p) представлены в [4].

сенсора согласно модели, развитой в настоящей работе, и согласно [6] (см. формулу (30) из [6]). Из анализа представленных зависимостей видно, что обе модели при условиях эксперимента [4] дают близкие результаты. На рис. 3 показана зависимость МЭ-коэффициента по напряжению от толщины пьезоэлектрика.

Основные результаты и выводы

Проанализируем полученные результаты. Как видно из рис. 2,3 и формулы (4), можно получить значительное увеличение квазистатического МЭ-напряжения, изменяя толщину пьезоэлектрика. Первоначальное увеличение h_p приводит к росту механических напряжений и электрических полей в пьезослоях. Физическая причина данного эффекта заключается в возрастающем поперечном распределении электрофизических параметров с координатой z . После достижения максимума дальнейшее увеличение толщины пьезослоя приводит к росту осевого момента инерции (эквивалентной жесткости сечения сенсора). Поэтому в результате получается немонотонная расчетная зависимость МЭ-коэффициента от толщины пьезослоя (рис. 2,3).

Оптимальная толщина пьезослоя в приближении „transformed cross section method“ [6,10] для МЭ-напряжения равна $0.9 \cdot 10^{-4} m$, что несколько ниже, чем в [4]. Для МЭ-коэффициента модель [6,10] в качестве оптимального значения толщины пьезослоя дает $0.5 \cdot 10^{-4} m$. Из рис. 2,3 видно увеличение основных МЭ-параметров почти в 2 раза по сравнению с толщиной, взятой в [4]. По результатам настоящей модели МЭ-напряжение должно возрастать приблизительно в 3 раза по сравнению с [4] при

$h_p = 5.2 \cdot 10^{-4} m$. Аналогичного по величине роста МЭ-коэффициента не наблюдается из-за наличия толщины пьезофазы в знаменателе (5). Он увеличивается в 1.45 раза по сравнению со значением при h_p из [4] на толщине пьезоэлектрика, равной $3 \cdot 10^{-4} m$. Видно, что значительная кривизна сенсора, позволяющая применять модель [6,10], поможет сократить объем пьезокерамического компонента для достижения больших МЭ-свойств. Однако из-за малых ММ-моментов магнита во внешнем магнитном поле достижение данного условия на настоящий момент представляется весьма проблематичным.

Из анализа рис. 2,3 видно, что основные МЭ-параметры, как в настоящей модели, так и в [6,10] занижены по сравнению с результатами [4]. Это связано с тем, что:

1. При расчетах не учитывается изменение магнитных и магнитострикционных свойств магнита под действием магнитного поля как фактора, влияющего на величину изгибающего ММ-момента.

2. Также в работе не учитывается влияние статического гравитационного момента, который вносит малый вклад в момент, действующий на сенсор на начальном этапе установления колебаний.

Необходимо отметить, что пределы применимости настоящей модели ограничены случаями пренебрежимо малых смещений центральной оси инерции сечения. При возрастании кривизны сенсора на 2–3 порядка и более настоящая модель становится неприменимой. В этом случае для прогнозирования оптимальной толщины пьезокерамики следует использовать модель, развитую в [6,10] (формула (30) из [6]) и представленную на рис. 2,3 фрагментом 1, либо метод конечных элементов [4,7]. Для квазистатического режима статическое влияние собственной силы тяжести прибора должно исключаться введением низкочастотного резонансного фильтра и вертикальным расположением прибора.

Заключение

В работе рассмотрен гибридный сенсор с наибольшим известным МЭ-коэффициентом. На основе приближений малой кривизны, симметричной во времени деформации, и влияния МВ-релаксации строится физическая модель, описывающая МЭ-отклик прибора. На основе моделей большой и малой кривизны как фактора, влияющего на амплитуду генерируемого поля, рассчитана оптимальная толщина пьезокерамики прибора. Результаты будут полезны исследователям и специалистам в области детектирования малых магнитных полей с помощью МЭ-эффекта.

Авторы благодарны проф. Сахненко В.П. за постоянный интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 11-02-00484а.

Список литературы

- [1] *Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S. et al.* // J. of Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 031101 (1–35).
- [2] *Филиппов Д.А., Галкина Т.А., Лалетин В.М. et. al.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 2. С. 82–86.
- [3] *Филиппов Д.А.* // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып. 6. С. 1112–1115.
- [4] *Liu G., Li X., Chen J. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 142904 (1–4).
- [5] *Smits Jan G., Dalke S.I., Cooney T.K.* // Sensors and actuators. A. 1991. Vol. 28. P. 41–61.
- [6] *Wang Q.-M., Du X.-h., Xu B. Cross L.E.* // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. P. 1702–1712.
- [7] *Nguyen T.T., Bouillault F., Daniel L., Mininger H.* // J. of Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 084904 (1–8).
- [8] *Феодосьев В.И.* Сопротивление материалов, М.: Наука, 1967. 552 с.
- [9] *Petrov V.M., Srinivasan G., Bichurin M.I.* // J. of Appl. Phys. 2009. Vol. 105. P. 063911 (1–6).
- [10] *Wang Q.-M., Cross L.E.* // Ferroelectrics. 1998. Vol. 215. P. 187–213.
- [11] *Петров В.М., Бичурин М.И., Srinivasan G.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. С. 81–87.
- [12] *Turik A.V., Radchenko G.S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. 1188–1192.
- [13] *Wu N., Wang Q., Quek S.T.* // J. of Sound and Vibration. 2010. Vol. 329. P. 1126–1136.