05

Изгибный резонансный датчик магнитного поля с наибольшим генерируемым магнитоэлектрическим напряжением

© *Г.С. Радченко, М.Г. Радченко*

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону
Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону
Ростовский филиал Московского государственного технического университета гражданской авиации, Ростов-на-Дону
E-mail: grig1980@mail.ru

Поступило в Редакцию 31 января 2014 г.

Теоретически описан изгибный магнитоэлектрический (МЭ) сенсор с наибольшим генерируемым напряжением. На основе развитой модели строится частотная зависимость МЭ-коэффициента. Прогнозируется оптимальная толщина пьезокерамики для повышения выходного напряжения более чем в два раза. Обнаружен эффект антирезонансного подавления колебаний в области третьего изгибного резонанса на частоте 95 Hz.

В настоящее время развитие современной техники резонансных датчиков невозможно без физического моделирования их эффективного отклика. Это делает необходимым построение физических моделей, адекватно описывающих физические процессы в таких приборах. В данной работе рассматривается изгибный резонансный датчик магнитного поля, недавно созданный экспериментально в работе [1]. Авторами устройства [1] был достигнут наибольший из экспериментально полученных МЭ-коэффициентов, равный $16\,000\,\mathrm{V/(cm \cdot Oe)}$. Отметим, что до сих пор рекордным значением МЭ-коэффициента по напряжению в композитных материалах было значение $751\,\mathrm{V/(cm \cdot Oe)}$ [2]. Экспериментальное получение столь колоссальных величин говорит о том, что описываемый прибор пригоден для практического применения в отсутствие подмагничивающего поля. Полное моделирование деформационных полей в изгибных пьезодатчиках на различных частотах содержится в монографии [3]. Однако до сих пор в литературе отсутствовали аналитические модели, описывающие работу МЭ-датчиков [1] на основе [3,4]. Все это стимулировало данное исследование.

Рассмотрим сенсор [1] (рис. 1 из [1]) в трехмерной системе координат. На правом краю пластины под действием приложенного магнитного поля возникает магнитомеханический (ММ) момент, что приводит к динамической деформации (колебаниям) структуры. Зажатый левый край прибора совместим с началом координат, ось x направим по длине прибора, ось y по ширине, а ось z по толщине структуры. Начало координат выберем в геометрическом центре зажатого левого края металлической пластины. Основным дифференциальным уравнением для меняющейся во времени изгибной деформации будет (1) [3,4] записанное ниже:

$$\frac{\partial^4 z}{\partial x^4} + \frac{\rho^* F^*}{Y^* J_y^*} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = 0. \tag{1}$$

Здесь z — величина поперечного изгиба, t — время, ρ^*, F^*, Y^* и J_y^* — эффективные плотность, площадь, модуль Юнга и осевой момент инерции поперечного сечения структуры. Исходя из геометрии сечения [1], эффективной осевой момент инерции сенсора будет равен

$$J_y^* = 2\,\frac{h_p^3 w_p}{3} + \frac{h_m^2 w_p h_p}{2} + \frac{h_m^3 w_m}{12}.$$

Здесь h и w есть толщины и ширины металлической пластины (нижний индекс m) и пьезоэлектрических слоев (нижний индекс p) соответственно. Эффективный модуль Юнга вычисляется методом усреднения по объему сечения сенсора.

Решением уравнения (1) является функция (2) продольной координаты x и времени t:

$$z(x,t) = \big(A\sin(ax) + B\cos(ax) + C\mathrm{sh}(ax) + D\mathrm{ch}(ax)\big)\sin(\omega t). \tag{2}$$

Величина a равна $(\frac{\rho^* F^*}{Y^* J_y^*})\omega^{0.5}$. Также в (2) A, B, C и D есть константы.

Исходя из геометрии [1], граничными условиями для (2) являются следующие соотношения:

1) при $x = 0$ $z = 0$; $\frac{dz}{dx} = 0$ (условие отсутствия изгибных деформаций и углового отклонения зажатого края прибора);

2) при $x = l_m$ (l_m есть длина металлической пластины) $\frac{d^2 z}{dx^2} = \frac{JVH}{Y^* J_y^*}$ (связь кривизны структуры с ММ-моментом); $\frac{d^3 z}{dx^3} = 0$ (условие отсутствия поперечной силы из-за вертикального расположения прибора

в [1]); здесь J — намагниченность магнита, равная в [1] 1.1 T, V — объем магнита, $H = 0.05$ Oe есть амплитуда величины приложенного магнитного поля.

Из граничных условий получается решение для функции $z(x,t)$. В полном соответствии с динамическими решениями [3,4] для зажатой с одного края структуры дисперсионное уравнение будет выглядеть так:

$$\mathrm{ch}(a l_m)\cos(a l_m) = -1. \tag{3}$$

Наименьший корень данного уравнения $a l_m = 1.875$ соответствует частоте основного тона, которая равна 5 Hz [1]. Отсюда определяем эффективную величину $\frac{\rho^* F^*}{Y^* J_y^*}$ всей структуры для дальнейших расчетов.

Основные уравнения пьезоэффекта могут быть записаны следующим образом:

$$S_1(x) = T_1(x)/Y^* + d_{31}E_3(x),$$

$$D_3(x) = d_3 T_1(x) + \varepsilon_{33}E_3(x). \tag{4}$$

Здесь $S_1(x) = -Z\frac{d^2 z(x,t)}{dx^2}$ есть кривизна сенсора, функции $T_1(x)$ и $E_3(x)$ являются генерируемым продольным механическим напряжением и электрическим полем, d_{31} и ε_{33} — это пьезомодуль и диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрика, Z — есть поперечная координата. Основным граничным условием [5] является равенство нулю электрической индукции на границе раздела „пьезоэлектрик–воздух" $D_3|_{z=h_p} = 0$ [5]. Подставляя в (4) выражение для деформации образца через найденную функцию $z(x,t)$ и усредняя по коодинате x, получаем итоговое выражение (5) для эффективного генерируемого напряжения:

$$U = -\frac{2}{l_p}\,\frac{d_{31}Y^*(h_p)^2}{\varepsilon_{33} - (d_{31})^2 Y^*}\,\frac{dz}{dx}(l_p). \tag{5}$$

На рис. 1 изображена расчетная зависимость МЭ-коэффициента по напряжению от частоты приложенного магнитного поля согласно параметрам [1]. Видно, что в окрестности первого резонанса [1] результаты в 1.6 раза занижены по сравнению с экспериментом [1]. Это связано с тем, что в настоящей модели не учитываются магнитострикционная деформация магнита и его магнитная проницаемость как факторы, влияющие на величину ММ-момента. Из рис. 1 видно, что на частоте 95 Hz в районе 3-го изгибного резонанса наблюдается антирезонанс.

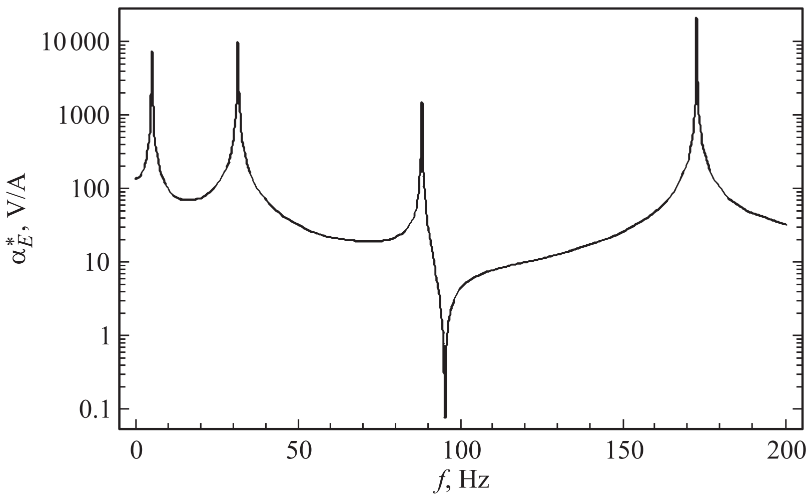

Рис. 1. Частотная зависимость расчетного МЭ-коэффициента по напряжению МЭ-сенсора из [1] при параметрах [1] в области частот изгибных резонансов.

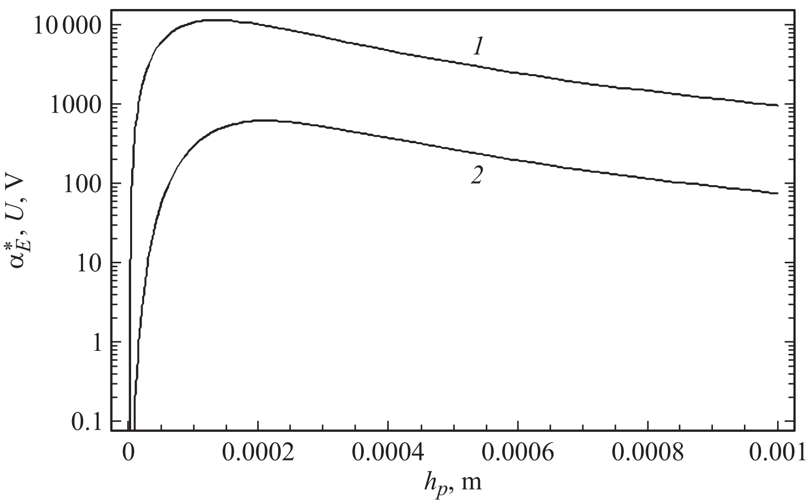

Рис. 2. Зависимость расчетного генерируемого МЭ-коэффициента (кривая *1*) и МЭ-напряжения (кривая *2*) сенсора магнитного поля [1] от толщины пьезоэлектрического слоя. Параметры для расчетов (кроме h_p) представлены в [1]. Частота приложенного магнитного поля равна 5 Hz.

На рис. 2 изображена зависимость МЭ-коэффициента и генерируемого напряжения от толщины пьезослоя. Из рис. 2 видно, что авторы [1] оптимально подобрали толщину пьезокерамики для получения наибольшего МЭ-коэффициента по напряжению. Однако для получения наибольшего генерируемого напряжения толщина керамики должна быть повышена до $2.25 \cdot 10^{-4}$ m. Это обеспечит увеличение генерируемого напряжения более чем в 2 раза в режиме холостого хода. Как видно из рис. 2, оно может достигать 700–800 V, что является достаточным для широкого практического применения данного сенсора.

На кривых $d_{31}^p(E)$ и $\varepsilon_{33}^p(E)$ при сильных генерируемых полях мы достигаем точки насыщения [6]. Около этой точки диэлектрическая проницаемость, пьезокоэффициент и модули упругости практически не зависят от величины поля и близки к своим значениям в линейной области.

Результаты, полученные в данной статье, могут быть полезны при проектировании высокоэффективных датчиков магнитного поля на основе внешнего МЭ-эффекта.

Авторы благодарны научному руководителю НИИ физики ЮФУ, проф. В.П. Сахненко за постоянный интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 11-02-00484а и Государственной программы поддержки НИР № 2.6173.2011.

Список литературы

[1] *Liu G., Li X., Chen J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 142 904 (1–4).
[2] *Patil D.R., Chai Y., Kambale R.S.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 062 909 (1–4).
[3] *Ballas R.G.* Piezoelectric Multilayer beam bending actuators. Berlin–Heidelberg: Springer Verlag, 2007. 353 p.
[4] *Феодосьев В.И.* Сопротивление материалов. М.: Наука, 1967. 552 c.
[5] *Wu N., Wang Q., Quek S.T.* // J. Sound and Vibration. 2010. V. 329. P. 1126–1136.
[6] *Radchenko G.S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 055 421 (1–4).