

УДК 323.91.05

А.Г. Лебедь (канд. физ.-мат. наук, доц.), Д.А. Семенец, Д.П. Васильчук
Учебно-научный профессионально-педагогический институт УИПА, г. Артемовск
кафедра электромеханических систем

МОДЕЛЬ ТОЛЩИННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИН С ГРАДИЕНТНЫМ ПОЛЕМ УПРАВЛЕНИЯ

Разработана математическая модель толщинных колебаний тонких пьезоэлектрических пластин с градиентным полем управления в плоскости кристаллического элемента.

Ключевые слова: *пьезорезонансное устройство, резонатор, градиентное электрическое поле, квазиизотропная модель.*

Актуальность

Важным элементом систем автоматизации горного производства являются генераторы колебаний различной формы, выполняющие функции синхронизации и управления в микроконтроллерных устройствах, системах передачи данных между различными элементами устройств автоматики и технологическими объектами.

Опорное высококачественное колебание, необходимое для функционирования систем синхронизации и передачи данных, формируется с помощью генератора, частота которого стабилизируется с помощью кварцевого резонатора. При этом может использоваться кварцевый генератор, управляемый напряжением (VCXO), или термокомпенсированный кварцевый генератор (TCXO). Зачастую и VCXO/TCXO являются генераторами, управляемыми напряжением (ГУН).

Для перестройки генераторов по частоте в определенном диапазоне обычно используются варикапы. В некоторых ГУН варикапы используются также для модуляции, например, в DECT системе, где генерируется GMSK сигнал с постоянной огибающей.

Если широкополосный ГУН может быть реализован с использованием единственного варикапа, комбинация требования получения широкого диапазона перестройки по частоте и малого достижимого диапазона напряжения настройки приводит к необходимости использования ГУН с очень высокой крутизной перестройки. Такая высокая крутизна делает генератор чрезмерно чувствительным к влиянию источников шума и побочных сигналов, которые могут воздействовать на ГУН по управляющему входу, на который подается основной сигнал перестройки.

Выходной сигнал генератора должен содержать низкий фазовый шум, гармоники основного сигнала и побочные составляющие с возможно малым уровнем. В приемнике фазовый шум сигнала проявляется как аддитивный шум в полученном сигнале. В передатчике нежелательные компоненты приводят к появлению побочных составляющих в выходном сигнале. К сожалению, применение управляемых емкостей (варикапов) повышает уровень фазовых шумов управляемого генератора на (3...10) дБн/Гц при отстройке 1 кГц.

Актуальной задачей является разработка новых типов ГУН с кварцевыми резонаторами, в которых управление резонансной частотой осуществляется не включением внешних реактивных элементов, а непосредственным воздействием на пьезорезонансную систему кварцевого резонатора. Это позволяет снизить уровень фазовых шумов, вносимых варикапами при заданном диапазоне перестройки частоты, обеспечить нужную крутизну модуляционной характеристики и ее линейность.

© Лебедь А.Г., Семенец Д.А., Васильчук Д.П., 2013

Одним из направлений разработки таких устройств является применение управляемых по частоте ПРС с модуляцией межэлектродного зазора. Предлагаемый в работах [1] МЭМС модулятор межэлектродного зазора имеет высокую стоимость и может быть применен в условиях массового и крупносерийного производства. В работах [2],[3] предложен линейный индукционно-динамический модулятор МЭЗ, управляемый импульсным сигналом, характеризуемый частотой, амплитудой и скважностью (коэффициентом заполнения). Такие устройства обеспечивают расширенный диапазон перестройки частоты при минимальном уровне фазовых шумов, но требуют специальный электромеханический модулятор межэлектродного зазора резонатора.

Перспективным методом непосредственного воздействия на пьезорезонансную систему является управление резонансной частотой градиентным электрическим полем в плоскости кристаллического элемента.

Постановка задачи

Основной задачей данной работы является разработка математической модели толщинных колебаний тонких пьезоэлектрических пластин с градиентным полем управления в плоскости кристаллического элемента.

Решение задачи

Бесконечная пьезоэлектрическая пластина толщиной h ориентирована в прямоугольной системе координат в соответствии с рисунком 1.

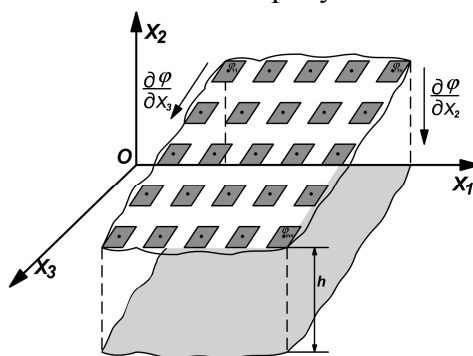


Рисунок 1 – Тонкая пьезоэлектрическая пластина бесконечных размеров с матричным электродом

Нижняя часть пьезоэлемента покрыта сплошным, бесконечно тонким проводящим электродом, а верхний электрод имеет матричную структуру. Механическими эффектами электродов, вследствие их бесконечно малой толщины, пренебрегаем. Создавая управляющую разность потенциалов между элементарными электродами и нижним сплошным электродом $\varphi_0 - \varphi_{mn}$, можно реализовать градиент поля $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ вдоль оси \tilde{O}_1 или \tilde{O}_3 .

Для получения аналитического решения и исследования влияния градиентного электрического поля на параметры пьезоэлектрического элемента резонатора воспользуемся его квазиизотропной моделью. В этой модели постоянные жёсткости приняты изотропными, а пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные соответствуют исследуемому кристаллу [4]. Исходные уравнения состояния пьезоэлектрика в тензорном виде имеют вид [4]:

$$\begin{aligned}
 \tilde{N}_{ijkl} U_{k,l} + e_{kij} \cdot \varphi_{,ki} &= \rho \ddot{U}_j \\
 e_{kij} u_{i,jk} - \varepsilon_{ij} \varphi_{,ij} &= 0 \\
 T_{ij} = 0,5 \tilde{N}_{ijkl} (U_{k,l} + U_{l,k}) + e_{kij} \cdot \varphi_{,k} \\
 D_i = 0,5 e_{kij} (U_{k,l} + U_{l,k}) + \varepsilon_{ik} \cdot \varphi_{,k}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где i, j, k, l ; $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \ddot{u}$; $\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} = u_{k,ij}$; x_1, x_2, x_3 - направления вдоль ширины, толщины и длины пьезоэлемента; $\tilde{n}_{ij}, \tilde{a}_{kij}, \epsilon_{ij}$ - упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные; ρ, D, U, φ - плотность пьезоэлемента, электрическое и механическое смещение вдоль оси и электрический потенциал соответственно; T_{ij} - механические напряжения.

Решение задачи сводится к решению системы дифференциальных уравнений (1) двух видов: в первом случае градиент управляющего поля создаётся в направлении X_1 , а в другом вдоль X_3 . Рациональнее рассмотреть систему уравнений второго вида:

$$\begin{aligned} \mu U_{1,22} + \mu U_{1,33} - e_{11} \varphi_{,22} - e_{14} \varphi_{,23} &= \rho \ddot{U}_1 \\ (\lambda + 2\mu) U_{2,22} + \mu U_{2,33} + (\lambda + \mu) U_{3,23} &= \rho \ddot{U}_2 \\ (\lambda + \mu) U_{2,23} + \mu U_{3,22} + (\lambda + 2\mu) U_{3,33} &= \rho \ddot{U}_3 \\ -e_{11} U_{1,22} - e_{14} U_{1,23} - \epsilon_{11} \varphi_{,22} &= 0 \end{aligned} \tag{2}$$

где λ, μ - постоянные Ляме $C_{11} = \lambda + \mu, C_{12} = \lambda, C_{44} = \mu$.

Анализ уравнений системы (2) показывает, что смещение U_1 связано с электрическим потенциалом φ , возбуждается электрически и не связано со смещениями U_2 и U_3 . Следовательно, система уравнений (2) распадается на две системы несвязанных колебаний, в первой $U_2 = U_3 = 0$ и $U_1 = 0$ - во второй.

Первая система:

$$\begin{aligned} \mu U_{1,22} + \mu U_{1,33} - e_{11} \varphi_{,22} - e_{14} \varphi_{,23} &= \rho \ddot{U}_1 \\ -e_{11} U_{1,22} - e_{14} U_{1,23} - \epsilon_{11} \varphi_{,22} &= 0 \end{aligned} \tag{3}$$

Система уравнений (3) в развёрнутом виде:

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2^2} + \mu \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_3^2} - e_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} - e_{14} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2 \partial x_3} = \rho_o \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2}, \\ e_{11} \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2^2} + e_{14} \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2 \partial x_3} + \epsilon_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} = 0. \end{cases} \tag{4}$$

Выражая $\frac{\partial \varphi}{\partial X_2}$ из второго уравнения системы (4) и подставляя в первое уравнение, получим следующую равносильную систему уравнений:

$$\begin{cases} A \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2^2} + 2B \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2 \partial x_3} + C \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_3^2} = \rho_o \frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2} \\ \frac{\partial}{\partial x_2} (e_{11} U_1 + \epsilon_{11} \varphi) + e_{14} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} = g(x_1, x_3) \end{cases} \tag{5}$$

где обозначено $A = \frac{\mu \epsilon_{11} + e_{11} e_{14}}{\epsilon_{11}}, B = \frac{(e_{14} - \epsilon_{11}) e_{14}}{2 \epsilon_{11}}, C = \mu,$

$g(x_1, x_3, t)$ - произвольная неизвестная функция переменных x_1, x_3 и t .

Преобразованием поворота осей первое уравнение (5) приводится к виду:

$$A^* \frac{\partial^2 U}{\partial x_2'^2} + C^* \frac{\partial^2 U}{\partial x_3'^2} = \rho_o \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \tag{6}$$

где

$$x'_2 = x'_2(x_2, x_3, t), \quad x'_3 = x'_3(x_2, x_3, t), \quad U = U_1(x'_2, x'_3, t), \quad A^* = \frac{(\dot{A} + \dot{N}) - \sqrt{(\dot{A} + \dot{N})^2 + 4B^2}}{2} > 0,$$

$$C^* = \frac{(\dot{A} + \dot{N}) + \sqrt{(\dot{A} + \dot{N})^2 + 4B^2}}{2} > 0$$

Уравнение (6) представляет собой двумерное волновое уравнение. Найдем его решение $U = (x'_2, x'_3, t)$ в прямоугольной плоской области $D := \{(x'_2, x'_3) \mid |x'_2| \leq h, 0 \leq x'_3 \leq l\}$.

Введём граничные условия:

$$U(-x'_2, x'_3, t) = U(x'_2, x'_3, t), \quad U(x'_2, x'_3, 0) = \zeta(x'_2, x'_3), \quad \frac{\partial U(x'_2, x'_3, 0)}{\partial x'_3} = \psi(x'_2, x'_3) \quad (7)$$

$$\frac{\partial U(\pm h, x'_3, t)}{\partial x'_2} = 0; \quad \frac{\partial U(x'_2, \pm l, t)}{\partial x'_3} = 0. \quad (8)$$

Решение уравнения (6) ищем в виде функционального ряда:

$$U(x'_2, x'_3, t) = \frac{1}{2} A_0(x'_3, t) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n(x'_3, t) \cos \omega_n x'_2, \quad (9)$$

где

$$\omega_n = \frac{n\pi}{h}, \quad A_n(x'_3, t) = \frac{2}{h} \int_0^h U(x'_2, x'_3, t) \cos(\omega_n x'_2) dx'_2, \quad (10)$$

которое уже удовлетворяет первому граничному условию (8).

Подстановка решения (9) в уравнение (6) приводит к тождественному равенству:

$$\frac{1}{2} \left(A \cdot 0 + C \frac{\partial^2 A_0(x'_3, t)}{\partial x_3'^2} - p^2 \frac{\partial^2 A_0(x'_3, t)}{\partial t^2} \right) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \left(-A(\omega_n)^2 A_n(x'_3, t) + C \frac{\partial^2 A_n(x'_3, t)}{\partial x_3'^2} - p^2 \frac{\partial^2 A_n(x'_3, t)}{\partial t^2} \right) \cos(\omega_n x'_2) \equiv 0 \quad (11)$$

Поскольку система функций $\{\cos(\omega_n x'_2), n = \overline{0, \infty}\}$ линейно независима, то для выполнения равенства (11) необходимы условия:

$$A \cdot 0 + C \frac{\partial^2 A_0(x'_3, t)}{\partial x_3'^2} - p^2 \frac{\partial^2 A_0(x'_3, t)}{\partial t^2} \equiv 0, \quad (12)$$

$$-A(\omega_n)^2 A_n(x'_3, t) + C \frac{\partial^2 A_n(x'_3, t)}{\partial x_3'^2} - p^2 \frac{\partial^2 A_n(x'_3, t)}{\partial t^2} \equiv 0, \quad n = \overline{1, \infty}. \quad (13)$$

Равенства (12) и (13) являются линейными дифференциальными уравнениями 2-го порядка относительно функций $A_n(x'_3, t)$, причем уравнение (12) является частным случаем уравнения (13) при $n = 0$.

К дифференциальным уравнениям (13) применяем преобразование Лапласа

$$A_n(x'_3, t) \overset{\leftarrow}{\leftarrow} A_n^*(x'_3, s), \quad \frac{\partial A_n(x'_3, t)}{\partial t} \overset{\leftarrow}{\leftarrow} s A_n^*(x'_3, s) - A_n(x'_3, 0)$$

$$\frac{\partial^2 A_n(x'_3, t)}{\partial t^2} \overset{\leftarrow}{\leftarrow} s^2 A_n^*(x'_3, s) - s A_n(x'_3, 0) - \frac{\partial A_n(x'_3, 0)}{\partial t} \quad (14)$$

В соответствии с формулой (10) обозначим:

$$\Phi_n(x'_3, s) = s A_n(x'_3, 0) + \frac{\partial A_n(x'_3, 0)}{\partial t} = \frac{2}{h} \int_0^h (s \zeta(x'_2, x'_3) + \psi(x, x'_3)) \cos(\omega_n x'_2) dx'_2. \quad (15)$$

Уравнения (10) преобразуются в обыкновенные неоднородные линейные дифференциальные уравнения 2-го порядка по переменной x'_3 с неизвестными функциями $A_n^*(x'_3, s)$, содержащими параметр s :

$$\frac{d^2 A_n^*(x'_3, s)}{d x'^2_3} - \frac{A\omega_n^2 + (ps)^2}{C} A_n^*(x'_3, s) = -\frac{p^2}{C} \Phi_n(x'_3, s) \tag{16}$$

Решение уравнения (16) находится согласно теории линейных дифференциальных уравнений высших порядков, в частности, применяя метод Лагранжа. С учётом граничных условий для коэффициентов искомого решения (9) находим изображения по Лапласу коэффициентов искомого решения (9) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_n^*(\hat{x}'_3, s) = & \frac{p^2 l}{C} \int_0^{\hat{y}} \frac{ch(\lambda(s)l(1-\hat{x}'_3)) \cdot ch(\lambda(s)l\hat{z})}{\lambda(s)sh(\lambda(s)l)} \Phi_n(\hat{z}, s) d\hat{z} + \\ & + \frac{p^2}{C} \int_{1-\hat{x}'_3}^1 \frac{ch(\lambda(s)l\hat{x}'_3) ch(\lambda(s)l(1-\hat{z}))}{\lambda(s)sh(\lambda(s)l)} \Phi_n(\hat{z}, s) d\hat{z}, \end{aligned} \tag{17}$$

где $\hat{x}'_3 = x'_3 / l$, $\hat{z} = z / l$ и с учётом (15) $\Phi_n(\hat{z}, s) = \frac{2}{h} \int_0^h (s \zeta(x, \hat{z}) + \psi(x, \hat{z})) \cos(\omega_n x) dx$,

$$\lambda(s) = \sqrt{(A\omega_n^2 + (ps)^2) / C}, \omega_n = n\pi / h.$$

Восстанавливаем коэффициенты $A_n(y, t)$ по изображениям (17) с помощью вычетов. Особые точки изображений являются корнями уравнения

$$\lambda(s) sh(\lambda(s)l) = 0 \tag{18}$$

Для его решения полагаем $\lambda(s) = i\mu_k$. Уравнение (18) принимает вид $\mu_k \sin(\mu_k l) = 0$, откуда $\mu_k = \frac{k\pi}{l} \forall k \in Z$. Затем из уравнения $\sqrt{(A\omega_n^2 + (ps)^2) / C} = i\mu_k$ находим особые точки изображений (17):

$$s_{n,k} = \begin{cases} 0, & n = 0, k = 0; \\ \pm i\sqrt{C}\mu_k / p = \pm iq_{0,k} / p, & n = 0, k \neq 0; \\ \pm i\sqrt{A\omega_n^2} / p = \pm iq_{n,0} / p, & n \neq 0, k = 0; \\ \pm i\sqrt{A\omega_n^2 + C\mu_k^2} / p = \pm iq_{n,k} / p, & n \neq 0, k \neq 0; \end{cases} \tag{19}$$

где

$$q_{n,k} = \sqrt{A\omega_n^2 + C\mu_k^2}, \omega_n = \frac{n\pi}{2}, \mu_k = \frac{k\pi}{l}, \tag{20}$$

«верхний знак» соответствует $\mu_k > 0$, а «нижний знак» соответствует $\mu_k < 0$.

Точки $s_{n,k}$ (19) являются полюсами 1-го порядка при $n \neq 0$ и $\forall k$. Для $n = 0, k = 0$ уравнению (18) соответствует особая точка $s_{0,0} = 0$, являющаяся полюсом 1-го порядка для слагаемого, содержащего в числителе $s\zeta(x, y)$, и полюсом 2-го порядка для слагаемого, содержащего в числителе $\psi(x, y)$. Для $n = 0, k \neq 0$ точки $s_{0,k}$ являются полюсами первого порядка.

Соответственные оригиналы $A_n(y, t)$ восстанавливаем по формуле:

$$f(t) = \sum_k res(F(s) e^{st}, s = s_{n,k}), \tag{21}$$

используя для вычисления вычетов формулы:

$$\begin{aligned} \operatorname{res}\left(\frac{Q(s)}{P(s)}e^{st}, s_0\right) &= \frac{Q(s_0)}{P'(s_0)}e^{s_0t}, \operatorname{res}(F(s), s_0) = \lim_{s \rightarrow s_0} \left((s - s_0)F(s)e^{st}\right), \\ \operatorname{res}(F(s), s_0) &= \lim_{s \rightarrow 0} \left((s - s_0)^2 F(s)e^{st}\right)'_s. \end{aligned} \tag{22}$$

Для нахождения вычетов в полюсе $S = 0$ применяем разложение в ряд Маклорена гиперболических функций и находим оригиналы для отдельных слагаемых, а общий оригинал находим по свойству линейности преобразования Лапласа. В результате получаем следующие выражения для коэффициентов решения (9) (в безразмерных координатах \hat{x} и \hat{y}):

$$\begin{aligned} A_0(\hat{x}'_3, t) &= \int_{\hat{z}=0}^1 \int_{\hat{x}'_2=0}^1 (\varphi(\hat{x}'_2, \hat{z}) + t\psi(\hat{x}'_2, \hat{z})) d\hat{z}d\hat{x}'_2 + \\ &+ 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ (-1)^k \int_{\hat{z}=0}^{\hat{x}'_3} \int_{\hat{x}'_2=0}^1 (V_k(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) \cos(k\pi\hat{z}) \cos(n\pi\hat{x}'_2)) d\hat{x}'_2 d\hat{z} \right\} \cos(k\pi(1 - \hat{x}'_3)) + \\ &+ 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ (-1)^k \int_{\hat{z}=\hat{x}'_3}^1 \int_{\hat{x}'_2=0}^1 (V_k(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) \cos(k\pi(1 - \hat{z})) \cos(n\pi\hat{x}'_2)) d\hat{x}'_2 d\hat{z} \right\} \cos(k\pi\hat{x}'_3) \\ A_n(\hat{x}'_3, t) &= \int_{\hat{z}=0}^1 \int_{\hat{x}'_2=0}^1 (R_n(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) \cos(n\pi\hat{x}'_2)) d\hat{x}'_2 d\hat{z} + \\ &+ \sum_{\substack{k=-\infty \\ (k \neq 0)}}^{\infty} \left\{ (-1)^k \int_{\hat{z}=0}^{\hat{x}'_3} \int_{\hat{x}'_2=0}^1 (W_{n,k}(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) \cos(k\pi\hat{z}) \cos(n\pi\hat{x}'_2)) d\hat{x}'_2 d\hat{z} \right\} \cos(k\pi(1 - \hat{x}'_3)) + \\ &+ \sum_{\substack{k=-\infty \\ (k \neq 0)}}^{\infty} \left\{ (-1)^k \int_{\hat{z}=\hat{x}'_3}^1 \int_{\hat{x}'_2=0}^1 (W_{n,k}(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) \cos(k\pi(1 - \hat{z})) \cos(n\pi\hat{x}'_2)) d\hat{x}'_2 d\hat{z} \right\} \cos(k\pi\hat{x}'_3) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} R_n(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) &= \varphi(\hat{x}'_2, \hat{z}) \cos\left(\frac{\sqrt{A\omega_n^2}}{p}t\right) + \frac{p}{\sqrt{A\omega_n^2}}\psi(\hat{x}'_2, \hat{z}) \sin\left(\frac{\sqrt{A\omega_n^2}}{p}t\right) \\ V_k(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) &= \varphi(\hat{x}'_2, \hat{z}) \cos\left(\frac{\sqrt{C}\mu_k}{p}t\right) + \frac{p}{\sqrt{C}\mu_k}\psi(\hat{x}'_2, \hat{z}) \sin\left(\frac{\sqrt{C}\mu_k}{p}t\right) \\ W_{n,k}(\hat{x}'_2, \hat{z}, t) &= \zeta(\hat{x}'_2, \hat{z}) \cos\left(\frac{q_{n,k}}{p}t\right) + \frac{p}{q_{n,k}}\psi(\hat{x}'_2, \hat{z}) \sin\left(\frac{q_{n,k}}{p}t\right) \end{aligned}$$

Свободный член $A_0(\hat{x}'_3, t)$ полученного решения зависит линейно от времени t , что может привести к неограниченности амплитуды изучаемых свободных колебаний. Чтобы исключить такое явление, функцию $\psi(x'_2, x'_3) = U'_t(x'_2, x'_3, 0)$ следует выбрать такой, чтобы её среднеинтегральное значение равнялось нулю. Выполняя преобразования, обратные к преобразованиям приведения уравнений к каноническому виду, получим решение в исходных переменных

Выводы и пути дальнейших исследований

Для решения исходной задачи остается определить начальные условия, граничные условия для конкретной конфигурации резонатора, и, подставляя их в общее решение, получить частое решение, описывающее колебания пьезоэлемента. Уравнения колебаний пьезоэлемента позволят провести численный анализ основных параметров,

характеризують якість управління частотою і отримати інженерні співвідношення для розробки пристрою формування градієнтного електричного поля для заданих характеристик діапазона перестройки резонансної частоти.

Список использованной литературы

1. Акулиничев А.А. Кварцевый частотный модулятор с подвижным микроэлектродом управляемой геометрии / А. А. Акулиничев // Радиоэлектронні і комп'ютерні системи – 2011. – №1(49). – С. 22 – 28.
2. Хуторненко С.В. Моделирование пьезорезонансного устройства с управлением частоты линейным индукционно-динамическим модулятором / С.В. Хуторненко, Д.А. Семенец // Сборник научных работ Харьковского университета повітряних сил. – 2012. – №1(30). – С. 161 – 166.
3. Хуторненко С.В. Математическая модель пьезорезонансного устройства в средствах автоматизации мехатронных систем / С.В. Хуторненко, Д.А. Семенец // Наукові праці Донецького національного технічного університету. Серія гірничо-електромеханічна. – 2011. – №21(189). – С. 159 – 167.
4. Зеленка И. Пьезоэлектрические резонаторы на объемных и поверхностных акустических волнах: материалы, технология, конструкции, применение / И. Зеленка; пер. с чешского. - М.: Мир, 1990. - 584 с.

Надійшла до редакції:
22.02.2013

Рецензент:
д-р техн. наук, проф. Ковальов Є.Б.

А.Г. Либідь, Д.А. Семенець, Д.П. Васильчук

Навчально-науковий професійно-педагогічний інститут УПА

Модель товщинних коливань п'єзоелектричних пластин з градієнтному полем управління. Розроблена математична модель товщинних коливань тонких п'єзоелектричних пластин з градієнтним полем управління в площині кристалічного елемента.

Ключові слова: п'єзорезонансний пристрій, резонатор, градієнтне електричне поле, квазіізотропна модель.

A.G. Lebed, D.A. Semenets, D.P. Vasilchuk

Educational and Scientific Professional Pedagogical Institute UEPA

Model of Thickness Vibrations of Piezoelectric Plates with Gradient Control Field. The paper offers a promising method for controlling the frequency oscillator by direct impact on the piezoresonance system by gradient electric field in the plane of the crystal element.

As a piezoelectric element, to obtain analytical solution and for investigation of the influence of electric gradient field on its parameters, we used its quasi-isotropic model. In this model, stiffness constants are taken to be isotropic, and the piezoelectric and dielectric constants correspond to the crystal. For controlling gradient field creation one of the electrodes of piezoelectric element is to be made in the form of a matrix structure.

Based on initial equations of piezoelectric state we developed a mathematical model of the thickness vibrations of thin piezoelectric plates with a gradient control field in the plane of the crystal element. The developed mathematical model further will allow obtaining the dependence of the resonance frequency from the electric field gradient for a particular configuration of the resonator. Piezoelement vibration equations will make possible a numerical analysis of the main parameters that characterize the frequency control quality and allow obtaining engineering relations for device design, that will form a gradient electric field for certain characteristics of the tuning range of the resonance frequency.

Keywords: piezoelectric device, resonator, gradient electric field, quasiisotropic model.