

## МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ЧУТЛИВОГО ЕЛЕМЕНТУ У ВИГЛЯДІ ПІРОЕЛЕКТРИКА ДЛЯ РАДІОВИМІРЮВАЛЬНОГО ПРИБАДУ НА ОСНОВІ ОПТИКО-ЧАСТОТНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА

Проведено математичний аналіз одно- та двокристалльної піроелектричних схем і здійснено врахування втрат. Розроблено функцію перетворення для оптико-частотного температурного перетворювача.

The mathematical analysis one-crystal and two-crystal pyroelectric circuit and by taking into account losses was carried out. A transfer function for optical-frequency converter temperature was worked out.

Ключові слова: радіовимірювальні прилади, оптико-частотні перетворювачі, математичне моделювання.

### Вступ

Актуальною є проблема математичного аналізу процесів, які відбуваються в піроелектричному матеріалі під час дії на нього температури, це пов'язано з необхідністю визначення функції перетворення теплової енергії в електричну. Ряд робіт [1– 3] пов'язані з дослідженнями вищевказаного явища, проте в них недостатньо уваги приділено виведенню функції перетворення теплової енергії в електричну з адекватним поясненням її фізичного змісту. Отже, метою даної статті є дослідження явищ, що відбуваються в піроелектричному матеріалі з наступним виведенням функції перетворення цих процесів.

### Основний розділ

Процес перетворення інфрачервоного випромінювання (ІЧ) в електричний сигнал

Під час перетворення вхідного інфрачервоного випромінювання в електричний сигнал в піроелектрику можна виділити три основних етапи. 1. Термічне перетворення – інфрачервоне випромінювання потрапляє на піроелектричний елемент через вхідне вікно або ІЧ фільтр з коефіцієнтом передачі. Потік випромінювання  $\Delta\Phi$  поглинається і стає причиною зміни температури  $\Delta T$  в піроелектричному елементі. 2. Термоелектричне перетворення, при якому внаслідок піроелектричного ефекту у кристалі піроелектрика зміна температури  $\Delta T$  призводить до зміни концентрації зарядів  $\Delta Q$  на електродах піроелектрика. 3. Електричне перетворення – електричний заряд  $\Delta Q$  перетворюється в електричний сигнал напруги  $U$ .

### Математичний аналіз однокристалльної схеми

Є два поширених різновиди піроелектричних вимірювачів температури: одно- і двокристалльні. У монокристалній системі, одна грань кристала заземлена, а інша цільова електрично рухлива і розміщена навпроти заземленої. Заземлена і цільова поверхні розділені щільною вакууму або газу низького тиску, як показано на рис. 1 (а). У двокристалній системі заземлена цільова поверхня замінена на інший кристал (вони стикаються протилежно), як показано на рис. 1 (б). Під протилежним стиканням мається на увазі, що від'ємна грань одного з кристалів знаходиться навпроти додатної грані іншого кристала.

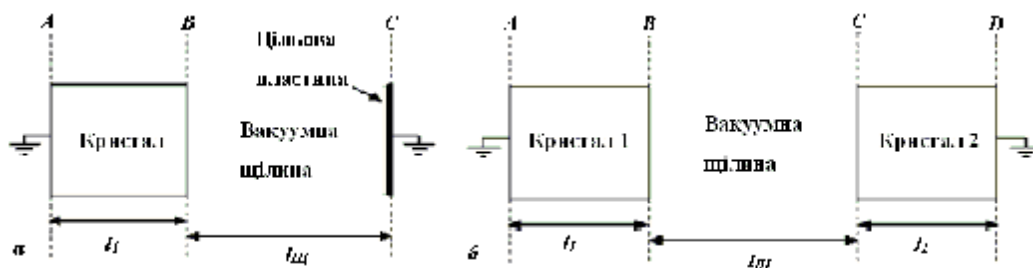


Рис. 1. Схема однокристалльної системи (а), схема двокристалльної системи (б)

Коли кристал на рис. 1 (а) зазнає зміни температури, повний заряд, який розвивається на поверхні В ( $Q_B$ ) визначається формулою:

$$Q = Sg\Delta T, \quad (1)$$

де  $Q$  – поверхневий заряд,  $S$  – площа поверхні. Збільшення заряду під час фази охолодження створює електричне поле. Напрямок електричного поля в щільності (і знак заряду на поверхні В) залежить від орієнтації осі поляризації (убік або від В) причому кристал повинен бути нагрітим або охолодженим.

Так як кристал і щільна ізоляція є діелектриками, ця система може бути замінена моделлю з двох конденсаторів з'єднаних паралельно, причому поверхня В є спільною для обох конденсаторів. Еквівалентну схему наведено на рис. 2.

Еквівалентна ємність (без урахування крайових полів) цієї системи має вигляд:

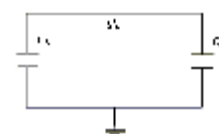


Рис. 2. Еквівалентна схема для однокристалльної системи

$$C_E = C_K + C_{Щ} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_K S}{l_1} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Щ} S}{l_{Щ}}, \quad (2)$$

де  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_K$ , і  $\epsilon_{Щ}$  є діелектричні проникності вільного простору, піроелектричного кристала і щілини, відповідно (якщо щілина – вакуум,  $\epsilon_{Щ} = 1$ , однак, залишимо цей показник у рівнянні для повноти).

Потенціал на конденсаторі визначається:  $U = \frac{Q}{C}$ . Оскільки  $C_K$  і  $C_{Щ}$  на рис. 2 паралельні, напруги на обох цих конденсаторах мають бути рівні ( $U_K = U_{Щ}$ ). Таким чином, напруга вздовж щілини визначається:

$$U = \frac{Q_B}{C_E} = \frac{Sg\Delta T}{\frac{\epsilon_0 \epsilon_K S}{l_1} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Щ} S}{l_{Щ}}} = \frac{g\Delta T}{\epsilon_0 \left( \frac{\epsilon_K}{l_1} + \frac{\epsilon_{Щ}}{l_{Щ}} \right)}. \quad (3a)$$

У багатьох випадках  $C_K \gg C_{Щ}$ , тому рівняння (3a) можна спростити:

$$U = \frac{Q_B}{C_K} = \frac{g\Delta T l_1}{\epsilon_0 \epsilon_K}. \quad (3b)$$

Напруженість електричного поля в щілині визначається:

$$E_{Щ} = \frac{U}{l_{Щ}} = \frac{g\Delta T}{\epsilon_0 \left( \frac{l_{Щ} \epsilon_K}{l_1} + \epsilon_{Щ} \right)}. \quad (4)$$

Слід зазначити, що зображення поверхні піроелектричного кристала як конденсатора не є відходом від дійсності, оскільки опір поверхні деяких піроелектриків нижчий, ніж у більшості конденсаторів і проявляє металеві властивості.

Врахуємо, що заряд на поверхні А та С не дорівнює нулю (хоча вони заземлені). Говорячи, що конденсатор заряджається зарядом  $Q$ , це означає, що заряд ( $+Q$ ) на одній пластині і заряд ( $-Q$ ) на іншій, тому позначення  $Q$  неявно посилається на абсолютне значення  $Q$ . Поверхню піроелектричного кристала з площини В можна розглядати як дві пластини, одна конденсатора  $C_K$ , інша від конденсатора  $C_{Щ}$ . Повний заряд генерований піроелектричним кристалом ( $Q_B$ ) розподіляється між цими двома пластинами. Частина заряду  $Q_B$ , яка пов'язана з конденсатором кристала є рівною і протилежною за знаком заряду ( $Q_A$ ) на площині А

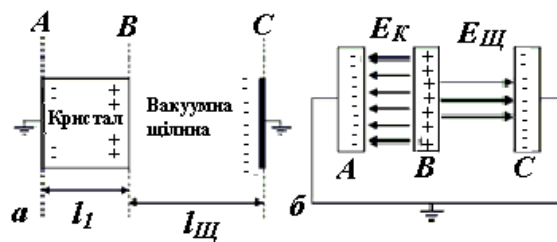


Рис. 3. (а) Схема однокристалльної системи з прикладом розподілу зарядів. Область, яка містить заряди поблизу площини В істотно збільшена. (б) Ескіз еквівалентних конденсаторів (а) показано в збільшеному вигляді на площині, В і С, не в масштабі

(заземленої частини кристала) та інша частина заряду  $Q_B$  (що пов'язана з конденсатором щілини) є рівною і протилежною за знаком заряд ( $Q_C$ ) на площині С (заземлена цільова поверхня). Це проілюстровано на рис. 3.

Очевидно, що:

$$Q_B = Q_A + Q_C. \quad (5)$$

Слід зазначити, що  $Q_A$  та  $Q_C$  не обов'язково рівні, а їх відношення визначається відношенням ємностей щілини і кристалу,

$$U_K = U_{Щ} \Rightarrow \frac{Q_A}{C_K} = \frac{Q_C}{C_{Щ}} \Rightarrow \frac{Q_A l_1}{\epsilon_0 \epsilon_K S} = \frac{Q_C l_{Щ}}{\epsilon_0 \epsilon_{Щ} S}. \quad (6)$$

Використовуючи рівняння (5) і (6), можуть бути отримані вирази для  $Q_A$  та  $Q_C$ .

$$Q_A = \frac{Q_B}{1 + \frac{\epsilon_{Щ} l_1}{\epsilon_K l_{Щ}}} \cdot \frac{\epsilon_K l_{Щ}}{\epsilon_{Щ} l_1}, Q_C = \frac{Q_B}{1 + \frac{\epsilon_K l_{Щ}}{\epsilon_{Щ} l_1}}. \quad (7)$$

Достовірність рівнянь (6) і (7) може бути перевірено через розрахунок потенціалів між кристалом і щілиною та відповідні ємності кристала і щілини; обидва потенціали еквівалентні рівнянню (3a) кристалічної системи.

#### Математичний аналіз двокристалльної системи

Для досягнення більшого потенціалу через щілину, можна використовувати два протилежно розташованих кристали, тобто коли осі поляризації двох кристалів антипаралельні. Для кристалів

розміщених в одному й тому ж напрямку, якщо кристали є ідентичними і працюють в однаковому діапазоні зміни температури, потенціал та поле в щілині буде рівне нулю.

Будемо розглядати двокристалъну систему як систему з трьох конденсаторів:  $C_{K1}$ ,  $C_{Щ}$  і  $C_{K2}$ . Коли кристали зазнають зміни температури, заряди будуть розвиватися на поверхні В і С і їх величини задаються:

$$Q_B = Sg_1\Delta T_1, \quad Q_C = Sg_2\Delta T_2, \quad (8)$$

де індекси 1 і 2 позначають параметри кристалів 1 і 2, відповідно.

На рис. 4, схема показана для двох кристалів системи, аналогічні показаним на рис. 2 для однокристалъчної системи.

На підставі рис. 4 може виникнути ідея визначити потенціал через щілину, використовуючи тактику подібну до тієї, яка використовуються у формулах (1) і (3а), тобто модель системи еквівалентної ємності (поставивши ряд з'єднань  $C_{Щ}$  і  $C_{K2}$  паралельно з  $C_{K1}$ ) і обчислити потенціал, враховуючи заряд, створений піроелектричним кристалом рівняння (4). Це не працюватиме. Два конденсатори з'єднані послідовно можуть бути замінені цими еквівалентними комбінаціями тоді і тільки тоді, коли заряд на обох конденсаторах однаковий. Для цього буде потрібно, щоб  $Q_C = 0$ . Рис. 4 призводить до виразу, який поєднує потенціали усіх трьох конденсаторів.

$$U_{K1} = U_{Щ} + U_{K2}, \quad (9)$$

де  $U_{K1}$ ,  $U_{Щ}$  і  $U_{K2}$  є потенціали на всіх трьох конденсаторах зображених на рис. 4. Три ємності задаються:

$$C_{K1} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{K1} S}{l_1}, \quad C_{Щ} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Щ} S}{l_{Щ}}, \quad C_{K2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{K2} S}{l_2}. \quad (10)$$

Рівняння (9) можна переписати у вигляді:

$$\frac{Q_1}{C_{K1}} = \frac{Q_{Щ}}{C_{Щ}} + \frac{Q_2}{C_{K2}}, \quad (11)$$

де  $Q_1$ ,  $Q_{Щ}$ , і  $Q_2$  заряди на відповідних конденсаторах. Варто врахувати, що  $Q_1$  і  $Q_2$  будуть протилежного знака, якщо осі кристала антипаралельні.

Виведення виразів для потенціалу на щілині, може допомогти в фізичному розумінні побудови ескізів зарядів і силових ліній, див. рис. 5.

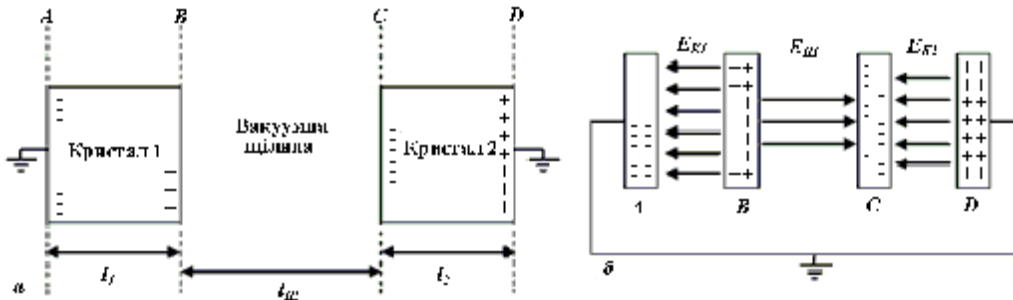


Рис. 5. (а) Схема двокристалъної системи. Области, що містять заряди поблизу площин В і С істотно збільшені, (б) – ескіз еквівалентних конденсаторів (а), поверхні яких показані в збільшеному вигляді на площинах А, В, С і D, не в масштабі

Значення  $Q_B$  і  $Q_C$  визначаються для піроелектричних кристалів і їх температурних діапазонів відповідно до формули (8). Аналогічно, як в однокристалъній системі, деякі заряди  $Q_B$  поведуться так ніби, це заряди на конденсаторі  $C_{K1}$ , а решта так, ніби це заряди на конденсаторі  $C_{Щ}$ . Крім того, деякі заряди  $Q_C$  поведуться так, ніби це заряди на конденсаторі  $C_{K2}$ , а решта так, ніби це заряди на конденсаторі  $C_{Щ}$ , що можуть бути виражені математично як:

$$Q_B = Q_1 + Q_{Щ}, \quad Q_C = Q_2 + Q_{Щ}. \quad (12)$$

Можна переписати рівняння (12), коли відомо абсолютне значення кожного члена. Треба бути обережним, розглядаючи три величини зарядів, які існують в тому ж фізичному місці, отже, всі вони будуть мати однаковий знак.

Необхідно, знайти вираз для потенціалу на щілині. За рівнянням (2) ємність щілини може бути визначена з геометрії системи, але потрібно знайти вираз для  $Q_{Щ}$ . Рівняння (11) і (12) утворюють систему з трьох рівнянь, які вирішуються, даючи вираз для  $U_{Щ}$  ( $U_{K1}$  і  $U_{K2}$ ). Невідомих у цій системі рівнянь  $Q_1$ ,

$Q_2$  і  $Q_{Щ}$ . Всі інші параметри можуть бути визначені з геометрії системи та властивостей матеріалу (рівняння (8) і (10)). Вирішення системи дає наступне:

$$Q_{Щ} = \frac{-(Q_C C_{K1} - Q_B C_{K2}) C_{Щ}}{(C_{K1} C_{K2} + C_{K2} C_{Щ} - C_{K2} C_{Щ})}, \quad (13)$$

$$U_{Щ} = \frac{Q_{Щ}}{C_{Щ}} = \frac{-(Q_C C_{K1} - Q_B C_{K2})}{(C_{K1} C_{K2} + C_{K2} C_{Щ} - C_{K2} C_{Щ})}, \quad (14)$$

$$Q_1 = \frac{(Q_B C_{K2} - Q_B C_{Щ} + Q_C C_{Щ}) C_{K1}}{(C_{K1} C_{K2} + C_{K2} C_{Щ} - C_{K2} C_{Щ})}, \quad (15)$$

$$U_{K1} = \frac{Q_1}{C_{K1}} = \frac{(Q_B C_{K2} - Q_B C_{Щ} + Q_C C_{Щ})}{(C_{K1} C_{K2} + C_{K2} C_{Щ} - C_{K2} C_{Щ})}, \quad (16)$$

$$Q_2 = \frac{(Q_C C_{K1} - Q_B C_{Щ} + Q_C C_{Щ}) C_{K2}}{(C_{K1} C_{K2} + C_{K2} C_{Щ} - C_{K2} C_{Щ})}, \quad (17)$$

$$U_{K2} = \frac{Q_2}{C_{K2}} = \frac{(Q_C C_{K1} - Q_B C_{Щ} + Q_C C_{Щ})}{(C_{K1} C_{K2} + C_{K2} C_{Щ} - C_{K2} C_{Щ})}. \quad (18)$$

При використанні формул (14), (16) і (18) для розрахунку потенціалу, відповідні знаки для  $Q_B$  і  $Q_C$  повинні бути вставлені, залежно від фізичної орієнтації відповідних кристалів. У випадку однакових антипаралельних кристалів, що реагують на однакові діапазони температури, наведені вище рівняння можна спростити, використовуючи:

$$C_K = C_{K1} = C_{K2}, Q = Q_B = -Q_C, \quad (19)$$

звідки випливає:

$$U_{Щ} = \frac{2Q}{C_K}. \quad (20)$$

Врахування рівнянь (8) і (10) дає

$$U_{Щ} = \frac{2Q}{C_K} = \frac{2g\Delta T l_K}{\epsilon_0 \epsilon_K}, \quad (21)$$

де  $l_K = l_1 = l_2$  є товщина двох кристалів. Зазначимо, що у рівнянні (19), якщо осі поляризації були паралельні, то  $Q_B = Q_C$ , що дасть  $U = 0$ .

Достовірність рівнянь (3а) та (14) може бути оцінена шляхом розрахунку потенціалів з використанням чисельних значень параметрів для типових системах і їх порівнянням з потенціалами розрахованими вказаним вище методом, відповідних систем.

#### Врахування втрат в досліджуваній моделі

Безумовно є припущення, що пірокоєфіцієнт постійний в обраному інтервалі температур. Насправді, цей параметр залежить від температури. При використанні піроелектричного заряду для розрахунку потенціалу в рівнянні (3а) (і потенціалів у двокристалній системі), вважалось, що електропровідність кристала рівна нулю. Рівняння (3а) також передбачає, що потенціал повинен лінійно зростати зі збільшенням товщини кристала.

В проведеному вище аналізі передбачається, що кристал і щілина ідеальні конденсатори; в той час як їхня провідність мала, але вона не дорівнює нулю. Кристал і щілина можуть бути змодельовані як два конденсатори з втратами (паралельне з'єднання ідеального конденсатора і резистора) паралельно з ідеальним генератором заряду, як показано на рис. 6.

Деякі заряди будуть протікати через кожен з конденсаторів. Ця система описується наступним диференціальним рівнянням:

$$\frac{dq}{dt} = gS \frac{dT}{dt} - \frac{U}{R_K} - \frac{U}{R_{Щ}} = gS \frac{dT}{dt} - \frac{q}{C_E} \left( \frac{1}{R_K} + \frac{1}{R_{Щ}} \right), \quad (22a)$$

де  $R_{Щ}$  і  $R_K$  – опори щілини і кристала, відповідно, і  $C_E$  є еквівалентною ємністю щілини і кристала ( $C_E = C_K + C_{Щ}$ ). Це рівняння можна переписати у вигляді:

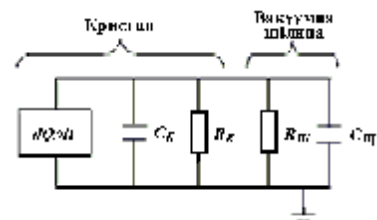


Рис. 6. Еквівалентна схема кристала і щілини як конденсаторів з втратами

$$\frac{dU}{dt} = \frac{gS}{C_E} \frac{dT}{dt} - \frac{U}{R_E C_E}, \quad (226)$$

де  $R_E$  – паралельна комбінація з опорів кристала і щілини ( $R_E^{-1} = R_K^{-1} + R_{Щ}^{-1}$ ).

Втрата заряду через обидва кристали і щілину зумовить зниження потенціалу, нижче, за прогнозоване значення. Якщо ми використаємо наступний розв'язок рівняння (23а):

$$U = gSR_E \frac{dT}{dt} \left(1 - e^{-t/(C_E R_E)}\right). \quad (23)$$

У ідеалізованій моделі піроелектричного перетворювача температури попередньо представлений на рис. 1, розглядалися тільки ємності кристалів і щілини.

#### Перевірка отриманих результатів

Будемо розглядати, циліндричний піроелектричний кристал  $\text{LiTaO}_3$  ( $\gamma = 176$  мкКл/м<sup>2</sup>·К  $\epsilon_K = 46$ ), з радіусом 1 см і товщиною 1 см, що має діапазон  $\Delta T = 100$  °К. Далі припустимо, що щілина фізичний вакуум ( $\epsilon_0 = 1$ ) і має довжину 1,5 см. Враховуючи властивості матеріалу, маємо  $R_K = 10^{10}$  Ом,  $R_{Щ} = 8 \cdot 10^{10}$  Ом,  $dT/dt = 0,4$  К/с,  $S = 25$  мм<sup>2</sup>.

#### Залежність еквівалентної ємності, опору і напруги від параметрів піроелектричного матеріалу

№	Параметри	LiTaO <sub>3</sub>
1	$C_{K1} = \epsilon_0 \epsilon_{K1} S / l_1$	12,78 пФ
2	$C_{Щ} = \epsilon_0 \epsilon_{Щ} S / l_{Щ}$	0,088 пФ
3	$C_{K2} = \epsilon_0 \epsilon_{K2} S / l_2$	12,78 пФ
4	$C_E = C_K + C_{Щ}$	12,865 пФ
5	$C_E = C_K + C_{Щ}$	25, 645 пФ
6	$R_E = R_K^{-1} + R_{Щ}^{-1}$	$0,889 \cdot 10^{10}$ Ом
7	$U = gSR_E \frac{dT}{dt} \left(1 - e^{-t/(C_E R_E)}\right)$	19,558 В

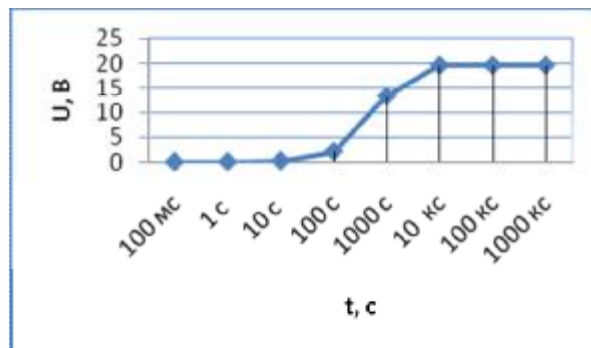


Рис. 7. Залежність напруги від часу для піроелектричного матеріалу

Оптико-частотний температурний перетворювач з чутливим елементом у вигляді піроелектрика

Принцип дії оптико-частотного температурного перетворювача (рис. 8) ґрунтується на дії зміни температури, що приймається чутливим елементом у вигляді піроелектрика, таким чином змінюється вихідна напруга на ньому, що приводить до зміни ємнісної складової повного опору на електродах емітер-затвор біполярного та двозатворного польового МДН транзисторів та активною індуктивністю, що викликає зміну резонансної частоти коливального контуру.

Функція перетворення в загальному вигляді описується рівнянням (24):

$$F_0 = \left[ 2p(LC(T))^{1/2} \right]^{-1}, \quad (24)$$

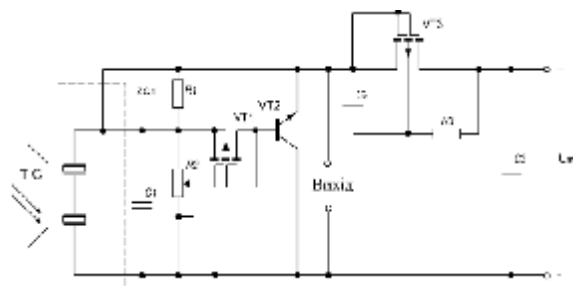


Рис. 8. Електрична схема оптико-частотного температурного перетворювача з чутливим елементом у вигляді піроелектрика

враховуючи рівняння (23) рівняння (24) перепишеться:

$$F_0 = \left[ 2p \left( LC \left[ \int_0^{+\infty} \frac{U}{gSR_E \left( 1 - e^{-t/R_EC_E} \right)} dt \right] \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (25)$$

### Висновки

1. Представлені рівняння можуть бути використані для прогнозування потенціалу та поля в однокристальному та двокристальному піроелектричному перетворювачі температури.
2. Було проведено перевірку побудованих математичних моделей піроелектричного матеріалу LiTaO<sub>3</sub> шляхом розрахунку його ключових параметрів (еквівалентної ємності, еквівалентного опору та напруги на ньому), що підтвердили адекватність розроблених математичних моделей.
3. Було виведено функцію перетворення теплової енергії в електричну, яка, на відміну від існуючих, враховує вплив зміни температури, пірокоефіцієнт, габарити матеріалу, еквівалентну ємність та еквівалентний опір на значення напруги, що існує на виході піроелектрика.
4. Було досліджено залежність напруги на піроелектричному матеріалі від часу.
5. Було виведено функцію перетворення для радіовимірювального приладу на основі оптико-частотного температурного перетворювача з чутливим елементом у вигляді піроелектрика.

### Література

1. Гаврилова Н. Д. Пироэлектричество / Гаврилова Н. Д., Данилычева М. Н., Новик В. К. – М.: Сов. рад., 1989. – 154 с.
2. Новик В. К. Пироэлектрическиепреобразователи / Новик В. К., Гаврилова Н. Д., Фельдман Н. Д. – М.: Советскоерадио, 1979. – 176 с.
3. Струков Б. А. Пироэлектрические материалы: свойства и применение / Б. А. Струков // Соросовский образовательный журнал. – 1988. – № 6. – С. 96– 101.
4. Осадчук О. В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором / Осадчук О. В. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2000. – 302 с.

Надійшла 6.3.2011 р.

УДК 621.382: 681.586.776

О.В. ОСАДЧУК, А.О. СЕМЕНОВ, С.В. БАРАБАН  
Вінницький національний технічний університет

## ЧАСТОТНИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ ТЕМПЕРАТУРИ НА ОСНОВІ СЕГНЕТОКОНДЕНСАТОРА

*Представлено теоретичні та експериментальні дослідження частотного перетворювача температури на основі сегнетоконденсатора і транзисторної структури з від'ємним опором (ТСВО), показана можливість побудови вимірювальних перетворювачів даного класу, запропоновано використовувати метод схемних визначників для дослідження схем автогенераторів на основі ТСВО.*

*The theoretical and experimental studies of the frequency temperature converter based on ferroelectric condenser and transistor structure with negative resistance (TSNR) are presented, the possibility of constructing such measuring transducers is shown, method of circuit identifiers for research oscillators schemes based on TSNR is suggested to use.*

Ключові слова: сегнетоконденсатор, частотний перетворювач температури, транзисторна структура з від'ємним опором, символна схемна функція, від'ємна диференційна провідність.

### Вступ

Новим і перспективним напрямком в області прецизійного і малоінерційного вимірювання температури є використання термодіелектричних властивостей сегнетоелектриків. В якості перетворювачів застосовують ємнісні термочутливі елементи, які є реактивними елементами коливальних контурів. Фізичні основи принципу дії сегнетоелектричних вимірювань температури забезпечують більш високі метрологічні показники, ніж ті, що забезпечують існуючі в наш час резистивні і термоелектричні прилади.

Для сегнетоелектриків залежність діелектричної проникності від температури описується законом

Кюрі-Вейса за рівнянням:  $e = \frac{A}{(T - T_K)}$ , де  $e$  – діелектрична проникність;  $A$  – константа для даного

сегнетоелектрика;  $T_K$  – температура фазового переходу сегнетоелектрика (температура Кюрі);  $T$  – температура сегнетоелектрика [1].