ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ НАУКИ

УДК 533.6

ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ НАПРУГИ НА ЕЛЕКТРОДАХ П'ЄЗОКЕРАМІЧНОГО ЦИЛІНДРИЧНОГО ПРИЙМАЧА ПРИ ПАДІННІ НА НЬОГО ПЛОСКОЇ АКУСТИЧНОЇ ХВИЛІ

Бабаєв О.А., Штефан Н.І., Гнатейко Н.В.
Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

У даній статті розглядається нестаціонарна задача електропружності в якій запропонований підхід дозволяє визначити електричну напругу що виникає на електродах пьезокерамического циліндра який працює в режимі прийому при падінні на нього плоскою акустичної хвилі. При вирішенні задачі застосовується інтегральне перетворення Лапласа за часом. Наведені основні формули для визначення фізичних характеристик досліджуваного перехідного процесу.
Ключові слова: перетворення Лапласа за часом, акустичне середовище, п'єзоперетворювач, функція Хевісайда.

Постановка проблеми. Тематика даної роботи, присвяченої дослідженню динамічних процесів в електропружних системах та відноситься до одного з сучасних напрямків механіки деформівного твердого тіла, та має інтенсивний розвиток в цьому напрямку в наш час. Отримані фундаментальні наукові результати в цій області знаходять широке застосування при вдосконаленні існуючих і створенні принципово нових технічних пристроїв, дія яких заснована на використанні явища п'єзоефекту, що свідчить про їхню актуальність.

Розширення знань з цієї проблематики вимагає постановок нових класів задач, які по можливості повніше враховують конструктивні особливості та умови експлуатації реальної апаратури, розробки ефективних методів їх вирішення та виявлення нових механічних закономірностей процесів в гідроелектропружних системах.

Постановка задачі. Розглядається перетворювач, що виготовлено у вигляді тонкостінної кругової циліндричної оболонки. Суцільні металеві електроди цілком покривають його бічні поверхні. У момент часу $t = 0$ подається плоска хвиля, що має стрибок тиску на фронті.

$$P^{(0)} = Q(t - \frac{r\cos\theta}{c_0})H(t - \frac{r\cos\theta}{c_0}) \qquad (1)$$

де $P^{(0)}$ – акустичний тиск, що викликано падаючою хвилею, H – функція Хевісайда, r, θ – радіальна та кутова циліндричні координати відповідно, Q – функція, що визначає характер зміни тиску за фронтом хвилі, c_0 – швидкість розповсюдження звуку в акустичному середовищі.

Розглянута оболонка поляризована в радіальному напрямку, а її електроди розімкнені (струм, що протікає через п'єзокерамічну оболонку дорівнює нулю). Оболонка вважається нескінченна довгою та у внутрішній її порожнині – вакуум.

Фронт падаючої акустичної хвилі розбіжний вісі циліндра.

Враховуючи, що оболонка є тонкостінною і для описання її руху виправдане використання теорії електропружних оболонок із залучанням гіпотез Кірхгофа-Лява. Динамічні процеси, що виникають в акустичному середовищі, описуються хвильовим рівнянням (теорія акустичного наближення).

До моменту дії зовнішнього збудження ($t = 0$) система знаходиться у стані спокою.

Характеристики досліджуваного перехідного процесу (швидкість, тиск, переміщення, напруга і т.і.) при $t = 0$ приймаються рівними нулю.

Після зроблених припущень запишемо рівняння руху оболонки:

$$\begin{gathered}\left[1+\frac{h^2}{12R^2}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)\right]\frac{\partial^2 U}{\partial\theta^2}+\frac{\partial W}{\partial\theta}-\frac{h^2}{12R^2}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E}\right)\frac{\partial^3 W}{\partial\theta}-\frac{R^2}{C_{11}^E}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}=0,\\ -\frac{\partial U}{\partial\theta}+\frac{h^2}{12R^2}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)\frac{\partial^3 U}{\partial\theta^3}-W-\frac{h^2}{12R^2}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)\frac{\partial^4 W}{\partial\theta^4}+\\ +\frac{Re_{31}}{C_{11}^E}E_r^{(0)}+\frac{R^2}{hC_{11}^E}q-\frac{R^2\gamma}{C_{11}^E}\frac{\partial^2 W}{\partial t^2}=0;\end{gathered} \qquad (2)$$

співвідношення, що характеризують той момент, коли електроди розімкнені мають вигляд:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^{2\pi}\int_0^1\left[e_{31}\left(\frac{1}{R}\frac{\partial U}{\partial\theta}+\frac{W}{R}\right)+\varepsilon_{33}^s E_r^{(0)}\right]Rd\theta dz=0, \qquad (3)$$

рівняння, яке описує поширення збурень в акустичному середовищі

$$\frac{\partial^2\varphi^{(1)}}{\partial t^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varphi^{(1)}}{\partial\theta^2}=\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2\varphi^{(1)}}{\partial t^2}. \qquad (4)$$

У рівняннях (2) – (4) введені наступні позначення $\varphi^{(1)}$ – хвильовий потенціал відбитих акустичних хвиль; W, U – прогин та дотичне переміщення оболонки; q – акустичне навантаження; γ, h, R – густина, товщина, радіус оболонки; $C_{11}^E, e_{31}, \varepsilon_{33}^s$ – модуль пружності, п'єзомодуль, діелектрична проникність; $E_r^{(0)}$ – електрична напруженість.

Враховуючи, що фізичні явища які виникають на поверхні перетворювача представимо потенціал акустичного середовища φ у вигляді суми потенціалів падаючої $\varphi^{(0)}$ і відбитої $\varphi^{(1)}$ хвиль. Причому потенціал падаючої хвилі $\varphi^{(0)}$ також задовольняє хвильовому рівнянню.

В свою чергу акустичне навантаження q, тиск p та хвильовий потенціал зв'язані залежністю:

© Бабаєв О.А., Штефан Н.І., Гнатейко Н.В., 2016

$$q=-p\big|_{r=R}=\rho\frac{\partial\varphi}{\partial t}\bigg|_{r=R};\ \varphi=\varphi^{(0)}+\varphi^{(1)};\ p=p^{(0)}+p^{(1)}, \qquad (5)$$

де ρ – густина акустичного середовища, $p^{(1)}$ – акустичний тиск відбитої хвилі.

Задачу необхідно доповнити граничною умовою яка полягає у рівності нормальних складових швидкості частинок акустичного середовища і оболонки в місцях контакту (умова непроникності),

$$\frac{\partial\varphi^{(0)}}{\partial r}\bigg|_{r=R}+\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial r}\bigg|_{r=R}=\frac{\partial W}{\partial t} \qquad (6)$$

і разі затухання збурень на нескінченності:

$$\lim_{r\to\infty}\varphi^{(1)}=0. \qquad (7)$$

Вважається, що до моменту контакту падаючої хвилі з оболонкою ($t = 0$) система знаходиться у стані спокою:

$$\varphi\big|_{t=0}=\frac{\partial\varphi}{\partial t}\bigg|_{t=0}=W\big|_{t=0}=\frac{\partial W}{\partial t}\bigg|_{t=0}=U\big|_{t=0}=\frac{\partial U}{\partial t}\bigg|_{t=0}=0. \qquad (8)$$

Запишемо рівняння (2) – (6) (постановка задачі) у безрозмірних позначеннях, враховуючи що величини r, h, R, W відносяться до радіуса R; q, p – до $c_0^2\rho$; φ – до Rc_0; $E_r^{(0)}$ – до $1/d_{33}$; t – до R/c_0.

Отримана система з врахуванням безрозмірних позначень набуває вигляду:

$$\left[1+\frac{h}{12}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)\right]\frac{\partial^2U}{\partial\theta^2}+\frac{\partial W}{\partial\theta}-\frac{h^2}{12}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)\frac{\partial^3W}{\partial\theta^3}-\frac{c_0\gamma}{C_{11}^E}\frac{\partial^2U}{\partial r^2}=0;$$
$$-\frac{\partial U}{\partial\theta}+\frac{h^2}{12R}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)\frac{\partial^3U}{\partial\theta^3}-W-\frac{h^2}{12}\left(1+\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)\frac{\partial^4W}{\partial\theta^4}-\frac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}W_0+ \qquad (9)$$
$$+\frac{\rho c_0^2}{C_{11}^Eh}q-\frac{\gamma c_0^2}{C_{11}^E}\frac{\partial^2W}{\partial t^2}=0.$$

Відмітимо, що рівняння (9) були отримані використовуючи залежність $E_r^{(0)}=-\frac{e_{31}}{R\varepsilon_{33}^s}W_0$.

$$\frac{\partial^2\varphi^{(1)}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varphi^{(1)}}{\partial\theta^2}=\frac{\partial^2\varphi^{(1)}}{\partial t^2}, \qquad (10)$$

$$q=-p\big|_{r=R=1}=\frac{\partial\varphi}{\partial t}\bigg|_{r=R=1}, \qquad (11)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t}=\left(\frac{\partial\varphi^{(0)}}{\partial r}+\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial r}\right)\bigg|_{r=R=1}. \qquad (12)$$

Причому залежності (7), (8) залишають свій вигляд без змін.

Викладання головного матеріалу дослідження. При розв'язанні задачі використовувалось інтегральне перетворення Лапласа у часі. Невідомі функції в області зображень були записані у вигляді рядів за власними формами коливань:

$$\varphi^{(1)L}(r,s,\theta)=\sum_{n=0}^{\infty}\varphi_n^{(1)L}(r,s)\cos n\theta,\quad W^L(s,\theta)=\sum_{n=0}^{\infty}W_n^L(s)\cos n\theta,$$
$$q^L(s,\theta)=\sum_{n=0}^{\infty}q_n^L(s)\cos n\theta,\quad U^L(s,\theta)=\sum_{n=0}^{\infty}U_n^L(s)\sin n\theta. \qquad (13)$$

Аналогічним чином розкладаємо і потенціал падаючої хвилі:

$$\varphi^{(0)L}(r,s,\theta)=\sum_{n=0}^{\infty}\varphi_n^{(0)L}(r,s)\cos n\theta,\quad \varphi_n^{(0)L}(r,s)=-2Q^L(s)\frac{1}{s}\varepsilon_ne^{-s}I_n(sr). \qquad (14)$$

Тут і в подальшому функції в просторі зображень позначені індексом L; I_n (s, r) – параметр перетворення Лапласа, – модифікована функція Бесселя першого роду; $\varepsilon_0=\frac{1}{2}$; при $n > 0$ $\varepsilon_n = 1$.

Як відомо з рівняння руху оболонки у загальному вигляді, напруженість та електричний потенціал залежать тільки від пульсуючої форми коливань W_0. Запишемо для цієї форми коливань ($n = 0$), яка залежить від координати θ, постановку задачі в області зображень:

$$W_0^L(s)=-as^2W_0^L(s)+bq_0^L(s), \qquad (15)$$

де $a=\dfrac{\dfrac{\gamma c_0^2}{C_{11}^E}}{\left(1+\dfrac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}\right)}$; $b=\dfrac{\dfrac{\rho c_0^2}{C_{11}^Eh}}{1+\dfrac{e_{31}^2}{C_{11}^E\varepsilon_{33}^s}}$.

$$\frac{\partial^2\varphi_0^{(1)L}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi_0^{(1)L}}{\partial r}=s^2\varphi_0^{(1)L}, \qquad (16)$$

$$q_0^L=s\varphi_0^L, \qquad (17)$$

$$sW_0^L=\frac{\partial\varphi_0^L}{\partial r}\bigg|_{r=1}, \qquad (18)$$

$$\lim_{r\to\infty}\varphi_0^{(1)}=0. \qquad (19)$$

В свою чергу розв'язок рівняння (16) має вигляд:

$$_0^{(1)L}=\frac{1}{s}e^sA^L(s)K_0(sr)+\frac{1}{s}e^{\ s}B^L(s)I_0(sr), \qquad (20)$$

де $A^L(s)$, B^L (s) – деякі довільні величини, що залежать від параметра s, K_0 (sr) – модифікована функція Бесселя третього роду (функція Макдональда).

Враховуючи умову (7) про затухання збурень на нескінченності в загальному розв'язку рівняння (20) величина B^L $(s) = 0$.

З умови (15) випливає що

$$W_0^L(s)=\frac{b}{as^2+1}q_0^L=Z^L(s)q_0^L, \qquad (21)$$

де $Z^L(s)=\dfrac{b}{as^2+1}$.

Розглядаючи залежність $\varphi_0^L=\varphi_0^{(0)L}+\varphi_0^{(1)L}$ (ця залежність записана з врахуванням інтегрального перетворення Лапласа за часом) та використовуючи формули (14) та (20) отримаємо:

$$\varphi_0^L=\frac{1}{s}e^sA^L(s)K_0(sr)-\frac{1}{s}e^{-s}Q^L(s)I_0(sr), \qquad (22)$$

тоді

$$q_0^L=e^sA^L(s)K_0(s)-e^{-s}Q^L(s)I_0(s), \qquad (23)$$

$$W_0^L=\frac{b}{as^2+1}\left[e^sA^L(s)K_0(s)-e^{-s}Q^L(s)I_0(s)\right]. \qquad (24)$$

Підставляючи залежності (22) – (24) у граничну умову (18), отримаємо алгебраїчне рівняння відносно невідомої $A^L(s)$:

$$\frac{sb}{as^2+1}\left[e^sA^L(s)K_0(s)-e^{-s}Q^LI_0(s)\right]=-e^{-s}Q^L(s)I_1(s)-e^sA^L(s)K_1(s), \qquad (25)$$

оскільки

$$\frac{\partial}{\partial r}I_0(sr)\bigg|_{r=1}=sI_1(s);\quad \frac{\partial}{\partial r}K_0(sr)\bigg|_{r=1}=sK_1(s).$$

Зробивши деякі алгебраїчні перетворення, тобто поділивши рівняння (25) на s^2, отримаємо:

$$b\frac{1}{s}e^sA^L(s)K_0(s)-b\frac{1}{s}e^sQ^L(s)I_0(s)=-a\frac{1}{s}e^sQ^L(s)I_1(s)-$$
$$-a\frac{1}{s}e^sA^L(s)K_1(s)-\frac{1}{s^2}e^{-s}Q^L(s)I_1(s)-\frac{1}{s^2}e^sA^L(s)K_1(s). \qquad (26)$$

Якщо застосувати функції [1]

$$f_{mn}^L(s,z)=\frac{1}{s^m}e^{-sz}I_n(sz);\quad g^L(s,z)=\frac{1}{s^m}e^{sz}K_n(sz),$$

для нашого випадку $z = 0$, тоді рівність (26) можна записати у наступному вигляді

$$bA^L(s)g_{10}^L(s)-bQ^L(s)f_{10}^L(s)=-aQ^L(s)f_{01}^L(s)-aA^L(s)g_{01}^L(s)-$$
$$-Q^L(s)f_{21}^L(s)-A^L(s)g_{21}^L(s). \qquad (27)$$

Ввівши заміну, що

$$G^L(s)=\frac{b}{a}g_{10}^L(s)+g_{01}^L(s)+\frac{1}{a}g_{21}^L(s),\quad M^L(s)=\frac{b}{a}f_{10}^L(s)-f_{01}^L(s)-\frac{1}{a}f_{21}^L(s), \qquad (28)$$

перепишемо рівняння (27) з врахуванням заміни (28):

$$G^L(s)A^L(s)=M^L(s)Q^L(s). \qquad (29)$$

Після інверсії рівності, що була виконана з використанням теореми про згортку функцій, невідома функція $A^L(s)$ буде знайдена розв'язавши інтегральне рівняння Вольтерра першого роду:

$$\int_0^t A(x)G(t-x)dx = \int_0^t Q(x)M(t-x)dx, \qquad (30)$$

тут функції $G(t)$ та $M(t)$, що входять до складу рівняння (30) знайдені за допомогою таблиць [6]. Вигляд цих функцій наведено нижче:

$$G(t) = \frac{b}{a}g_{10}(t) + g_{01}(t) + \frac{1}{a}g_{21}(t), \qquad (31)$$

$$M(t) = \frac{b}{a}f_{10}(t) - f_{01}(t) - \frac{1}{a}f_{21}(t), \qquad (32)$$

де

$$g_{01}(t) = \frac{1+t}{\sqrt{t^2+2t}};\ g_{10}(t) = arch(t+1);$$

$$g_{21}(t) = \frac{1}{2}\left[-arch(1+t) + (1+t)sh(arch(1+t))\right];$$

$$f_{01}(t) = \begin{cases} \dfrac{1-t}{\pi\sqrt{2t-t^2}}, & 0 < t < 2 \\ 0, & t \ge 2; \end{cases}$$

$$f_{10}(t) = \begin{cases} \dfrac{1}{\pi}arc(\cos(1-t)), & 0 < t < 2 \\ 1, & t \ge 2; \end{cases}$$

Інтегральне рівняння (30) розв'язувалося чисельно шляхом розбиття інтервалу за часом та використанням на кожному проміжку по методу квадратурних формул із залучанням теореми про середнє. Рекурентна формула яка дозволяє виконати чисельне інтегрування зазначеного рівняння набуває вигляду:

$$A\left[\left(k-\frac{1}{2}\right)\Delta\right] = \begin{cases} \dfrac{Q\left(\frac{\Delta}{2}\right)M\left(\frac{\Delta}{2}\right)}{G\left(\frac{\Delta}{2}\right)}, & k=1; \\ \dfrac{\sum_{i=1}^{k} Q\left[\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right]M\left[k\Delta-\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right] - \sum_{i=1}^{k-1} A\left[\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right]G\left[k\Delta-\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right]}{G\left(\frac{\Delta}{2}\right)}, & k>1. \end{cases}$$

$(k = 1, 2.....k_m)$.

Виконавши інверсію залежностей (21), (23), отримаємо формули для визначення $q_0(t)$, $W_0(t)$:

$$q_0(t) = \int_0^t A(x)g_{00}(t-x)dx - \int_0^t Q(x)f_{00}(t-x)dx, \qquad (33)$$

$$W_0(t) = \int_0^t q_0(x)Z(t-x)dx, \qquad (34)$$

де

$$g_{00}(t) = \frac{1}{\sqrt{2t+t^2}}, \quad f_{00}(t) = \begin{cases} \dfrac{1}{\pi\sqrt{2t-t^2}}, & 0 < t < 2 \\ 0, & t \ge 2 \end{cases}.$$

$$Z(t) = \frac{b}{\sqrt{a}}\sin\left(\frac{t}{\sqrt{a}}\right).$$

Відмітимо, що оригінал функції $Z^L(s)$ був знайдений за допомогою теорії лишків. Запишимо в квадратурах співвідношення (33) та (34)

$$q_0(k\Delta) = \sum_{i=1}^{k} A\left[\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right]g_{00}\left[k\Delta-\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right]\Delta - \\ -\sum_{i=1}^{k} Q\left[\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right]f_{00}\left[k\Delta-\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right]\Delta, \quad (k = 1, 2.....k_m), \qquad (35)$$

$$W_0(k\Delta) = \frac{bq_0(\Delta)}{2\sqrt{a}}\sin\left(\frac{1}{\sqrt{a}}\left(k-\frac{1}{2}\right)\Delta\right)\Delta + \\ +\frac{b}{2\sqrt{a}}\sum_{i=2}^{k} q_0\left[\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta + q_0(i\Delta)\right]\sin\left[\frac{1}{\sqrt{a}}\left[\left(k\Delta-\left(i-\frac{1}{2}\right)\Delta\right)\right]\right]\Delta, \quad (k = 1, 2.....k_m), \qquad (36)$$

Електрична напруга на електродах, як і раніше розраховується за формулою, що з використанням метода квадратур набуває вигляду:

$$\Psi(k\Delta) = h\frac{e_{31}d_{33}}{\varepsilon_{33}^s}W_0(k\Delta), (k = 1, 2...k_m) \qquad (37)$$

Висновки по даному дослідженні. Головною метою дослідження цієї роботи полягає в наступному, це виконана постановка та розв'язок нестаціонарної задачі, щодо визначення електричної напруги, що виникає на електродах п'єзокерамічного циліндричного приймача при падінні на нього плоскої акустичної хвилі. Рівняння що описують досліджуваний фізичний процес трансформуються за допомогою інтегрального перетворення Лапласа за часом. Наведені основні формули для визначення фізичних характеристик досліджуваного перехідного процесу. Отримані результати можуть бути використані в науково-дослідних організаціях при розробці акустичної техніки, а також в педагогічному процесі.

Список літератури:

1. А.Э. Бабаев Нестационарные волны в сплошных средах с системой отражающих поверхностей. – Киев.: Наукова думка, 1990. –176 с.
2. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. – Киев.: Наукова думка, 1978. –291 с.
3. Головчан В.Т., Кубенко В.Д., Шульга Н.А., Гузь А.Н., Гринченко В.Т. Пространственные задачи теории упругости и пластичности: В шести т.–т.5. Динамика упругих тел. – К.: Наукова думка, 1986. – 286 с.
4. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Физматгиз, 1962, 108 с.
5. Гринченко В.Т., Улитко А.Ф., Шульга Н.А. Электроупругость. т.5 – Механика связанных полей в элементах конструкций. – Киев.: Наукова думка, 1989. – 280 с.
6. Диткин В.А., Прудников А.О. Справочник по операционному исчислению. – М.: Высшая школа, 1965. – 466 с.
7. Пьезокерамические преобразователи // Под. ред. С.И. Пугачева. – Л.: Судостроение, 1984. – 256 с.
8. Слепян Л.И. Нестационарные упругие волны. – Л.: Судостроение, 1972. – 374 с.

Бабаев А.А., Штефан Н.И., Гнатейко Н.В.
Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОДАХ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРИЕМНИКА ПРИ ПАДЕНИИ НЕГО ПЛОСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Аннотация
В данной статье рассматривается нестационарная задача электроупругости, в которой предложен подход позволяющий определить электрическое напряжение возникающее на электродах пьезокерамического цилиндра который работает в режиме приема при падении на него плоской акустической волны. При решении задачи применяется интегральное преобразование Лапласа по времени. Представлены основне формулы для определения физических характеристик исследуемого переходного процесса.
Ключевые слова: преобразования Лапласа по времени, акустическая середа, пьезопреобразователь, функция Хевисайда.

Babaev A.A., Shtefan N.I., Gnatejko N.V.
National Technical University of Ukraine «Kyiv Polytechnic Institute»

DEFINITIONS VOLNAGE TO THE ELECTRODES OF PIEZOCERAMIC CYLINDRICAL RECEIVER TO FALL ON IT PLANE ACOUSTIC WAVE

Summary
This article discusses the problem of non-stationary electrodynamics in which the proposed approach enables to define electrical voltage occurs at the electrodes of the piezoceramic cylinder which operates in the receive mode at the drop of a plane acoustic wave. In solving the problem used the Laplace transform in time. It introduces the basic formula for determining the physical characteristics of the test of the transition process.
Keywords: Laplace transform in time, acoustic area, piezoelectric transducer, the Heaviside function.