

УДК 534.14:535

О.В. Богданов, канд. техн. наук

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,
вул. Академіка Янгеля, 16, корпус 12, м. Київ, Україна, 03056.

Залежність пружних коливань пакету від коефіцієнту температуропровідності внутрішнього шару при ФТА перетворенні

В статті розглянуто залежність амплітуди та фази стаціонарного пружного коливання, які виникають у тонкому тришаровому пакеті, від зміни однієї з фізичних характеристик внутрішнього шару. Дана робота присвячена впливу на пружні коливання коефіцієнта температуропровідності. Зовнішні шари пакету виконані з однакового матеріалу. Постановка задачі виконана в рамках теорії незв'язаної термопружності. Отримані результати показують нелінійну залежність пружних коливань від вказаного параметру. Бібл. 6, рис. 3.

Ключові слова: тришаровий пакет; фототермоакустичне (ФТА) перетворення; пружні коливання, коефіцієнт температуропровідності.

Вступ

Найбільшого застосування ефект фототермоакустичного (ФТА) перетворення знайшов в задачах дефектоскопії тонкошарових виробів, наприклад, в мікроелектроніці. Це пов'язано з можливістю безконтактного збудження пружних коливань в об'єкті дослідження.

Теоретична частина питання непогано розвинута, але, на сучасному етапі, велика кількість робіт присвячені періодичному у часі ФТА перетворенню [1, 2]. Слід також зауважити, що дослідники зазвичай цікавляться лише пружнодеформованим станом на «тіньовій» поверхні об'єкта (термооптична генерація звукових хвиль [3]).

Але, в присутніх, у відкритому доступі, дослідженнях відсутній аналіз параметрів пружних коливань від певних фізичних властивостей матеріалу. Цей недолік є дуже суттєвим для задач дефектоскопії, оскільки «дефектний» внутрішній шар може відрізнитися від оточуючого матеріалу лише певними параметрами. Тому, метою є аналіз залежності пружних коливань від фізичних властивостей внутрішнього шару. В рамках даної статті, розглянуто залежність амплітуди та фази пружних коливань пакету лише від зміни коефіцієнта температуропровідності в середньому шарі. Розуміючи, що

випадок, коли в матеріалі змінюється лише одна з фізичних характеристик, є гіпотетичним, такий аналіз є доцільним як складова дослідження залежності пружних коливань при ФТА перетворенні від загальною сукупності фізичних параметрів матеріалів.

Постановка задачі. Загальна постановка задачі вже наводилася [4], проте, для зручності, нагадаємо її. Розглядається пружний тришаровий пакет (Рис. 1) на який діє амплітудомодульований оптичний (лазерний) потік. Шари 1 та 3 представляють один той самий матеріал, а шар 2 — будемо вважати «дефектним», відмінність якого (від шарів 1 та 3) полягає у відмінності оптичного коефіцієнта поглинання.

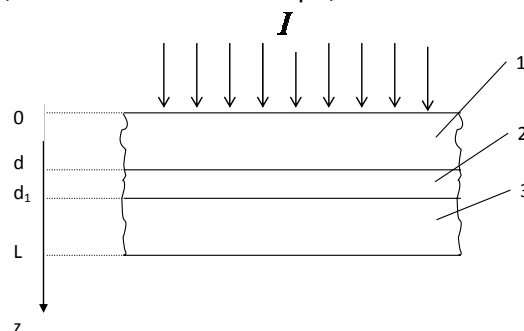


Рис. 1. Зображення моделі об'єкту дослідження

В результаті поглинання лазерного випромінювання в матеріалі об'єкта дослідження виникає неоднорідне теплове розширення шарів. Це теплове розширення, в свою чергу, викликає збудження в середовищі пружних коливань. Падіння лазерного потоку вважалося нормальним до границі розподілу повітря – пакет. Випромінювання було модульоване по інтенсивності

$$I = I_0(1 + m \cdot \cos \omega t), \quad \omega = 2\pi f,$$

де m – коефіцієнт амплітудної модуляції (дорівнює 1), f – частота амплітудної модуляції.

В випадку генерації акустичних хвиль в тришаровому пакеті, 1 та 3 шари (Рис. 1) контактують з повітрям, передбачається що немає відтоку тепла з поверхонь зазначених шарів, а теплообмін протікає лише між шарами пакету, причому при переході тепла з одного шару в

інший немає стрибків температури. Також було прийнято, що процес, який збуджується, змінюється в часі по гармонійному закону, а при його описі виправдано використання рівнянь теорії незв'язаної термопружності. [4, 5]

Підсумовуючи усе раніш сказане, запишемо математичні рівняння, які описують процеси в пакеті, а також крайові умови для кожної з границь. При зроблених допущеннях вихідна система включає в себе рівняння незв'язаної теплопровідності та рівняння руху кожного з пружних шарів ($j = 1-3$ в межах всього розділу)

$$\frac{\partial^2 \theta_j}{\partial z^2} - \frac{1}{\chi_j} \frac{\partial \theta_j}{\partial t} = -\frac{\beta_j G_j}{2\kappa_j} I_0 \exp(i\omega t - \beta_j z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u_j}{\partial z^2} - \frac{1}{v_j^2} \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \eta_j \alpha_j \frac{\partial \theta_j}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\sigma_j = C_j^T \frac{\partial u_j}{\partial z} - \alpha_j B_j^* \theta_j. \quad (3)$$

В приведених диференціальних рівняннях прийняті наступні позначення: θ_j – різниця між температурою речовини в збудженому стані та температурою в стані спокою; χ_j , κ_j , β_j – коефіцієнти теплопровідності, теплопровідності та оптичного поглинання, відповідно; $G_1 = 1$,

$$G_2 = \exp(-[\beta_1 - \beta_2]d),$$

$G_3 = \exp(-[\beta_1 - \beta_2]d - [\beta_2 - \beta_3]d_1)$ – коефіцієнти для вирівнювання температурного поля (щоб на границях не було стрибків температури); $\omega = 2\pi f$; u – виникаючі в шарі переміщення;

$v_j = \sqrt{\frac{\lambda_j + 2\mu_j}{\rho_j}}$ – швидкість розповсюдження

пружних поздовжніх хвиль (λ_j та μ_j – коефіцієнти Ламе, ρ_j – густина шару); α_j – коефіцієнти лінійного теплового розширення матеріалу;

$$\eta_j = \frac{B_j^*}{C_j^T}, \quad B_j^* = 3\lambda_j + 2\mu_j, \quad C_j^T = \lambda_j + 2\mu_j.$$

Крайові умови запишуться в наступному вигляді:

на границі $z = 0$

$$\kappa_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z} = 0, \quad \sigma_1 = 0. \quad (4)$$

на границі $z = d$

$$\theta_1 = \theta_2, \quad \kappa_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z} = \kappa_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial z}, \quad (5)$$

$$u_1 = u_2, \quad \sigma_1 = \sigma_2.$$

на границі $z = d_1$

$$\theta_2 = \theta_3, \quad \kappa_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial z} = \kappa_3 \frac{\partial \theta_3}{\partial z}, \quad (6)$$

$$u_2 = u_3, \quad \sigma_2 = \sigma_3.$$

на границі $z = L$

$$\kappa_3 \frac{\partial \theta_3}{\partial z} = 0, \quad \sigma_3 = 0. \quad (7)$$

Розв'язок задачі

Характер динамічного процесу змінюється в часі за гармонійним законом. Враховуючи те, що лазерне випромінювання генерує в середовищі пружні хвилі з частотою, рівною частоті амплітудної модуляції випромінювання [3], будемо шукати рішення у вигляді:

$$\theta(z, t) = \Theta(z) \cdot e^{i\omega t}, \quad (8)$$

$$u(z, t) = U(z) \cdot e^{i\omega t}.$$

Розв'язуючи диференціальні рівняння (1), з урахуванням крайових умов (4) – (7), отримаємо наступні розв'язки для температурного поля в тришаровому пакеті

$$\Theta_j = \left(\begin{array}{l} C_{4j-3} \cdot \exp[-p_{1j}z] + \\ + C_{4j-2} \cdot \exp[p_{1j}z] \end{array} \right) + \quad (9)$$

$$+ S_{1j} \cdot \exp[-\beta_j z],$$

де $C_1 - C_{14}$ постійні інтегрування,

$$p_{1j} = \sqrt{\frac{\omega}{2\chi_j}} (1+i), \quad S_{1j} = \frac{\beta_j G_j I_0}{2\kappa_j (p_{1j}^2 - \beta_j^2)}.$$

Підставляючи (9) в рівняння (2) знаходимо розв'язок для переміщень пружного тришарового пакету:

$$U_j = \left(\begin{array}{l} -C_{4j-3} \cdot \exp[-p_{1j}z] + \\ + C_{4j-2} \cdot \exp[p_{1j}z] \end{array} \right) \cdot M_{1j} + \quad (10)$$

$$+ \left(\begin{array}{l} C_{4j-1} \cdot \exp[-p_{2j}z] + \\ + C_{4j} \cdot \exp[p_{2j}z] \end{array} \right) -$$

$$- S_{2j} \cdot \exp[-\beta_j z],$$

де $M_{1j} = \frac{\alpha_j \eta_j \cdot p_{1j}}{\rho_{1j}^2 - \rho_{2j}^2}, \quad p_{2j} = \frac{i\omega}{v_j}$

$S_{2j} = \frac{\alpha_j \beta_j \eta_j \cdot S_{1j}}{\beta_j^2 - \rho_{2j}^2}$. Використовуючи отримані

результати (9) та (10) знайдемо формули які описують теплові потоки та механічні напруги в шарах тришарового пружного пакету, підставляючи (9) та (10) в (3),

$$\kappa_j \frac{\partial \theta_j}{\partial z} = \begin{pmatrix} -C_{4j-3} \cdot \exp[-p_{1j}z] + \\ +C_{4j-2} \cdot \exp[p_{1j}z] \end{pmatrix} \cdot M_{2j} - S_{3j} \cdot \exp[-\beta_j z],$$

$$\sigma_j^\omega = \begin{pmatrix} C_{4j-3} \cdot \exp[-p_{1j}z] + \\ +C_{4j-2} \cdot \exp[p_{1j}z] \end{pmatrix} \cdot M_{3j} - \begin{pmatrix} C_{4j-1} \cdot \exp[-p_{2j}z] - \\ -C_{4j} \cdot \exp[p_{2j}z] \end{pmatrix} \cdot M_{4j} + S_{4j} \cdot \exp[-\beta_j z],$$

де $M_{2j} = \kappa_j \cdot p_{1j}, \quad S_{3j} = \beta_j \kappa_j \cdot S_{1j},$

$M_{3j} = -\alpha_j B_j^* \frac{\rho_{2j}^2}{\rho_{2j}^2 - \rho_{1j}^2}, \quad M_{4j} = C_j^T \cdot p_{2j},$

$S_{4j} = \frac{\alpha_j B_j^* \rho_{2j}^2}{\rho_{2j}^2 - \beta_j^2} \cdot S_{1j}. [4]$

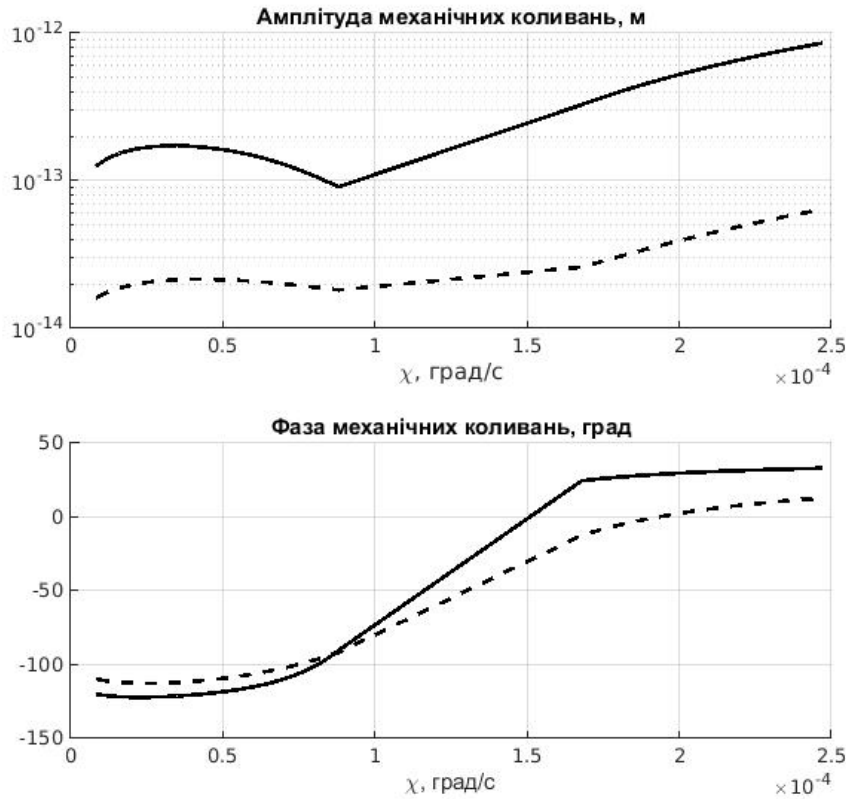


Рис. 2. Графіки частоти амплітудної модуляції «-» – 100 Гц та «- -» – 500 Гц

Чисельні результати

Фізичні властивості шарів 1 та 3 (Рис. 1) обираємо рівними властивостям кремнію, оскільки саме цей матеріал є базовим для побудови сучасних мікросхем: $\alpha = 2,33 \cdot 10^{-6}$ м/град, $\kappa = 156$ Вт/м, $\beta = 1,2 \cdot 10^6$ м⁻¹, $\chi = 8,8 \cdot 10^{-5}$ град/с, $v = 8,43 \cdot 10^3$ м/с, $E = 10^{11}$ Па, $\nu = 0,27$. Для математичного моде

лювання було обрано випадок, коли коефіцієнт лінійного теплового розширення другого шару може відрізнятися на порядок, як менше, так і в більшу сторону. [6]

Результати чисельного дослідження для амплітудної модуляції оптичного випромінювання з частотами 100 Гц та 500 Гц представлені на Рис. 2; на Рис. 3 частоти амплітудної модуляції становили 1 кГц та 5 кГц.

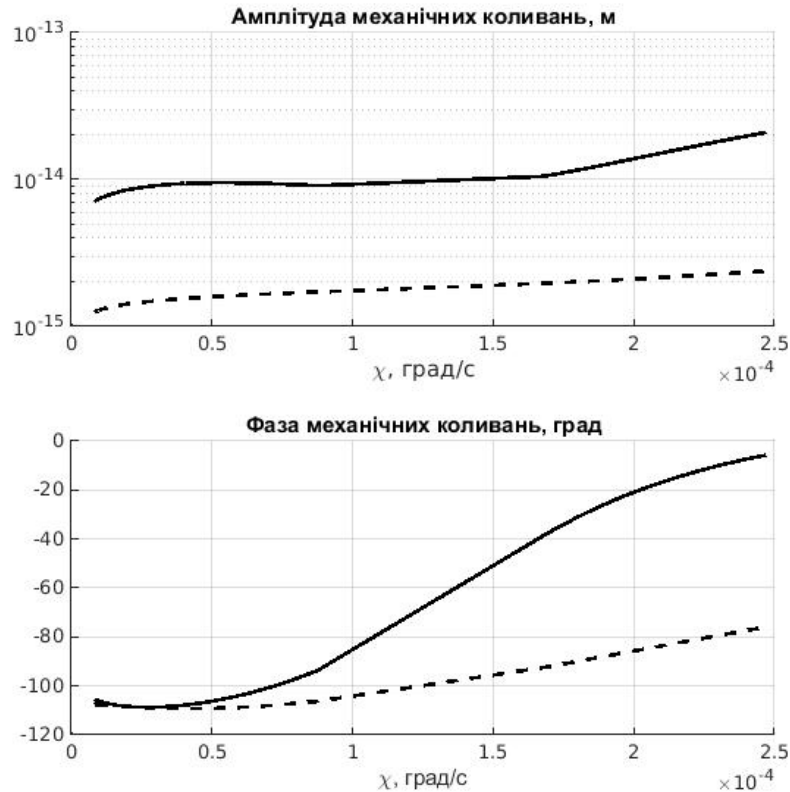


Рис. 3. Графіки частоти амплітудної модуляції «-» – 1 кГц та «- -» – 5 кГц

З наведених кривих на Рис. 2 та Рис. 3, бачимо, що характер залежності пружних коливань, від зміни значення коефіцієнта лінійного теплового розширення, має суттєво нелінійний вигляд. Особливістю залежності амплітуди пружних коливань від частоти коливань (в межах частотного діапазону дослідження) є зміна лише амплітуди, а характер кривою залишається таким самим.

При деяких значеннях коефіцієнта α ми спостерігаємо перегини в графіках. Слід зазначити, що положення точки перегину не залежить від частоти пружних коливань. Особливо сильно змінюється фаза пружних коливань. Цей факт вказує на шлях реєстрації відмінності коефіцієнта оптичного поглинання під час ФТА дефектоскопії.

Висновки

У статті розглянуто залежність амплітуди та фази пружних коливань від зміни коефіцієнта температуропровідності внутрішнього шару пружного тришарового пакету. Отримані результати показали нелінійність залежностей, що розглядалися. Показано, що зміну коефіцієнта температуропровідності можна реєструвати як по амплітуді, так і по фазі пружних коливань.

Список використаних джерел

1. Бабаев А. Э. Термооптическое возбуждение четырехслойного пакета, содержащего электроупругий элемент / Бабаев А. Э., Савин В. Г., Богданов А. В. Сотников А. В. // Электроника и связь. — 2002. — №15. — с. 20–24
2. Гузь А. Н. Дифракция упругих волн в многосвязных телах. / Гузь А. Н., Головчан В. Т. — К.: Наукова думка, 1972. — 254 с.
3. Кикоин И. К. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976, — 1008 с.
4. Коваленко А. Д. Термоупругость. — К.: Вища школа, 1975. — 216 с.
5. Корнаухов В. Г. Тепловое разрушение полимерных элементов конструкций при моногармоническом деформировании // Прикладная механика. — 2004. — Т. 40, № 6. — с. 30–70.
6. Лямшев Л. М. Лазерное термооптическое возбуждение звука / Отв. ред. В. И. Ильичев; АН СССР, Акустический институт им. Н. Н. Андреева — М.: Наука, 1989. — 237 с.

Поступила в редакцию 20 января 2015 г.

УДК 534.14: 535

А.В. Богданов, канд. техн. наук

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
ул. Академика Янгеля, 16, корпус 12, г. Киев, Украина, 03056.

Зависимость упругих колебаний пакета от коэффициента температуропроводности внутреннего слоя при ФТА преобразовании

В статье рассмотрены зависимость амплитуды и фазы стационарного упругого колебания, которые возникают в тонком трехслойного пакета, от изменения одного из физических характеристик внутреннего слоя. Данная работа посвящена влиянию на упругие колебания коэффициента температуропроводности. Внешние слои пакета выполнены из одинакового материала. Постановка задачи выполнена в рамках теории несвязанной термоупругости. Полученные результаты показывают нелинейную зависимость упругих колебаний от указанного параметра. Библ. 6, рис. 3.

Ключевые слова: трехслойный пакет; фототермоакустичне (ФТА) преобразования; упругие колебания; коэффициент температуропроводности.

UDC 534.14: 535

O.V. Bogdanov, Ph.D.

National technical university of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute"
st. Academician Yangelya 16, Building 12, m. Kyiv, Ukraine, 03056.

The dependence of elastic waves package thermal diffusivity of inside-shnoho layer at FTA transformation

In the article the dependence of the amplitude and phase of steady elastic vibrations that occur in the small three-layer package of changes in the physical characteristics of one of the inner layer. This work is devoted to the influence of the coefficient of thermal elastic vibrations. The outer layers of the package is made of the same material. Problem performed in the framework of unbound thermoelasticity. The results show a nonlinear dependence of elastic waves from the specified parameter. Bybl. 6, Fig. 3.

Keywords: three-layer package; PTA transformation; elastic vibrations; thermal diffusivity.

References

1. *Babaev A. E., Savin V. G., Bogdanov A. V., Sotnikov A. V. (2002), "Thermooptical excitement of a four pack containing electroelastic element", Elektronika ta zvyazok, №15, Pp. 20-24. (Rus)*
2. *Guz A. N., Golovchan V. T. (1972), "Diffraction of elastic waves in a multiply connected bodies", Kiyv, Naukova Dumka, P. 254. (Rus)*
3. *Kikoin I. K. (1978), "Tables of physical quantities. Handbook", Ed. Acad. i. K. Kikoin, Moskwa,: Atomizdat, P. 1008. (Rus)*
4. *Kovalenko A. D. (1975), "Thermoelasticity", Kiyv, Vishcha Shkola, P. 216. (Rus)*
5. *Kornauhov V. G. (2004), "Thermal destruction of polymeric structural elements under monogarnicheskomo deformation", Prikladnaya Mehanika, Vol. 40, No. 6, Pp. 30-70. (Rus)*
6. *Lyamshev L. M. (1989), "Laser thermo-sound excitation", Ed. Ed. V.I. Il'ichev, USSR Akademiya Nauk, Akusticheskiiy Institut N.N. Andreev, Moskwa, Nauka, P. 237. (Rus)*