

<https://doi.org/10.15407/dopovidi2024.06.031>

УДК 539.3

**Я.О. Жук**<sup>1,2</sup>, <https://orcid.org/0000-0002-2726-8395>

**І.К. Сенченков**<sup>2</sup>, <https://orcid.org/0009-0001-2289-5066>

**М.М. Мельниченко**<sup>1</sup>, <https://orcid.org/0000-0002-3473-0701>

<sup>1</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут механіки ім. С.П. Тимошенка НАН України, Київ, Україна

E-mail: yaroslavzhuk@knu.ua, term@inmech.kiev.ua, realcrystallab@univ.kiev.ua

## Генерування зондувального імпульсу напруження в металевому стрижні шляхом імпульсного опромінення торця

*Представлено академіком НАН України В.М. Назаренком*

*В рамках постановки зв'язаної задачі термомеханіки з використанням термодинамічно узгодженої моделі нелінійної поведінки матеріалу досліджується можливість генерування зондувального імпульсу напруження в металевому стрижні шляхом опромінення його торця лазерним імпульсом або імпульсом електронного променя. Задача розв'язується чисельно в динамічній постановці із застосуванням скінченноелементної методики, розвиненої для моделювання зв'язаної термомеханічної поведінки фізично нелінійних матеріалів з врахуванням температурної залежності властивостей. Дія теплового імпульсу моделюється заданням теплового потоку через границю тіла. Вивчаються зв'язані термомеханічні процеси в області опромінення і по довжині стрижня, характеристики згенерованого імпульсу напружень, процеси поширення імпульсу вздовж стрижня. Особливу увагу приділено питанням поширення зондувального імпульсу напружень і зміни температури, яка супроводжує цей імпульс. Встановлено зв'язок між параметрами збуджувального теплового імпульсу і зондувального імпульсу напруження.*

**Ключові слова:** тепловий імпульс, імпульс напруження, зв'язана термомеханічна поведінка, термов'язко-пластичний матеріал, металевий стрижень.

**Вступ.** Неруйнівний контроль дефектів (дефектоскопія) є важливим елементом системи забезпечення якості, міцності та працездатності матеріалів і елементів конструкцій, від якого істотно залежить коректна оцінка надійності та довговічності різних об'єктів технології, виробів, будинків, споруд тощо [1, 2]. Методи неруйнівного контролю досить різноманітні: візуально-оптичний, капілярний, магнітний, електричний, вихорострумний,

---

Ц и т у в а н н я: Жук Я.О., Сенченков І.К., Мельниченко М.М. Генерування зондувального імпульсу напруження в металевому стрижні шляхом імпульсного опромінення торця. *Допов. Нац. акад. наук Укр.* 2024. № 6. С. 31—42. <https://doi.org/10.15407/dopovidi2024.06.031>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2024. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

радіохвильовий, оптичний, тепловий, акустичний, радіаційний тощо, а їх застосування зумовлено механічними властивостями, особливостями будови структури досліджуваних матеріалів, розмірів об'єктів контролю та іншими факторами [1, 2]. Вибір конкретного методу залежить від об'єкта дослідження і широко варіюється від дефектоскопії зварних швів трубопроводів і елементів конструкцій аерокосмічної техніки до знаходження неоднорідностей і дислокацій у кристалах. Фізичною основою методів дефектоскопії є аналіз полів різної природи в матеріалі чи елементі конструкції [2].

Одним з найбільш поширених методів неруйнівного контролю є, напевно, акустичний метод (метод ультразвукової діагностики — УЗД) [1]. УЗД методи прийнято розділяти на дві великі групи — пасивні та активні. Пасивні методи ґрунтуються на прийманні акустичного сигналу чи аналізі коливань, джерелом яких служить сам об'єкт, а активні — на випромінюванні та прийманні акустичного сигналу чи коливання. Призначенням активних методів є, наприклад, визначення властивостей матеріалу конструкції, виявлення неоднорідностей, дефектів корозії, стрес-корозійного розтріскування й уточнень товщини стінки труби, а також місць локалізації дефектів по об'єму тіла [1, 2]. Зокрема кореляційний метод та метод низькочастотного ультразвукового контролю спрямованими хвилями дозволяють виявляти наявність дефектів на значній відстані від встановлених датчиків [1].

Отже, для активних методів акустичного контролю важливим моментом є генерування зондувального імпульсу із заданими характеристиками, який поширюється в тілі й, відповідно, сприймається віддаленими сенсорами. Розроблено різноманітні способи такого генерування: від різноманітних ударних пристроїв до імпульсного лазерного опромінення або опромінення електронними пучками [3, 4]. Останній спосіб має істотні переваги при практичній реалізації, зокрема, це генерація надкоротких імпульсів, зручний контроль тривалості імпульсу та його форми [5].

Слід зазначити, що загалом технологія імпульсного опромінення поверхонь металевих деталей застосовується також для зміцнення і підвищення стійкості до зношування та втомної довговічності за рахунок створення зон стискальних напружень у приповерхневій зоні елемента конструкції [5, 6]. Такий підхід дозволяє розв'язати багато питань, що виникають внаслідок задоволення вимог мініатюризації, енерго- і ресурсозбереження у машинобудуванні і приладобудуванні, за рахунок дозованого і направленного підведення енергії до об'єкта технології [5]. Лазерні і пучкові технології внаслідок надзвичайно точної локалізації впливу дозволяють вийти на мікро- і нанорівень обробки матеріалів для мікро-приладобудування [3, 5].

Задача генерування зондувального імпульсу напруження шляхом імпульсного опромінення металевого тіла, таким чином, стає задачею термомеханіки. Причому за необхідності оцінювання залишкового напружено-деформованого стану необхідно залучати моделі зв'язаної термов'язкопластичної поведінки матеріалів для отримання детальної інформації про зв'язані термомеханічні процеси, які відбуваються при опроміненні і подальшому охолодженні матеріалу [3, 6].

В даній статті для розв'язання задачі генерування зондувального імпульсу напруження в металевому стрижні шляхом імпульсного опромінення торця використовується постановка зв'язаної задачі термомеханіки, яка розвинута із застосуванням узагальненої теорії течії, придатної для описання фізично нелінійної поведінки матеріалів при динамічних навантаженнях у широкому інтервалі температур і швидкостей навантаження.

**Мета** роботи полягає у розвитку підходу до описання процесу поширення хвиль напружень і зміни температури, які їх супроводжують, реакції фізично нелінійного матеріалу на дію теплового імпульсу, визначення зони термічного впливу імпульсу для оцінки області можливої деградації властивостей матеріалу, оцінці параметрів імпульсу, необхідного для генерації хвиль, і зв'язку між параметрами теплового імпульсу і згенерованого зондувального імпульсу.

**Постановка і метод розв'язання задачі.** В досліджуваній задачі стрижень моделюється тонким круговим циліндром радіуса  $R$  і довжиною  $L$ ,  $R \ll L$ . За такої геометрії об'єкта основним досліджуваним процесом є зв'язаний термомеханічний процес поширення згенерованого імпульсу напруження вздовж осі циліндра.

Вважаємо, що на торці  $z = 0$  стрижня діє лазерний імпульс (або імпульс електронного пучка), який моделюється заданням теплового потоку через грану поверхню. Процеси поглинання енергії імпульсу матеріалом у приповерхневій зоні, які можуть призводити до максимуму розігріву не на поверхні, а на деякій відстані від неї, не розглядаються. Вся інша поверхня стрижня є теплоізолюваною і вільною від навантажень.

Процес вважаємо адіабатичним внаслідок малої тривалості імпульсу опромінення. Враховуємо також, що динамічні механічні процеси є значно швидшими за процеси теплопровідності, отже за час проходження зондувального імпульсу напружень на відстань, що дорівнює довжині циліндра, зміна температури внаслідок прогрівання не встигає поширитись глибоко від поверхні, тому процес прогріву зони біля торця також можна вважати адіабатичним.

Для моделювання термов'язкопластичної поведінки матеріалу застосовується узагальнена на випадок термодинаміки необоротних процесів зв'язана модель Боднера—Партома, здатна адекватно описувати як пружну, так і непружну поведінку металів і сплавів при великих швидкостях деформування в широкому інтервалі температур [7—9]. В моделі використовується набір внутрішніх змінних стану для описання спектра непружних явищ в області опромінення [8, 9]. У виразі для дисипативної функції враховуються доданки, зумовлені внутрішніми змінними стану, що призводить до модифікації виразу для внутрішніх джерел тепла в рівнянні теплопровідності і врахування прихованої накопиченої енергії на початковій стадії деформування.

Наведемо рівняння моделі для опису нелінійної зв'язаної термомеханічної моделі поведінки матеріалу. Використаємо позначення із статей [7—9], де тензор повної деформації  $\varepsilon_{ij}$  представляється сумою пружної  $\varepsilon_{ij}^e$ , непружної  $\varepsilon_{ij}^p$  і теплової  $\varepsilon_{ij}^\theta$  складових (адитивність деформації)

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^\theta, \quad ij \leftrightarrow rr, zz, rz, \phi\phi, \quad (1)$$

де вираз для теплової деформації має вигляд

$$\varepsilon_{ij}^\theta = \delta_{ij} \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha(\theta') d\theta', \quad (2)$$

а  $\theta$  і  $\theta_0$  — поточна і відлікова температури відповідно;  $\alpha$  — коефіцієнт лінійного теплового розширення;  $\delta_{ij}$  — дельта Кронекера.

Напруження визначається за законом Гука

$$s_{ij} = 2G(e_{ij} - \varepsilon_{ij}^p), \quad \sigma_{kk} = 3K_V(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^0), \quad (3)$$

де  $\sigma_{ij}$  і  $s_{ij}$  — тензор і девіатор напружень;  $e_{ij}$  — девіатор деформацій;  $G$  і  $K_V$  — модулі зсуву і об'ємного стискання відповідно.

Асоційований закон течії за умовою пластичної нестисливості формулюються так:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda s_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0. \quad (4)$$

В моделі використовується кінетичне рівняння вигляду

$$D_2^p = D_0^2 \exp \left[ - \left( \frac{Z^2}{3J_2} \right)^n \right], \quad (5)$$

де  $Z = K + D$ ,  $D_2^p = \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p / 2$ ,  $J_2 = s_{ij} s_{ij} / 2$ ,  $\lambda^2 = D_2^p / J_2$ , а еволюційні рівняння для внутрішніх змінних ізотропного  $K$  і направленого  $\beta_{ij}$  зміцнення відповідно мають форму

$$\begin{aligned} \dot{K} &= m_1(K_1 - K)\dot{W}_p, \quad K(0) = K_0, \\ \dot{\beta}_{ij} &= m_2(D_1 u_{ij} - \beta_{ij})\dot{W}_p, \quad \beta_{ij}(0) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

де  $D = \beta_{ij} u_{ij}$ ,  $u_{ij} = \sigma_{ij} / (\sigma_{ij} \sigma_{ij})^{1/2}$ ,  $\dot{W}_p = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^p$ .

Величини  $D_0$ ,  $D_1$ ,  $K_0$ ,  $K_1$ ,  $m_1$ ,  $m_2$  і  $n$  — це параметри моделі, які задаються для кожного матеріалу окремо [5]. Для більшості металів параметри  $D_0$ ,  $D_1$  і  $m_2$  мають слабку залежність від температури, тому їх будемо вважати сталими у широкому інтервалі температур, параметри  $K_0$ ,  $K_1$ ,  $m_1$  і  $n$  температурозалежні.

У наведеному варіанті рівнянь моделі відсутні доданки, які визначають тепловий зворот, оскільки досліджувані процеси є адіабатичними і швидкоплинними. Отже, явищем теплового звороту можна знехтувати.

При формулюванні постановки задачі до рівнянь (1)—(6) залучають співвідношення Коші для осесиметричного випадку

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\phi\phi} = \frac{u_r}{r}, \quad \varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right), \quad (7)$$

де  $u_r$  і  $u_z$  — компоненти переміщення, рівняння руху

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r}(\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi}) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} = \rho \ddot{u}_r, \quad \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \ddot{u}_z, \quad (8)$$

де  $\rho$  — густина матеріалу, і рівняння балансу енергії, яке зводиться до рівняння теплопровідності

$$c_v \dot{\theta} + 3\alpha\theta K_V (\dot{\varepsilon}_{kk} - 3\alpha\dot{\theta}) - D' - k\Delta\theta = r_s, \quad (9)$$

де  $\theta$  — температура;  $c_v$  і  $k$  — коефіцієнти теплоємності і теплопровідності відповідно;  $D'$  — швидкість дисипації механічної енергії;  $r_s$  — задані внутрішні джерела тепла, оператор  $\Delta = \partial^2(\cdot)/\partial r^2 + \partial(\cdot)/r\partial z^2$ .

Постановка задачі замикається заданням початкових і граничних умов у вигляді

$$\begin{aligned} u_r = \dot{u}_r = 0; \quad u_z = \dot{u}_z = 0; \quad \theta = \theta_0, \quad t = 0, \\ \sigma_{ij} = 0 \text{ на } S, \\ -k \frac{\partial \theta}{\partial z} = \begin{cases} q_0 \sin(\pi t/t_p), & 0 \leq t \leq t_p, \\ 0, & t > t_p, \end{cases} \quad z = 0; \quad \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0, \quad z = L, \quad r = R, \end{aligned} \quad (10)$$

де  $q_0$  — параметр теплового потоку;  $t_p$  — тривалість імпульсу.

Згідно з (10), тепловий імпульс моделюється тепловим потоком через торець  $z = 0$  стрижня-циліндра. Він має форму половини синусоїди і після закінчення дії імпульсу обертається на нуль.

Рівняння (1)—(9) з початковими і граничними умовами (10) є постановкою зв'язаної задачі термомеханіки фізично нелінійних тіл при тепловому імпульсному навантаженні з врахуванням зв'язаності механічних і теплових полів і непружного деформування матеріалу.

**Метод розв'язання задачі.** Методиці розв'язання задачі в постановці (1)—(10) присвячені роботи [8, 9]. Оскільки модель є істотно нелінійною і ускладненою термомеханічною зв'язаністю, то розв'язати її можливо тільки чисельно навіть у випадку осесиметричної задачі.

Запропонована у [8, 9] методика полягає у застосуванні модифікованого методу змінних параметрів пружності на кожному кроці за часом. Алгоритм чисельного розв'язання задачі представляє собою подвійний ітераційний процес. При цьому зовнішній процес реалізує розв'язання рівнянь руху і теплопровідності методом скінчених елементів, а внутрішній ітераційний процес полягає в інтегруванні системи нелінійних визначальних рівнянь зв'язаної термов'язкопластичної поведінки матеріалу. Для їх інтегрування використовується неявна ітераційна схема. Під час розв'язання задачі динаміки другі похідні за часом при інтегруванні рівнянь руху апроксимуються за формулою Ньюмарка.

Температурна залежність характеристик матеріалу і параметрів моделі враховувалась на кожному кроці за часом у внутрішньому ітераційному процесі. Система рівнянь фізично нелінійної поведінки матеріалу має жорсткий тип, а це зумовлює повільну збіжність процедур навіть при використанні змінного кроку інтегрування. Для покращення збіжності використано чисельну схему Стефенса—Ейткена [8, 9].

Локалізація зв'язаних термомеханічних процесів у приторцевій зоні вимагала ущільнення сітки скінчених елементів в околі перетину  $z = 0$ . Приклад скінченно-елементної сітки, використаної в розрахунках, представлено на рис. 1. Наведено три фрагменти розбиття приторцевої зони в різних масштабах збільшення. Загалом використано 1000 чотирикутних елементів з квадратичною апроксимацією, які містять 3509 вузлових точок. Така геометрія дала можливість коректно змодельовати зв'язану термомеханічну поведінку матеріалу стрижня при великих градієнтах температури за відповідного контролю точності розрахунків.

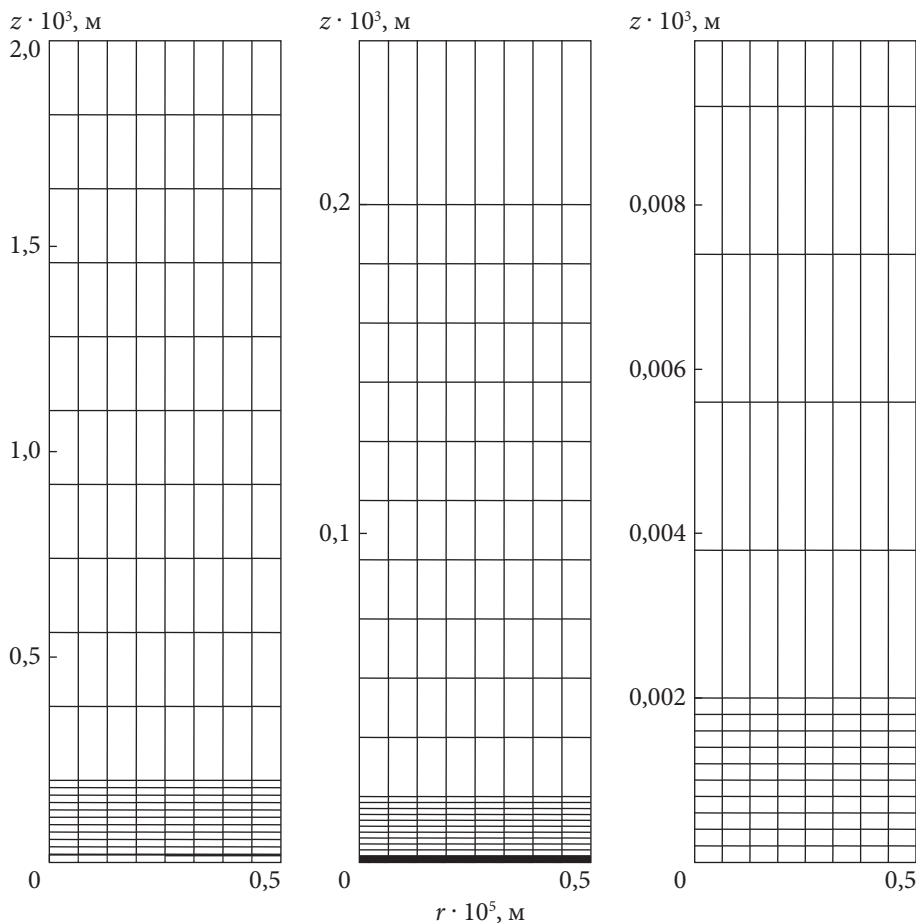


Рис. 1

**Результати розрахунків.** Для тестування запропонованої методики і проведення конкретних розрахунків вибрано сталь 35ХМА як матеріал стрижня. Детальні властивості матеріалу і їх залежності від температури містяться в статтях [10, 11], де також наведено методику їх визначення з використанням наявних результатів експериментів.

Геометричні параметри стрижня такі:  $R = 5 \cdot 10^{-6}$  м,  $L = 2 \cdot 10^{-3}$  м. Тривалість теплового імпульсу  $t_p = 10^{-7}$  с. Величина параметра теплового потоку  $q_0$  варіювалась в інтервалі  $10^7 - 5 \cdot 10^7$  кВт/м<sup>2</sup>. У початковий момент часу температура  $\theta_0$  в кожній точці стрижня вважалась рівною 20 °С.

Рис. 2 ілюструє поширення і відбивання імпульсу напруження, що виникає під дією теплового імпульсу з параметрами  $q_0 = 5 \cdot 10^7$  кВт/м<sup>2</sup> і  $t_p = 0,1$  мкс. Моменти часу, для яких побудовані розподіли напруження вздовж осі стрижня, вказані числами. Для вибраних параметрів задачі максимальне значення стискального напруження  $\sigma_{zz}$  в імпульсі не перевищує 0,02 МПа.

Аналіз розподілу осьового напруження показує, що для вибраних умов виникають дві складові поля напружень: термопружний імпульс і квазістатичні теплові напруження. Останнім відповідає вертикальна лінія в околі  $z = 0$ . Термопружна хвиля напружень виникає як інерційний ефект при швидкому пружному деформуванні, що зумовлюється великими температурними градієнтами в приповерхневій зоні.



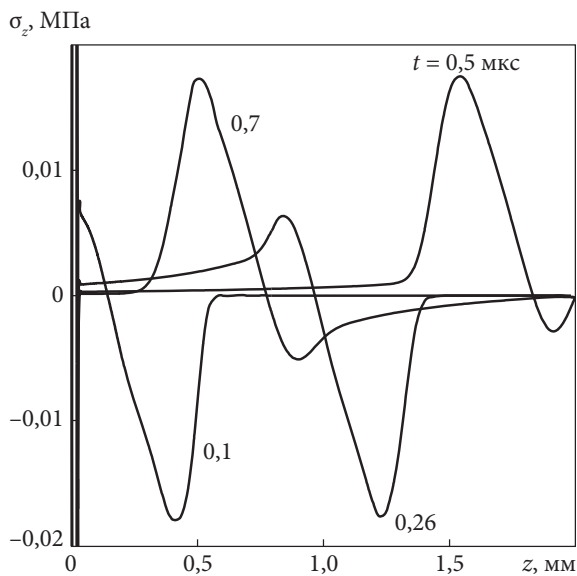


Рис. 2

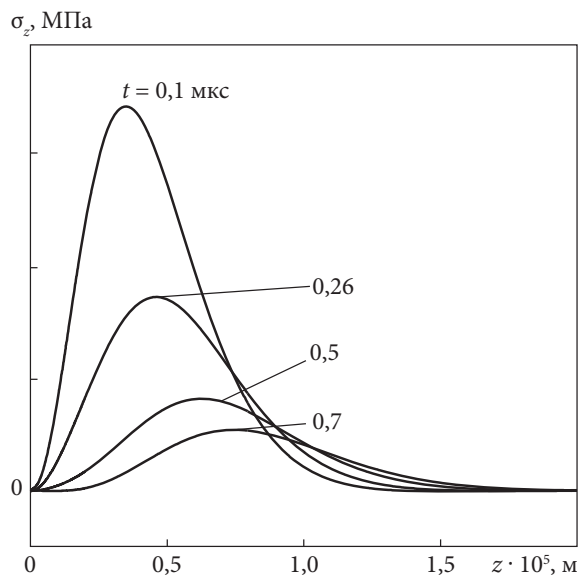


Рис. 3

Розподіл квазістатичної складової теплових напружень в околі торця показаний на рис. 3. Криві побудовані для тих самих моментів часу, що й на рис. 2. З графіків видно, що за даних умов область дії квазістатичної складової поля напружень дуже мала — на відстані  $1,5 \cdot 10^{-5}$  м від торця квазістатичні збурення напруженого стану практично відсутні. При цьому на вільному торці  $\sigma_{zz} = 0$ , а максимальне значення  $\sigma_{zz} = 344$  МПа для  $t = 0,1$  мкс досягається на глибині  $z \approx 0,35 \cdot 10^{-5}$  м. Деформації  $\varepsilon_{zz}^p$  досягають значення  $0,875 \cdot 10^{-4}$ . Напруження  $\sigma_{zz}$  і непружна деформація  $\varepsilon_{zz}^p$  виявляються малими, тому хвиля напружень є переважно пружною. Цей факт, а також висока локалізація термічних напружень у приповерхневій зоні сприяють досягненню задачі — генерації імпульсу напружень, придатного для акустичного методу визначення властивостей матеріалів. Дійсно, за таких умов квазістатична і динамічна складові процесу виявляються розділеними як за часовими, так і за просторовими параметрами.

Поширення хвилі стиску зумовлює зміну температури матеріалу внаслідок термо-механічної зв'язаності. Синхронно з рухом імпульсу напруження (див. рис. 2) відбувається збільшення температури (при стисканні) й наступне охолодження матеріалу (при розтягуванні). Типові розподіли температури вздовж стрижня в різні моменти часу для  $q_0 = 5 \cdot 10^7$  кВт/м<sup>2</sup> представлені на рис. 4. Підвищення температури за розглянутих параметрів задачі становило приблизно  $2 \cdot 10^{-5}$  °С, що зумовлено низьким напруженням в імпульсі.

Температурне поле в околі торця, що опромінюється, має іншу поведінку. На рис. 5 представлена еволюція температурного поля у приповерхневій зоні (відповідні моменти часу вказані). У приторцевій зоні має місце значний розігрів (до 1000 °С). Ці розподіли температур викликають квазістатичне поле напружень (див. рис. 3).

Для дослідження чисто динамічних ефектів при розрахунках використовувалась така процедура. Спочатку розраховували повну реакцію циліндра на тепловий імпульс. Потім

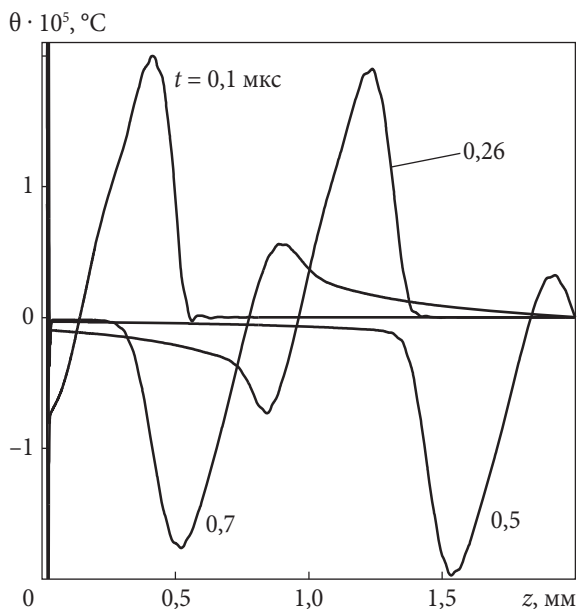


Рис. 4

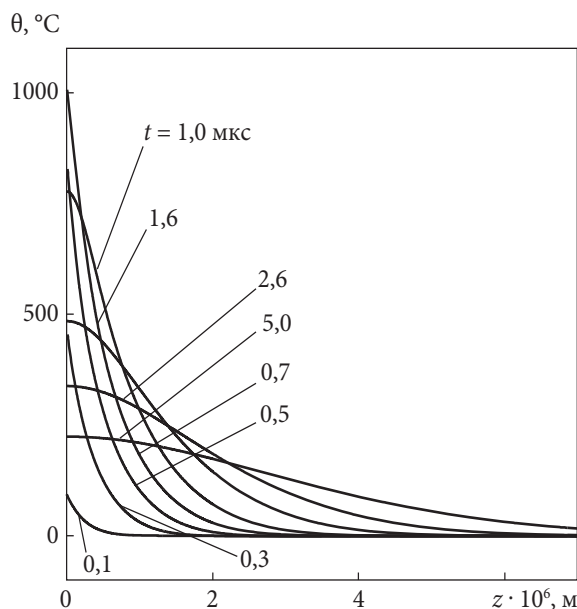


Рис. 5

розв’язували аналогічну задачу в статичній постановці (нехтуючи динамічними членами в рівняннях руху). Після цього, віднімаючи від “повної” реакції “теплову”, отримуємо чисто динамічну складову  $\sigma_{zz}^d$ , оскільки обидві складові процесу термопружного деформування за даних умов виявляються істотно пружними. Такий підхід був важливий для приповерхневої зони, оскільки далі по довжині циліндра вплив квазістатичної складової на розглядуваних часових інтервалах незначний.

Розрахунки показали, що хвиля стиску формується в початковий момент дії теплового імпульсу внаслідок надзвичайно великих температурних градієнтів, які виникають при опроміненні. Зокрема максимальне значення імпульсу стиску досягається приблизно до моменту часу  $t \approx t_p/5$ , тобто тоді, коли максимальна температура ще не досягнута, але матеріал ще достатньо жорсткий і напруження істотні.

Рис. 6 ілюструє вплив параметра потужності теплового імпульсу на рівень стискального осьового напруження. Тут наведено розподіли напруження в хвилі стиску для різних значень імпульсу  $q_0$  в момент часу  $t = 0,26$  мкс. Графіки підтверджують сталість швидкості поширення акустичної хвилі у випадку пружної поведінки матеріалу. Збільшення параметра  $q_0$  зумовлює зростання максимального стискаючого напруження в імпульсі.

На рис. 7 представлена залежність  $|\sigma_{zz}^d|_{\max} \sim q_0$ . У розглядуваному інтервалі значень геометричних параметрів циліндра та імпульсу ця залежність має практично лінійний характер, що відповідає лінійності динамічної складової процесу.

Внаслідок термомеханічної зв’язаності імпульс стискальних напружень супроводжує зміна температури відповідного профілю. Розподіли температур, які відповідають розподілам напружень на рис. 6, наведено на рис. 8. Видно, що збільшення потужності термічного навантаження зумовлює зростання максимальної температури без зсуву імпульсу по просторовій координаті та зміни його форми.



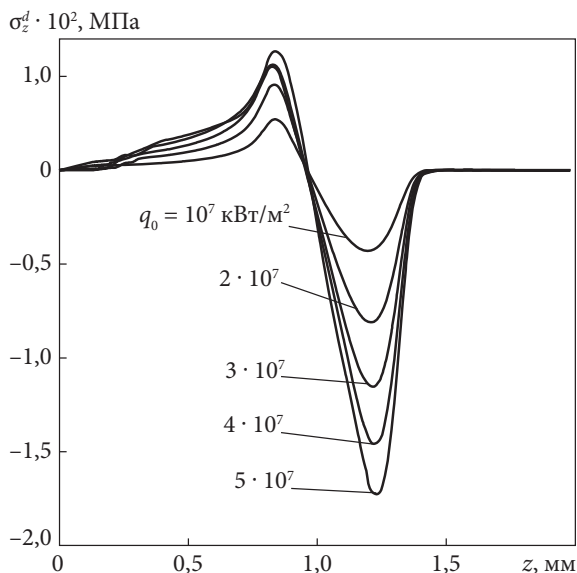


Рис. 6

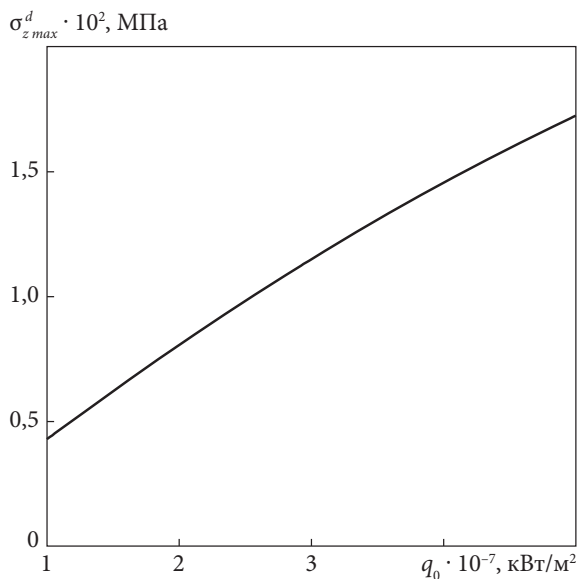


Рис. 7

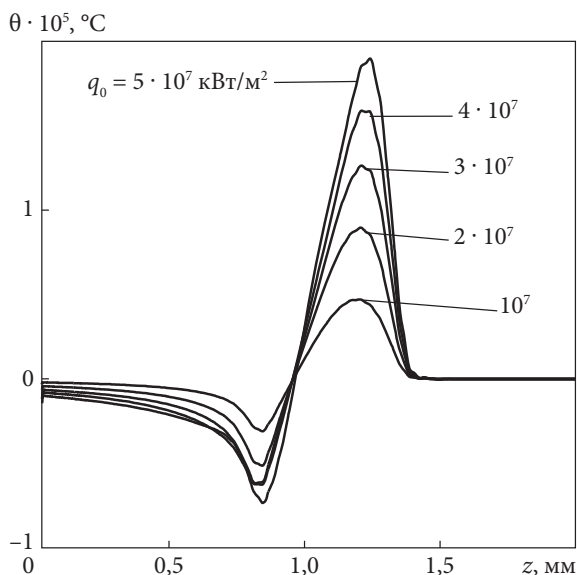


Рис. 8

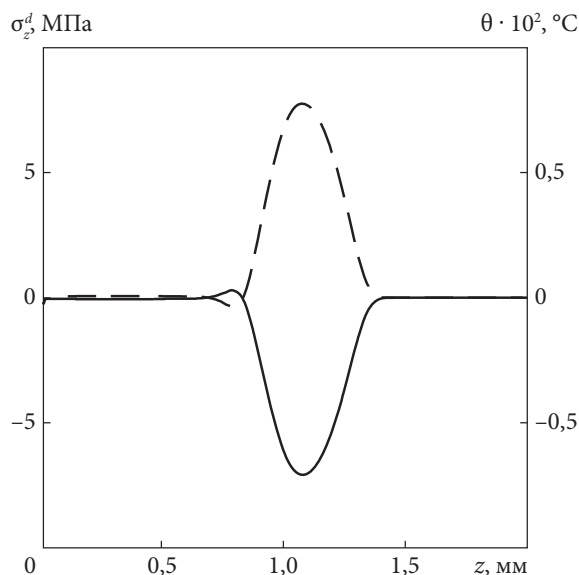


Рис. 9

За розглянутих умов задачі, матеріалу і параметрів теплового імпульсного впливу отримані значення напруження в хвилі і зміни температури малі, хоча значення напруження цілком придатні для детектування. Певного збільшення їх значень, крім скорочення часу дії імпульсу, вдається досягти зміною граничних умов на опроміненому торці. Розглянемо випадок не вільного, а гладкого закріплення торця. На практиці цій умові відповідає використання прозорого по відношенню до лазерного або пучкового випромінювання середовища, яке обмежує переміщення в напрямку, перпендикулярному до опроміненої поверхні, для підсилення динамічних ефектів [3, 5].

Типові результати розрахунків для випадку гладкого закріплення представлені на рис. 9. Тут суцільною і штриховою лініями показані розподіли напружень  $\sigma_{zz}^d$  і температури відповідно вздовж осі циліндра в момент часу  $t = 0,26$  мкс. Відзначимо характерну для термопружних хвиль синфазність змін напруження і температури.

Порівняння рис. 6 і 8 з рис. 9 показує, що при гладкому закріпленні торця (чи обох торців) стрижня вдається збільшити абсолютні значення напружень і температури у хвилі (імпульсі) приблизно в 500 разів. Крім того, напруження хвилі є виключно стискальним.

Високі рівні напружень і температур у розглядуваній задачі спостерігаються тільки безпосередньо в зоні дії імпульсу (приторцевій зоні) і асоціюються із квазістатичними тепловими процесами. Ця область дуже вузька (див. рис. 5). Як результат, руйнування матеріалу внаслідок розігріву, розплавлення або деградації властивостей виявляється сильно локалізованим біля поверхні торця і не впливає на процес генерації і поширення зондувального імпульсу напруження.

**Висновки.** В статті проведено чисельне моделювання і розв'язано задачу про можливість генерування зондувального імпульсу напруження в металевому стрижні шляхом імпульсного опромінення торця. З цією метою розвинуто постановку зв'язаної задачі термомеханіки, що ґрунтується на використанні узагальненої теорії течії, узгодженої з термодинамікою необоротних процесів і придатної для описання фізично нелінійної поведінки матеріалів при динамічних навантаженнях, підвищених температурах і швидкостях навантаження. Встановлено, що напруження і непружна деформація виявляються малими, тому згенерований імпульс напружень є пружним у віддаленні від торця. За таких умов квазістатична і динамічна складові процесу виявляються розділеними як за часовими, так і за просторовими параметрами. Отже, висока локалізація термічних напружень і нелінійних ефектів у приповерхневій зоні сприяє досягненню задачі — генерації імпульсу напружень, придатного для ультразвукової дефектоскопії та акустичного методу визначення властивостей матеріалів.

#### ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Бондаренко О.Г. Методи неруйнівного контролю та технічного діагностування стану протяжних технологічних трубопроводів. *Методи та прилади контролю якості*. 2022. № 1(48). С. 5—17. [https://doi.org/10.31471/1993-9981-2022-1\(48\)-5-17](https://doi.org/10.31471/1993-9981-2022-1(48)-5-17)
2. Kong R., Dyer K., Payne C., Hamerton I., Weaver P.M. Progress and trends in damage detection methods, maintenance, and data-driven monitoring of wind turbine blades — a review. *Renew. Energy Focus*. 2023. **44**. P. 390—412. <https://doi.org/10.1016/j.ref.2022.08.005>
3. Qin Y., Zou J., Dong C., Wang X., Wu A., Liu Y., Hao S., Guan Q. Temperature-stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. B*. 2004. **225**, Iss. 4. P. 544—554. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.06.008>
4. Messé O., Stekovic S., Hardy M., Rae C. Characterization of plastic deformation induced by shot-peening in a Ni-base superalloy. *JOM*. 2014. **66**, № 12. P. 2502—2515. <https://doi.org/10.1007/s11837-014-1184-8>
5. Backus S., Durfee C.G., Murnane M.M., Kapteyn H.C. High power ultrafast lasers. *Rev. Sci. Instrum.* 1998. **69**, № 3. P. 1207—1223. <https://doi.org/10.1063/1.1148795>
6. Othman M.I.A., Marin M. Effect of thermal loading due to laser pulse on thermoelastic porous medium under G-N theory. *Results Phys*. 2017. **7**. P. 3863—3872. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.10.012>
7. Bodner S., Partom Y. Constitutive equations for elastoviscoplastic strain hardening material. *J. Appl. Mech.* 1975. **42**. P. 385—389. <https://doi.org/10.1115/1.3423586>
8. Zhuk Ya.A., Senchenkov I.K., Kozlov V.I., Tabieva G.A. Axisymmetric dynamic problem of coupled thermo-viscoplasticity. *Int. Appl. Mech.* 2001. **37**, № 10. P. 1311—1317. <https://doi.org/10.1023/A:1013976219144>

9. Senchenkov I.K., Zhuk Y.A., Karnaukhov V.G. Modeling the thermomechanical behavior of physically nonlinear materials under monoharmonic loading. *Int. Appl. Mech.* 2004. **40**, № 9. P. 943—969. <https://doi.org/10.1007/s10778-005-0001-z>
10. Senchenkov I.K., Tabieva G.A. Determination of the parameters of the Bodner-Partom model for thermoviscoplastic deformation of materials. *Int. Appl. Mech.* 1996. **32**. P. 132—139. <https://doi.org/10.1007/BF02086653>
11. Kłosowski P., Mleczeek A. Identification of Bodner-Partom viscoplastic model parameters for some aluminum alloys at elevated temperature. *J. Mater. Civ. Eng.* 2017. **29**, № 7. 04017034. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)MT.1943-5533.0001875](https://doi.org/10.1061/(ASCE)MT.1943-5533.0001875)

Надійшло до редакції 04.09.2024

## REFERENCES

1. Bondarenko, O. G. (2022). Methods of non-destructive control and technical diagnosis of the state of long-term technological pipelines. *Methods and Devices of Quality Control*, No. 1(48), pp. 5-17 (in Ukrainian). [https://doi.org/10.31471/1993-9981-2022-1\(48\)-5-17](https://doi.org/10.31471/1993-9981-2022-1(48)-5-17)
2. Kong, R., Dyer, K., Payne, C., Hamerton, I. & Weaver, P. M. (2023). Progress and trends in damage detection methods, maintenance, and data-driven monitoring of wind turbine blades — a review. *Renew. Energy Focus*, 44, pp. 390-412. <https://doi.org/10.1016/j.ref.2022.08.005>
3. Qin, Y., Zou, J., Dong, C., Wang, X., Wu, A., Liu, Y., Hao, S. & Guan, Q. (2004). Temperature-stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. B*, 225, Iss. 4, pp. 544-554. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.06.008>
4. Messé, O., Stekovic, S., Hardy, M. & Rae, C. (2014). Characterization of plastic deformation induced by shot-peening in a Ni-base superalloy. *JOM*, 66, No. 12, pp. 2502-2515. <https://doi.org/10.1007/s11837-014-1184-8>
5. Backus, S., Durfee, C. G., Murnane, M. M. & Kapteyn, H. C. (1998). High power ultrafast lasers. *Rev. Sci. Instrum.*, 69, No. 3, pp. 1207-1223. <https://doi.org/10.1063/1.1148795>
6. Othman, M. I. A. & Marin, M. (2017). Effect of thermal loading due to laser pulse on thermoelastic porous medium under G-N theory. *Results Phys.*, 7, pp. 3863-3872. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.10.012>
7. Bodner, S. & Partom, Y. (1975). Constitutive equations for elastoviscoplastic strain hardening material. *J. Appl. Mech.*, 42, pp. 385-389. <https://doi.org/10.1115/1.3423586>
8. Zhuk, Ya. A., Senchenkov, I. K., Kozlov, V. I. & Tabieva, G. A. (2001). Axisymmetric dynamic problem of coupled thermoviscoplasticity. *Int. Appl. Mech.*, 37, No. 10, pp. 1311-1317. <https://doi.org/10.1023/A:1013976219144>
9. Senchenkov, I. K., Zhuk, Y. A. & Karnaukhov, V. G. (2004). Modeling the thermomechanical behavior of physically nonlinear materials under monoharmonic loading. *Int. Appl. Mech.*, 40, No. 9, pp. 943-969. <https://doi.org/10.1007/s10778-005-0001-z>
10. Senchenkov, I. K. & Tabieva, G. A. (1996). Determination of the parameters of the Bodner-Partom model for thermoviscoplastic deformation of materials. *Int. Appl. Mech.*, 32, pp. 132-139. <https://doi.org/10.1007/BF02086653>
11. Kłosowski, P. & Mleczeek, A. (2017). Identification of Bodner-Partom viscoplastic model parameters for some aluminum alloys at elevated temperature. *J. Mater. Civ. Eng.*, 29, No. 7, 04017034. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)MT.1943-5533.0001875](https://doi.org/10.1061/(ASCE)MT.1943-5533.0001875)

Received 04.09.2024

Ya.A. Zhuk<sup>1,2</sup>, <https://orcid.org/0000-0002-2726-8395>

I.K. Senchenkov<sup>2</sup>, <https://orcid.org/0009-0001-2289-5066>

M.M. Melnichenko<sup>1</sup>, <https://orcid.org/0000-0002-3473-0701>

<sup>1</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup> S.P. Timoshenko Institute of Mechanics of the NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine

E-mail: yaroslavzhuk@knu.ua, term@inmech.kiev.ua, realcrystallab@univ.kiev.ua

#### FORMATION OF A PROBING VOLTAGE PULSE IN A METAL ROD BY PULSE IRRADIATION OF THE END SURFACE

Within the framework of coupled thermomechanics using a thermodynamically consistent model of nonlinear material behavior, the possibility of generating a probing voltage pulse in a metal rod by irradiating its end with a laser pulse or an electron beam pulse is investigated. The dynamic problem is solved numerically using finite element methodology developed for modeling the coupled thermomechanical behavior of physically nonlinear materials, taking into account the temperature dependence of material properties. The effect of thermal momentum is modeled by specifying the heat flux through the body boundary. The interrelated thermomechanical processes in the irradiated region and along the rod length, the characteristics of the generated voltage pulse, and the processes of pulse propagation along the rod are studied. Special attention is paid to the propagation of the probing voltage pulse and the temperature change accompanying this pulse. The relationship between the parameters of the excitation thermal pulse and the probing voltage pulse is established.

**Keywords:** *thermal pulse, stress pulse, coupled thermomechanical behavior, thermoviscoplastic material, metal rod.*