

УДК 539.3

Я. А. ЖУК, д-р физ.-мат. наук,
И. К. СЕНЧЕНКОВ, д-р физ.-мат. наук, Е. В. БОЙЧУК

ВОЛНЫ НАПРЯЖЕНИЙ В ЦИЛИНДРЕ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ТЕПЛОВЫМ ИМПУЛЬСОМ НА ОДНОМ ИЗ ТОРЦОВ

Воздействие на изделие лазерными импульсами или импульсами электронных пучков представляет собой эффективный метод обработки поверхностей металлических деталей [1–3]. Основная цель импульсной тепловой обработки состоит в создании областей остаточных сжимающих напряжений в приповерхностной зоне материала, обеспечивающих повышенную прочность, износоустойчивость и усталостную долговечность.

Основа технологического процесса состоит в формировании кратковременного источника энергии высокой плотности либо на поверхности, либо непосредственно в приповерхностной зоне на некоторой глубине [1, 2] (последнее определяется оптическими свойствами материала). Посредством облучения лазером или электронным пучком создается зона быстрого нагрева с большим градиентом температуры. В этой области формируются тепловые напряжения, образуется фронт ударной волны, а при высоких температурах, может наблюдаться даже расплавление материала. В сталях следующее за нагревом остывание может сопровождаться фазовыми переходами, характеризующимися изменением содержания мартенсита, аустенита, бейнита и т.д.

В данной статье рассматривается комплекс вопросов, связанных с образованием и распространением волн напряжений в теле, подверженном воздействию кратковременного теплового импульса. В связи с этим особое внимание уделяется описанию связанного термомеханического поведения материала в области действия теплового импульса, распространению волн напряжений и сопровождающих их изменений температуры, оценке параметров импульса, необходимых для генерации волн, и связи между параметрами импульса и волны.

Постановка задачи. Рассмотрим круговой цилиндр радиуса R и длины L . На торце $z = 0$ действует кратковременный тепловой импульс, задаваемый как тепловой поток через границу. Всю поверхность стержня, включая торцы, будем считать теплоизолированной и свободной от напряжений. Будем решать модельную осесимметричную задачу для случая $R \ll L$. В такой постановке задача для тонкого цилиндра (стержня) позволяет изучить основные закономерности возбуждения и распространения импульса сжатия вдоль оси цилиндра при воздействии теплового импульса на его торце. Используется обобщенная на случай термодинамики обратимых процессов связанная модель Боднера-Партома, описывающая и упругое, и неупругое поведение материала при больших скоростях деформации.

ции [4, 5]. В модели полная деформация ε_{ij} представляется в виде суммы упругой ε_{ij}^e , неупругой ε_{ij}^p и тепловой ε_{ij}^θ составляющих

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

причем выражение для тепловой деформации имеет вид

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

где θ и θ_0 – текущая и отсчетная температура соответственно; α – коэффициент линейного теплового расширения и δ_{ij} – дельта Кронекера.

Модель также содержит уравнения закона Гука

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

закона течения с условием пластической несжимаемости

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

кинетическое уравнение

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

эволюционные уравнения для внутренних переменных изотропного K и направленного β_{ij} упрочнения

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

Здесь $D = \beta_{ij} u_{ij}$, $u_{ij} = \sigma_{ij} / (\sigma_{ij} \sigma_{ij})^{1/2}$, $\dot{W}_p = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^p$; σ_{ij} и s_{ij} – тензор и девиатор напряжений; e_{ij} – девиатор деформаций; G и K_V – модули сдвига и объемного сжатия соответственно; $Z = K + D$, $D_2^p = \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p / 2$, $J_2 = s_{ij} s_{ij} / 2$, $\lambda^2 = D_2^p / J_2$.

Величины D_0 , D_1 , K_0 , K_1 , m_1 , m_2 и n являются параметрами модели [4]. Экспериментальные и теоретические исследования [4, 5] показали, что для большинства металлов параметры D_0 , D_1 и m_2 слабо зависят от температуры и могут считаться постоянными в широком интервале температур. Параметры K_0 , K_1 , m_1 и n являются функциями температуры. В

уравнениях (6) в отличие от работ [4, 5] отсутствуют члены, определяющие тепловой возврат, так как изучаемые в данной статье процессы являются быстрыми и поэтому при описании поведения материала этим эффектом можно пренебречь.

Постановка задачи также включает соотношения Коши

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

уравнения движения

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

уравнение баланса энергии, сводящееся к уравнению теплопроводности

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

Здесь u_r и u_z – компоненты перемещения; ρ – плотность материала; θ – температура; c_v и k – коэффициенты теплоемкости и теплопроводности соответственно; D' – скорость диссипации механической энергии и r_s –

внутренние источники тепла, $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial (\cdot)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 (\cdot)}{\partial z^2}$.

В случае быстрых процессов выражение для D' в (9) имеет вид [5]

$$D' = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^D - K \dot{\delta} - \beta_{ij} \dot{\alpha}_{ij}, \quad (10)$$

в котором δ и α_{ij} – внутренние переменные, сопряженные термодинамическим силам K и β_{ij} .

Начальные и граничные условия для нашего случая имеют соответственно вид

$$u_r = \dot{u}_r = 0, \quad u_z = \dot{u}_z = 0, \quad \theta = \theta_0, \quad t = 0, \quad \sigma_{ij} n_j = 0 \text{ на } S,$$

$$-k \frac{\partial \theta}{\partial z} = \begin{cases} q_0 \sin(\pi t / t_p), & 0 \leq t \leq t_p, \\ 0, & t > t_p, \end{cases}, \quad z = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0, \quad z = L, \quad r = R, \quad (10)$$

где q_0 – параметр теплового потока; t_p – время действия импульса. При этом предполагается, что поток, моделирующий тепловой импульс, изменяется во времени как половина синусоиды, оставаясь затем равным нулю.

Уравнения (1) – (9) с начальными и граничными условиями (10) пред-

ставляют собой постановку связанной задачи термомеханики физически нелинейных тел при тепловом импульсном нагружении.

Описание и анализ результатов расчетов. В качестве материала тонкого цилиндра выбираем сталь 35ХМА [6], а значения параметров модели Боднера-Партома найдем при помощи соответствующей обработки диаграмм растяжения из работы [6]. Значение температурнезависимой константы D_0 примем равным $10^8 c^{-1}$ [4].

Расчеты проводились для следующих значений параметров: $R=5 \cdot 10^{-6} м$, $L=2 \cdot 10^{-3} м$, $t_p=10^{-7} с$, $\theta_0=20^\circ C$. Параметр q_0 изменялся в пределах $10^7 - 5 \cdot 10^7 кВт/м^2$.

Задача (1)–(10) является существенно нелинейной и решается численно с применением конечно-элементного подхода [7, 8], развитого для решения осесимметричных и плоских задач о связанном термомеханическом поведении физически нелинейных материалов.

На рис. 1 представлены результаты, иллюстрирующие прохождение и отражение импульса напряжения, возникающего при воздействии теплового импульса с параметрами $q_0=5 \cdot 10^7 кВт/м^2$ и $t_p=0,1 мкс$. Профиль импульса изображен для различных моментов времени t . Видно, что максимальное значение сжимающего напряжения в импульсе не превышает $0,02 МПа$.

При рассматриваемых условиях возбуждения возникают две составляющие поля напряжений: термоупругая волна и квазистатические тепловые напряжения (вертикальная линия в окрестности оси напряжений). Картина поведения квазистатических тепловых напряжений вблизи торца представлена на рис. 2. Кривые построены для тех же моментов времени, что и на рис. 1. Видно, что в данных условиях область влияния квазистатической составляющей поля напряжений чрезвычайно узка. Так на свободном торце $\sigma_z=0$, а максимальное значение $\sigma_z=344 МПа$ для

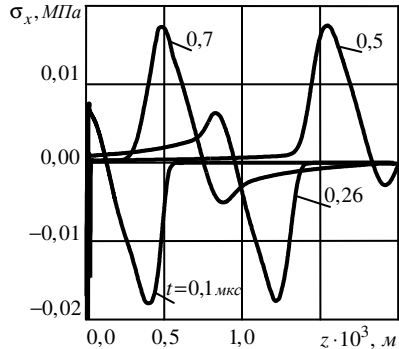


Рис. 1

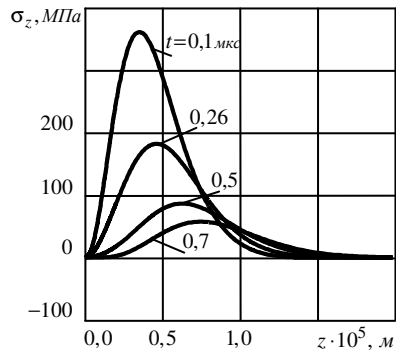


Рис. 2

$t=0,1 \text{ мкс}$ достигается на глубине $z \approx 0,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. При этом неупругие деформации ε_z^p достигают величины $0,875 \cdot 10^{-4}$, т.е. процесс деформирования можно считать упругим.

Распространение волны сжатия вызывает изменение температуры материала вследствие термомеханической связанности. Синхронно с движением импульса напряжения (рис. 1) происходит повышение температуры (при сжатии) и последующее охлаждение материала. Повышение температуры при рассмотренных параметрах задачи составило $2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}$, что обусловлено низким значением напряжения сжатия в импульсе. Для исследования чисто динамических эффектов из полного решения σ_z вычиталось статическое σ_z^s , что позволило выделить только динамическую составляющую σ_z^d .

На рис. 3 представлены профили волны сжатия для различных значений параметра импульса q_0 в момент времени $t=0,26 \text{ мкс}$. Увеличение параметра q_0 приводит к увеличению максимального сжимающего напряжения в импульсе. Зависимость $|\sigma_z^d|_{\max} \sim q_0$ представлена на рис. 4. В рассматриваемом интервале значений параметров цилиндра и импульса эта зависимость имеет практически линейный характер.

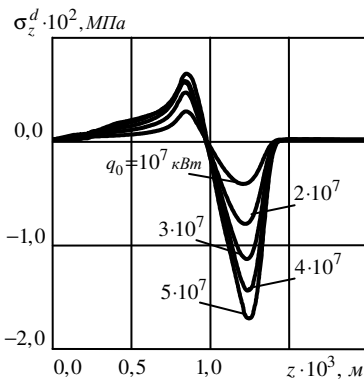


Рис. 3

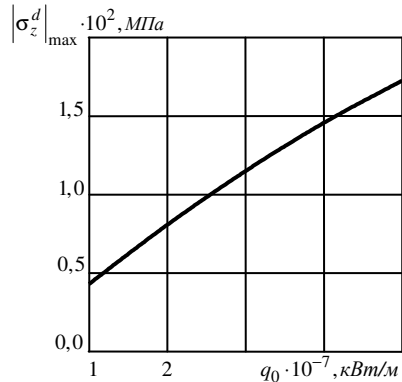


Рис. 4

Расчеты также показали, что распространяющаяся волна сжатия формируется в начальный момент действия теплового импульса. Так, например, максимальное значение импульса сжатия достигается приблизительно к моменту времени $t \approx t_p/5$, т.е. к тому моменту, когда максимальная температура нагрева еще не достигнута. Вся остальная тепловая энергия,

подводимая к цилиндру до момента окончания импульса, расходуется на формирование заднего фронта импульса и поля квазистатических напряжений в приповерхностной зоне.

РЕЗЮМЕ. В рамках постановки зв'язаної задачі термомеханіки з використанням термодинамічно узгодженої теорії непружної поведінки матеріалу досліджується процес збудження і розповсюдження хвиль напруження, викликаних дією теплового імпульсу на торці тонкого довгого сталевого циліндру. Задача розв'язується в динамічній постановці із застосуванням скінченноелементної методики, розвинутої для моделювання зв'язаної термомеханічної поведінки фізично нелінійних матеріалів. Досліджуються особливості термомеханічного стану в околі дії імпульсу, розповсюдження хвилі напруження і зміна температури, яка супроводжує хвилю, а також зв'язок між параметрами теплового імпульсу і хвилі напруження.

SUMMARY. Processes of generation and propagation of stress wave caused by the thermal impact at the face of long thin steel cylinder are investigated in the frame of coupled thermomechanics using thermodynamically consistent theory of inelastic material behavior. Dynamic problem statement is used. It is solved by FEM technique developed especially to treat the coupled thermomechanic behavior of inelastic material. Main properties of thermomechanical state in the vicinity of thermal pulse, stress wave propagation accompanied with temperature variation are studied as well as relationship between parameters of thermal pulse and stress wave.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ: 1. *Qin Y., Zou J., Dong C. et al.* Temperature-stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam // Nuclear Instrum. & Meth. in Phys. Research. Part B. – 2004. – Vol. 225. – P. 544–554. 2. *Chen H., Kysar J., Yao Y. L.* Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening // J. Appl. Mech. – 2004. – V. 71. – P. 713–723. 3. *Коваленко В. С.* Микро- и нанообработка сверхмощными лазерными импульсами // Оборудование и эксперимент для профессионалов. – 2003. – № 4. – С. 4–14. 4. *Bodner S., Partom Y.* Constitutive equations for elastoviscoplastic strain hardening material // Trans. ASME. J. Appl. Mech. – 1975. – Vol. 42. – P. 385–389. 5. *Сенченков И. К., Жук Я. А.* Термомеханический анализ одной модели термовязкопластического деформирования материалов // Прикладная механика. – 1997. – Т. 33, № 2. – С. 41–48. 6. *Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур* / Под ред. И. И. Гольденבלата. – М., 1965. – 567 с. 7. *Осесимметричная динамическая связанная задача термовязкопластичности* / Я. А. Жук, И. К. Сенченков, В. И. Козлов, Г. А. Табиева // Прикладная механика. – 2001. – Т. 37, № 10. – С. 83–89. 8. *Senchenkov I. K., Zhuk Y. A., Karnaukhov V. G.* Modeling the thermomechanical behavior of physically nonlinear materials under monoharmonic loading // Int. Appl. Mech. – 2004. – Vol. 40, № 9. – P. 943–969.

*Институт механики НАН Украины, г. Киев
Николаевский государственный университет*

Поступила 03.04.2006