

УДК 539.3

## ВОЛНЫ НАПРЯЖЕНИЙ В ЦИЛИНДРЕ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ТЕРМИЧЕСКИМ ИМПУЛЬСОМ НА ТОРЦЕ

Е. В. БОЙЧУК, Я. А. ЖУК, И. К. СЕНЧЕНКОВ

Институт механики им. С. П. Тимошенко НАН Украины, Киев

Получено 06.09.2006

В рамках постановки связанной задачи термомеханики с использованием термодинамически согласованной теории неупругого поведения материала исследован процесс возбуждения и распространения волн напряжений, вызванных воздействием теплового импульса на торце тонкого длинного стального цилиндра. Задача решена в динамической постановке с привлечением конечноэлементной методики, развитой для моделирования связанного термомеханического поведения физически нелинейных материалов. Изучены особенности термомеханического состояния в окрестности воздействия импульса, распространение волны напряжений и изменение температуры, которое сопровождается волну, а также связь между параметрами теплового импульса и волны напряжений.

У рамках постановки зв'язаної задачі термомеханіки з використанням термодинамічно узгодженої теорії непружної поведінки матеріалу досліджено процес збудження та поширення хвиль напруження, викликаних дією теплового імпульсу на торці тонкого довгого сталевго циліндра. Задачу розв'язано у динамічній постановці з застосуванням скінченноелементної методики, розвинутої для моделювання зв'язаної термомеханічної поведінки фізично нелінійних матеріалів. Досліджені особливості термомеханічного стану в околі дії імпульсу, поширення хвилі напруження та зміна температури, яка супроводжує хвилю, а також зв'язок між параметрами теплового імпульсу і хвилі напруження.

The process of generation and propagation of stress waves, caused by the thermal impact at the face of a long thin steel cylinder, are studied within the framework of posing the coupled thermomechanics problem, involving the thermodynamically consistent theory for inelastic behavior of the material. The problem in the dynamic statement is solved by the finite element method developed for modeling the coupled thermomechanical behavior of nonlinear materials. Properties of the thermomechanical state in the vicinity of the thermal pulse effect, stress wave propagation accompanied with temperature variation, and relationships between the thermal pulse and stress wave parameters have been analyzed.

### ВВЕДЕНИЕ

Воздействие на изделие лазерными импульсами или импульсами электронных пучков является эффективным методом обработки поверхностей металлических деталей [1–3]. Начало интенсивных исследований в указанном направлении следует отнести к 60-ым годам прошлого столетия [3]. К настоящему моменту эта технология достаточно развита [4]. Основная цель импульсной тепловой обработки состоит в создании областей остаточных сжимающих напряжений в приповерхностной зоне материала, обеспечивающих повышенную прочность, износоустойчивость и усталостную долговечность [1–3].

Основа технологического процесса состоит в создании кратковременного источника энергии высокой плотности либо на поверхности, либо непосредственно в приповерхностной зоне на некоторой глубине [1, 2], что определяется оптическими свойствами материала. Посредством облучения лазером или электронным пучком создается зона быстрого нагрева (пятно) с большим градиентом температуры. В ней формируются тепловые напряжения, образуется фронт ударной волны, а при

высоких температурах может наблюдаться даже плавление материала. В сталях следующее за нагревом остывание может сопровождаться фазовыми переходами, характеризующимися изменением содержания мартенсита, аустенита, бейнита и т. д. [5].

В данной статье рассматривается комплекс вопросов, связанных с образованием и распространением волн напряжений в теле, подверженном воздействию кратковременного теплового импульса. Важность этой тематики обусловлена повышенным интересом к наноструктурным материалам, в частности к слоистым нанокомпозитам, нанопоккрытиям и нано пленкам [6]. Особой сложностью отличаются задачи определения механических свойств таких объектов [6, 7]. Даже в том случае, когда суммарная толщина покрытия достигает нескольких миллиметров, для характеристики свойств материала необходимы сложные методики. Пригодным для этого и достаточно надежным оказывается акустический метод [8–10]. Основная проблема при его использовании в случае “тонких” объектов состоит в генерации волн или импульсов достаточно короткой длины. При этом наиболее эффективным, по сравнению с ударными, взрыв-

ными способами или пьезоэлектрическим возбуждением, выглядит облучение образца [7, 11, 12]. Действительно, длительность воздействия лазерного или пучкового импульса легко регулируется и может быть уменьшена до нано- или даже фемто-секунд [3, 12–15]. Кроме того, достаточно просто генерируется как уединенный импульс, так и серия импульсов с наперед заданными интервалами. При этом достаточно точно контролируется количество энергии, подводимой к объекту. Возникающие в результате импульсного облучения температурные напряжения характеризуются малой величиной и не могут привести к изменению структуры и свойств материала в глубине покрытия. Неупругие деформации и связанные с температурой модификации материала происходят непосредственно на поверхности или в приповерхностной зоне и не вносят существенной погрешности в скорость распространения волны напряжения из-за существенной разницы скоростей протекания динамических и тепловых процессов.

В связи с этим, в данной статье особое внимание уделяется описанию связанного термомеханического поведения материала в области действия теплового импульса, анализу особенностей напряженно-деформированного состояния и поля температуры в приповерхностной зоне и непосредственно в облучаемом пятне, распространению волн напряжений и сопровождающих их изменений температуры. Кроме того, проводится оценка параметров импульса, необходимых для генерации волн, и оценивается связь между параметрами импульса и волны.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим круговой цилиндр радиуса  $R$ , длина которого равна  $L$ . На торце  $z = 0$  действует кратковременный тепловой импульс, который задается как тепловой поток через границу. Вся поверхность стержня, включая торцы, считается теплоизолированной и свободной от напряжений.

Решается модельная осесимметричная задача для случая  $R \ll L$ . При таких условиях цилиндр фактически может рассматриваться как стержень. Выбор такого модельного объекта обусловлен желанием рассмотреть волны сжатия, распространяющиеся в глубину облучаемого образца. Действительно, при воздействии теплового импульса на всю поверхность слоя или полупространства задача сводится к одномерной постановке по толщинной координате [1, 2]. Поскольку речь идет об очень быстрых, кратковременных феноменах, то распространение волны сжатия может рассма-

триваться как адиабатический процесс. За время прохождения волны на глубину слоя изменение температуры не успевает существенно распространиться по всему его объему и поэтому может считаться квазистатическим. Если рассматривается облучение не всего слоя (полупространства), а только некоторой области (пятна или торца цилиндра, как в нашем модельном случае), то ситуация аналогична. Возникающие при этом значительные сжимающие напряжения в направлении, перпендикулярном фронту волны, обусловлены сопротивлением ненагретого материалу тепловому расширению нагретой части и не влияют существенно на распространение волны вглубь объекта.

Учитывая вышеизложенное, приходим к заключению, что модельная задача для тонкого цилиндра (стержня) позволяет изучить основные закономерности возбуждения и распространения импульса сжатия вдоль оси цилиндра при воздействии теплового импульса на его торце.

Для адекватного количественного теоретического описания сложных связанных технологических процессов и корректной интерпретации экспериментальных результатов необходимо использовать надежные, термодинамически обоснованные методики исследования и модели [16, 17]. В данной статье используется обобщенная на случай термодинамики необратимых процессов связанная модель Боднера – Партома, описывающая как упругое, так и неупругое поведение материала при больших скоростях деформации [18, 19]. В ее рамках применяется концепция внутренних переменных для описания всего спектра неупругих явлений в области облучения и оценки энергетических аспектов задачи, связанных с внутренними источниками в уравнении теплопроводности. В модели используется представление полной деформации  $\varepsilon_{ij}$  в виде суммы упругой, ( $\varepsilon_{ij}^e$ ), неупругой ( $\varepsilon_{ij}^p$ ) и тепловой ( $\varepsilon_{ij}^\theta$ ) составляющих:

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

Выражение для тепловой деформации имеет вид

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

где  $\theta$  и  $\theta_0$  – текущая и отсчетная температура соответственно;  $\alpha$  – коэффициент линейного теплового расширения;  $\delta_{ij}$  – дельта Кронекера.

Модель также содержит следующие уравнения:

- закон Гука

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

где  $\sigma_{ij}$  и  $s_{ij}$  – тензор и девиатор напряжений;  $e_{ij}$  – девиатор деформаций;  $G$  и  $K_V$  – модули сдвига и объемного сжатия соответственно;

- закон течения с условием пластической нежимаемости

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

- кинетическое уравнение

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

где  $Z = K + D$ ;  $D_2^p = \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p / 2$ ;  $J_2 = s_{ij} s_{ij} / 2$ ;  $\lambda^2 = D_2^p / J_2$ ;

- эволюционные уравнения для внутренних переменных изотропного ( $K$ ) и направленного ( $\beta_{ij}$ ) упрочнения

$$\dot{K} = m_1 (K_1 - K) \dot{W}_p, \quad K(0) = K_0, \quad (6)$$

$$\dot{\beta}_{ij} = m_2 (D_1 u_{ij} - \beta_{ij}) \dot{W}_p, \quad \beta_{ij}(0) = 0,$$

где

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

Величины  $D_0$ ,  $D_1$ ,  $K_0$ ,  $K_1$ ,  $m_1$ ,  $m_2$  и  $n$  являются параметрами модели [18]. Экспериментальные и теоретические исследования [18, 19] показали, что для большинства металлов значения  $D_0$ ,  $D_1$  и  $m_2$  слабо зависят от температуры и могут считаться постоянными в широком интервале температур. Характеристики  $K_0$ ,  $K_1$ ,  $m_1$  и  $n$  – функции температуры.

В уравнениях (6), в отличие от работ [18, 19], опущены члены, определяющие тепловой возврат. Поскольку изучаемые в данной статье процессы относятся к быстрым, то при описании поведения материала этим эффектом можно пренебречь.

В постановку задачи также входят:

- соотношения Коши для осесимметричного случая

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{u_r}{r}, \quad (7)$$

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

где  $u_r$  и  $u_z$  – компоненты вектора перемещений;

- уравнения движения

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

$$\frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \ddot{u}_z,$$

где  $\rho$  – плотность материала;

- уравнение баланса энергии, сводящееся к уравнению теплопроводности

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

где  $\theta$  – температура;  $c_v$  и  $k$  – коэффициенты теплоемкости и теплопроводности соответственно;  $D'$  – скорость диссипации механической энергии;  $r_s$  – внутренние источники тепла;

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Начальные и граничные условия для нашего случая имеют вид

$$\dot{u}_r = \dot{u}_z = 0, \quad u_r = u_z = 0, \quad \theta = \theta_0, \quad t = 0;$$

$$\sigma_{ij} = 0 \quad \text{на } S;$$

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

$$\frac{\partial \theta}{\partial n} = 0, \quad z = L, \quad r = R,$$

где  $q_0$  – параметр теплового потока;  $t_p$  – время действия импульса.

Здесь предполагается, что поток, моделирующий тепловой импульс, вначале изменяется во времени как половина синусоиды, а затем становится равным нулю. Выбор такого временного закона для потока энергии обусловлен технологическими особенностями генерирования лазерных и пучковых импульсов [1, 2].

Уравнения (1)–(9) с начальными и граничными условиями (10) представляют собой постановку связанной задачи термомеханики физически нелинейных тел при тепловом импульсном нагружении.

## 2. СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

В качестве материала для тонкого цилиндра выбрана сталь 35ХМА. Ее физико-механические

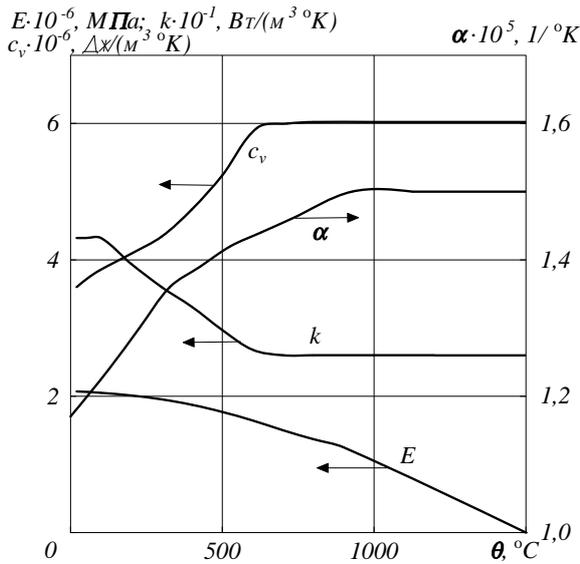


Рис. 1. Температурные зависимости физико-механических свойств стали 35ХМА

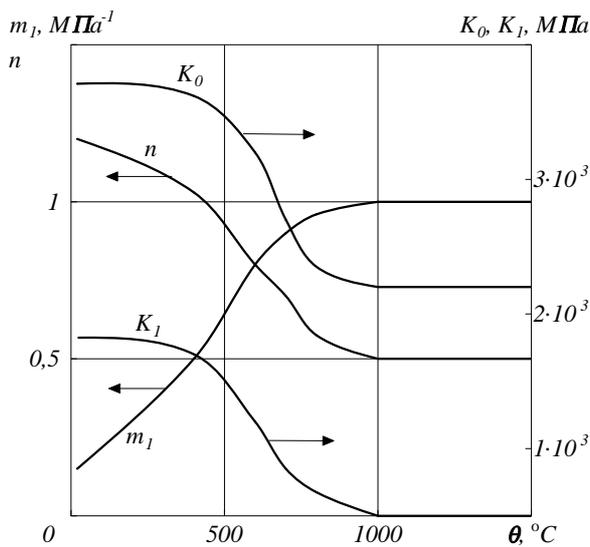


Рис. 2. Температурные зависимости параметров модели Боднера – Партома для стали 35ХМА

свойства взяты из [20], а значения параметров модели Боднера – Партома получены с помощью соответствующей обработки диаграмм растяжения из этой книги. Температурные зависимости свойств материала показаны на рис. 1 и 2. В соответствии с [18], величина температурнезависимой константы  $D_0$  выбиралась равной  $10^8 \text{ с}^{-1}$ .

Расчеты проводились для следующих геометри-

ческих параметров цилиндра:  $R = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$  и  $L = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Длительность теплового импульса была  $t_p = 10^{-7} \text{ с}$ . Параметр теплового потока  $q_0$  изменялся в пределах  $(1 \div 5) \cdot 10^7 \text{ кВт/м}^2$ . Начальная температура диска  $\theta_0$  считалась равной  $20^\circ\text{C}$ .

Задача (1) – (10) является существенно нелинейной и решается численно. Для этого используется подход, развитый в статьях [21, 22] для решения осесимметричных и плоских задач о связанном термомеханическом поведении физически нелинейных материалов.

Предлагаемая методика состоит в применении модифицированного метода переменных параметров упругости. В целом численная реализация задачи проводится в рамках двойного итерационного процесса. Первый, внутренний, связан с интегрированием системы нелинейных уравнений модели Боднера – Партома с использованием неявной итерационной схемы. Второй, внешний, состоит в решении уравнений движения и теплопроводности. При этом вторые производные по времени при интегрировании уравнений движения представляются по формулам Ньюмарка.

В рамках внешнего итерационного процесса для каждого шага по времени учитывается температурная зависимость свойств материала и параметров модели Боднера – Партома. Жесткий тип нелинейности системы уравнений, определяющих поведение материала, приводит к необходимости использования схемы с переменным шагом интегрирования во времени. При интегрировании уравнений задачи обнаружено, что сходимость решения в рамках итерационных процессов имеет колебательный характер. Для ускорения сходимости использована процедура типа Стеффенсена – Эйткена [19, 21]. В ее рамках проводилось построение улучшенного приближения по значениям переменных на трех предыдущих итерациях.

Пространственная дискретизация задачи осуществлялась с помощью метода конечных элементов. Заметим, что большие температурные градиенты, возникающие в приповерхностной зоне, требуют использования очень мелкой сетки для корректного расчета термомеханического состояния. Качество сетки выбиралось на основании метода практической сходимости результата.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 3 представлены результаты, иллюстрирующие прохождение и отражение импульса напряжения, возникающего при воздействии тепло-

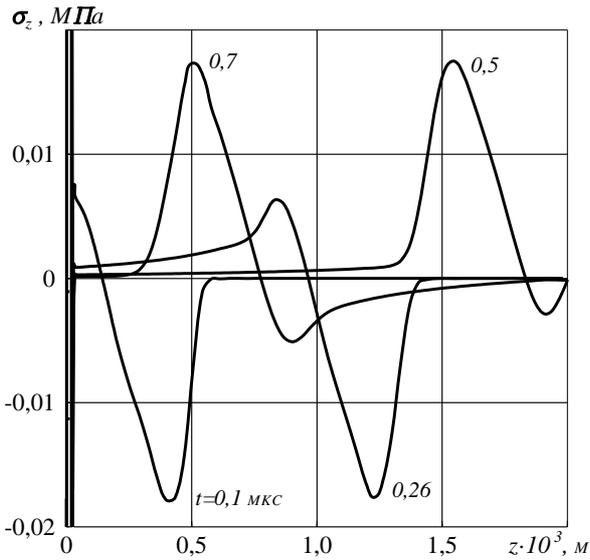


Рис. 3. Распространение и отражение импульса напряжения, возникающего при действии теплового импульса с параметрами  $q_0 = 5 \cdot 10^7$  кВт/м<sup>2</sup> и  $t_p = 0,1$  мкс

вого импульса с параметрами  $q_0 = 5 \cdot 10^7$  кВт/м<sup>2</sup> и  $t_p = 0,1$  мкс. Профиль импульса изображен для моментов времени  $t = 0,1, 0,26, 0,5$  и  $0,7$  мкс. Видно, что максимальное значение сжимающего напряжения в импульсе не превышает  $0,02$  МПа. При отражении от свободного торца стержня, как и следовало ожидать, импульс меняет знак.

На графике также видно, что при рассматриваемых условиях возбуждения возникают две составляющие поля напряжений: термоупругая волна и квазистатические тепловые напряжения (вертикальная линия в окрестности оси напряжений). Термоупругая волна напряжений возникает как инерционный эффект при быстром упругом деформировании, вызываемом большими температурными градиентами в приповерхностной зоне.

Картина поведения квазистатических тепловых напряжений вблизи торца представлена на рис. 4. Кривые построены для тех же моментов времени, что и на рис. 3. Из графиков 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  $t = 0,1$  мкс достигается на глубине  $z \approx 0,35 \cdot 10^{-5}$  м. При этом неупругие деформации  $\varepsilon_z^p$  достигают величины  $0,875 \cdot 10^{-4}$ , т. е. процесс деформирования можно считать упругим. Этот факт, а также высокая локализация квазистатических напряжений в

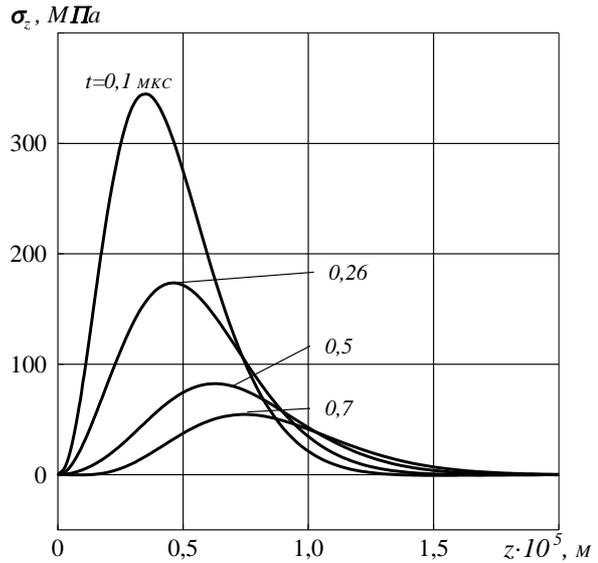


Рис. 4. Эволюция квазистатических тепловых напряжений вблизи облучаемого торца

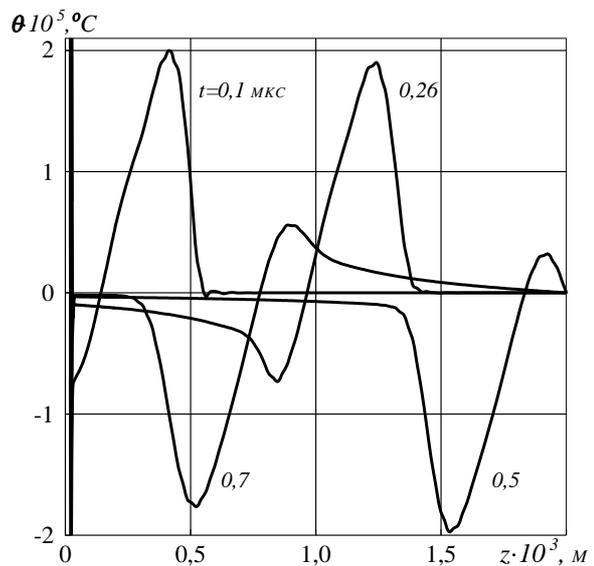


Рис. 5. Распределения динамического изменения температуры вдоль стержня для различных моментов времени

приповерхностной зоне благоприятствуют достижению поставленной задачи – генерации импульса напряжений, пригодного для акустического метода определения свойств материалов. Действительно, в таких условиях квазистатическая и динамическая составляющие процесса оказываются разделенными как по временным, так и по пространственным параметрам.

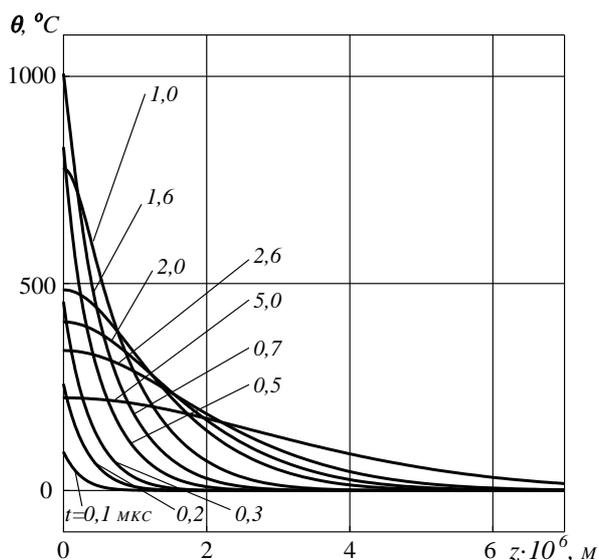


Рис. 6. Распределения температуры в приторцевой области для различных моментов времени

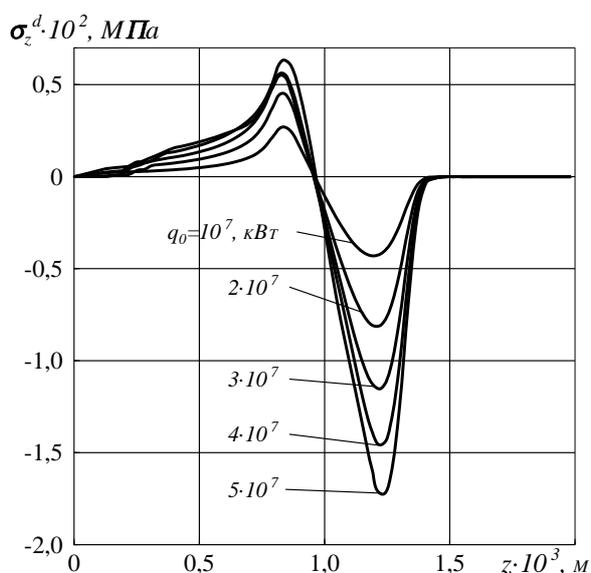


Рис. 7. Напряжения сжатия в волне для различных значений параметра импульса  $q_0$  при  $t = 0.26$  мкс

Распространение волны сжатия вызывает изменение температуры материала вследствие термо-механической связанности. Синхронно с движением импульса напряжения (см. рис. 3) происходит повышение температуры при сжатии и последующее охлаждение материала. Типичные распределения температуры вдоль стержня в различные моменты времени для  $q_0 = 5 \cdot 10^7$  кВт/м<sup>2</sup> пред-

ставлены на рис. 5. Повышение температуры при рассмотренных параметрах задачи составило примерно  $2 \cdot 10^{-5}$  °C, что обусловлено низким значением напряжения сжатия в импульсе.

Температурное поле в окрестности торца, подверженного облучению, демонстрирует иное поведение. На рис. 6 представлена эволюция температурного поля в приповерхностной зоне (соответствующие моменты времени указаны на графике). Эти распределения температур обуславливают квазистатическое поле напряжений, представленное на рис. 4.

Для исследования чисто динамических эффектов при расчетах использовалась следующая процедура. Сначала рассчитывалась полная реакция цилиндра на тепловой импульс. Затем решалась аналогичная задача в статической постановке (пренебрегая динамическими членами в уравнениях движения (8)). После этого, воспользовавшись принципом суперпозиции упругих решений (поскольку обе составляющие процесса термоупругого деформирования при данных условиях оказываются упругими), из полного решения  $\sigma_z$  вычитали статическое  $\sigma_z^s$ , что позволило получить чисто динамическую составляющую  $\sigma_z^d$ . Такой подход важен для приповерхностной зоны, поскольку дальше по длине цилиндра влияние квазистатической составляющей на рассмотренных временных интервалах не сказывалось. На рис. 7 представлены профили волны сжатия для различных значений параметра импульса  $q_0$  на момент времени  $t = 0.26$  мкс. Графики подтверждают постоянство скорости распространения акустической волны в случае упругого поведения материала. Увеличение величины  $q_0$  приводит к возрастанию максимальной сжимающего напряжения в импульсе. Зависимость  $|\sigma_z^d|_{max} \sim q_0$ , представленная на рис. 8, в рассматриваемом интервале значений геометрических параметров цилиндра и импульса имеет практически линейный характер.

Расчеты также показали, что распространяющаяся волна сжатия формируется в начальный момент действия теплового импульса. Например, максимальное сжатие достигается приблизительно при  $t \approx t_p/5$ , 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 его заднего фронта и поля квазистатических напряжений в приповерхностной зоне.

Аналогично динамической составляющей напряжения (см. рис. 7) рассчитывалось изменение температуры, вызванное прохождением термоу-

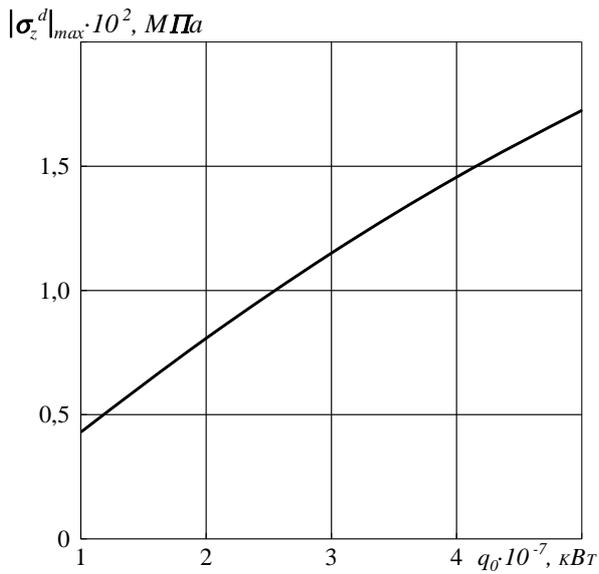


Рис. 8. Зависимость максимального напряжения в волне  $|\sigma_z^d|_{\max}$  от параметра теплового импульса  $\sim q_0$

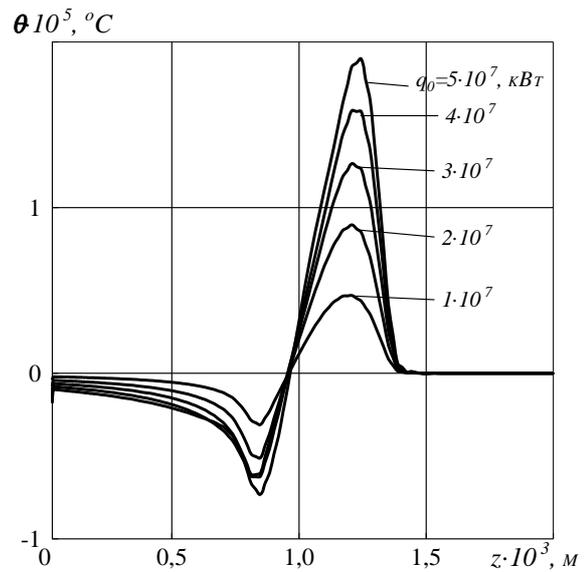


Рис. 9. Напряжения сжатия в волне для различных значений параметра импульса  $q_0$  при  $t = 0.26$  мкс в случае гладкого закрепления торцов

пругой волны. Распределения температуры вдоль стержня, соответствующие рис. 7 (для того же момента времени), представлены на рис. 9. Вследствие пренебрежимой малости пластической деформации и интервалов времени прохождения волны увеличение мощности, подводимой к стержню, приводит к возрастанию максимальной температуры без сдвига импульса по пространственной координате и изменения его формы.

Для рассматриваемых условий задачи, материалов и параметров теплового импульсного воздействия полученные величины напряжений в волне и изменений температуры невелики. Определенного их увеличения удастся достичь при изменении граничного условия на возбуждаемом торце. Рассмотрим случай несвободного, гладкого закрепленного торца. Следует отметить, что на практике для этого часто используется прозрачная по отношению к лазерному или пучковому излучению среда, ограничивающая перемещения в направлении, перпендикулярном к облучаемой поверхности с целью усиления динамических эффектов [1, 2].

Граничные условия на торце  $z = 0$  запишутся в виде

$$u_r = 0, \quad \sigma_{rz} = 0.$$

Типичные результаты расчетов для этого случая представлены на рис. 10. Здесь сплошной и штриховой линиями показаны соответственно распределения напряжения  $\sigma_z^d$  и температуры вдоль оси

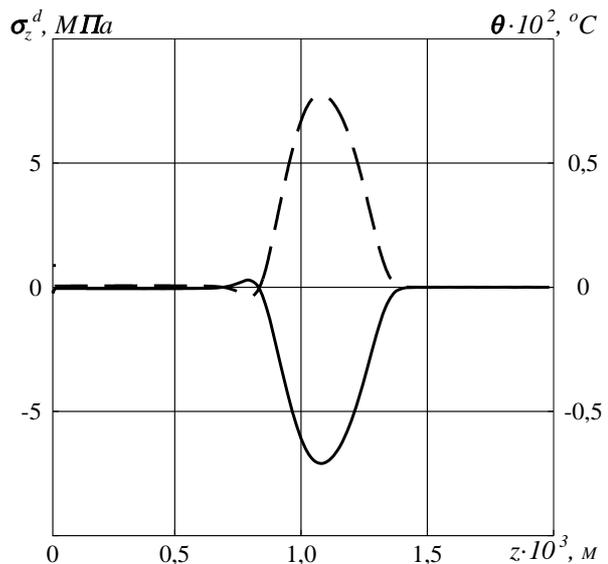


Рис. 10. Распределения напряжения  $\sigma_z^d$  и температуры вдоль оси стержня при  $t = 0.26$  мкс в случае гладкого закрепления торцов

стержня в момент времени  $t = 0.26$  мкс. Отмечается характерная для термоупругих волн синфазность изменений напряжения и температуры. Сравнение рис. 7, 9 и 10 показывает, что при гладком закреплении возбуждаемого торца (или обоих торцов) стержня удастся увеличить абсолютные

значения напряжения и температуры в волне приблизительно в 500 раз.

## ВЫВОДЫ

1. Исследован процесс возбуждения и распространения волн напряжения, вызванных воздействием теплового импульса на торце тонкого длинного стального цилиндра. Для этого применена постановка динамической связанной задачи термомеханики с использованием согласованной с термодинамикой необратимых процессов модели неупругого поведения материала.
2. Задача решена в динамической постановке с помощью метода конечных элементов, разработанного для моделирования связанного термомеханического поведения физически нелинейных материалов. Процедура численного решения реализована в рамках двойного итерационного процесса. Один из процессов связан с интегрированием системы нелинейных уравнений модели материала, а второй состоит в решении уравнений движения и теплопроводности. При интегрировании уравнений движения вторые производные по времени представлялись по формулам Ньюмарка.
3. Исследованы особенности напряженно-деформированного состояния в окрестности действия теплового импульса, моделирующего облучение. Определено, что при рассматриваемых условиях возбуждения возникают две составляющие поля напряжений: термоупругая волна и квазистатические тепловые напряжения. При рассмотренных физико-механических параметрах задачи оба процесса оказываются практически упругими.
4. В случае свободного торца цилиндра возникающий импульс сжатия и распространяющееся синхронно с ним изменение температуры имеют малую величину. Существенного увеличения максимального значения напряжения в волне (и, соответственно, максимального значения температуры) удастся достичь при обеспечении гладкого контакта на облучаемом торце. Для рассмотренных в задаче материалов и параметров теплового импульса применение этого подхода позволило получить 500-кратное повышение.
5. Изучена связь между параметрами теплового импульса и генерируемой волны напряжения.

В рассматриваемом интервале значений геометрических параметров цилиндра и импульса эта зависимость имеет практически линейный характер.

1. Qin Y., Zou J., Dong C. et al. Temperature-stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam // Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Resch, Part B.– 2004.– **225**.– P. 544–554.
2. Chen H., Kysar J. and Yao Y. L. Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening // Trans. ASME. J. Appl. Mech.– 2004.– **71**.– P. 713–723.
3. Коваленко В. С. Микро- и нанообработка сверхмощными лазерными импульсами // Оборудование и эксперимент для профессионалов.– 2003.– N 4.– С. 4–14.
4. Yilbas B. S., Shuja S. Z., Arif A., Gondal M. A. Laser-shock processing of steel // J. Mater. Proces. Technol.– 2003.– **135**.– P. 6–17.
5. Atroshenko S. A. Martensite transformation in metals induced shock loading // Mater. Sci. Engng, A.– 2004.– **378**.– P. 293–298.
6. Bhushan B. Springer Handbook on Nanotechnology.– Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2004.– 1222 p.
7. Kassner M. E., Nemat-Nasser S., Suo Z. et. al. New directions in mechanics // Mech. Mater.– 2005.– **37**.– P. 231–259.
8. Жук Я. А., Гузь И. А. Влияние предварительных напряжений на скорости распространения плоских волн перпендикулярно слоям в нанокompозитных материалах // Прикл. мех.– 2006.– **42**, N 7.– С. 3–22.
9. Guz I. A., Rushchitsky J. J. Comparing the evolution characteristics of waves in nonlinearly elastic micro- and nanocomposites with carbon fillers // Int. Appl. Mech.– 2004.– **40**, N 7.– P. 785–793.
10. Yilbas B. S., Hyder S. J. Laser pulse heating and flexural wave generation during treatment of metallic surfaces // J. Mater. Proces. Technol.– 2003.– **141**.– P. 1–8.
11. Achenbach J. D. Laser excitation of surface wave motion // J. Mech. Phys. Solids.– 2003.– **51**.– P. 1885–1902.
12. Kruger J., Meja P., Autric M., Kautek W. Femtosecond pulse laser ablation of anodic oxide coatings of aluminium alloys with on-line acoustic observation // Appl. Surf. Sci.– 2002.– **86**.– P. 374–380.
13. Langenhorst F., Boustie M., Migault A., Romain J. P. Laser shock experiments with nanoseconds pulses: a new tool for the reproduction of shock defects in olivine // Earth Planet. Sci. Lett.– 1999.– **173**.– P. 333–342.
14. Hurley D. H., Wright O. B., Matsuda O., Gusev V. E., Kolosov O. V. Laser picosecond acoustics in isotropic and anisotropic materials // Ultrasonics.– 2000.– **38**.– P. 470–474.

15. *Hirayama Y., Obara M.* Heat effect of metals ablated with femtosecond laser pulses // *Appl. Surf. Sci.*– 2002.– **197–198**.– P. 741–745.
16. *Braisted W., Brockman R.* Finite element simulation of laser shock peening // *Int. J. Fatigue.*– 1999.– **21**.– P. 719–724.
17. Чжань К., Линдхольм У., Боднер С., Нэги А. Высокотемпературная неупругая деформация сплава В1900+Ni при многоосном нагружении: теория и эксперимент // *Соврем. машиностр.*, Сер. Б.– 1990.– N 6.– С. 1–10.
18. *Bodner S., Partom Y.* Constitutive equations for elastoviscoplastic strain hardening material // *Trans. ASME. J. Appl. Mech.*– 1975.– **42**.– P. 385–389.
19. Сенченков И. К., Жук Я. А. Термомеханический анализ одной модели термовязкопластического деформирования материалов // *Прикл. мех.*– 1997.– **33**, N 2.– С. 41–48.
20. Гольденблат И. И. Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур.– М.: Машиностроение, 1965.– 567 с.
21. Жук Я. А., Сенченков И. К., Козлов В. И., Табиева Г. А. Осесимметричная динамическая связанная задача термовязкопластичности // *Прикл. мех.*– 2001.– **37**, N 10.– С. 83–89.
22. *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**, N 9.– P. 943–969.