

Аналіз термічних напружень в деталях агрегатів літальних апаратів при термоімпульсній обробці

Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського "ХАІ"

Вирішена задача знаходження внутрішніх напружень в циліндричній деталі, викликаних імпульсною дією термічних навантажень. Рішення вказаної задачі отримано за допомогою аналітичних рівнянь й за допомогою числового моделювання методом скінчених елементів. Моделювання було проведено у пакеті ANSYS, де вирішувалась зв'язана задача Transient Thermal→Static Structural. Оцінено адекватність побудованій скінченно-елементній моделі порівнянням отриманих за її допомогою результатів із розв'язком, отриманим аналітично. Розбіжність результатів визначення полів температур і напруг не перевищує 2% та 9% відповідно.

Ключові слова: термоімпульсна обробка, високоточні деталі, тепловий потік, термічні напруження, статичний структурний аналіз, нестационарне теплове поле.

Вступ

Наразі актуальною є проблема термоімпульсного оброблення деталей в галузі машинобудування. Більшість деталей, що експлуатуються в умовах (підвищених) високих навантажень (високих температур; підвищеного тиску; тертя і т.д), вимагають особливої уваги, щодо точності та якості їх виготовлення. При забезпеченні таких вимог до деталей машин їх ресурс може бути збільшений у декілька раз. Термоімпульсне оброблення являється фінішним етапом обробно-очисних технологій. Технологічні забруднення неминуче утворюються при виготовленні деталей, складання, випробування та експлуатації виробів. При цьому навіть оптимізація режимів та застосування інноваційних способів оброблення не може виключити утворення мікрозадирів на ребрах та мікрочастин на поверхні оброблюваних деталей [1].

Термоімпульсна обробка відбувається за рахунок швидкого впливу на елемент, що видаляється, інтенсивного теплового потоку, викликає його оплавлення, випаровування або зрив з поверхні ударними хвилями. Особливістю термоімпульсного методу є те, що частина паливної суміші згоряє в режимі теплового вибуху або детонації, з різким збільшенням швидкості горіння і тиску. Це призводить до утворення ударних хвиль в камері згоряння з певним часом їх загасання, за який всі задири і мікрочастинки встигають нагрітися до температур плавлення, як на зовнішніх, так і на внутрішніх поверхнях. Швидкість поширення ударних хвиль в камері становить приблизно 1200 м/с, що відповідає швидкості звуку в середовищі продуктів згоряння при температурі близько 2500 К. Фактично, весь процес термоімпульсного очищення визначається часом загасання ударних хвиль [3].

Виникає ситуація швидкого локального нагріву матеріалу, яка загрожує побічними незворотними ефектами. По-перше, локальний нагрів призводить до великих градієнтів температур і, як наслідок, до великих термомеханічних напружень. Температурні напруги при швидкому нагріванні можуть викликати внутрішнє розтріскування, яке призводить до суттєвої деградації механічних властивостей елемента конструкції. По-друге, в зоні нагріву можливе виникнення залишкових напружень, які при охолодженні можуть привести до розтріскування

поверхневих шарів. По-третє, залишкові пластичні деформації можуть призвести до значних спотворень форми елемента конструкції. Всі ці явища здатні спровокувати, наприклад, підвищений знос матеріалу. Вивчення цих питань надзвичайно актуально для оцінки можливості руйнування конструкцій при нагріванні в умовах локального джерела підвищеної температури [4].

Тому для уникнення усіх небажаних явищ слід проводити аналіз внутрішніх напружень, що можуть виникати під дією термічних навантажень. Це дає змогу виявити правильність підібраних режимів оброблення.

Постановка задачі та її розв'язок

Вирішується квазістатична задача термопружності для незакріпленого циліндра скінчених розмірів під дією рівномірно розподіленого по всій поверхні теплового потоку. Задача розповсюдження температури описується відомим рівнянням в циліндричній системі координат з урахуванням осьової симетрії:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

з початковими та граничними умовами:

$$\begin{aligned} T|_{t=0} &= T_0 = const; \\ -K \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\substack{r=R \\ z=\pm l/2}} &= \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

де $a = \frac{K}{\rho c}$ – коефіцієнт температуропровідності; K – коефіцієнт теплопровідності;

ρ – густина; c – питома теплоємність; T – температура; t – час; n – зовнішня нормаль; φ – щільність теплового потоку.

Розміри циліндра і розташування системи координат приведено на рис. 1.

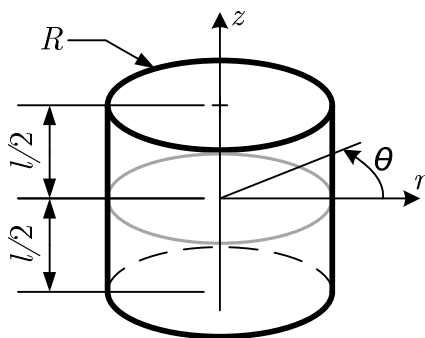


Рис. 1. Розміри досліджуваного циліндра та розташування системи координат

Аналітичний розв'язок початково-крайової задачі (1), (2) відомий [5, п.2.1.3-7] і має вигляд:

$$T(r, z, t) = 2\pi \int_{-l/2}^{l/2} \int_0^R \xi f(\xi, \eta) G(r, z, \xi, \eta, t) d\xi d\eta +$$

$$\begin{aligned}
 &+2\pi aR \int_0^t \int_{-l/2}^{l/2} g_1(\eta, \tau) G(r, z, R, \eta, t - \tau) d\eta d\tau - \\
 &-2\pi a \int_0^t \int_0^R \xi g_2(\xi, \tau) G(r, z, \xi, 0, t - \tau) d\xi d\tau + \\
 &+2\pi a \int_0^t \int_0^R \xi g_3(\xi, \tau) G(r, z, \xi, l, t - \tau) d\xi d\tau,
 \end{aligned}$$

де $G(r, z, \xi, \eta, t) = G_1(r, \xi, t) G_2(z, \eta, t)$ – функція Гріна;

$$\begin{aligned}
 G_1(r, \xi, t) &= \frac{1}{\pi R^2} \left(1 + \sum_{m=1}^m \frac{1}{(J_0(v_m))^2} J_0\left(\frac{v_m r}{R}\right) J_0\left(\frac{v_m \xi}{R}\right) e^{-\frac{av_m^2 t}{R^2}} \right); \\
 G_2(z, \eta, t) &= \frac{1}{l} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^N \cos\left(n\pi\left(\frac{z}{l} + \frac{1}{2}\right)\right) \cos\left(n\pi\left(\frac{\eta}{l} + \frac{1}{2}\right)\right) e^{-\frac{an^2\pi^2 t}{l^2}} \right);
 \end{aligned}$$

J_0 – функція Бесселя першого роду нульового порядку; J_1 – функція Бесселя першого роду першого порядку; v_m – позитивні корні трансцендентного рівняння $J_1(v) = 0$; $f(r, z)$ – розподіл температури в початковий момент часу, в нашому випадку $f(r, z) \equiv T_0$; $g_1(z, t) = g_2(r, t) = g_3(r, t) \equiv \frac{\Phi}{K}$ – функції, що характеризують розподіл щільності теплових потоків по бічній і торцевим граням циліндра відповідно.

Якщо підставити значення $f(r, z)$, $g_1(z, t)$, $g_2(r, t)$, $g_3(r, t)$ і провести інтегрування, то отримаємо кінцевий результат у такому вигляді

$$\begin{aligned}
 T = T_0 + \frac{2\Phi}{K} &\left[at\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{l}\right) + \frac{2l}{\pi^2} \sum_{n=2,4,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^2} \cos\left(n\pi\left(\frac{z}{l} + \frac{1}{2}\right)\right) \left(1 - e^{-\frac{an^2\pi^2 t}{l^2}} \right) + \right. \\
 &\left. + R \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{J_0(v_m) v_m^2} J_0\left(\frac{v_m r}{R}\right) \left(1 - e^{-\frac{av_m^2 t}{R^2}} \right) \right] \quad (3)
 \end{aligned}$$

Для вирішення задачі визначення напружено-деформованого стану нерівномірно прогрітого циліндра використаємо варіаційний принцип Кастильяно (принцип додаткової віртуальної роботи) в термінах функцій напруг [6]:

$$\delta A = \int_V [\varepsilon_r \delta \sigma_r + \varepsilon_\theta \delta \sigma_\theta + \varepsilon_z \delta \sigma_z + \varepsilon_{rz} \delta \sigma_{rz}] dV = 0, \quad (4)$$

тут δ – символ варіації, і не враховані деформації та напруги, які у зв'язку з осьовою симетрією задачі перетворюються в нульові $\varepsilon_{r\theta} = \varepsilon_{z\theta} = \sigma_{r\theta} = \sigma_{z\theta} \equiv 0$; позитивні напрямки шуканих напруг σ_r , σ_z , σ_θ , σ_{rz} представлені на рис. 2. Інтегрування проводиться по всьому об'єму циліндра V .

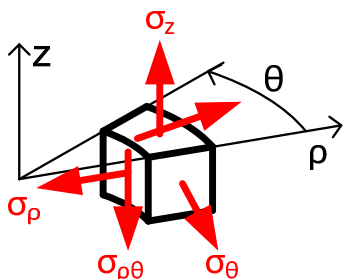


Рис. 2. Правило знаків для напруг

Перевагами застосування цього принципу є те, що: 1) він являється екстремальним принципом на відміну від змішаних; 2) результатом вирішення варіаційної задачі є шукані напруги, а не переміщення, як після застосування варіаційного принципу Лагранжа (принципу віртуальної роботи); 3) крайові умови, сформульовані в напругах і виконуються точно.

Проблемою застосування цього принципу являється те, що функції напруг повинні не тільки задовольняти головним крайовим умовам (відсутність напруг на поверхні):

$$\begin{aligned} \sigma_r|_{r=R} &= 0; \\ \sigma_z|_{z=\pm \frac{l}{2}} &= 0; \\ \sigma_{rz}|_{r=R} &= \sigma_{rz}|_{z=\pm \frac{l}{2}} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

але й умовам рівноваги:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} &= 0; \\ \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rz}}{r} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Для подолання цих труднощів поступимо таким чином: напруги σ_r та σ_{rz} будемо розшукувати у вигляді розкладання у подвійний ряд

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} S_{mn} \bar{\mathfrak{R}}_m \left(\frac{r}{R} \right) \bar{Z}_n \left(\frac{2z}{l} \right); \\ \sigma_{rz} &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} T_{mn} \bar{\bar{\mathfrak{R}}}_m \left(\frac{r}{R} \right) \bar{\bar{Z}}_n \left(\frac{2z}{l} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

де S_{mn} , T_{mn} – поки що невідомі коефіцієнти; $\bar{\mathfrak{R}}_n$, \bar{Z}_n , $\bar{\bar{\mathfrak{R}}}_n$, $\bar{\bar{Z}}_n$ – відомі функції:

$$\bar{\mathfrak{R}}_n(r) = P_{n+1}(2r-1) + \frac{(2n+1)}{n^2} P_n(2r-1) - \frac{(n+1)^2}{n^2} P_{n-1}(2r-1);$$

$$\bar{Z}_n(z) = P_{2(n-1)}(z); \tag{8}$$

$$\bar{\mathfrak{X}}_n(r) = P_{n+1}(2r-1) - P_{n-1}(2r-1);$$

$$\bar{Z}_n(z) = P_{2n+1}(z) - P_{2n-1}(z);$$

P_n – поліноми Лежандра.

Функції $\bar{Z}_n(z)$, $\bar{\mathfrak{X}}_n$, $\bar{Z}_n(z)$ і $\bar{\mathfrak{X}}_n$ підбрані таким чином, щоб виконувались крайові умови (5), а також додаткові умови, які продиктовані симетрією задачі

$$\left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial z} \right|_{z=0} = 0; \tag{9}$$

$$\sigma_{rz}|_{r=0} = \sigma_{rz}|_{z=0} = 0.$$

Далі з першого рівняння рівноваги (6) визначимо окружні напруги $\sigma_\theta = r \left(\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} \right) + \sigma_r$. Підставляючи сюди значення напруг σ_r та σ_{rz} по (7) і проводячи диференціювання матимемо

$$\begin{aligned} \sigma_\theta = & \sum_m^\infty \sum_n^\infty S_{m,n} P_{2n-2}(\bar{z}) \left\{ P_{m+1}(\bar{r}) + \frac{2m+1}{m^2} P_m(\bar{r}) - \frac{(m+1)^2}{m^2} P_{m-1}(\bar{r}) + \right. \\ & \left. + \frac{r}{R} \left[P_m^{1,1}(\bar{r})(m+2) + \frac{(2m+1)(m+1)}{m^2} P_{m-1}^{1,1}(\bar{r}) - \frac{(m+1)^2}{m} P_{m-2}^{1,1}(\bar{r}) \right] \right\} + \tag{10} \\ & + \sum_m^\infty \sum_n^\infty T_{m,n} \frac{2r}{l} [P_{m+1}(\bar{r}) - P_{m-1}(\bar{r})] [(n+1)P_{2n}^{1,1}(\bar{z}) - nP_{2n-2}^{1,1}(\bar{z})], \end{aligned}$$

тут для скорочення запису введено безрозмірні координати $\bar{r} = \frac{2r}{R} - 1$, $\bar{z} = \frac{2z}{l}$, а

також враховано, що $\frac{\partial P_n(x)}{\partial x} = \frac{n+1}{2} P_{n-1}^{1,1}(x)$ где $P_n^{1,1}(x)$ – поліноми Лежандра, які ортогональні на інтервалі $[-1, 1]$ з ваговою функцією $w(x) = (1-x^2)$.

Відповідно повздовжні напруги σ_z визначимо з другого рівняння рівноваги (5)

$$\sigma_z = - \int \left[\frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rz}}{r} \right] dz + f(r) \tag{11}$$

Підставляючи значення σ_{rz} по (7) з послідуочим диференціюванням та інтегруванням відомих функцій (8) і зважаючи на те, що $\int P_n(x) dx = \sqrt{1-x^2} P_n^{-1}(x) + C$, де $P_n^{-1}(x)$ – приєднані функції Лежандра першого роду, явний вираз напруг σ_z набуде такого виду

$$\sigma_z = -\frac{l}{2} \sum_m \sum_n \left\{ T_{mn} \left[P_{2n+1}^{-1}(\bar{z}) - P_{2n-1}^{-1}(\bar{z}) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{(m+2)P_m^{1,1}(\bar{r}) - mP_{m-2}^{1,1}(\bar{r})}{R} + \frac{P_{m+1}(\bar{r}) - P_{m-1}(\bar{r})}{r} \right] \right\} + f(r). \quad (12)$$

Функцию $f(r)$ (постійну інтегрування) підберемо таким чином, щоб напруги σ_z задовольняли другій граничній умові в (5)

$$f(r) = \frac{l}{2} \sum_m \sum_n \left\{ T_{mn} \left[P_{2n+1}^{-1}(1) - P_{2n-1}^{-1}(1) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{(m+2)P_m^{1,1}(\bar{r}) - mP_{m-2}^{1,1}(\bar{r})}{R} + \frac{P_{m+1}(\bar{r}) - P_{m-1}(\bar{r})}{r} \right] \right\}.$$

Таким чином, маємо розкладання всіх чотирьох напруг (7), (10), (12), які відповідають усім необхідним вимогам.

Невідомі коефіцієнти S_{mn} і T_{mn} визначаються з системи лінійних алгебраїчних рівнянь, до якої проводить принцип мінімуму додаткової енергії

$$\frac{\partial W}{\partial S_{mn}} = 0; \\ \frac{\partial W}{\partial T_{mn}} = 0.$$

Сам принцип мінімуму додаткової енергії

$$\delta W = \delta \int_0^R \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{1}{2E} \left[\sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 + \sigma_z^2 - 2\nu(\sigma_r\sigma_\theta + \sigma_r\sigma_z + \sigma_\theta\sigma_z) + 2\sigma_{rz}^2(1+\nu) \right] + \right. \\ \left. + \alpha T(\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z) \right\} r d\theta dz dr = 0 \quad (13)$$

слідє з принципу додаткової віртуальної роботи (4), якщо вважати справедливим закон Гука

$$\varepsilon_r = \frac{1}{E} \left[\sigma_r - \nu(\sigma_z + \sigma_\theta) \right] + \alpha T; \\ \varepsilon_\theta = \frac{1}{E} \left[\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_z) \right] + \alpha T; \\ \varepsilon_z = \frac{1}{E} \left[\sigma_z - \nu(\sigma_\theta + \sigma_r) \right] + \alpha T; \\ \varepsilon_{rz} = \frac{2(1+\nu)}{E} \sigma_{rz},$$

де α – коефіцієнт теплового розширення.

Знайдені коефіцієнти S_{mn} і T_{mn} повністю визначають напружений стан циліндра.

Числовий експеримент

Початкові дані для проведення числового експерименту взято з реальної деталі агрегату паливної системи. Розрахунковою схемою цієї деталі може служити, описаний вище циліндр. Розміри: висота циліндру $l = 0,05$ м, радіус циліндру $R = 0,0035$ м. Матеріал деталі – сталь корозійно-стійка 95X18, із наступними властивостями: $K = 24,3$ Вт/(м·К) – коефіцієнт теплопровідності; $c = 483$ Дж/(кг·К) – питома теплоємність; $\rho = 7750$ кг/м³ – густина; $T_{пл} = 1450^\circ\text{C}$ – температура плавлення; $a = 6,49 \cdot 10^{-6}$ м²/с – коефіцієнт температуропровідності; $E = 2,04 \cdot 10^{11}$ Па – модуль пружності; $\nu = 0,3$ – коефіцієнт Пуассона; $\alpha = 13,4 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹ – коефіцієнт теплового розширення.

Початкова температура деталі: $T_0 = 25^\circ\text{C}$; щільність теплового потоку: $q = 2 \cdot 10^7$ Вт/м².

Тривалість дії заданого теплового потоку визначено з умови досягнення в найбільш прогрітій точці (точка на ребрі циліндра) температури плавлення рис. 3, і дорівнює 0,085 секунд. Ця величина знаходиться шляхом чисельного вирішення рівняння $T|_{r=R, z=l/2} = T_{пл}$

відносно часу t , де T визначається рівнянням (3).

Далі порівнюються результати отримані за аналітичними рівняннями по приведеній методиці з результатами скінченно-елементного моделювання в САЕ системі Ansys.

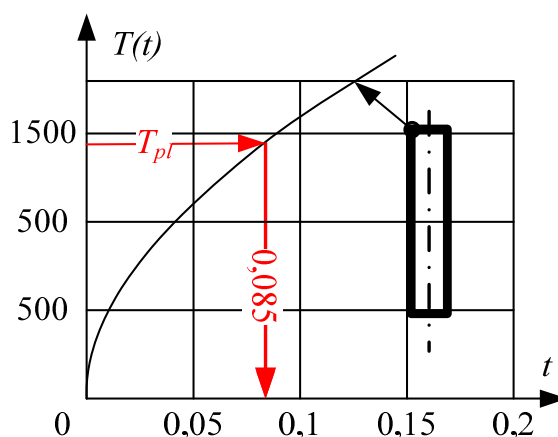


Рис. 3. Визначення часу дії теплового потоку

Результати розрахунків

Моделювання задачі визначення термонапружень для вищеописаного процесу проводилося в модулях Transient Thermal → Static Structural системи Ansys. Модуль Transient Thermal дозволяє отримати механізм передачі тепла на деталь від впливу теплового потоку, що діє протягом певного часового проміжку. Модуль Static Structural дозволяє отримати напруження, що виникають в матеріалі при тепловій дії.

Для порівняння результатів приводяться графіки розподілення величин по лініям, які лежать в площині осевого перерізу. Положення цих ліній та їх нумерація приведені на рис. 4. Більш щільніше розташування ліній біля кутової точки перерізу обумовлене значними градієнтами величин, що досліджуються, саме в цьому місці.

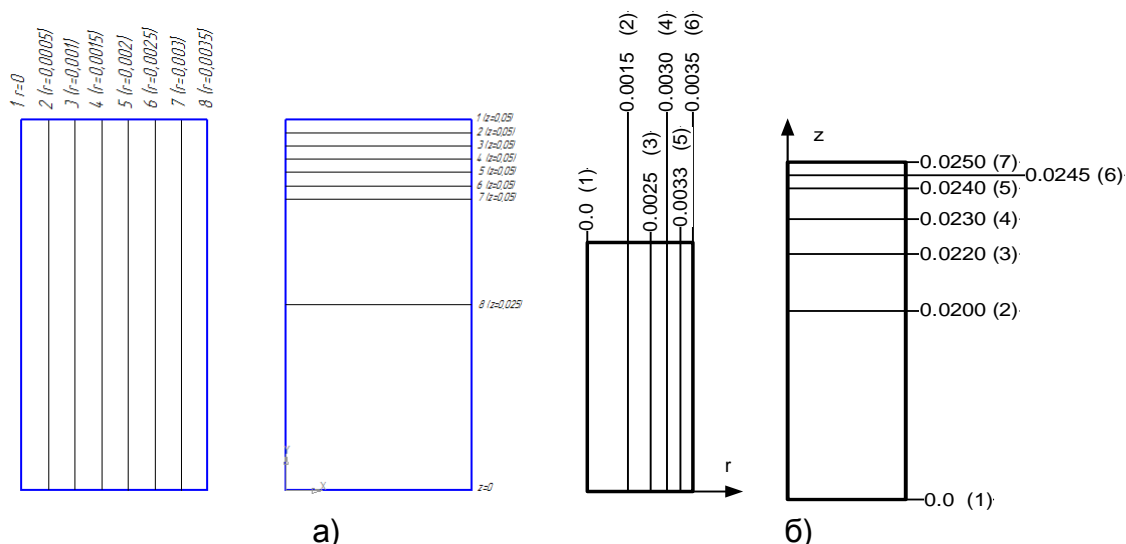


Рис. 4. Лінії в осьовому перерізі, по яким приводяться графіки щодо а) теплообміну; б) напруженого стану

Графіки розподілення температур на кінцевому етапі теплового навантаження по лініям $r = const$ приведені на рис. 5 і $z = const$ – на рис. 6. Ліворуч (рис. 6, а) та рис. 7, а)) побудовані графіки за результатами розрахунків, виконаних за допомогою МСЄ, праворуч (рис. 5, б) та рис. 6, б)) – за результатами аналітичного розв'язку, приведеного вище. Тут можна відмітити значний градієнт температури в невеликій зоні біля кутової точки перерізу, що відповідає механічному змісту: саме ця область найбільше прогривається, тому що тут тепло підводиться як з бічної грані, так і з торців циліндру. Так, якщо на бічній стороні циліндра на ребрі температура становить 1450°C , то на відстані від цієї точки всього на 2 мм температура знижується до 809°C , тобто біля ніж на 640°C .

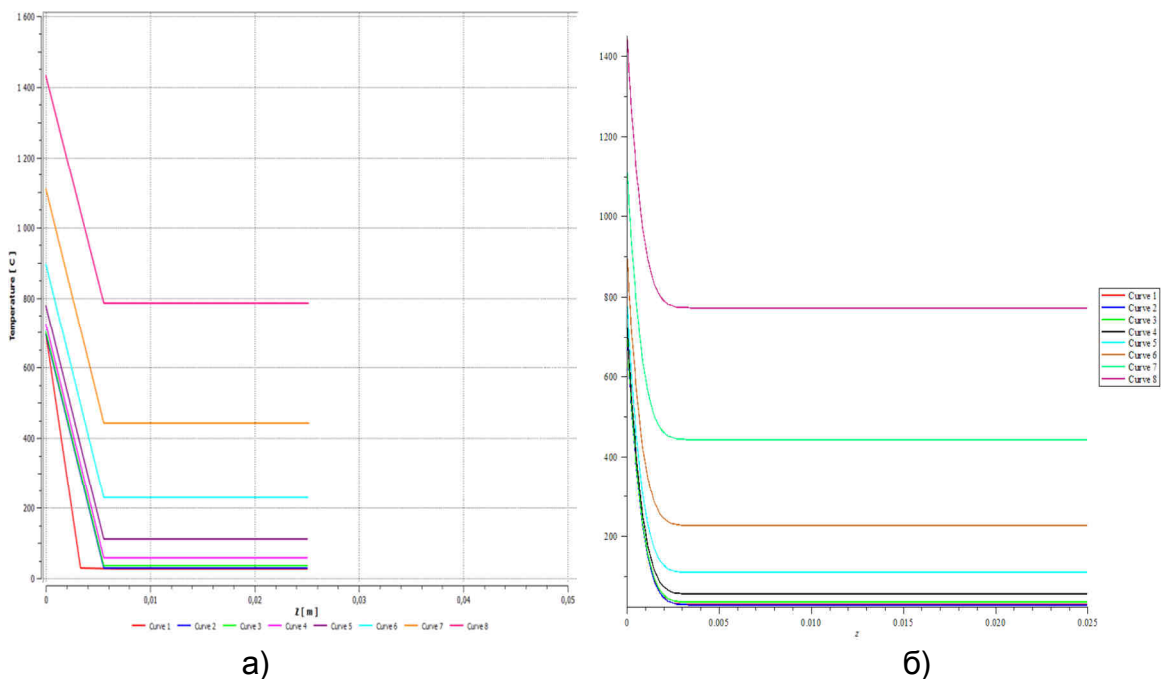


Рис. 5. Розподіл температур по лініям $r = const$: а) моделювання МСЄ; б) аналітичний розрахунок

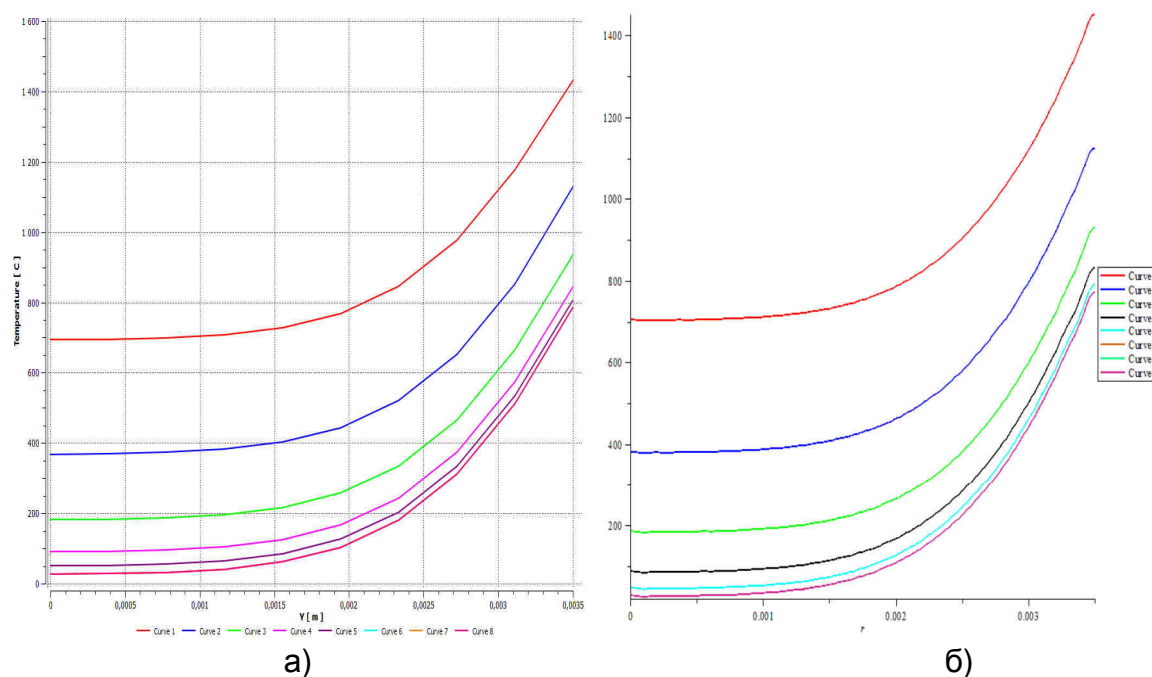


Рис. 6. Розподіл температур по лініям $z = const$:
 а) моделювання МСЕ; б) аналітичний розрахунок

Далі, майже по всій довжині циліндра температура майже не змінюється, тобто цю зону можна вважати регулярною і застосовувати тут більш прості вирішення для нескінченного циліндра. В центрі цієї деталі температура піднімається від початкової 25°C всього до 34°C .

Вид графіків на рис. 5 і 6 свідчить про якісний збіг результатів, отриманих за допомогою МСЕ та аналітично. Розбіжність в кількісному вимірюванні не перевищує 2%, що свідчить про адекватне МСЕ моделювання.

Аналогічно побудоване порівняння полів напруг, які виникають в результаті нерівномірного прогріву деталі. Графіки розподілення компонент тензора напруг по лініям осевого перерізу приведені на рис. 8–13. На рис. 7 представлено якісне зображення розподілення цих величин в тілі циліндра, отримане за допомогою моделювання в пакеті ANSYS та розташування ліній, по яким будуються їх графіки. Як можна бачити, і це зрозуміло, найбільший рівень напруг виникає саме в місцях найбільших градієнтів температур.

Зразу відзначимо хоч і не такий якісний, як при визначенні температури, але досить добрий збіг результатів, отриманих за допомогою МСЕ та представленої методики. Порівнюючи числові данні відмітимо, що найбільша різниця у визначенні полів напруг не перевищує 10%. Тобто, отримані результати можна вважати повністю достовірними.

Аналізуючи графіки розподілення напруг в повздовжньому напрямку ($r = const$) (рис. 9, 11, 13) відмічаємо, що їх сплеск спостерігається (так само як і температурний) в невеликих зонах біля торців. Всі напруження в тілі циліндра мають як позитивне, так і від'ємне значення, що обумовлено самоурівноваженістю системи напруг. Зовнішні шари зжаті, внутрішні – розтягнуті.

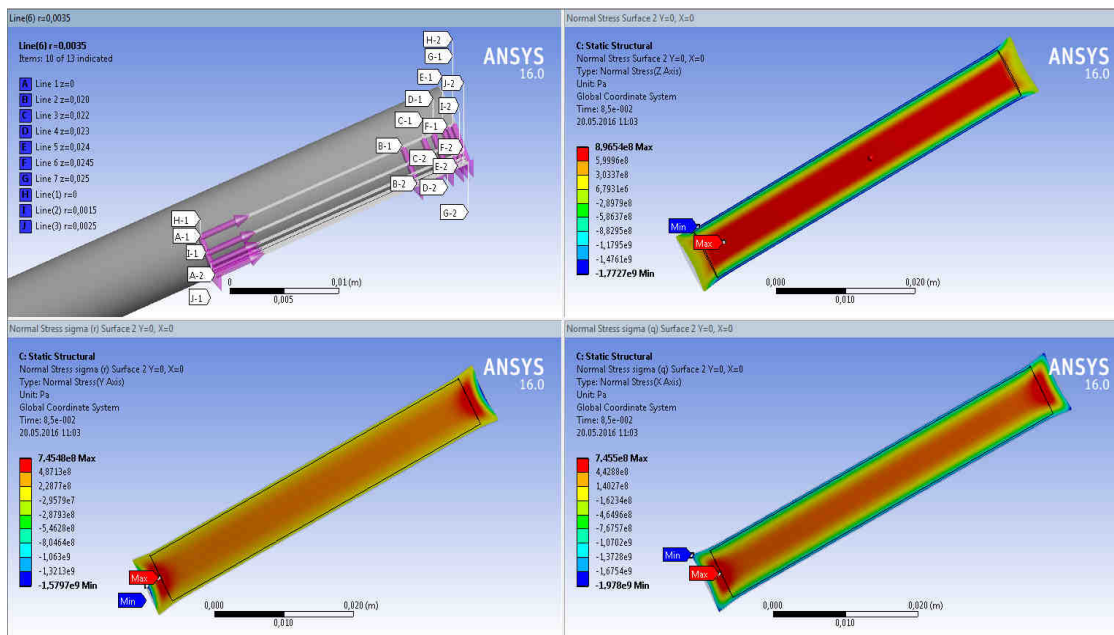


Рис. 7. Контрольні лінії й поле напружень у циліндрі

Відмітимо, що рівень всіх нормальних напруг приблизно однаковий і досить високий. Максимуми різних напружень знаходяться в різних місцях. Так поздовжні напруження σ_z мають найбільше абсолютне значення на бічній поверхні, незначний сплеск біля кутової точки, але в самій точці мають нульове значення (рис. 9). Аналогічно нульове значення в кутовій точці мають радіальні напруги σ_r , але ці напруги мають найбільше значення на осі циліндра з суттєвим сплеском на торцях (рис. 10, 11). Найбільшу величину мають окружні напруги σ_θ і саме в кутовій точці (рис.12, 13). Для приведених вихідних даних вона досягає межі міцності (для загартованого стану 2300–2400 МПа).

Дотичні напруги мають нульове значення як на осях симетрії, так і на границях. Їх рівень не значний, тому графіки їх розподілення тут не приводяться.

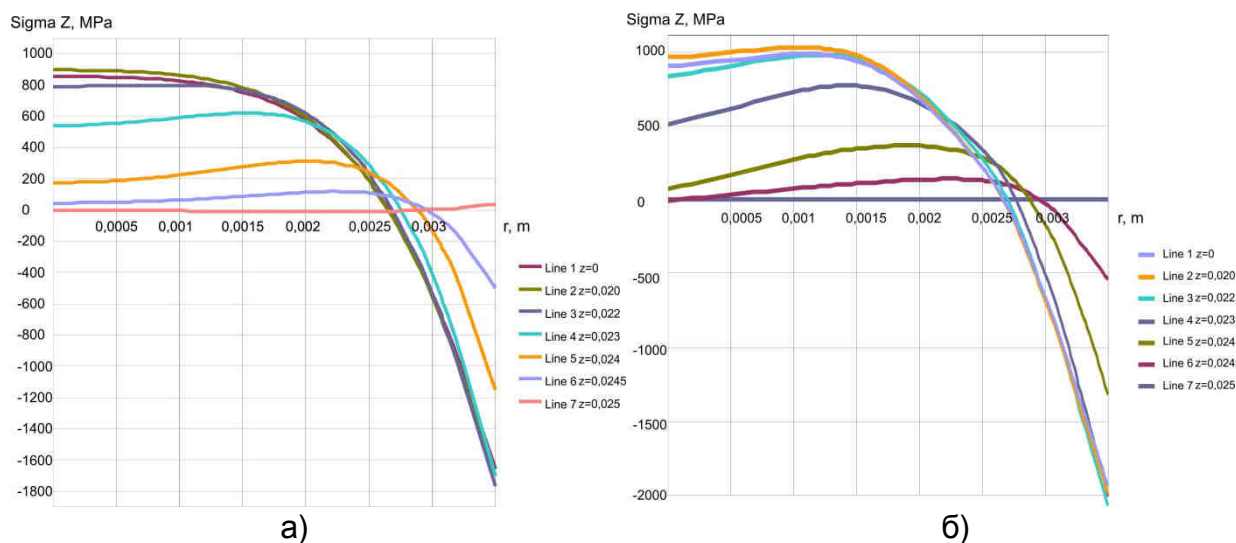


Рис. 8. Поздовжні напруження σ_z по лініям $z = const$: а – моделювання МСЕ; б – аналітичне рішення

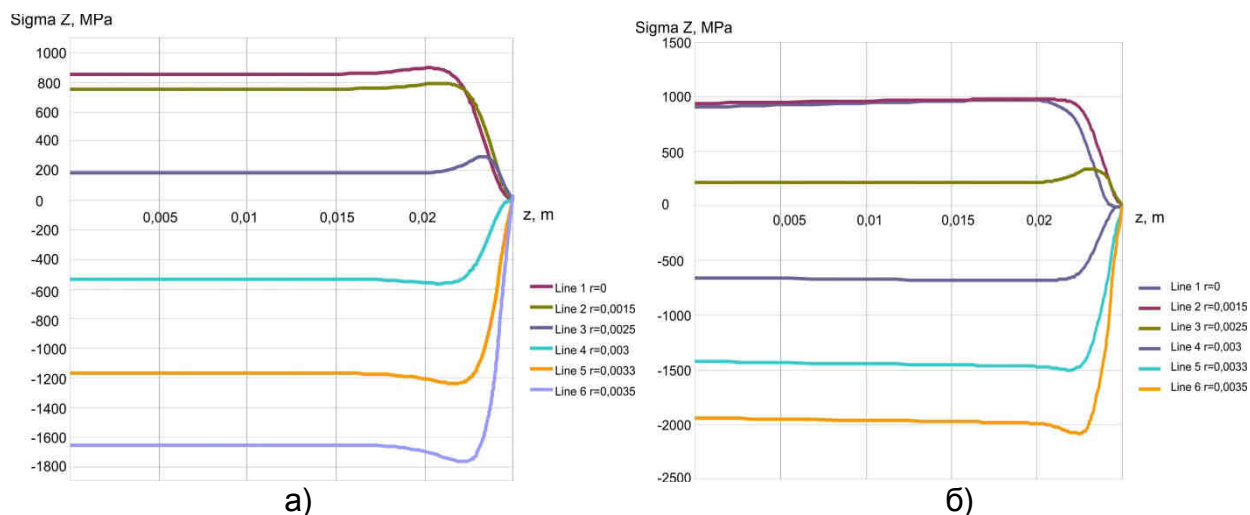


Рис. 9. Поздовжні напруження σ_z по лініям $r = const$:
а – моделювання МСЕ; б – аналітичне рішення

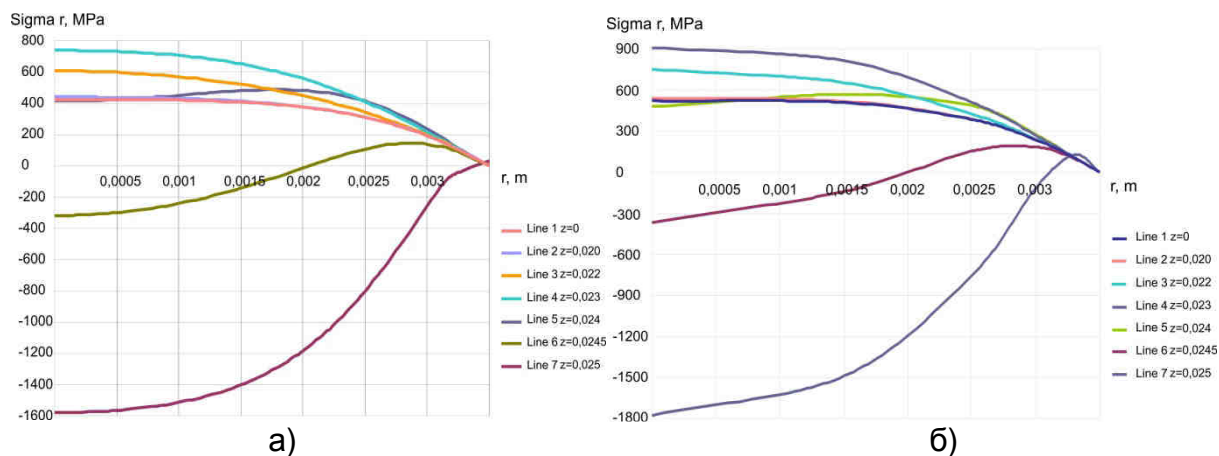


Рис. 10. Радіальні напруження σ_r по лініям $z = const$:
а – моделювання МСЕ; б – аналітичне рішення

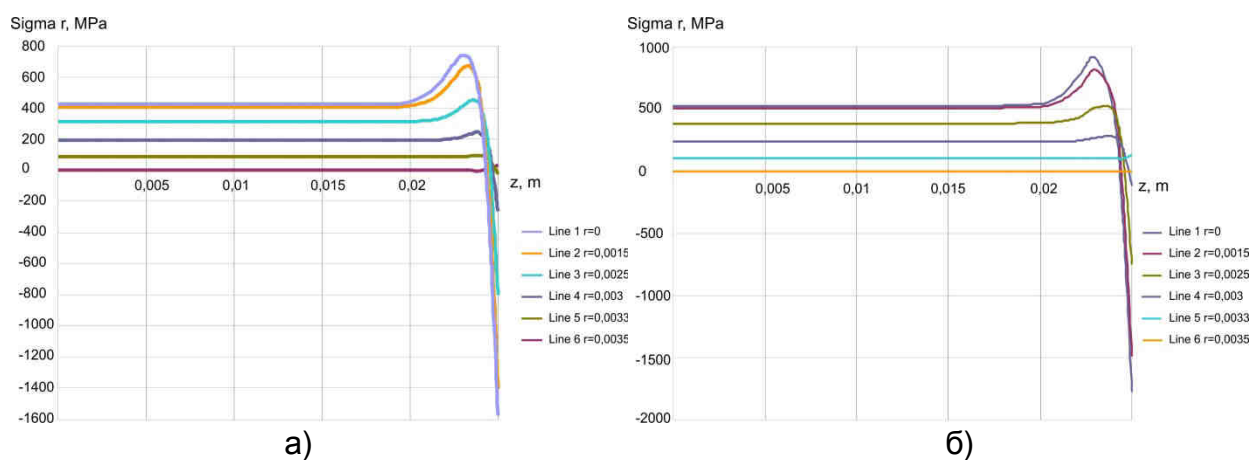


Рис. 11. Радіальні напруження σ_r по лініям $r = const$:
а – моделювання МСЕ; б – аналітичне рішення

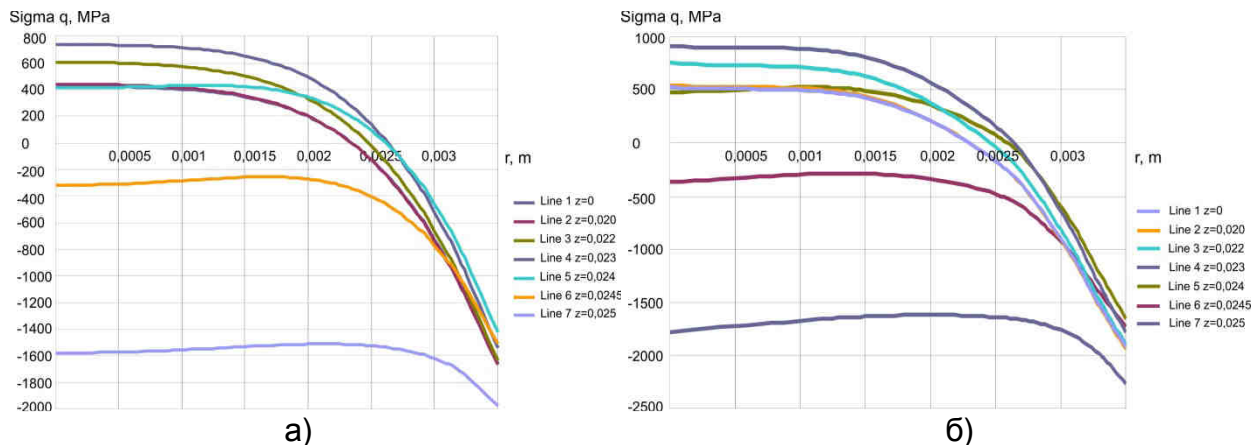


Рис. 12. Окружні напруження σ_{θ} по лініям $z = const$:
 а – моделювання МСЕ; б – аналітичне рішення

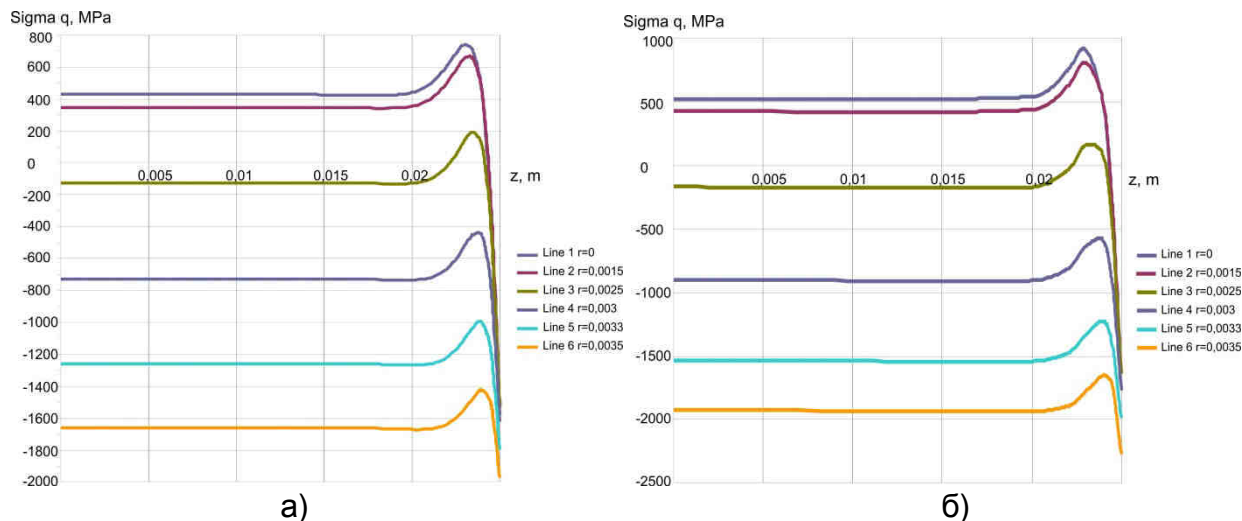


Рис. 13. Окружні напруження σ_{θ} по лініям $r = const$:
 а – моделювання МСЕ; б – аналітичне рішення

Відзначимо, що найбільша концентрація напруг знаходиться в невеликій зоні біля ребра циліндру, що обумовлюється високим градієнтом температурі у цій зоні. За межами цієї зони справедливі стандартні вирішення для нескінчених областей. Тобто, якщо ставити задачу знаходження сплесків напруг в зоні куткової точки, то отримане вирішення годиться не тільки для суцільно циліндричних деталей але й для любих деталей, яки мають циліндричні, або близькі до циліндричної форми кромки. Для цього достатньо задати радіус округлення, та вказати довжину, достатню, для включення нерегулярної зони. Наприклад, в даному випадку достатньо було задати довжину 5 мм.

Висновки

1. Запропонована математична модель для аналізу внутрішніх напружень в деталі, викликаних імпульсною дією температурних навантажень. Модель враховує властивості матеріалу деталі, характер дії теплового потоку та принцип

передачі тепла. Для моделювання була використана зв'язана задача Transient Thermal→Static Structural.

2. Достовірність результатів підтверджена результатами аналітичного розрахунку. Максимальна похибка розподілу температури становить близько 2%. Похибка визначення напружень становить 9%.

3. Встановлено, що найбільше деталей прогрівається в зонах з конструктивними концентраторами, тому і виникнення залишкових напружень, що можуть призвести до зміни структури або цілісності металу, в таких зонах представляє особливий інтерес.

Література

1. Burr Prevention and Minimization for the Aerospace Industry [Electronic resource] / D. Dornfeld, S. Min, J. Kim [et al.] // SAE Technical Paper. – 1999 – 8 p. – Paper No. 1999-01-2292. – Access mode: <http://papers.sae.org/1999-01-2292>.

2. Трифонов, О.В. Метод назначения режимов термоимпульсной обработки детонирующими газовыми смесями в интегрированных CAD/CAE-системах [Текст] : дис. ... канд. техн. наук : 05.03.07 : защищена 20.09.2013 ; утв. 06.12.2013 / Трифонов Олег Валерьевич. – Х., 2013. – 152 с.

3. Современные методы финишной очистки интенсивными потоками энергии [Текст] : монография / О.В. Шипуль, Е.В. Цегельник, А.О. Гарин [и др.]. – Х.: Нац. аэрокосм. ун-т им. Н.Е. Жуковского «Харьк. авиац. ин-т», 2013. – 189 с.

4. Краснова, Ю.М. Аналитическая модель разрушения хрупких материалов при интенсивном локальном нагреве [Текст] : дис. ... физ.-мат. наук : 01.02.04 : защищена 17.06.2011 ; утв. 10.10.2011 / Краснова Полина Андреевна. – М., 2011. – 110 с.

5. Полянин, А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики [Текст] / А.Д. Полянин. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 576 с.

6. Васидзу, К. Вариационные методы в теории упругости и пластичности [Текст] : пер. с англ. / К Васидзу ; под. ред. Н.В. Баничука. – М.: Мир, 1987. – 542 с.

7. Постольник, Ю.С. Приближенный расчет полей температур и напряжений в цилиндре, нагреваемом экспоненциально изменяющимся во времени тепловым потоком [Текст] / Ю.С. Постольник, А.И. Золотарев, В.Н. Литвиненко // Математические методы и физико-механические поля : респ. межвед. сб. науч. тр. / АН УССР, Львов. филиал мат. физики Ин-та математики. – Киев: Наукова думка, 1977. – Вып. 6. – С. 81 – 86.

8. Лосев, А.В. Повышение эффективности зачистки деталей пневматических и гидротопливных систем при использовании термоимпульсного метода [Текст] : дис. ...канд. техн. наук : 05.02.08 ; защищена 14.05.1995 ; утв. 07.10.1995 / Лосев Алексей Васильевич. – Х., 1995. – 210с.

9. Праведников, И.С. Определение напряжений в пластически деформируемых деталях [Электронный ресурс] / И.С. Праведников // Нефтегазовое дело. – 2005. – № 1. – С. 1 – 8. – Режим доступа: http://ogbus.ru/authors/Pravednikov/Pravednikov_1.pdf.

Поступила в редакцию 21.06.2016

Анализ термических напряжений в деталях агрегатов летательных аппаратов при термоимпульсной обработке

Решена задача определения внутренних напряжений в цилиндрической детали, вызванных импульсным воздействием термических нагрузок. Решение указанной задачи получено с помощью аналитических уравнений и с помощью численного моделирования методом конечных элементов. Моделирование было проведено в пакете ANSYS, где решалась связана задача Transient Thermal → Static Structural. Оценена адекватность построенной конечно-элементной модели сравнением полученных с ее помощью результатов с решением, полученным аналитически. Расхождение результатов определения полей температур и напряжений не превышает 2% и 9% соответственно.

Ключевые слова: термоимпульсная обработка, высокоточные детали, тепловой поток, термические напряжения, статический структурный анализ, нестационарное тепловое поле.

Analysis of Thermal Stresses in Aircraft Parts under the Thermal Pulse Treatment

The task of determining the internal stresses in the cylindrical part caused by thermal pulse loads was solved. The solution of this problem is obtained by using analytical equations and using the numerical finite element modeling. Modeling was performed in ANSYS package, in which the couple problem Transient Thermal → Static Structural was solved. The adequacy of the constructed finite element model is estimated by comparing the obtained results with the solution obtained analytically. The discrepancy between the results of temperature fields and stress determination does not exceed 2% and 9% respectively.

Keywords: thermal pulse treatment, precision parts, heat flux, thermal stress, static structural analysis, transient thermal field.

Відомості про авторів:

Шипуль Ольга Володимирівна – канд. техн. наук, доцент, доцент кафедри технології виробництва літальних апаратів, Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського «Харківський Авіаційний Інститут», Україна.

Минтюк Віталій Борисович – канд. техн. наук, доцент, доцент кафедри міцності літальних апаратів, Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського «Харківський Авіаційний Інститут», Україна.

Брега Дмитро Андрійович – канд. техн. наук, доцент кафедри технології виробництва літальних апаратів, Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського «Харківський Авіаційний Інститут», Україна.

Крицький Сергій Олександрович – магістрант кафедри технології виробництва літальних апаратів, Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського «Харківський Авіаційний Інститут», Україна.