

І. В. Яценко¹, к.т.н., доцент,
e-mail: irina.yatsenko.79@mail.ru

В. І. Гордієнко², д.т.н.,
О. В. Кириченко³, д.т.н., с.н.с.,
В. А. Ващенко¹, д.т.н., професор,
В. В. Цибулін¹

¹ Черкаський державний технологічний університет
б-р Шевченка, 460, м. Черкаси, 18030, Україна

² Державне підприємство Науково-виробничий комплекс «Фотоприлад»
вул. Б. Вишневецького, 85, м. Черкаси, 18000, Україна

³ Черкаський інститут пожежної безпеки ім. Героїв Чорнобиля
Національного університету цивільного захисту України
вул. Онопрієнко, 8, м. Черкаси, 18034, Україна

ВИЗНАЧЕННЯ РОЗПОДІЛІВ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ТЕРМОПРУЖНИХ НАПРУЖЕНЬ ПО ТОВЩИНІ ОПТИЧНИХ ОБТІЧНИКІВ ІЧ-ПРИЛАДІВ В УМОВАХ ІНТЕНСИВНИХ ЗОВНІШНІХ ТЕРМОДІЙ

До цього часу недостатньо досліджено процеси нагріву обтічників з оптичних керамік у вигляді напівсферичних оболонок зустрічним надзвуковим потоком повітря, а також не вивчено комплексний вплив теплофізичних характеристик матеріалу кераміки (об'ємної теплоємності $C_V(T)$ і коефіцієнта теплопровідності $\lambda(T)$) в умовах надзвукового обдуву потоком повітря на розподіл температур і термопружних напружень у зонах максимальних зовнішніх термодій. Тому цю роботу присвячено математичному моделюванню процесу нагріву обтічників надзвуковим газовим потоком, а також визначенню критичних значень його параметрів (швидкості потоку, часу його дії, режиму обтікання), перевищення яких призводить до їх руйнування і виходу з ладу ІЧ-приладів.

Ключові слова: термопружні напруження, оптичний обтічник, тепловий вплив.

Вступ. Для підвищення надійності ІЧ-приладів в умовах пострілу і польоту необхідно на стадії їх проектування прогнозувати критичні значення параметрів зовнішніх термодій (швидкості обдуву потоком повітря для різних режимів обтікання (ламінарного, турбулентного) та часу зовнішньої термодії), перевищення яких призводить до виходу з ладу приладів.

До цього часу недостатньо досліджено процеси нагріву обтічників з оптичних керамік (КО1, КО2, КО3, КО5, КО12 тощо) у вигляді напівсферичних оболонок зустрічним надзвуковим потоком повітря, а також не вивчено комплексний вплив теплофізичних характеристик матеріалу кераміки (об'ємної теплоємності $C_V(T)$ і коефіцієнта теплопровідності $\lambda(T)$) в умовах надзвукового обдуву потоком повітря на розподіл температур і термопружних напружень у зонах максимальних зовнішніх термодій [1–7].

Метою роботи є математичне моделювання процесу нагріву обтічників надзвуковим газовим потоком, а також визначення критичних значень його параметрів (швидкості

потоку, часу його дії, режиму обтікання), перевищення яких призводить до їх руйнування і виходу з ладу ІЧ-приладів.

1. Математична модель процесу нагріву поверхні півсферичного обтічника при заданому тепловому потоці з приграничного шару. В роботі розглянуто задачу нагріву півсферичного обтічника зовнішнім газовим потоком: при заданому тепловому потоці з приграничного шару розраховується розподіл температури вздовж поверхні обтічника і термопружних напружень по його товщині з подальшим знаходженням їх критичних значень, перевищення яких призводить до руйнування обтічників [8, 9].

При обтіканні півсферичного обтічника надзвуковим потоком повітря на його поверхню з приграничного шару надходить тепловий потік q_w (рис. 1) [10].

При цьому розглядається симетричне обтікання, враховуються температурні залежності теплофізичних властивостей матеріалу обтічника ($C_V(T) = C_{V0} \cdot T^\alpha$ та $\lambda(T) = \lambda_0 \cdot T^\alpha$, де C_{V0} , λ_0 , α – емпіричні константи) [5, 10].

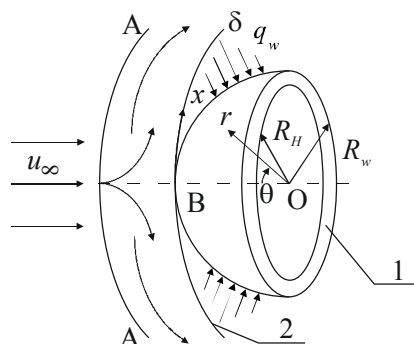


Рис. 1. Схема нагріву півсферичного обтічника: 1 – півсферична оболонка з оптичного матеріалу;
В – передня критична точка (швидкість потоку дорівнює нулю);
2 – зовнішня межа приграничного шару товщиною δ , r , θ – сферичні координати;
 R_w , R_H – радіуси зовнішньої та внутрішньої поверхонь обтічника відповідно;
індекс « ∞ » – значення параметрів у повітряному потоці, що набігає

Також передбачається, що радіаційні сферичного обтічника являє собою нестационарне нелінійне рівняння теплопроводності з граничними умовами II роду [11]:
Таким чином, рівняння процесу нагріву пів-

$$C_V(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}[\lambda(T) \cdot \text{grad} T], \quad R_H < r < R_w, \quad 0 < \theta < \pi/2, \quad 0 < t < +\infty, \quad (1)$$

$$T|_{t=0} = T_0, \quad (2)$$

$$\lambda(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_w} = q_w, \quad (3)$$

$$\lambda(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_H} = 0 \quad (\text{умова теплоізоляції}). \quad (4)$$

Вводячи заміну змінних

$$\bar{T} = T^{\alpha+1} - T_0^{\alpha+1}, \quad (5)$$

вихідну систему рівнянь (2)–(5) можна звести до такого лінеаризованого вигляду:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = a_0^2 \left[\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} \right) \right], \quad (6)$$

$$\bar{T}|_{t=0} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \Big|_{r=R_w} = \bar{q}_w, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \Big|_{r=R_H} = 0, \quad (9)$$

$$\text{де } a_0^2 = \frac{\lambda_0}{C_{V0}}, \quad \bar{q}_w = \frac{\alpha+1}{\lambda_0} q_w(\theta). \quad (10)$$

Для розв'язання отриманої лінеаризованої системи рівнянь (6)–(9) було використано стандартний метод розділення змінних Фур'є [13].

В результаті, рішення вихідної задачі (1)–(4) було отримано у вигляді

$$T(r, \theta, t) = \left\{ T_0^{v+1} + \frac{(v+1) \cdot q_w(\theta) \cdot r \cdot (r - 2R_w)}{2(R_w - R_H)} + \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left[\frac{2l+1}{2\pi\epsilon} \cdot \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right]^2 \cdot E_i^{(l)}(r) \cdot Y_l^m(\theta) \cdot \int_{R_H}^{R_w} \int_0^{\pi} \int_0^t F(r, \theta, t) \cdot E_i^{(l)}(r) \cdot Y_l^m(\theta) \cdot e^{-\lambda_i^{(l)}(t-\tau)} \cdot r^2 \sin\theta \cdot dr d\theta d\tau \right\}^{\frac{1}{v+1}}, \quad (11)$$

де функції $q_w(\theta)$, $E_i^{(l)}(r)$, $Y_l^m(\theta)$ та параметри $\lambda_i^{(l)}$ знаходяться з відомих співвідношень [13].

2. Знаходження розподілів температури вздовж поверхні обтічника та по його товщині. З використанням відомих фізико-технічних даних та розроблених пакетів прикладних програм [3, 5] для оптичних керамік КО1, КО2, КО3, КО5, КО12 проведено розрахунки розподілів температури вздовж поверхні обтічника та по його товщині для різних швидкостей обдуву потоком повітря, режимів обтікання та часу теплового впливу.

Розподіл температури вздовж поверхні обтічника найбільш істотно залежить від режиму обтікання: для ламінарного режиму максимум температури знаходиться поблизу його передньої критичної точки ($\theta = 0^\circ$, $u_\infty = 0$), а для турбулентного режиму цей максимум зміщений уздовж поверхні обтічника на відстань, що відповідає $\theta_{max} = 17...21^\circ$.

При цьому зміна швидкості обдуву потоком повітря і часу теплового впливу не впливають на розташування максимуму температури.

Збільшення швидкості потоку повітря від $5 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^3$ м/с і часу теплового впливу до 16 с призводить до зростання максимальної температури поверхні обтічника T_{max} у 1,5...2,8 разу для ламінарного режиму обтікання та у 2,6...4,7 разу – для турбулентного режиму.

При збільшенні відстані від поверхні обтічника до його нижньої сторони максимальна температура зменшується для всіх режимів обтікання (в 1,2...1,3 разу для ламінарного режиму обтікання та в 1,4...1,5 разу для турбулентного режиму обтікання).

Таким чином, максимальна температура поверхні обтічника для усіх розглянутих оптичних керамік (аналогічно й температура нижньої сторони) у випадку турбулентного режиму обтікання значно перевищує її значення для випадку ламінарного режиму обтікання (наприклад, для $u_\infty = 10^3...2 \cdot 10^3$ м/с і $t = 5...10$ с – у 2,5...3,5 разу).

Зіставлення результатів розрахунків з експериментальними даними показує, що різниця між ними не перевищує 5...7 %.

3. Знаходження термопружних напружень у зонах максимального термовпливу на поверхні обтічника. Руйнування обтічників відбувається на ділянках їх поверхонь, де температура досягає максимального значення T_{max} , тобто в зонах максимальних зовнішніх термодій [3, 5].

Тому, в першу чергу, важливо вміти прогнозувати значення термопружних напружень у зонах, де $T_n = T_{max}$.

Враховуючи також, що ділянки поверхні обтічника, які піддаються максимальним зовнішнім термодіям, мають малу кривизну ($\Delta\theta_{max} \approx 4^\circ$, див. рис. 1), їх можна розглядати як плоскі шари товщиною $H = R_w - R_H$ (відносна похибка становить менше 1 % [13]), по глибині яких має місце розподіл температури

$$\bar{T}(r, t) = T_{nmax}(r, t) = T(r, \theta, t)|_{\theta=\bar{\theta}_{max}}, \quad (12)$$

де як $\bar{\theta}_{max}$ прийнято його середнє значення встановленого діапазону зміни $\theta_{max} = 19^\circ...23^\circ$.

Експериментальні дослідження з вимірювання температури поверхні обтічника проводили в його передній критичній точці за допомогою хромель-алюмелевих термопар (діапазон вимірювання температури – 400...1600 К [14]).

Для вимірювання величин мікронапружень у поверхневих шарах обтічників з оптичних керамік використовували дифрактометри загального призначення «ДРОН-0.5», «ДРОН-2.0», «ДРОН-3.0», а також відомі методи, які розроблені для аналізу структури полікристалів за допомогою зйомки у рентгенівських променях з різними довжинами хвиль [15].

Виникнення термопружних напружень у випадку, що розглядається, пов'язане з градієнтом температури по товщині (вздовж r) обтічника. Тоді компоненти термопружних напружень можуть бути визначені на основі припущень, що має місце плоский термонапружений стан і плоскі перерізи, перпендику-

лярні до поверхні обтічника, що нагрівається, залишаються такими ж у процесі нагріву.

В цьому випадку для одновимірного температурного поля $\bar{T}(r, t)$ в необмеженому, віль-

ному від поверхневих сил плоскому шарі з не-закріпленими краями термopружні напруження $\sigma(r, t)$ визначаються таким виразом [16]:

$$\sigma(r, t) = \frac{\alpha_V \cdot E}{1 - \nu} \cdot \left[-\bar{T}(r, t) + \frac{2}{H^2} \cdot (2H - 3r) \cdot \int_0^H \bar{T}(r, t) dr - \frac{6}{H^3} \cdot (H - 2r) \cdot \int_0^H \bar{T}(r, t) \cdot r dr \right]. \quad (13)$$

За формулою (13) з урахуванням (11) і (12) за допомогою пакетів прикладних програм та фізико-технічних параметрів обтічника [3, 5, 12] проведено розрахунки розподілів $\sigma(r, t)$ у досліджуваних зонах на його поверхні залежно від швидкості обдуву потоком повітря, різних режимів обтікання та часу теплового впливу (рис. 2–7).

Термopружні напруження в зонах максимального зовнішнього термовпливу розподілені по товщині обтічника таким чином: на поверхні обтічника і в його поверхневих шарах мають місце стискаючі напруження ($\sigma < 0$, $|\sigma|_{\max}$ досягає значень $10^8 \text{ Н/м}^2 \dots 3,5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$), а на його нижній стороні – розтяжні напруження ($\sigma > 0$, $|\sigma|_{\max}$ досягає значень $0,5 \cdot 10^8 \dots 1,5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$); при цьому, для турбулентного режиму обтікання $|\sigma|_{\max}$ перевищує його значення для ламінарного режиму обтікання у 4...5 разів.

При збільшенні швидкості обдуву потоком повітря від $5 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^3$ м/с величина $|\sigma|_{\max}$ зростає як для ламінарного, так і для турбулентного режимів обтікання до значення σ^* (σ^* – граничні значення термopружних напружень, при яких руйнується матеріал; u_{∞}^* – значення швидкості обдуву потоком повітря, при якій величина $|\sigma|_{\max}$ стає рівною σ^*).

При цьому, величина u_{∞}^* істотно залежить як від режиму обтікання півсфери, так і від часу зовнішнього теплового впливу t : наприклад, при збільшенні t від 5 до 35 с значення u_{∞}^* зменшуються в 1,4...1,5 разу (турбулентний режим обтікання); для усього дослідженого діапазону зміни u_{∞} у випадку ламінарного режиму обтікання значення u_{∞}^* відсутні.

Таким чином, у зонах максимальних зовнішніх термодій на поверхню обтічника процес руйнування його матеріалу найбільш

суттєво залежить від режиму обтікання: для турбулентного режиму обтікання руйнування матеріалу обтічника відбувається в його приповерхневих шарах; для ламінарного режиму обтікання його руйнування вже не спостерігається.

Зіставлення розглянутих вище результатів розрахунків з результатами проведених експериментальних досліджень на спеціально розробленій випробувальній установці [3, 5], що моделює надзвуковий обдув потоком повітря зі швидкістю до $2 \cdot 10^3$ м/с та вісесиметричне обертання з кутовою швидкістю до $4 \cdot 10^3$ рад/с зразків обтічників, показало [1], що вони повністю адекватні один одному (відносна похибка не перевищує 5...7 % замість 8...12 % у існуючих моделей).

Висновки:

1. Встановлено, що розподіл температури вздовж поверхні обтічника найбільш істотно залежить від режиму обтікання: для ламінарного режиму максимум температури знаходиться поблизу його передньої критичної точки, а для турбулентного режиму максимум температури зміщений уздовж поверхні обтічника на відстані, що відповідають

$$\theta_{\max} = 17 \dots 21^\circ.$$

2. Показано, що термopружні напруження в зонах максимальних зовнішніх термодій по товщині обтічника розподілені таким чином: на поверхні обтічника і в його поверхневих шарах мають місце стискаючі напруження ($\sigma < 0$, $|\sigma|_{\max}$ досягає значень $10^8 \text{ Н/м}^2 \dots 3,5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$), а на нижній стороні обтічника і в його прилеглих шарах – розтяжні напруження ($\sigma > 0$, $|\sigma|_{\max}$ досягає значень $0,5 \cdot 10^8 \dots 1,5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$); при цьому, для турбулентного режиму обтікання $|\sigma|_{\max}$ перевищує його значення для ламінарного режиму в 4...5 разів.

3. Встановлено взаємозалежності критичних значень швидкостей обдуву потоком повітря обтічника і часу його теплового впливу, перевищення яких призводить

до руйнування обтічника; при цьому для турбулентного режиму обтікання руйнування обтічника відбувається поблизу його

поверхні, а для ламінарного режиму руйнування обтічника вже не спостерігається.

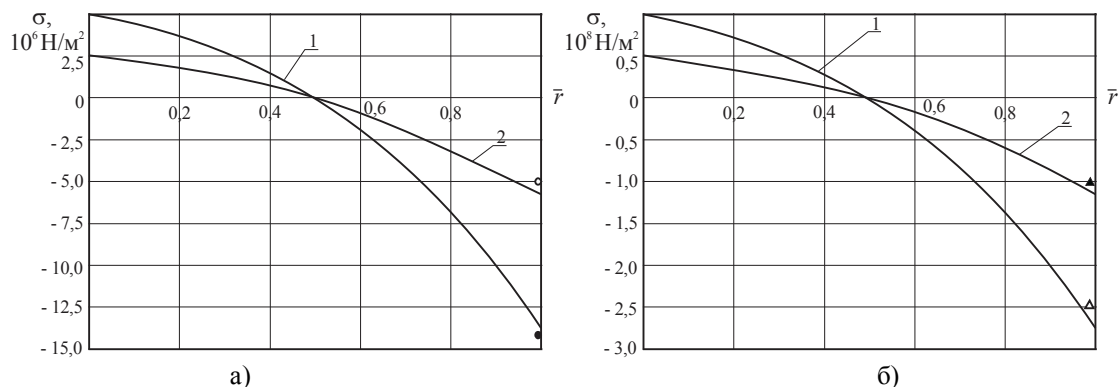


Рис. 2. Розподіл термопружних напружень по товщині обтічника з оптичної кераміки КО2 у зонах максимальної зовнішньої термодії для турбулентного (а) та ламінарного (б) режимів обтікання ($T_0 = 300$ К, $R_w = 0,02$ м, $R_H = 0,015$ м, $t = 10$ с): 1 – $u_\infty = 1,5 \cdot 10^3$ м/с; 2 – $u_\infty = 10^3$ м/с;

●, ○, Δ, ▲ – експериментальні дані

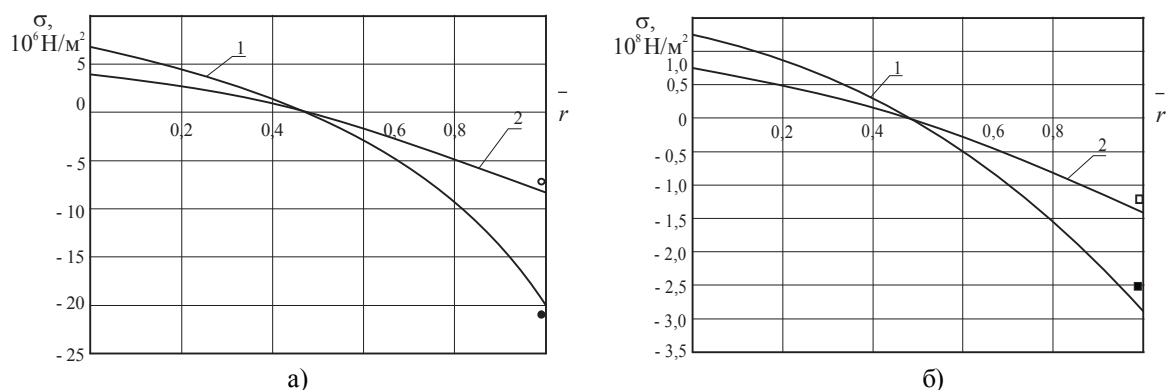


Рис. 3. Розподіл термопружних напружень по товщині обтічника з оптичної кераміки КО1 в зонах максимальної зовнішньої термодії для ламінарного (а) та турбулентного (б) режимів обтікання (решта позначень аналогічні рис. 2)

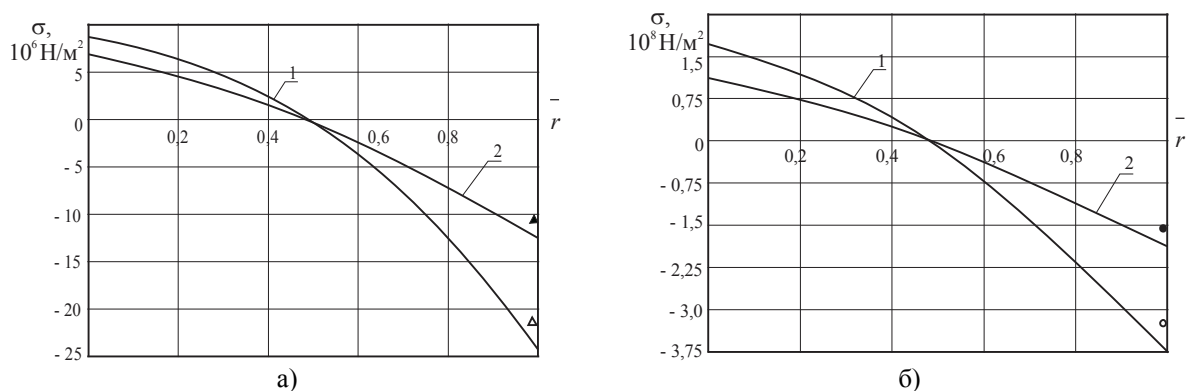


Рис. 4. Розподіл термопружних напружень по товщині обтічника з оптичної кераміки КО12 в зонах максимальної зовнішньої термодії для ламінарного (а) та турбулентного (б) режимів обтікання (решта позначень аналогічні рис. 2)

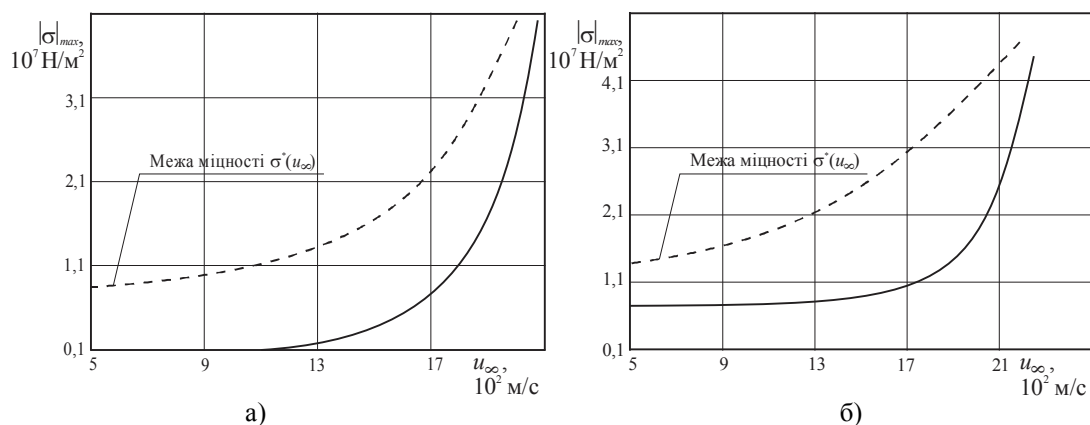


Рис. 5. Залежність модуля максимальних термопружних напружень $|\sigma|_{max}$ в зоні максимальної термодії на поверхні обтічника з оптичної кераміки КО2 (а) та КО5 (б) від швидкості обдуву потоком повітря для ламінарного режиму обтікання (решта позначень аналогічні рис. 2)

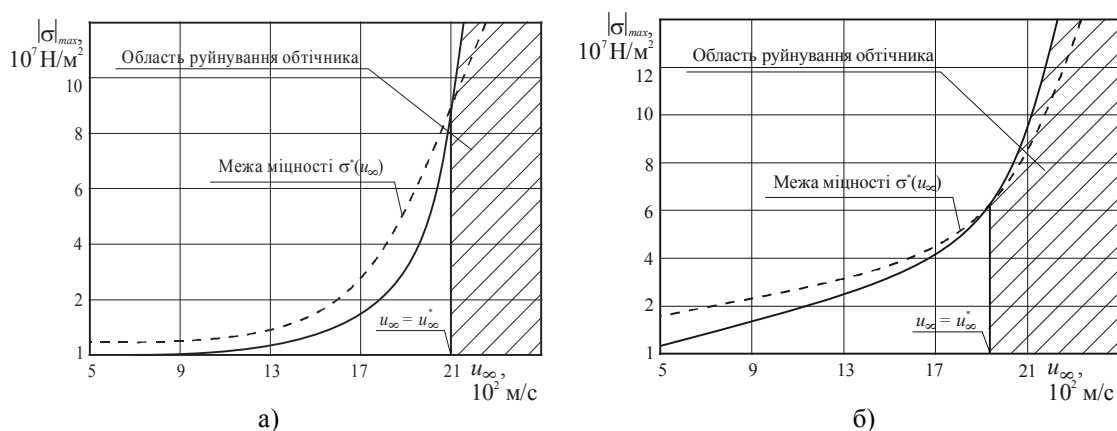


Рис. 6. Залежність модуля максимальних термопружних напружень $|\sigma|_{max}$ в зоні максимальної термодії на поверхні обтічника з оптичної кераміки КО2 (а) та КО5 (б) від швидкості обдуву потоком повітря для турбулентного режиму обтікання ($T_0 = 300$ К, $R_w = 0,02$ м, $R_H = 0,015$ м, $t = 15$ с)

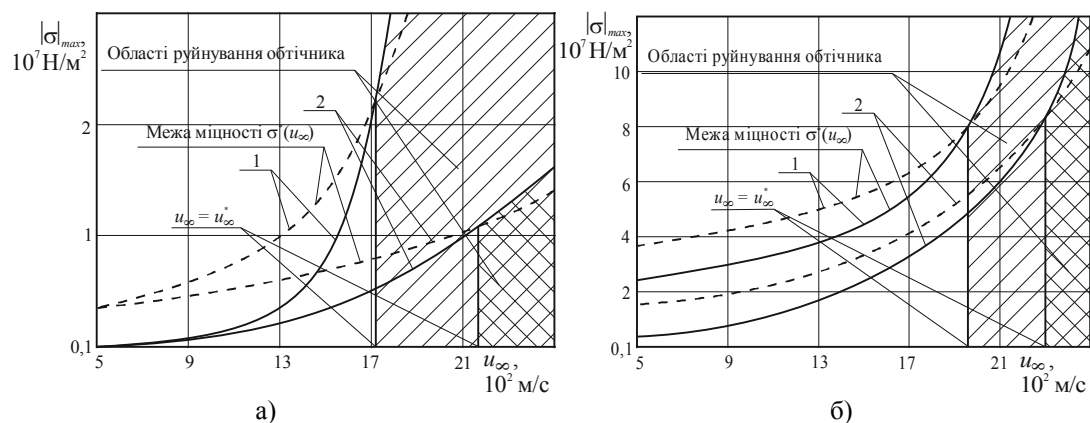


Рис. 7. Вплив на залежність $|\sigma|_{max}(u_\infty)$ часу зовнішньої термодії для турбулентного режиму обтікання поверхні півсферичного обтічника з оптичної кераміки КО2 (а) та КО1 (б): 1 – $t = 30$ с; 2 – $t = 15$ с (решта позначень аналогічні рис. 6)

Список літератури

1. Лазарев Л. П. Инфракрасные приборы самонаведения летательных аппаратов / Л. П. Лазарев. – М. : Машиностроение, 1970. – 231 с.
2. Обтекатели и защитные окна / [А. И. Лазарев, П. А. Захаров, А. И. Герасимов и др.]. – М. : ЦНИИ информации, 1982. – 312 с.
3. Тепловые процессы при электронной обработке оптических материалов и эксплу-

- атации изделий на их основе : монография / [В. А. Ващенко, Д. И. Котельников, Ю. Г. Лега и др.]. – К. : Наукова думка, 2006. – 368 с.
4. Тарасов В. В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа / В. В. Тарасов, Ю. Г. Якушников. – М. : Логос, 2004. – 444 с.
 5. Основи електронної обробки виробів з оптичних матеріалів / В. А. Ващенко, І. В. Яценко, Ю. Г. Лега, О. В. Кириченко. – К. : Наукова думка, 2011. – 562 с.
 6. Попередження можливих руйнувань оптичних елементів точного приладобудування в умовах зовнішніх термодій / І. В. Яценко, В. С. Антонюк, В. А. Ващенко, В. В. Цибулін // Журнал нано- та електронної фізики. – 2016. – Т. 8, № 1. – С. 01027 – 01032.
 7. Yatsenko I. V. Experimental and statistical models of impact determination of the electron beam parameters on surface layers properties of optical elements in precision instruments building / I. V. Yatsenko // Pratsi. Odes'kyi politechnichnyi universytet. – 2016. – Issue 1 (48). – P. 63–69.
 8. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика / Г. Н. Абрамович. – М. : Наука, 1969. – 824 с.
 9. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика / И. П. Гинзбург. – М. : Высшая школа, 1966. – 404 с.
 10. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа / Л. Г. Лойцянский. – М. : Наука, 1987. – 840 с.
 11. Основи теплоперенесення в елементах оптичного приладобудування : навч. посіб. / [В. А. Ващенко, В. С. Антонюк, Г. С. Тимчик та ін.]. – К. : НТУУ «КПІ», 2012. – 412 с.
 12. Окатов М. А. Справочник оптика-технолога / Окатов М. А., Антонов Э. А., Байгожин А. Б. – С-Пб. : Политехника, 2004. – 679 с.
 13. Бугров Я. С. Высшая математика. Дифференциальные уравнения. Кратные интегралы. Ряды. Функции комплексного переменного : учебник для вузов / Я. С. Бугров, С. М. Никольский. – М. : Наука, 1989. – 454 с.
 14. Температурные измерения : справочник / [О. А. Геращенко, А. Н. Гордов, А. К. Еремина и др.]. – К. : Наукова думка, 1989. – 704 с.
 15. Дубровська Г. М. Прилади застосування фізичних методів дослідження структури поверхні / Дубровська Г. М., Канашевич Г. В., Божко Н. І. – Сільхет : Шобуж Біпоні, Удоун Офсет Принтерс, 2007. – 248 с.
 16. Коваленко А. Д. Основы термоупругости. / А. Д. Коваленко. – К. : Наукова думка, 1970. – 307 с.

References

1. Lazarev, L. P. (1970) Infrared devices for aircraft homing. Moscow: Mashinostroeniye, 231 p. [in Russian].
2. Lazarev, A. I., Zakharov, P. A., Gerasimov, A. I. et al. (1982) Fairings and protective windows. Moscow: CNII informatsii, 312 p. [in Russian].
3. Vashchenko, V. A., Kotelnikov, D. I., Lega, Yu. G. et al. (2006) Thermal processes in electronic processing of optical materials and operation of products based on them. Kiev: Naukova dumka. 368 p. [in Russian].
4. Tarasov, V. V. and Yakushnikov, Yu. G. (2004) Infrared systems of “supervisor” type. Moscow: Logos, 444 p. [in Russian].
5. Vashchenko, V. A., Yatsenko, I. V., Lega, Yu. G. and Kyrychenko, E. V. (2011) The basics of electronic processing of optical materials. Kyiv: Naukova dumka, 562 p. [in Ukrainian].
6. Yatsenko, I. V., Antonyuk, V. S., Vashchenko, V. A. and Tsybulin, V. V. (2016) Prevention of possible destruction of optical elements of precision instrument-making in the conditions of external thermo-influences. *Zhurnal nano ta elektronnoyi fizyky*, Vol. 8, No. 1, pp. 01027 – 01032 [in Ukrainian].
7. Yatsenko, I. V. (2016). Experimental and statistical models of impact determination of the electron beam parameters on surface layers properties of optical elements in precision instruments building. *Pratsi. Odes'kyi politechnichnyi universytet*, Issue 1 (48), pp. 63–69.
8. Abramovich, G. N. (1969) Applied gas dynamics. Moscow: Nauka, 824 p. [in Russian].
9. Ginsburg, I. P. (1966) Aerogas dynamics. Moscow: Vyschaya shkola, 404 p. [in Russian].
10. Loytsyanskii, L. G. (1987) Mechanics of liquid and gas. Moscow: Nauka. 840 p. [in Russian].
11. Vashchenko, V. A., Antonyuk, V. S., Tymchyk, G. S. et al. (2012) Fundamentals of heat transfer in optical instrument elements. Kyiv: NTUU “KPI”, 412 p. [in Ukrainian].
12. Okatov, M. A., Antonov E. A. and Baigozhin, A. B. (2004) Handbook of optics technologist. St.-Petersburg: Politechnica, 679 p. [in Russian].

13. Bugrov, Ya. S. and Nikolskii, S. M. (1989) Higher mathematics. Differential equations. Multiple integrals. Ranks. Functions of a complex variable. Moscow, Nauka. 454 p. [in Russian].
14. Gerashchenko, O. A., Gordov, A. N., Eremina, A. K. et al. (1989) Temperature measurements: Directory. Kyiv: Naukova dumka, 704 p. [in Russian].
15. Dubrovskaya, G. M., Kanashevich, G. V. and Bozhko, N. I. (2007) Devices of the use of physical methods for surface structure investigation. Silchet: Shobuzh Biponi, Udown Offset Printers. 248 p. [in Ukrainian].
16. Kovalenko, A. D. (1970) Fundamentals of thermo-elasticity. Kyiv: Naukova dumka, 307 p. [in Russian].

I. V. Yatsenko¹, *Ph.D., associate professor,*
e-mail: irina.yatsenko.79@mail.ru

V. I. Gordienko², *Dr.Sc.,*

O. V. Kirichenko³, *Dr.Sc., professor, senior staff scientist,*

V. A. Vaschenko¹, *Dr.Sc., professor,*

V. V. Tsybulin¹

¹Cherkasy State Technological University

Shevchenko blvd, 460, Cherkasy, 18030, Ukraine

²State Enterprise Research and Production Complex "Photopribor"

B. Vyshnevetskogo str., 85, Cherkasy, 18000, Ukraine

³Cherkasy Institute of Fire Safety named after Chornobyl Heroes

of National University of Civil Protection of Ukraine,

Onoprienko str., 8, Cherkasy, 18034, Ukraine

DETERMINATION OF DISTRIBUTIONS OF TEMPERATURE AND THERMOELASTIC STRESSES THROUGH THE THICKNESS OF OPTICAL FAIRINGS OF IR-DEVICES IN THE CONDITIONS OF INTENSE EXTERNAL THERMO-INFLUENCES

By this time the processes of heating of optical ceramics fairings in the form of hemispherical shells by oncoming supersonic air stream are insufficiently investigated, and also integrated effect of thermophysical characteristics of ceramics material (volumetric heat capacity $C_V(T)$ and thermal conductivity coefficient $\lambda(T)$) under supersonic blowing by air flow on the distribution of temperatures and thermoelastic stresses in zones of maximum external thermo-influences is not studied.

This work is devoted to mathematical modeling of the process of fairings heating by supersonic gas flow and determination of critical values of its parameters (flow rate, its duration, mode of flow), the excess of which leads to their destruction and IR-devices failure. Mathematical model for heating infrared devices fairings by supersonic air stream, taking into account temperature dependence of thermal-physical properties of optical materials, is developed. The calculations of temperature distributions and thermal-elastic stresses in fairings are performed. Critical velocity of blowing air flow of the fairing and time of heat exposure, the excess of which leads to fairing destruction and IR-devices failure are calculated. It is established that temperature distribution along fairing surface most significantly depends on flow regime: for laminar regime the maximum temperature is close to its front critical point, and for turbulent regime the maximum temperature is shifted along fairing surface at the distance corresponding to $\theta_{max} = 17...21^\circ$. It is shown that thermo-elastic stresses in zones of maximum external thermo-influences on fairing thickness are distributed as follows: on fairing surface and in its surface layers compressive stresses take place ($\sigma < 0$, $|\sigma|_{max}$ reaches the values of $10^8...3,5 \cdot 10^8$ N/m²), and on fairing underside and in its adjacent layers tensile stresses are present ($\sigma > 0$, $|\sigma|_{max}$ reaches the values of $0,5 \cdot 10^8$ to $1,5 \cdot 10^8$ N/m²); however, for turbulent regime the flow exceeds its value for laminar regime in 4...5 times. Interdependences of critical values of the velocity of fairing blowing by air flow and the time of its exposure to heat, the excess of which leads to fairing destruction, are established; while for turbulent flow regime the fairing destruction occurs near its surface, and for laminar regime the fairing destruction is no longer observed.

Keywords: thermal-elastic stresses, optical fairing, thermal influence.

Статтю представляє В. А. Ващенко, д.т.н., професор, Черкаський державний технологічний університет.