

ний сигнал яких є функцією абсолютної температури, запропонований перетворювач забезпечує підвищення чутливості до 30 разів. У діапазоні кімнатних температур чутливість перетворювача становить  $\approx 10\%$  на градус. Галузями застосування такого перетворювача є мікроелектронні сканери температур, температурні сенсори екзо- та ендотермічних біохімічних реакцій, температурно-градієнтні перетворювачі тощо.

1. Коровин Н.И. Приборы и системы управления, 1992. – №10. – С. 14–16.  
 2. Голубь Б.С. Измерение, контроль, автоматика, 1990. – №1. – С. 24–26. 3. Gotra Z.Yu., Golyaka R.L., Khalavka A.I. et al. // Journal of Electrical Engineering, 1997. – 48. – № 11–12. – P.307–311. 4. Gotra O., Stadnyk B., Golyaka R., Potencki J. Proceedings of the 22-nd Conference of IMAPS Poland, Zakopane, Oct. 1998. – Krakow, 1999. – P.175–178.

УДК 621.375.826

Г.А. Петровська, І.В. Демкович, Я.В. Бобицький  
 Національний університет “Львівська політехніка”,  
 кафедра лазерної техніки та оптоелектронних систем

## ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕРМІЧНИХ СПОТВОРЕНЬ В ОПТИЧНИХ ЕЛЕМЕНТАХ ГАЗОВИХ ЛАЗЕРІВ

G.A. Petrovska, I.V. Demkovytsch, Y.V. Bobytski  
 Lviv Polytechnic National University,  
 chair of laser technic and optoelectronic systems

## RESEARCH OF THERMAL DISTORTIONS IN OPTICAL ELEMENTS OF GAS LASERS

© Петровська Г.А, Демкович І.В, Бобицький Я.В., 2001

**Розроблено програмне забезпечення для моделювання температурних полів та відповідних їм деформацій в оптичних елементах потужних лазерів, яке дає змогу враховувати довільні просторово-часові розподіли лазерного випромінювання, поверхневе та об'ємне поглинання у зразку, а також особливості тепловідведення від поверхонь оптичного елемента. Проведено теоретичні та експериментальні дослідження термічних спотворень у дзеркалах аргонних лазерів.**

**Software for simulation of temperature fields and strains in the high-power lasers optical elements was elaborated. It allows to take into account any spatially-temporary distributions of a laser radiation, surface and volumetric absorption in a sample and also features of a heat rejection from surfaces of a mirror. Theoretical and experimental researches of thermal distortions in mirrors of argon lasers are conducted.**

**Вступ.** Одним із факторів, які необхідно враховувати при проектуванні потужних лазерів, є теплові ефекти в оптичних елементах, що виникають під дією потужного лазерного випромінювання. У газових лазерах такі ефекти зумовлені поглинанням в пасивних елементах резонатора (дзеркалах, вікнах Брюстера, призмах, еталонах Фабрі–Перо тощо.). Термічні спотворення в резонаторах призводять до погіршення енергетичних та просторово-часових характеристик випромінювання, зміни стійкості резонаторів і навіть до руйнування оптичних елементів [1].

У цій роботі проведені теоретичні та експериментальні дослідження теплових деформацій у дзеркалах потужних газових лазерів. Такі дослідження являють собою інтерес у зв'язку з необхідністю підвищення стійкості оптичних резонаторних елементів до дії потужного лазерного випромінювання, визначення основних чинників, що впливають на величину термічних деформацій, з'ясування можливостей використання тих чи інших оптичних матеріалів, а також встановлення допустимих деформацій у конкретних типах лазерів.

**Розрахунок теплових деформацій.** Для проведення теоретичних досліджень побудовано взаємопов'язану математичну модель та розроблено програмне забезпечення, яке дає можливість моделювати температурні поля і відповідні їм поля деформацій в оптичних елементах з врахуванням довільних просторово-часових розподілів лазерного випромінювання, поверхневого та об'ємного поглинання, а також особливостей тепловідведення від поверхонь оптичного елемента.

На рис. 1 показано резонаторне дзеркало діаметром  $l_x$  та товщиною  $l_y$ , на яке падає лазерний пучок діаметром  $2r_p$  з розподілом інтенсивності у поперечному перерізі пучка, що відповідає моді TEM<sub>00</sub>.

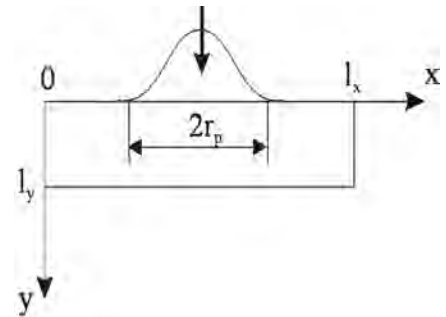


Рис. 1. Резонаторне дзеркало

Запишемо систему взаємопов'язаних рівнянь, які при певних початкових і граничних умовах описують зміну в просторі і часі полів зміщень та температур [2]:

$$\begin{cases} \mu \nabla^2 \vec{u} + (\lambda + \mu) \text{grad div } \vec{u} + 2 \text{grad } \mu \cdot \Pi_\epsilon + \text{grad } \lambda \text{ div } \vec{u} - \\ \text{grad} [(3\lambda + 2\mu)\alpha_T(T - T_0)] - \rho \ddot{\vec{u}} + \vec{F} = 0, \end{cases} \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} \nabla^2 T + \frac{\omega_0}{\lambda_q} - \frac{1}{a} \dot{T} - \frac{(3\lambda + 2\mu)\alpha_T T_0}{\lambda_q} \text{div } \vec{u} = 0. \end{cases} \quad (2.2)$$

Рівняння (2.1) описує зміщення точок зразка під дією температурного поля, описаного рівнянням (2.2).

У рівняннях (2.1) і (2.2) використано такі позначення:

$T$  – температура;  $\dot{T}$ ,  $\ddot{T}$  – похідні за часом;  $T_0$  – початкова температура зразка;  $\vec{u}$  – вектор

зміщень;  $\left. \begin{aligned} \lambda &= \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \\ \mu &= \frac{E}{2(1+\nu)} \end{aligned} \right\}$  – коефіцієнти Ляме;  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона;  $E$  – модуль

Юнга;  $\text{grad } \mu \cdot \Pi_\epsilon$  – скалярний добуток тензора деформації  $\Pi_\epsilon$  на вектор  $\text{grad } \mu$ ;  $\vec{F}$  – об'ємні сили всередині зразка (джерело напружень);  $\omega_0$  – питома об'ємна потужність;  $a = \frac{\lambda_q}{c\rho}$  – коефіцієнт температуропровідності;  $c$  – теплоємність;  $\rho$  – густина матеріалу;  $\lambda_q$  – теплопровідність;  $\alpha_T$  – коефіцієнт теплового лінійного розширення матеріалу підкладки.

Якщо  $\lambda_q$ ,  $\mu$ ,  $\alpha_T$  не залежать від  $u$ , а об'ємні сили  $\vec{F} = 0$ , то (2.1) набуде такого вигляду:

$$\mu \nabla^2 \bar{u} + (\lambda + \mu) \text{grad div } \bar{u} - (3\lambda + 2\mu) \alpha_T \text{ grad } (T - T_0) - \rho \ddot{u} = 0, \quad (2.3)$$

де  $(3\lambda + 2\mu) \alpha_T \text{ grad } (T - T_0) = \bar{F}_T$  – об’ємні сили, які виникають у зразку під дією температурного поля.

Рівняння (2.2) у нашому випадку теж можна спростити:

$$\nabla^2 T + \frac{\omega_0}{\lambda_q} - \frac{1}{a} \dot{T} = 0 \quad (2.4)$$

Таким чином, систему рівнянь (2.1) і (2.2) можна записати так:

$$\begin{cases} \mu \nabla^2 \bar{u} + (\lambda + \mu) \text{grad div } \bar{u} - (3\lambda + 2\mu) \alpha_T \text{ grad } (T - T_0) - \rho \ddot{u} = 0, \\ \nabla^2 T + \frac{\omega_0}{\lambda_q} - \frac{1}{a} \dot{T} = 0. \end{cases} \quad (2.5)$$

$$(2.6)$$

Моделювання зміщень у зразку під дією потужного лазерного випромінювання проводиться поетапно розрахунком теплового поля, а потім переміщень, викликаних цим полем.

Температурне поле визначається при таких граничних та початкових умовах:

$$-\lambda_q \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}^{x=l_x} = \mp \alpha_k (T - T_c); \quad (2.7)$$

$$-\lambda_q \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}^{y=l_y} = \mp \alpha_k (T - T_c); \quad (2.8)$$

$$T|_{t=0} = T_o, \quad (2.9)$$

де  $T_c$  – температура зовнішнього середовища;  $\alpha_k$  – коефіцієнт теплопередачі.

Питому об’ємну потужність запишемо так:

$$\omega_0 = \frac{I(x)k(y)}{dy} k(t), \text{ де: } I(x) = I_0 \left[ H_i(\xi) \exp \left( - \left( \frac{\xi}{\sqrt{2}} \right)^2 \right) \right]^2 = I_0 k(x) - \text{просторовий розподіл}$$

густини потужності лазерного випромінювання по координаті  $x$ ;

$$I_0 = \frac{I_{сеп}}{\frac{1}{l_x} \int_0^{l_x} k(x) dx}; \quad I_{сеп} = \frac{P_{сеп}}{S},$$

де  $P_{сеп}$  – середня потужність випромінювання по поверхні дзеркала;  $S$  – площа поверхні зразка;  $H_i(\xi)$  – поліном Ерміта  $i$ -го порядку;  $i$  – індекс поперечної моди лазерного випромінювання;

$$\xi = \sqrt{2} \frac{x - l_x / 2}{r_p},$$

де  $r_p$  – радіус лазерного пучка.

Оператор Ерміта вибирається залежно від індекса поперечної моди  $i$ : для  $i=0$   $H_i(\xi)=1$ , для  $i=1$   $H_i(\xi)=2\xi$ , для  $i=2$   $H_i(\xi)=4\xi^2 - 2$  тощо.

$$k(y) = (1 - R) \alpha(y, T) \exp \left( - \int_0^{l_y} \alpha d\eta \right),$$

де  $\alpha(y, T) = \alpha_n(y, T) + \alpha_0(y, T)$  – коефіцієнт поглинання у зразку;  $\alpha_n(y, T)$  – поглинання у поверхневому шарі;  $\alpha_0(y, T)$  – поглинання в об'ємі зразка;  $R$  – коефіцієнт відбивання дзеркала;  $\eta$  – змінна інтегрування.

Використовуючи метод скінченних різниць [3] і приймаючи, що теплофізичні коефіцієнти незалежні від температури, а також, мінаючи шлях переходу від аналітичного вигляду до різницевого, запишемо різницевий аналог рівняння (2.6):

$$\frac{T_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}} - T_{i_1, i_2}^j}{0,5\tau a} = \frac{1}{h_1^2} \left( T_{i_1+1, i_2}^{j+\frac{1}{2}} - 2T_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}} + T_{i_1-1, i_2}^{j+\frac{1}{2}} \right) + \frac{1}{h_2^2} \left( T_{i_1, i_2+1}^j - 2T_{i_1, i_2}^j + T_{i_1, i_2-1}^j \right) + \frac{\omega_{0, i_1, i_2}^j}{\lambda_q}; \quad (2.10)$$

$$\frac{T_{i_1, i_2}^{j+1} - T_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}}}{0,5\tau a} = \frac{1}{h_1^2} \left( T_{i_1+1, i_2}^{j+\frac{1}{2}} - 2T_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}} + T_{i_1-1, i_2}^{j+\frac{1}{2}} \right) + \frac{1}{h_2^2} \left( T_{i_1, i_2+1}^{j+1} - 2T_{i_1, i_2}^{j+1} + T_{i_1, i_2-1}^{j+1} \right) + \frac{\omega_{0, i_1, i_2}^j}{\lambda_q}. \quad (2.11)$$

Ця система рівнянь побудована як неявна схема змінних напрямів.

Тут  $j$  – номер моменту часу;  $i_1, i_2$  – номери просторових кроків відповідно по координатах  $x$  і  $y$ ;  $t$  – крок по часу;  $h_1, h_2$  – величина просторових кроків по  $x$  і  $y$ .

Відповідно до суті схем змінних напрямків  $T^{j+1}$  визначається через  $T^{j+1/2}$  (2.11), а  $T^{j+1/2}$  через  $T^j$  (3.10) методом прогону.

Для спрощення запису рівняння (2.5) подамо у векторній формі

$$\mu \nabla^2 \bar{u} + (\lambda + \mu) \text{grad div } \bar{u} + \bar{F}_T - \rho \ddot{\bar{u}} = 0.$$

Переміщення у зразку визначаються при таких граничних та початкових умовах:

$$\begin{cases} \mu \left( \frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial u_2}{\partial x} \right) = f^{(1)} = 0, \\ \mu \cdot 2 \frac{\partial u_2}{\partial y} + \lambda \left( \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_2}{\partial y} \right) - (3\lambda + 2\mu) \alpha_T (T - T_0) = f^{(2)} = 0. \end{cases} \quad (2.12)$$

$$u|_{t=0} = 0,$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0. \quad (2.13)$$

Для розв'язку цих рівнянь також використаємо метод скінченних різниць [3]. Причому, оскільки  $\bar{u}$  – вектор, то необхідно знаходити його поперечні складові –  $u^{(1)}$  і  $u^{(2)}$ . У цьому випадку розрахунок зміщень у зразку під дією температурного поля також зводиться до використання методу прогону на підшарах.

Запишемо різницеві вирази для рівняння (2.5):

$$\frac{2\rho \left( u_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} - 2u_{i_1, i_2}^{j, 1} + u_{i_1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 1} \right)}{\tau^2} = \frac{1}{h_{i_1}^2} (\lambda + 2\mu) \left( u_{i_1+1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} - 2u_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} + u_{i_1-1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} + u_{i_1+1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 1} - 2u_{i_1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 1} + u_{i_1+1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 1} \right) + \frac{1}{2} (\lambda + \mu) \frac{1}{h_1 h_2} \left( u_{i_1, i_2+1}^{j, 2} - 2u_{i_1, i_2}^{j, 2} + u_{i_1, i_2-1}^{j, 2} + u_{i_1+1, i_2}^{j, 2} - u_{i_1+1, i_2-1}^{j, 2} - u_{i_1-1, i_2+1}^{j, 2} + u_{i_1-1, i_2}^{j, 2} \right) + \varphi_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1}; \quad (2.14)$$

$$\frac{2\rho \left( u_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 2} - 2u_{i_1, i_2}^{j, 2} + u_{i_1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 2} \right)}{\tau^2} = \frac{\mu}{2h_1^2} \left( u_{i_1+1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 2} - 2u_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 2} + u_{i_1-1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 2} + u_{i_1+1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 2} - 2u_{i_1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 2} + u_{i_1-1, i_2}^{j-\frac{1}{2}, 2} \right) + \varphi_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 2}; \quad (2.15)$$

$$\frac{2\rho \left( u_{i_1, i_2}^{j+1, 1} - 2u_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} + u_{i_1, i_2}^{j, 1} \right)}{\tau^2} = \frac{\mu}{2h_2^2} \left( u_{i_1, i_2+1}^{j+1, 1} - 2u_{i_1, i_2}^{j+1, 1} + u_{i_1, i_2-1}^{j+1, 1} + u_{i_1, i_2+1}^{j, 1} - 2u_{i_1, i_2}^{j, 1} + u_{i_1, i_2-1}^{j, 1} \right) + \varphi_{i_1, i_2}^{j+1, 1}; \quad (2.16)$$

$$\frac{2\rho \left( u_{i_1, i_2}^{j+1, 2} - 2u_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 2} + u_{i_1, i_2}^{j, 2} \right)}{\tau^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{h_1^2} \left( u_{i_1, i_2+1}^{j+1, 2} - 2u_{i_1, i_2}^{j+1, 2} + u_{i_1, i_2+1}^{j, 2} - 2u_{i_1, i_2}^{j, 2} + u_{i_1, i_2-1}^{j, 2} \right) + \frac{1}{2}(\lambda + \mu) \frac{1}{h_1 h_2} \left( u_{i_1+1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} - u_{i_1+1, i_2-1}^{j+\frac{1}{2}, 1} - 2u_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} + u_{i_1, i_2-1}^{j+\frac{1}{2}, 1} + u_{i_1, i_2+1}^{j+\frac{1}{2}, 1} - u_{i_1-1, i_2+1}^{j+\frac{1}{2}, 1} - u_{i_1-1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1} \right) + \varphi_{i_1, i_2}^{j+1, 2}. \quad (2.17)$$

У цих рівняннях  $u_{i_1, i_2}^{j, 1}$  – складова вектора переміщення по координаті  $x$ , а  $u_{i_1, i_2}^{j, 2}$  – по координаті  $y$ .

Величини  $u^{j-\frac{1}{2}}$  і  $u^j$  відомі ( $u^j$  – розраховується з початкових умов), а  $u^{j+\frac{1}{2}}$  і  $u^{j+1}$  знаходяться через  $u^{j-\frac{1}{2}}$  і  $u^j$  методом прогону. Величини  $\varphi_{i_1, i_2}^{j+\frac{1}{2}, 1}$ ,  $\varphi_{i_1, i_2}^{j+1, 2}$ ,  $\varphi_{i_1, i_2}^{j+1, 1}$ ,  $\varphi_{i_1, i_2}^{j+1, 2}$  знаходяться попередньо з розв'язку задачі теплопровідності (2.6). Різницевий аналог сили  $F_T = (-3\lambda + 2\mu)\alpha_T \text{grad}(T - T_0)$  запишеться у вигляді

$$\varphi_{i_1, i_2}^j = -(3\lambda + 2\mu)\alpha_T \left[ \left( \frac{T_{i_1-1, i_2}^j - T_{i_1+1, i_2}^j}{2h_1} + \frac{T_{i_1, i_2-1}^j - T_{i_1, i_2+1}^j}{2h_2} \right) - \left( \frac{T_{0, i_1-1, i_2} - T_{0, i_1+1, i_2}}{2h_1} + \frac{T_{0, i_1, i_2-1} - T_{0, i_1, i_2+1}}{2h_2} \right) \right].$$

Спочатку визначаються переміщення  $u^{j+\frac{1}{2}, 1}$  з рівняння (2.14) і  $u^{j+\frac{1}{2}, 2}$  з рівняння (2.15). Після цього  $u^{j+1, 1}$  і  $u^{j+1, 2}$  – відповідно з рівнянь (2.16) і (2.17). Значення  $u^{j+\frac{1}{2}}$  визначаються через  $u^{j-\frac{1}{2}}$  і  $u^j$ , а  $u^{j+1}$  – через  $u^j$  і  $u^{j+\frac{1}{2}}$ . Таким чином, отримуємо поля переміщень у зразку під дією температурного поля у довільний момент часу.

**Оптична схема для дослідження теплових деформацій резонаторних дзеркал.** Дослідження поверхневих деформацій резонаторних дзеркал під дією потужного лазерного випромінювання проводились з використанням методу лазерної інтерферометрії. На рис. 2 показана оптична схема на базі інтерферометра Майкельсона, в одне з плечей якого входить досліджуване дзеркало 2.

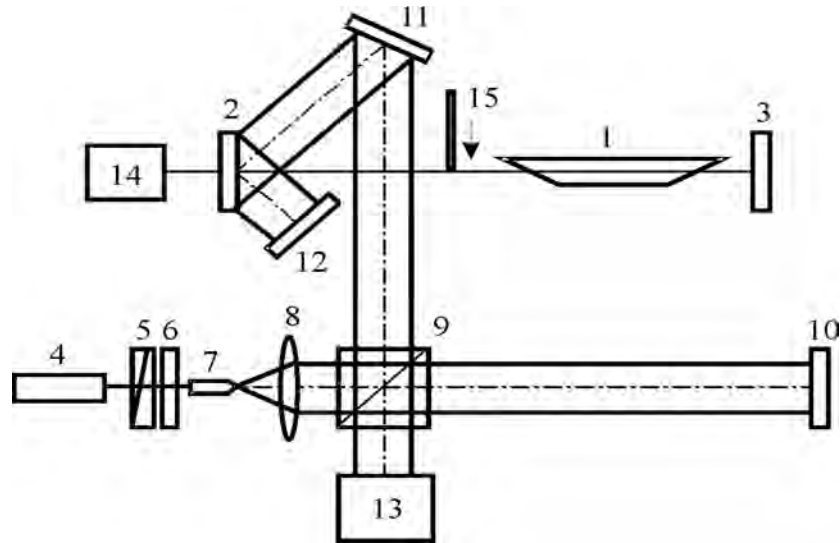


Рис. 2. Оптична схема на базі інтерферометра Майкельсона для дослідження поверхневих деформацій резонаторних дзеркал: 1 – активний елемент аргонного лазера; 2 – досліджуване резонаторне дзеркало; 3 – “глухе” резонаторне дзеркало; 4 – гелій-кадмієвий лазер; 5, 6 – оптична розв’язка; 7 – мікрооб’єктив; 8 – лінза; 9 – світлорозподільчий кубик; 10, 11, 12 – дзеркала інтерферометра; 13 – цифрова камера; 14 – вимірювач потужності; 15 – шторка

Це дзеркало одночасно є резонаторним дзеркалом потужного іонного лазера. Для уникнення попадання потужного променя в канал інтерферометра використана схема з косим падінням променя тестуючого лазера на досліджуване дзеркало. При дослідженні інтерференційних дзеркал аргонних лазерів ( $\lambda_{роб} = 0,45 \div 0,52 \mu\text{м}$ ) як тестуючий використовується гелій-кадмієвий лазер ( $\lambda_{роб} = 0,442 \mu\text{м}$ ), а при дослідженні дзеркал криптонового лазера ( $\lambda_{роб} = 0,64 \mu\text{м}$ ) – гелій-неоновий лазер ( $\lambda_{роб} = 0,63 \mu\text{м}$ ). В експериментах використовувались активні елементи з вікнами Брюстера, що давало змогу досліджувати різні типи резонаторних дзеркал, а також змінювати модовий склад випромінювання, використовуючи “глухі” дзеркала з різними радіусами кривизни підкладок. Потужність лазерного випромінювання всередині резонатора регулювалась зміною струму розряду іонного лазера. Її величина визначалась вимірювачем потужності 14 з врахуванням коефіцієнта пропускання дзеркала 2.

**Оцінка отриманих результатів.** В роботі проводились дослідження теплових деформацій резонаторних дзеркал у серійних аргонних лазерах ЛГН-406. При вихідній потужності лазера 5 Вт та коефіцієнті пропускання вихідного дзеркала  $\tau = 5\%$  потужність лазерного пучка всередині резонатора становить 100 Вт. Резонаторне дзеркало аргонного лазера являє собою високовідбиваюче інтерференційне покриття, напилене на прозору у видимій області спектра підкладки. Оскільки покриття дзеркала високовідбиваюче, то вглиб підкладки прони-

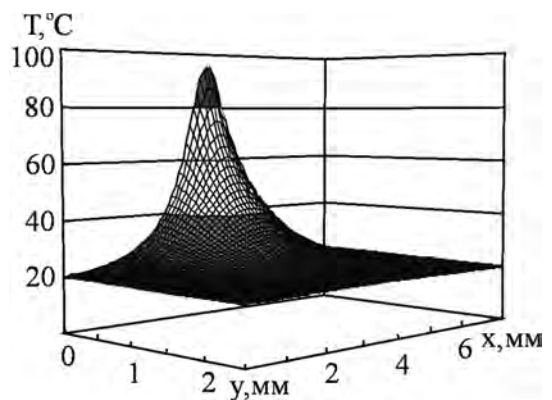


Рис. 3. Температурне поле у резонаторному дзеркалі аргонного лазера

кає тільки незначна частина лазерного випромінювання і, внаслідок цього, основним джерелом нагрівання дзеркала є поверхневе поглинання, тобто поглинання у покритті. Теоретично змодельовані теплові деформації резонаторних дзеркал порівнювались з вимірними експериментально. На рис. 3 показане змодельоване температурне поле у резонаторному дзеркалі аргонного лазера, яке виникає при дії на дзеркало резонаторного пучка потужністю 100 Вт та поверхневому поглинанні дзеркала 0,1 %.

Результати досліджень свідчать, про те, що дія потужного лазерного променя на резонаторне дзеркало викликає лінзовий ефект, зумовлений локальною поверхневою деформацією дзеркала та неоднорідністю розподілу показника заломлення підкладки. Величина цих спотворень залежить як від величини поглинутої потужності, так і від характеристик матеріалу підкладки (ТКЛР, теплопровідності, термооптичних характеристик тощо.).

На рис. 4 показані інтерферограми резонаторних дзеркал, напилених при однакових технологічних режимах на підкладки з різних матеріалів.



Рис. 4. Інтерферограми поверхні резонаторного дзеркала аргонного лазера при потужності пучка всередині резонатора 100 Вт: а – підкладка дзеркала із скла К8; б – підкладка дзеркала із плавленого кварцу КВ

З інтерферограм видно, що при однаковій поглинаючій спроможності дзеркал, величина поверхневих деформацій визначається характеристиками підкладки. На рис. 5 показані розраховані розподіли температур на поверхні резонаторного дзеркала аргонного лазера при різних коефіцієнтах поверхневого поглинання після дії лазерного випромінювання на дзеркало протягом 5 с (а) та відповідні цим температурним розподілам поверхневі деформації дзеркала, напиленого на кварцову підкладку (б).

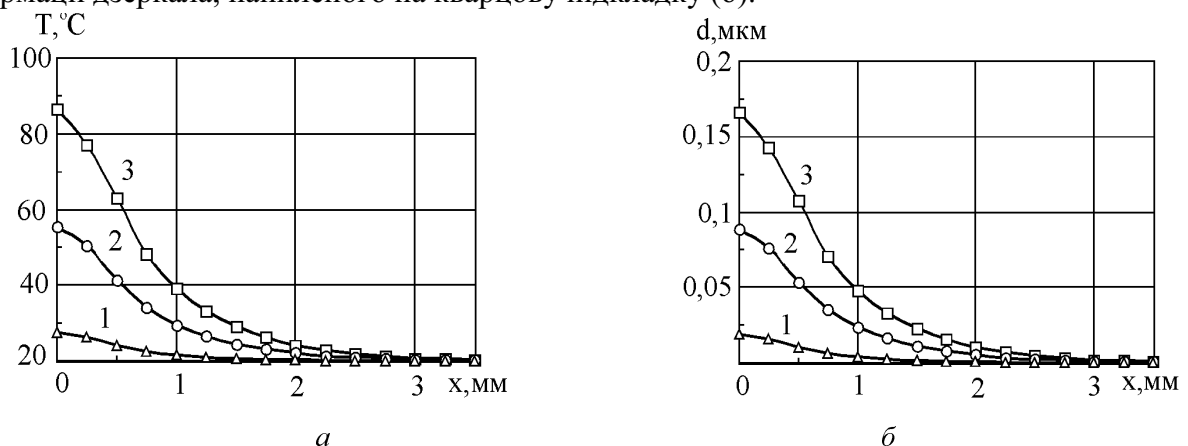


Рис. 5. Розподіл температур (а) та відповідних поверхневих деформацій резонаторного дзеркала аргонного лазера (б) при різних коефіцієнтах поверхневого поглинання (потужність пучка всередині резонатора 100 Вт, підкладка дзеркала з кварцу КВ): крива 1 – 0,01%; крива 2 – 0,05%; крива 3 – 0,1 %

Результати розрахунків говорять про те, що температура на поверхні дзеркала залежить від коефіцієнта поверхневого поглинання  $T_{\max} \sim \alpha_{\text{пов}}$ . Півширина температурного профілю, а також температура в центрі пучка при сталому значенні коефіцієнта поверхневого поглинання визначаються коефіцієнтом теплопровідності матеріалу підкладки  $\rho_T \sim \lambda_q$ ;  $T_{\max} \sim 1/\lambda_q$ .

На рис. 6 показані профілі поверхневих деформацій дзеркал, напилених на підкладки з різних матеріалів при сталому коефіцієнті поверхневого поглинання. Результати свідчать, що величина деформації при однакових температурних розподілах на поверхні дзеркала визначається коефіцієнтом теплового розширення матеріалу підкладки  $d_{\max} \sim \alpha_T$ .

У роботі проводились дослідження впливу на температурне поле особливостей тепловідведення від поверхонь дзеркала. Потрібно враховувати, що в лазерах ЛГН-406 використовуються внутрішні дзеркала, тобто робоча поверхня дзеркала знаходиться всередині газорозрядної трубки і тепловідведення від неї мінімальне. У випадку вихідного дзеркала неможливим є також охолодження задньої поверхні. На рис. 7, а схематично показана конструкція дзеркала з металевим радіатором діаметром 5 мм, що підвищує тепловідведення від бокової поверхні дзеркала, а рис.

7, б ілюструє ефективність використання такого способу охолодження. Показаний на рис. 7, б розподіл температури на поверхні дзеркала при використанні металевого радіатора свідчить, про те що таке охолодження дзеркала також не є ефективним, оскільки практично не впливає на температуру дзеркала в центрі падіння пучка.

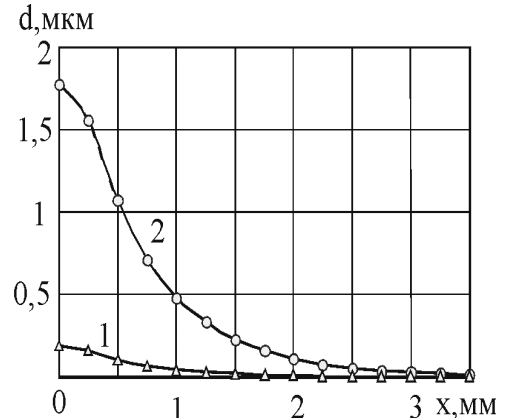


Рис. 6. Деформація поверхні резонаторного дзеркала аргонного лазера при різних матеріалах підкладки (потужність, що падає на дзеркало 100 Вт, коефіцієнт поверхневого поглинання – 0,1%): крива 1 – для підкладки з плавленого кварцу КВ; крива 2 – для підкладки із скла К8

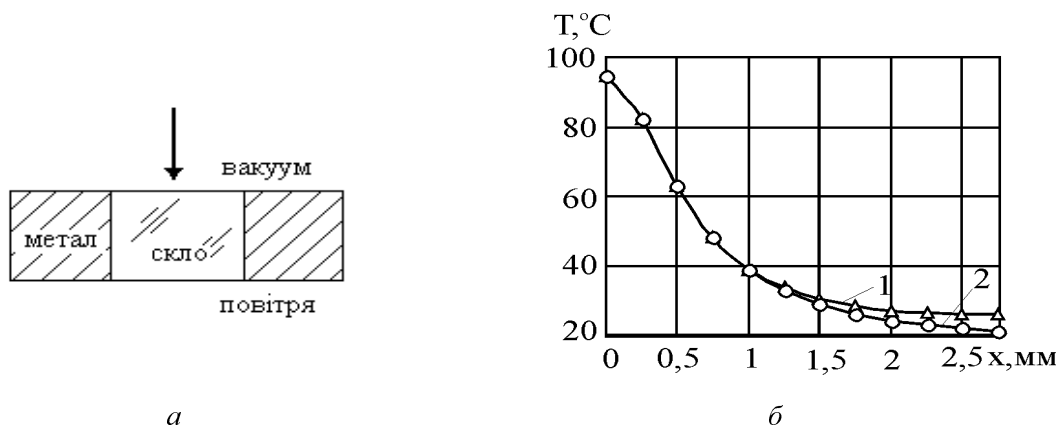


Рис. 7. Схематичне зображення дзеркала з металевим радіатором (а) та розподіл температури на поверхні дзеркала залежно від способу його охолодження (б): крива 1 – з повітряним охолодженням; крива 2 – при використанні металевого радіатора діаметром 5 мм



**Висновки.** Розроблено метод для експериментального дослідження температурних деформацій у резонаторних дзеркалах лазерів та програмне забезпечення для їх числового моделювання. Проведено дослідження деформацій резонаторних дзеркал серійних аргонних лазерів.

Найдієвішими способами зменшення теплових деформацій резонаторних дзеркал є, по-перше, зменшення величини поверхневого поглинання. З цією метою необхідно використовувати для напилення інтерференційних дзеркал тонкоплівкові матеріали з гранично низькою поглинаючою спроможністю, а для лазерів, що генерують на кількох довжинах хвиль, враховувати також діапазонні властивості інтерференційних структур. По-друге, для підкладок дзеркал потрібно використовувати матеріали з достатньо високою теплопровідністю і низькими значеннями коефіцієнта теплового розширення. Таким чином, при цьому значенні потужності лазерного випромінювання мінімальні поверхневі деформації будуть досягнуті при мінімальному значенні параметра  $\alpha_{нов} \times \alpha_T / \lambda_q$ .

Результати досліджень свідчать про те, що у випадку резонаторних дзеркал, коли термічні спотворення в резонаторі зумовлені передусім поверхневим нагріванням дзеркал, вимушене тепловідведення від торців підкладки виявляється неефективним.

Результати роботи можуть бути використані для оцінки термічних спотворень у резонаторах конкретних лазерних систем. Критерієм максимально допустимих спотворень може бути як умова стійкості резонатора, так і більш жорсткі вимоги, наприклад, зменшення потужності генерації не нижче заданої норми.

1. Бельтюгов В.И., Суханов И.И., Троицкий Ю.В. //Квантовая электроника, 1975. – 2, – №2. – С. 380–389. 2. Коваленко А.Д. Основы термопружності. – К., 1970. 3. Федасюк Д.В. Методи та засоби теплового проектування мікроелектронних пристроїв. – Львів, 1999.