

文章编号: 0258-7025(2001)05-0385-06

# 神光 III 原型装置主放大器剩余热畸变 模拟研究\*

於海武 郑万国 贺少勃 王成程 淳于咏梅 唐 军 刘 勇 张小民

(中国工程物理研究院高温高密度等离子体物理国家重点实验室 绵阳 621900)

**提要** 给出了神光 III 原型装置主放大器系统的热畸变模型,该模型包括三个模块:热传输模块、热弹性力学模块、光学模块。利用该模型对原型装置的剩余热波前畸变进行了研究。初步结果表明,通过优化的冷却方案,可以在装置预定的运行周期内将激光工作介质内的温度梯度和总体平均温度冷却到可以接受的水平,剩余热波前畸变满足设计要求。利用该模型还定量地研究了增益介质的热膨胀系数与剩余热畸变之间的关系。

**关键词** 片状放大器,热畸变,数值模拟,神光 III 原型装置

中图分类号 TL 64+3;O 242.1 文献标识码 A

## Modeling of Residual Thermo-optical Distortions of the Main Amplifier of SG-III Prototype

YU Hai-wu ZHENG Wan-guo HE Shao-bo WANG Cheng-cheng

CHUNYU Yong-mei TANG Jun LIU Yong ZHANG Xiao-min

(National Laboratory for Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900)

**Abstract** A thermo-elasto-optical distortion model for the main amplifier of SG-III prototype is presented in this paper, which consists of three modules, i. e., modules of heat transfer, thermo-elasticity and optics. With this model, the residual thermal distortion of the main amplifier of SG-III prototype is investigated. The calculating results indicate that, with an optimization thermal recovery, the thermal gradient and the average temperature of the slab can be reduced to an acceptable value. The residual thermo-optical distortions can meet the design requirements. Additionally, a quantitative relation between the thermal distortion and the linear thermal expansion coefficient of the laser gain medium have been also obtained.

**Key words** disk amplifiers, thermo-optical distortions, thermal recovery, numerical simulations, Shenguang III prototype

### 1 引 言

目前,用于惯性约束聚变研究的激光驱动器大多是高功率固体钨玻璃激光系统,比如在建的美国里弗莫尔实验室的国家点火装置(NIF)、法国里梅尔实验室的兆焦耳激光装置(LMJ)等。这些激光系统都采用了组合式片状放大器(MSA)多程放大结构,从而有效地提高整个系统的能量转换效率。但是这种片状增益介质工作方式给装置的冷却带来了很大困难,严重制约了装置的运行频率。因此,放大器热效应研究已得到了足够的重视<sup>[1~4]</sup>。这一问题大致

分为两种来考虑,一种是动态热畸变问题,一种是剩余热畸变问题。前者主要研究在氙灯抽运过程中,由于氙灯光和片内放大自发辐射(ASE)造成钨玻璃内的温度不均匀分布引起的瞬态热畸变问题;后者的研究内容是,装置在下次运行时,由于前次的剩余温度梯度附加引起的光束波前畸变,通过对这一问题的研究,可以利用合理而有效的冷却方案在尽可能短的周期内将钨玻璃片内的温度梯度和总体平均温度降到可以接受的水平,提高装置的运行频率,从而提高整个装置的效费比。

本文主要研究剩余热畸变问题,但是该模型同样适用于动态热效应的研究。神光 III 原型装置(TIL)的运行周期预定为 4 h/发,因此必须设计合理的冷却方案,使装置在运行之后 4 h 内钨玻璃片内

\* 国家 863-416 主题资助项目。

收稿日期 2000-01-10;收到修改稿日期 2000-03-10

剩余温度梯度引起的热畸变满足总体设计要求,并为自适应光学系统的预校正提供设计依据。

### 2 放大器热畸变模型

组合式片状放大器在工作过程中,氙灯抽运能量的绝大部分以热量的形式沉积在放大器的各个部件上,特别是氙灯壁、隔板玻璃和钨玻璃片等<sup>[1,2]</sup>;由于抽运腔的结构特性以及片内放大自发辐射加热钨玻璃片边缘包边的缘故,钨玻璃片内的初始温度分布也是不均匀的,因此,氙灯放电结束后,氙灯、隔板玻璃、钨玻璃片以及放大器腔内的其他部件之间通过对流、辐射和热传导等过程进行热量交换,建立热平衡态。

当钨玻璃片内存在温度梯度分布时,会引起片的机械变形和热应力分布,由于折射率是温度和应力的函数,  $n = n(T, \sigma)$ , 所以片的机械变形和折射率的改变使得钨玻璃片引入的光程(OPL)分布不均匀

$$OPL = \int n(x, y, z) dr(x, y, z) \quad (1)$$

$$n(x, y, z) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T}(T - T_0) + \frac{\partial n}{\partial \sigma} \cdot \sigma \quad (2)$$

式中  $n_0$  为钨玻璃片常温下的均匀折射率  $\partial n / \partial T$  为温度折射率系数  $\partial n / \partial \sigma$  为应力光学系数张量。因此为了确定光束的波前变化,必须确定温度、变形以及热应力的分布。

显然,在这一问题中温度是产生光束波前畸变的根本原因,而研究结果表明,热畸变的主要贡献来自片的热变形,因此确定片内的温度分布以及变形分布是十分重要的。本模型主要包括以下三个子模型,并已开发了相应的程序:(1)热传输模型(AMPHR3D):确定钨玻璃片的三维空间温度分布随时间的变化关系;(2)热弹性力学模型(ELAST3D):根据 AMPHR3D 计算的温度分布确定钨玻璃片的变形和应力分布;(3)光学模型(OPTICS):根据 AMPHR3D 和 ELAST3D 计算的温度  $T(x, y, z)$ , 变形  $\delta(x, y, z)$ , 应力  $\sigma(x, y, z)$  确定光束波前畸变,如图 1 所示。

#### 2.1 热传输模型

神光 III 原型装置所采用的组合式片状放大器的结构示意图如图 2 所示,图中只给出了一个口径的示意图,钨玻璃片的尺寸为 59 cm × 32 cm × 4 cm。我们已经开发了三维瞬态热传输有限元编码(AMPHR3D),对放大器的热传输问题作了仔细的研究<sup>[5]</sup>。该模型中考虑了氙灯箱的主动冷却,并将靠近片腔内侧的温度随时间变化的隔板玻璃表面作为钨玻璃片的辐射换热边界条件。钨玻璃片的热传输模型由下述标准的无源三维瞬态热传输方程来描述,初始时刻为抽运结束时刻

$$\begin{cases} \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho c} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \\ T(x, y, z, 0) = T_0(x, y, z) \\ -\kappa \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \Big|_{\Sigma_1} = h_r [T^4 \Big|_{\Sigma_1} - T_B^4(t)] \\ -\kappa \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \Big|_{\Sigma_2} = h_c (T \Big|_{\Sigma_2} - T_{gas}) \end{cases} \quad (3)$$

其中,  $\Sigma_1, \Sigma_2$  分别为钨玻璃片的抽运表面和边缘包边,  $\kappa, \rho, c$  分别为钨玻璃片的热传导系数、密度和定压热容,  $h_r$  为钨玻璃片抽运表面与隔板玻璃之间的辐射换热系数,  $h_c$  为钨玻璃片边缘包边处的对流换热系数,  $T_B(t)$  为隔板玻璃随时间变化的温度,  $T_{gas}$  为钨玻璃片边缘包边中冷却气体的温度。

钨玻璃片初始温度分布的计算采用了二维抽运腔光传输模型,利用光线追迹方法计算了氙灯抽运光在钨玻璃片片厚各层面上的分布,由于片腔内采用了上下反射器,因此假设片高度方向的初始温度分布是均匀的。钨玻璃片的侧部包边的初始温升约为 5°C,上下底部包边的初始温升约为 4°C。片抽运区域片厚方向的初始温升分布如图 3 所示。钨玻璃片的初始温度分布计算结果与文献 [1,3] 给出的结果基本一致。

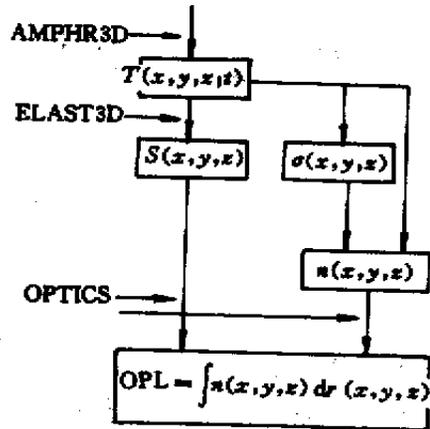


图 1 神光 III 原型装置主放大器热畸变模型

Fig.1 Model of thermal induced optical distortions for the main amplifier of SG-III prototype

根据原型装置对片状放大器的总体设计要求,放大器除满足增益及其均匀性要求外,还要求在预

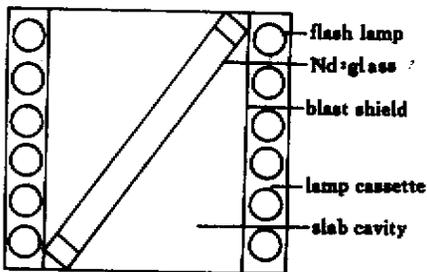


图 2 组合式片状放大器 4×1×1 模块示意图

Fig.2 Schematic of 4×1×1 module of multi-segment amplifiers

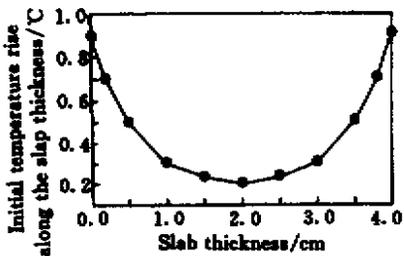


图 3 钕玻璃片抽运区域片厚方向的初始温升分布

Fig.3 Initial temperature rise above the ambient along the slab thickness over the pump area

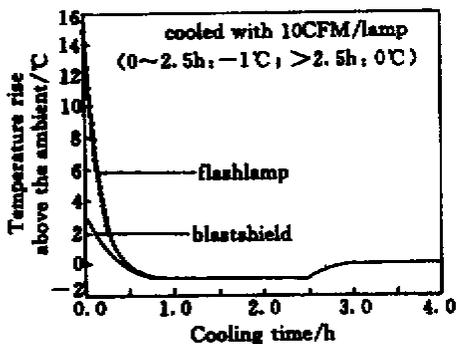


图 4 氙灯和隔板玻璃的温度随时间的变化关系

(图中, 1CFM =  $4.72 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ )

Fig.4 Time related temperature of the flashlamp and blastshield

(in the figure, 1CFM =  $4.72 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ )

定的 4 h 热恢复周期内,放大器的剩余热畸变不超过  $0.05\lambda/\text{片}/\text{程}$ ,根据目前 N31 钕玻璃片的参数,计算结果表明,这一设计指标对应的片内最大温度梯度应低于  $0.1^\circ\text{C}$ 。根据神光 III 原型装置的抽运参数,为氙灯箱提供  $0.28 \text{ m}^3/\text{min}/\text{灯}$  的冷却气流量以及对侧部包边进行主动冷却时,氙灯和隔板玻璃的温度时间关系如图 4 所示。同时对片边缘包边进行主动冷却时,钕玻璃片的平均温度随时间的变化关系如图 5 所示,而对应的热恢复 4 h 后钕玻璃片典

型的温度分布如图 6(a) 所示,其中钕玻璃片的厚度方向(厚度为 4 cm)温度分布已均匀。作为比较,图 6(b)给出了片边缘包边不存在主动冷却时,热

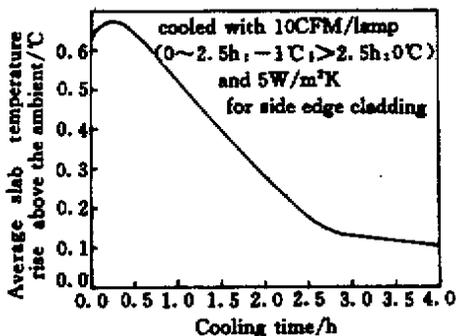


图 5 钕玻璃片平均温度随时间的变化关系(含包边)

Fig.5 Time related average temperature of the laser slab (including edge claddings)

恢复 4 h 后钕玻璃片典型的温度分布,同样片厚方向温度分布已均匀。

详细的热分析表明,片内温度梯度的恢复与片尺寸有较大关系,这主要归因于钕玻璃材料的导热性能较差,N31 钕玻璃材料的热导系数为  $0.614 \text{ W/}$

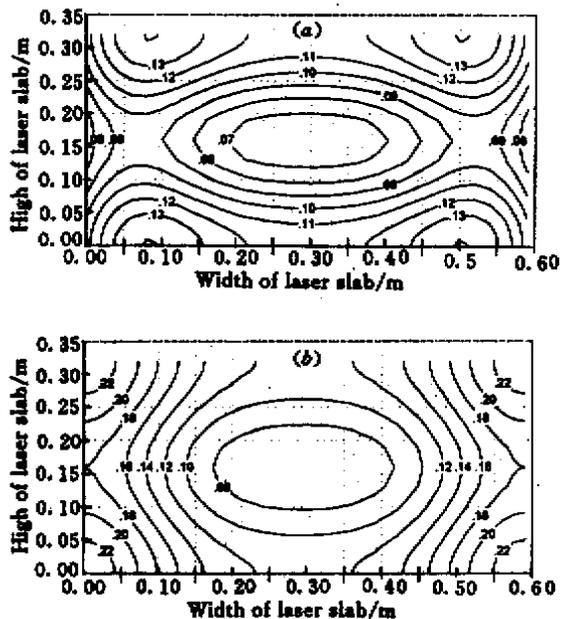


图 6 相同初始温度下,不同冷却条件对应的热恢复 4 h 之后钕玻璃片口径范围内典型的温度分布

(a) 灯箱 10CFM/灯 + 钕玻璃片包边冷却;(b) 灯箱 10CFM/灯

Fig.6 Typical temperature distributions over the aperture of the slab after 4 hours thermal recovery with the same initial temperature and different cooling conditions

(a) 10CFM/lamp for lamp cassette and active cooling for the slab side edge claddings;(b) 10CFM/lamp for lamp cassette

mK。对单口径片状放大器(SSA)的热分析表明,在同样的初始温度下,只对氙灯箱提供相同的冷却条件就基本能够满足热恢复要求,SSA的片尺寸参数为 48.6 cm × 24.6 cm × 3.85 cm。

### 2.2 热弹性力学模型

由于钽玻璃片内存在一定的温度(梯度)分布,而固体弹性材料不可能发生完全自由的三维热膨胀,因此必须根据力学边界条件或者合适的约束条件来确定钽玻璃片的变形以及热应力分布。文献[6,7]曾将此问题简化为“平面应力问题”或“平面应变问题”来考虑,但是根据原型装置主放大器中的钽玻璃片结构参数(59 cm × 32 cm × 4 cm)以及力学边界条件来看,这样的简化是不合适的,特别是温度分布不均匀时。因此我们开发了三维热弹性力学有限元编码(ELAST3D)根据 AMPHR3D 计算的三维温度场分布,利用 ELAST3D 就可以得到钽玻璃片的机械变形和应力分布。

值得说明的是,由于片内的温度是随时间改变的,因此原则上讲,这是一个弹性动力学问题,需要确定钽玻璃片的变形和应力随时间的变化过程。但是分析表明,由于整个过程钽玻璃片内的温升和温度梯度都较小,而且热传输是一个慢过程,因此可以将这一动力学问题很好地近似为一个稳态问题(边值问题)。标准的热弹性力学的边值问题由下述方程控制

$$\begin{cases} L^T \cdot \sigma + g = 0 \\ \epsilon = L \cdot u \\ \sigma = D \cdot (\epsilon - \epsilon_0) \\ \Sigma \cdot n|_s = -K_\infty(u|_s - u_\infty) \end{cases} \quad (4)$$

式中

$$L = \begin{bmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ 0 & \partial/\partial y & 0 & \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \\ 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix}^T$$

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{zy} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\sigma = [\sigma_x \quad \sigma_y \quad \sigma_z \quad \tau_{yz} \quad \tau_{zx} \quad \tau_{xy}]^T$$

$$\epsilon = [\epsilon_x \quad \epsilon_y \quad \epsilon_z \quad \gamma_{yz} \quad \gamma_{zx} \quad \gamma_{xy}]^T$$

$$\epsilon_0 = [\alpha_x \quad \alpha_y \quad \alpha_z \quad 0 \quad 0 \quad 0]^T \cdot \Delta T$$

$$u = [u_x \quad u_y \quad u_z]^T$$

$$n = [n_x \quad n_y \quad n_z]^T$$

另外,  $D$  和  $K_\infty$  分别为材料常数矩阵和第三类弹性支撑边界条件中外界接触体的弹性刚度系数矩

阵,  $g$  为钽玻璃片的体力密度。

### 2.3 光学模型

在无应力、变形情况下,立方晶体材料或各向同性的钽玻璃材料的折射率满足下述折射率球方程

$$\sum_i B_{ii} x_i^2 = 1 \quad i = 1, 2, 3 \quad (5)$$

式中  $B_{ii} = 1/n_i^2 = 1/n_0^2$ , 当存在应力时折射率方程变为一个椭球方程

$$\begin{aligned} B_1 x_1^2 + B_2 x_2^2 + B_3 x_3^2 + 2B_4 x_2 x_3 + \\ 2B_5 x_1 x_3 + 2B_6 x_1 x_2 = 1 \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $B_{1,2,3} = B_0 + \delta B_{1,2,3}$ ,  $B_{4,5,6} = \delta B_{4,5,6}$

张量  $B$  由下述方程确定

$$\begin{bmatrix} \delta B_1 \\ \delta B_2 \\ \delta B_3 \\ \delta B_4 \\ \delta B_5 \\ \delta B_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix} \quad (7)$$

式中  $\pi_{ij}$  是在材料主轴坐标系下定义的压光系数,对于各项同性钽玻璃材料,虽然主轴方向任意,但是上述方程已表明,此时的主坐标系就是求解应力时所定义的坐标系,钽玻璃片的宽度、高度、厚度方向分别为  $x, y, z$  轴。

考察水平方向偏振的激光束以布儒斯特角入射至钽玻璃片时的情形,如图 7 所示。

显然,当光束以布儒斯特角入射时,  $\varphi_B + \varphi = \pi/2$ 。  $\delta B$  和变形的变换关系分别为

$$\delta B' = A^T(\varphi) \cdot \delta B \cdot A(\varphi) \quad (8)$$

$$dr' = A(\varphi) \cdot dr \quad (9)$$

式中变换矩阵  $A$  为

$$A(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (10)$$

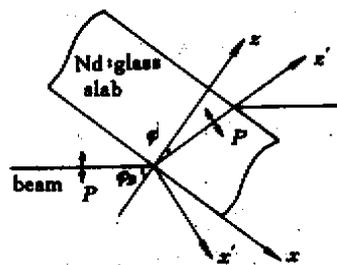


图 7 水平偏振以布儒斯特角入射至钽玻璃片的激光束

Fig.7 Horizontally polarized laser beam incident on the

Nd:glass slab with Brewster angle

因此

$$\delta B_1' = \delta B_1 \cos^2 \varphi + 2\delta B_3 \sin \varphi \cos \varphi + \delta B_3 \sin^2 \varphi \quad (11)$$

$$dz' = dx \cdot \sin \varphi + dz \cdot \cos \varphi \quad (12)$$

同时考虑折射率随温度的变化之后,最后得到铍玻璃片存在温度和应力时折射率变为

$$n(x', y', z') = n_0 + \beta \cdot T(x', y', z') - \frac{1}{2} n_0^3 \delta B_1'(x', y', z') \quad (13)$$

式中  $\beta$  为铍玻璃材料的折射率温度系数。因此,光束在铍玻璃片中的光程为

$$OPL = \int_0^l n(x', y', z') dz'(x', y', z') \quad (14)$$

式中  $l' = \sqrt{n_0^2 + 1} \cdot (l_0/n_0)$ ,  $l_0$  为铍玻璃片的厚度。

### 3 计算结果与讨论

对应于图 6(a) 所示的铍玻璃片的温度分布(此时片内最大温差为  $0.08^\circ\text{C}$ ),水平偏振的激光束以布儒斯特角入射至铍玻璃片之后,在  $29\text{ cm} \times 29\text{ cm}$  的净通光口径范围内铍玻璃片引入的光程差分布(即光束波前畸变)如图 8(a) 所示,最大畸变量约为  $0.047\lambda$  ( $\lambda = 1.053\ \mu\text{m}$ )。铍玻璃片的热传输分析表明,由于片边缘包边的温度较高,因此优化的热恢复过程应该是对边缘包边直接冷却,最终片的最高温度区域不再是片的角部包边,而是抽运区域的边缘(如图 6(a) 所示)。对应的铍玻璃片的最大热畸变也相应地出现在该区域(如图 8(a) 所示)。该结果表明,在此冷却条件下,光束口径可以充分地填充整个铍玻璃片范围而不受限制。与此对应,片边缘包边没有主动冷却时,热恢复 4 h 后铍玻璃片内的最大温差约为  $0.17^\circ\text{C}$ ,片的最高温度区域为片的角部包边,如图 6(b) 所示;对应的光束波前畸变如图 8(b) 所示。显然,要满足  $0.05\lambda$ /片/程的要求,光束口径应限制在  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  以内,显然这不能满足原型装置的总体设计要求。

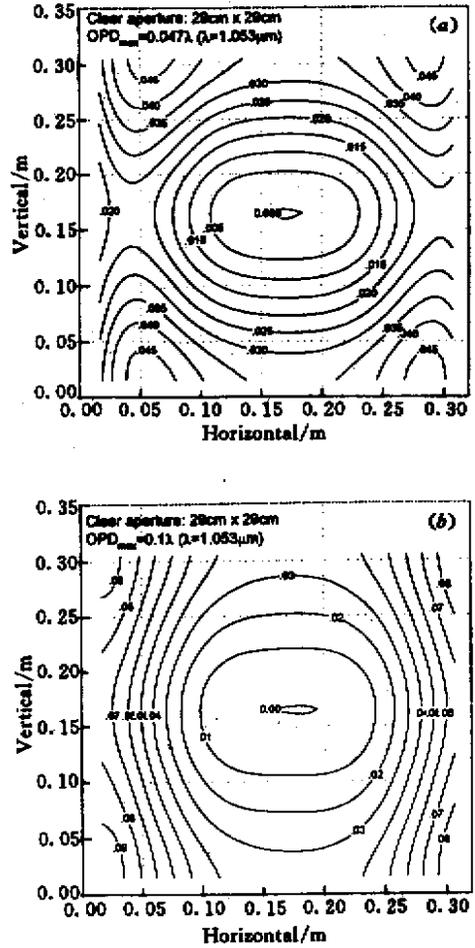


图 8 热恢复 4 h 之后铍玻璃片净口径  $29\text{ cm} \times 29\text{ cm}$  范围内的光程差分布

- (a) 铍玻璃片的温度分布对应于图 6(a);
- (b) 铍玻璃片的温度分布对应于图 6(b)

Fig.8 Distribution of the optical path difference over the slab clear aperture ( $29\text{ cm} \times 29\text{ cm}$ ) after 4 hours thermal recovery, in which the temperature distributions of the slabs are corresponding to Fig.6(a) and Fig.6(b), respectively

文献 7 给出了理想的“无热效应”铍玻璃材料的概念,即:  $\delta = dn/dT + (n_0 - 1)\alpha \approx 0$  对应的光程差(OPD)分布为  $\text{OPD} = \delta \cdot L \cdot \Delta T$  其中  $n_0$ ,  $dn/dT$ ,  $\alpha$ ,  $L$ ,  $\Delta T$  分别为铍玻璃材料的折射率、折射率温度系数、线热膨胀系数、光束几何程长、光束口径上的温度差,这一概念表明  $dn/dT$  约为  $\alpha$  的一半时(实际应用中前者通常取为负值)铍玻璃材料的热畸变非常小。但是从三维热弹性力学计算的结果来看,这一概念只适用于棒状放大器,此时增益介质在光束方向(比如  $z$  轴)的尺寸远大于横向尺寸,因此  $z$  方向的热变形能够表征片的变形对光束波前畸变的贡

献;对于目前广泛采用的片状增益介质,由于片的厚度(光束方向)远小于片的横向尺寸,因此不能简单地用  $\alpha \cdot \Delta T \cdot L$  来近似表征钽玻璃片在厚度方向的变形。计算结果表明,厚度方向的实际变形要比上述近似大几倍甚至更多。因此,片状放大器热畸变是一个完全意义上的全三维的热、弹性、光学问题。

计算过程中发现,温度、变形和应力三者对光束波前畸变的影响有显著的差异;其中,热变形对光束波前畸变的贡献最大,这与文献 2 给出的研究结果相一致。为此,我们重点考察了钽玻璃材料的一个重要的热光学参数——热膨胀系数与光束热波前畸变之间的关系。研究结果表明,在片内温度梯度一定的条件下,光束波前畸变与钽玻璃材料的线性热膨胀系数基本呈线性关系,如图 9 所示。因此为了减轻激光装置热恢复的压力,提高运行频率,应尽可能使用低膨胀系数的激光增益介质。

另一方面,根据胡克定律,弹性材料的应力与变

形成正比,  $\sigma = D \cdot \epsilon$ ,其中  $D$  为材料常数。因此,虽然热应力对光束波前畸变的贡献相对较小,但是热应力导致的光束退偏,从而导致能量损耗却比较严重,这里不再展开讨论。因此,同样要求放大器系统中使用低膨胀系数的激光增益介质。

致谢 在程序调试和钽玻璃片力学分析方面,作者与中国工程物理研究院科技信息中心余泳、中国工程物理研究院结构力学研究所肖世富博士进行了有益的讨论,在此向他们表示感谢。

参 考 文 献

- 1 D. L. Brown, C. T. Mannell. Thermal analysis of the large close packed amplifiers in the National Ignition Facility (NIF). UCRL-JC-120211, 1995
- 2 S. Sutton, C. Marshall, C. S. Petty *et al.*. Thermal recovery of NIF amplifiers. *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, SPIE, 1997, **3047** 560 ~ 570
- 3 S. Sutton, A. Erlandson, R. London *et al.*. Thermal recovery of the NIF amplifiers. *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, SPIE, 1998, **3492** 665 ~ 675
- 4 Ph. Arnoux, G. Le Touze, J. P. Caltagirone *et al.*. Thermal recovery of LMJ amplifiers. *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, SPIE, 1998, **3492** 660 ~ 664
- 5 Yu Haiwu, Zheng Wanguo, He Shaobo *et al.*. Numerical simulation of thermal recovery of the multi-segment amplifiers. *High Power Lasers and Particle Beams* (强激光与粒子束), 2000, **12**(4) 411415 (in Chinese)
- 6 A. Kh. Pergament, N. A. Marchenko, V. I. Pavlov. Modeling of thermo-optical distortions in slabs under non-uniform loading conditions. *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, SPIE, 1997, **3047** 560 ~ 570
- 7 M. E. Zhabotinskii, N. E. Alekseev, V. P. Gapontsev *et al.*. Laser phosphate glasses. UCRL-TRANS-11817, DE83007517, 1983

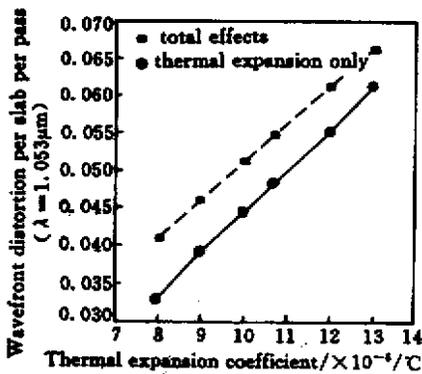


图 9 光束热波前畸变与增益介质线性热膨胀系数之间的关系

(● 变形、温度、应力总效应; ■ 仅为热膨胀效应)

Fig.9 Relationship between the thermo-optical distortion and the linear thermal expansion coefficient of the laser gain medium