

# 高功率固体激光系统棒状放大器的热畸变理论\*

张华 黄国松 徐世祥 高艳霞 范滇元

(中国科学院上海光机所高功率激光物理国家实验室 上海 201800)

**提要** 建立了从棒状放大器能量沉积分布研究其热畸变理论的计算机模拟程序。可以计算棒状放大器泵浦期间和泵浦结束之后冷却过程中激光棒内的温度分布、应力分布、折射率分布以及激光束的退偏量、平均光束发散角和位相畸变。用哈特曼网格法测量了氙灯泵浦对激光波面的影响以及放大器的冷却过程,测量结果与计算结果一致。

**关键词** 温度分布,应力分布,折射率分布,退偏量,位相畸变

## 1 引言

高功率钕玻璃放大器在工作过程中,激光介质要吸收泵浦能量而产生大量的热。由于光泵的不均匀性以及冷却过程造成的热效应,使透射激光束的波面发生畸变和偏振态的显著破坏,对光束质量有很大影响。尽管在激光发展的早期就有许多工作研究了激光器的热畸变问题,但是无论是研究对象的规模还是研究的深度和精度,都不能满足惯性约束聚变(ICF)的发展要求。近年来,国际上一些著名实验室,如美国里弗莫尔国家实验室等在“国家点火装置”(NIF)的设计中继续深入研究了这一课题<sup>[1,2]</sup>。

本文建立了从能量沉积分布研究棒状放大器热畸变理论的计算机模拟程序。并用此程序研究了放大器内的应力分布、折射率分布、平均光束发散角、退偏量和激光波面的畸变,计算结果与用哈特曼网格法在该装置上测量得到的结果是一致的。同时研究了冷却过程中棒内的温度分布,导出棒状放大器基本冷却所需时间的近似计算公式,与实验结果基本上是一致的。

## 2 棒状放大器的温度分布

### 2.1 热传导方程

忽略激光棒通光端面的热交换,将棒视为无限长;并近似地认为温度分布沿切向是均匀的。设其半径为 $r_0$ ,泵浦在单位时间内输入到单位体积内的热量为 $A$ ,棒的导热系数为 $\kappa$ ,热扩散系数为 $\alpha$ ,表面与冷却水接触,表面热交换系数为 $h$ 。棒的初始温度为零,冷却水的温度也为零。则热传导方程为

\* 国家高技术 863-416 主题资助项目。

收稿日期: 1997-05-19; 收到修改稿日期: 1997-07-14

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{A}{\kappa} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

初始条件  $T(r, t) = 0, \quad t = 0 \quad (2)$

边界条件  $\frac{\partial T}{\partial r} + HT = 0, \quad r = r_0, t \geq 0 \quad (3)$

式中  $H = h/\kappa, T(r, t)$  为温度分布。表 1 给出了  $N_{21}$  型钕玻璃的热物理参数。

表 1  $N_{21}$  型钕玻璃的热物理参数

Table 1 The physical parameters of  $N_{21}$  Nd:glass

index of refraction	$n$	1.564966	
index of refraction with temperature coefficient	$\beta$	$-4.9 \times 10^{-6}$	1/°C
stress thermal optic coefficient	$P$	$0.8 \times 10^{-6}$	1/°C
stress birefringence coefficient	$Q$	$0.7 \times 10^{-6}$	1/°C
thermal optic coefficient	$W$	$1.145 \times 10^{-6}$	1/°C
thermal conductivity	$\kappa$	$5.6 \times 10^{-3}$	W/cm · °C
specific heat	$c$	0.75	J/g · K
mass density	$\rho$	3.4	g/cm <sup>3</sup>
surface heat transfer coefficient	$h$	0.6 <sup>[3]</sup>	W/cm <sup>2</sup> · K
heat diffusivity	$a$	0.003	cm <sup>2</sup> /s

## 2.2 泵浦期间的温度分布

在一般情况下,氙灯泵浦期间激光介质吸收的能量  $A$  是坐标和时间的函数。对于单次脉冲泵浦,光泵时间很短,一般只有几百个微秒,在如此短的时间内用杜美哈尔定理求解热传导方程得到它的收敛解是非常困难的。文献[3]用拉普拉斯变换得到了一种简单情况下泵浦期间温度分布的小时间解,结果表明:对于单次脉冲工作的棒状放大器,在泵浦期间激光棒的 99% 范围内可以不考虑热传导效应,光泵的能量沉积分布反映了激光棒内的温度分布,棒内的温度分布与泵浦能量沉积的分布是完全一致的。

用文献[4]中的方法计算得到泵浦能量沉积的分布,经多项式拟合后可以得到温度的分布函数

$$T(r) = \Delta T \sum_{n=0}^m a_n (r - z)^n \quad (4)$$

$\Delta T$  为棒中心温度的变化,  $m$  为拟合的级数,在计算中  $m$  取 4 就可以得到较好的结果。图 1(a) 给出了  $\phi 40$  mm 和  $\phi 70$  mm 棒状放大器计算得到的归一化温度分布和经拟合之后的结果,这里忽略了温度沿切向分布的不均匀性。(4)式满足条件

$$Q_0 = \frac{2\rho c}{r_0^2} \Delta T \int_0^{r_0} \sum_{n=0}^m a_n (r - z)^n r dr \quad (5)$$

$Q_0 = \eta_u P_{in}$  为棒单位体积内吸收的平均热量,  $r_0$  为棒的半径,  $P_{in}$  为泵浦功率密度,对神光 II 装置上  $\phi 40$  mm 和  $\phi 70$  mm 放大器其值分别为  $70$  J/cm<sup>3</sup> 和  $40$  J/cm<sup>3</sup>,  $\eta_u$  为发热效率,本文中取为 0.1。图 1(b) 给出了由(4)式计算得到的这两种棒状放大器泵浦结束时的温度分布。

## 2.3 冷却过程中的温度分布

在泵浦结束之后钕玻璃内没有热源,用分离变量法得到冷却过程中热传导方程(1)的解

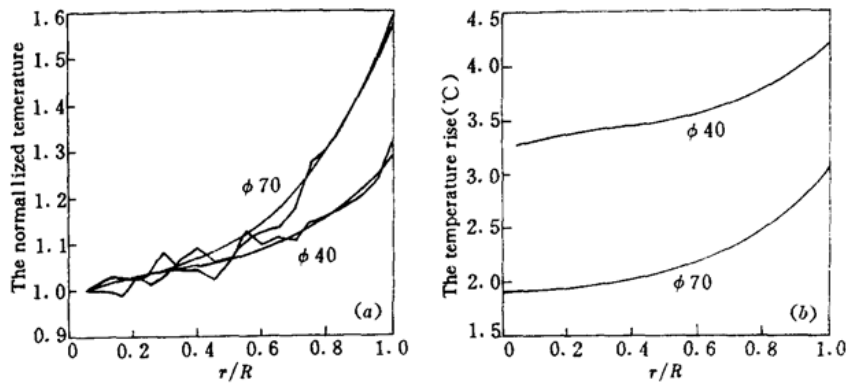


图 1 棒状放大器内泵浦引起的温度分布

(a) 用蒙特卡罗方法计算的棒状放大器归一化温度分布和经拟合之后的结果; (b) 泵浦结束时的温度变化分布

Fig. 1 The distribution of pumping induced temperature rise in the rod amplifier

(a) The comparison between the calculated temperature distribution

by Monte Carlo and the best fit curve as a function of normalized radius  $r/R$ ;

(b) The temperature distribution in the rod amplifiers of diameter 40 mm and 70 mm as a function of normalized radius  $r/R$

$$T(r, t) = \frac{2}{r_0^2} \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\alpha \beta_m^2 t} \frac{\beta_m^2 J_0(\beta_m r)}{(\beta_m^2 + H^2) J_0^2(\beta_m r_0)} \int_0^{r_0} r T(r, 0) J_0(\beta_m r) dr \quad (6)$$

式中  $T(r, 0)$  为冷却过程开始时的温度, 可以由(4)式得到。 $\beta_m$  是本征方程

$$\beta_m r_0 J_1(\beta_m r_0) = B J_0(\beta_m r_0) \quad (7)$$

的根,  $B = Hr_0$  为无量纲参数, 方程(7)的解有表可查。当  $B$  比较大时  $B \geq 20$ , 即在比较强的冷却条件下, (6)式中分母趋于零, (6)式由下式取代

$$T(r, t) = \frac{2}{r_0^2} \sum_{m=1}^{\infty} \exp(-\alpha \beta_m^2 t) \frac{J_0(\beta_m r)}{J_1^2(\beta_m r_0)} \times \int_0^{r_0} r T(r, 0) J_0(\beta_m r) dr \quad (8)$$

由(6)式可知, 当  $t > t_b = \frac{1}{\alpha \beta_1^2}$  时, 其中各项均已衰减到初始温度的  $1/e$  以下,  $t_b$  定义为棒的特征时间。棒的表面温度近似为零, 因此只要棒中心的温度降到初始温度的  $1/e$ , 棒内的温差就很小。为了得到更加简单明确的  $t_b$  表达式, 定义  $\tau = r_0^2/\alpha$  为棒的热时间常数, 则  $t_b$  可表示为

$$t_b = \frac{\tau}{(\beta_1 r_0)^2} \quad (9)$$

上式中  $\beta_1 r_0$  是方程(7)的解, 当参数  $B > 50$  时,  $\beta_1 r_0$  近似与  $B$  无关,  $\beta_1 r_0 \approx 2.4$ 。棒状放大器的表面热交换系数一般大于  $0.3 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{K}^{[5]}$ , 对于  $\phi 20 \text{ mm}$  棒状放大器  $B$  的最小值为 53, 所以特征时间与棒的热时间常数成正比, 表 2 给出了三种不同口径的棒状放大器的特征时间。

表 2 棒状放大器的特征时间

Table 2 The eigen time  $t_b$  of rod amplifiers

$r_0$ (mm)	10	20	35
$t_b$ (min)	1.0	4.0	11.8

冷却过程的快慢限制着装置的使用效率, 利用(6)和(8)式计算了神光 II 装置上几种棒状

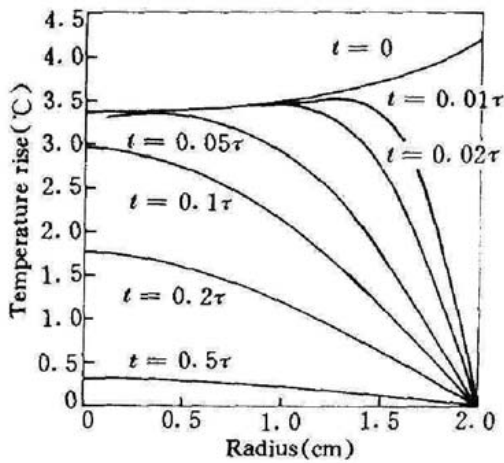


图 2  $\phi 40$  mm 棒状放大器在冷却过程中的温度分布

Fig. 2 Temperature profile of a rod amplifier during the thermal recovery.  $\tau$  is the thermal time constant,  $\tau = 23$  minutes

放大器在冷却过程中的温度分布,图 2 给出了  $\phi 40$  mm 棒状放大器的计算结果。冷却开始时棒边缘区域的温度高于中心的温度,棒在总体上呈现出负透镜效应。约两分钟之后边缘区域的温度开始低于棒中心的温度,棒在总体上开始呈现正透镜效应。当冷却时间达到棒热时间常数的一半时,棒中心的温度可降到初始温度的百分之十以下,对于  $\phi 20$  mm,  $\phi 40$  mm 和  $\phi 70$  mm 的放大器这个时间分别为 3 min, 12 min 和 34 min。在棒状放大器的实验中,每间隔 20 min 左右发射一次不会引起明显的光束畸变,与表 2 中的计算结果是一致的。

我们用哈特曼网格法测量了神光 II 装置上几种棒状放大器在冷却过程中激光波面的位相畸变和曲率半径,由此计算热焦距随时间的变化。图 3 给出了  $\phi 40$  mm 棒状放大器的实验测量结果,图 3 (a), (b)

分别对应于冷却时间为 15 s, 2 min 时激光位相畸变图,可见在冷却过程的开始棒呈负透镜效应,随着冷却过程的进行,位相畸变越来越小。在第 15 s, 2 min 和 12 min 时测量得到的热焦距值分别为  $-793$  m,  $-1058$  m 和  $9770$  m, 在 12 min 时棒的大部分区域热畸变基本消除。上面的计算结果表明在第 12 min 时棒中心的温度降到初始温度的百分之十以下,因此理论计算与实验结果是一致的。

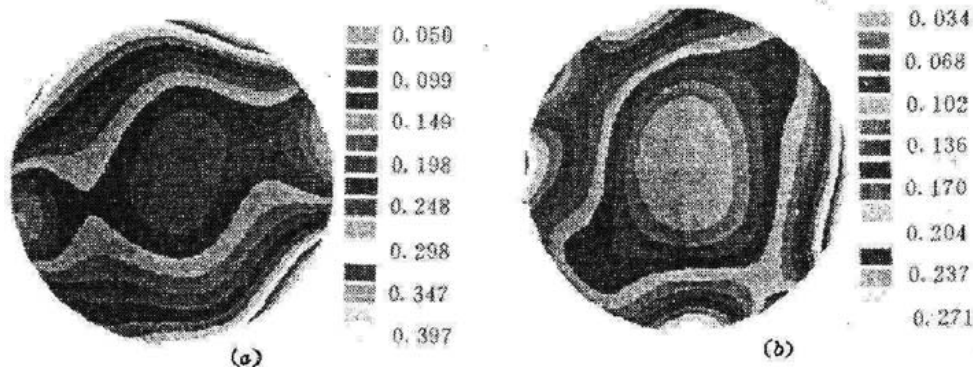


图 3  $\phi 40$  mm 棒状放大器在冷却过程中激光位相畸变的实验测量结果, (a)  $t = 15$  s, (b)  $t = 2$  min

Fig. 3 The phase aberration of a rod amplifier of diameter 40 mm at different time during the thermal recovery

(a)  $t = 15$  s, (b)  $t = 2$  min

### 3 棒状放大器的热畸变理论

泵浦引起的热效应包括热透镜和热致双折射,对于连续泵浦和重复脉冲泵浦工作的激光器件具有比较显著的热透镜效应,很多文献已经作了比较深入的研究。对于单次脉冲泵浦而且不是全口径工作的钕玻璃放大器而言,热透镜效应并不是主要作用,热致双折射引起的退偏却非常重要,因此本文着重研究应力分布、折射率变化、位相畸变和激光束的退偏等问题。

#### 3.1 应力分布和折射率变化

泵浦引起的温度变化和泵浦不均匀性引起的温度梯度均导致激光介质折射率的改变。设

棒的初始温度为零度, 则折射率的变化为

$$\Delta n = \beta_r T + \frac{\partial n}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial T} T \quad (10)$$

式中  $\beta_r$  为玻璃的折射率温度系数,  $T$  为温度变化,  $\sigma$  为由温度梯度产生的热应力。(10) 式等号右边第一项是温度变化直接产生的折射率改变, 第二项是热应力引起的折射率变化。根据光弹性理论折射率沿径向和切向两个偏振方向的变化是不一样的, 分别为<sup>[6]</sup>

$$\begin{aligned} \Delta n_r &= \beta_r T + c_1 \sigma_{rr} + c_2 (\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz}) \\ \Delta n_\theta &= \beta_r T + c_1 \sigma_{\theta\theta} + c_2 (\sigma_{rr} + \sigma_{zz}) \end{aligned} \quad (11)$$

$c_1, c_2$  为玻璃的应力光学系数,  $\sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}, \sigma_{zz}$  分别为激光棒在柱坐标系中的三个热应力分量, 在轴对称温度分布下热应力分量为

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(r) &= \frac{\kappa}{2M_s} [\bar{T} - T(r)] \\ \sigma_{\theta\theta}(r) &= \frac{\kappa}{2M_s} [\bar{T} + \overline{T(r)} - 2T(r)] \\ \sigma_{zz}(r) &= \frac{\kappa}{M_s} [\bar{T} - T(r)] \end{aligned} \quad (12)$$

上式中  $\bar{T} = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} r T(r) dr$ ,  $\overline{T(r)} = \frac{2}{r^2} \int_0^r r T(r) dr$ ,  $M_s$  为材料的品质因素, 利用(11)和(12)式得到棒状放大器的折射率热变化

$$\begin{aligned} \Delta n_r &= \beta_r \bar{T} + P[T(r) - \bar{T}] + Q[T(r) - \overline{T(r)}] \\ \Delta n_\theta &= \beta_r \bar{T} + P[T(r) - \bar{T}] - Q[T(r) - \overline{T(r)}] \end{aligned} \quad (13)$$

$P$  为应力热光系数, 表示应力引起的各向同性折射率的变化;  $Q$  为应力双折射系数, 描述了热应力引起的双折射效应。图 4 是由温度分布用(12)式计算得到的  $\phi 40 \text{ mm}$  棒状放大器的应力分布。图 5 用(13)式计算得到的  $\phi 40 \text{ mm}$  棒状放大器的折射率变化分布, 对于径向偏振光棒中心与边缘的折射率变化差值为  $0.9 \times 10^{-6}$ , 对于切向偏振光差值为  $0.4 \times 10^{-6}$ , 可见, 泵浦的

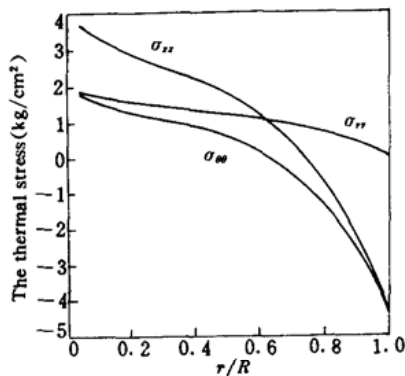


图 4  $\phi 40 \text{ mm}$  棒状放大器的热应力分布的计算结果

Fig. 4 The thermal stress distribution in the rod amplifier of diameter 40 mm as a function of normalized radius  $r/R$

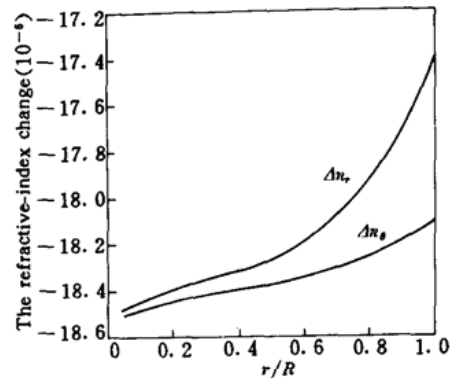


图 5  $\phi 40 \text{ mm}$  棒状放大器的折射率变化分布的计算结果

Fig. 5 The distribution of refractive-index change in the rod amplifier of diameter 40 mm as a function of normalized radius  $r/R$

径向不均匀性使得放大器起一个负透镜作用。

### 3.2 激光束的退偏

应力双折射使通过放大器的激光产生退偏,线偏振光通过放大器后呈现椭圆偏振,对于放在两平行的偏振器和检偏器之间的放大器,透射强度与入射强度的比值为

$$\frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = 1 - \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} \sin^2 \frac{\delta}{2} r dr \quad (14)$$

$\delta$  为出射光沿径向和切向偏振光的位相差,取决于放大器中的热应力分布和玻璃的应力双折射系数  $Q$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} L (\Delta n_r - \Delta n_t) \quad (15)$$

这样就可以计算激光通过放大器后的退偏量,表 3 给出了  $\phi 40 \text{ mm}$  和  $\phi 70 \text{ mm}$  棒状放大器不同通光口径时退偏量的计算结果。在实验中估计  $\phi 70 \text{ mm}$  放大器的退偏量在 10% 以内,精确地测量放大器的退偏量是我们下一步工作的目标。

表 3 两种棒状放大器退偏量的计算结果

Table 3 The calculated depolarization of two rod amplifiers at different optical radii

optical radii	$0.8r_0$	$0.85r_0$	$0.9r_0$	$0.95r_0$	$r_0$
$\phi 40 \text{ mm}$	1.6%	2.2%	3.1%	4.3%	5.8%
$\phi 70 \text{ mm}$	2.5%	3.6%	5.1%	6.9%	9.3%

### 3.3 位相畸变和光束发散角

考虑到激光棒随温度变化的线性热膨胀,总的光学畸变为

$$\begin{aligned} \Delta S_r &= L \{ W \bar{T} + P [T(r) - \bar{T}] + Q [T(r) - \overline{T(r)}] \} \\ \Delta S_t &= L \{ W \bar{T} + P [T(r) - \bar{T}] - Q [T(r) - \overline{T(r)}] \} \end{aligned} \quad (16)$$

$W$  为无热应力时玻璃的热光系数,  $\Delta S_r$ ,  $\Delta S_t$  分别为沿径向和切向偏振光的光程变化。

利用 Helmholtz-Kirchhoff 理论,忽略衍射效应,对温度分布径向对称的棒状放大器,光束通过之后的平均发散角为

$$\Delta \phi = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{dS(r)}{dr} r dr \quad (17)$$

$S(r)$  为光程沿径向的分布,由(13)式得

$$\Delta \phi_r = (P + Q) \frac{2L_0}{r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{dT(r)}{dr} r dr - Q \frac{2L_0}{r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{d\overline{T(r)}}{dr} r dr \quad (18a)$$

$$\Delta \phi_t = (P - Q) \frac{2L_0}{r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{dT(r)}{dr} r dr + Q \frac{2L_0}{r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{d\overline{T(r)}}{dr} r dr \quad (18b)$$

图 6 (a) 是用(16)式计算的  $\phi 40 \text{ mm}$  棒状放大器光程变化分布。对于径向偏振光棒中心与边缘的光程变化差值为  $0.39 \mu\text{m}$ , 对于角向偏振光差值为  $0.13 \mu\text{m}$ , 总的畸变相当于半个波长, 在 60% 口径内位相畸变为四分之一一个波长。图 6 (b) 是用哈特曼网格法测量得到的  $\phi 40 \text{ mm}$  棒状放大器 60% 口径内的位相畸变图, 去除个别点以外, 大部分范围内位相畸变为四分之一一个波长, 与图 6 (a) 的计算结果是一致的。利用(18)式计算得到  $\phi 40 \text{ mm}$  放大器沿径向和切向的光束平均发散角分别为  $1.58 \times 10^{-5} \text{ rad}$  和  $4.96 \times 10^{-6} \text{ rad}$ 。

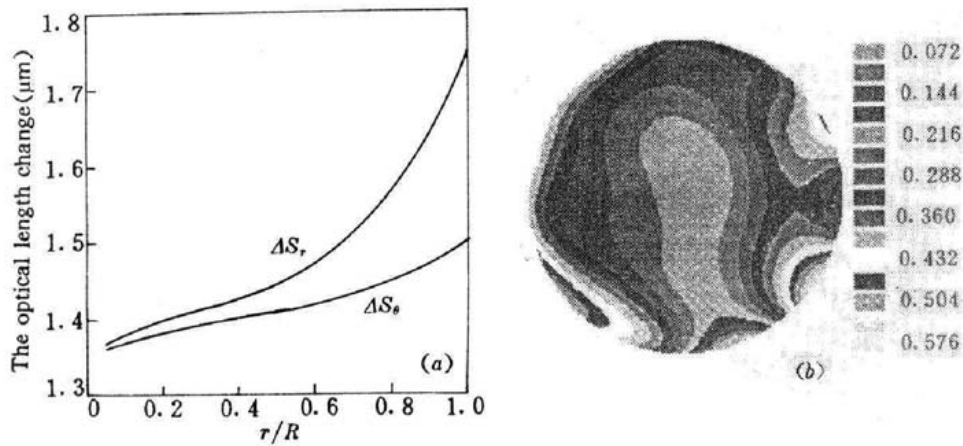


图 6  $\phi 40$  mm 棒状放大器光程变化分布

(a) 计算结果; (b) 哈特曼网格法测量得到的 60% 口径内的位相畸变图

Fig. 6 (a) The phase aberration as a function of normalized radius  $r/R$  in the rod amplifier of diameter 40 mm; (b) The phase aberration of a rod amplifier of diameter 40 mm in the 60% diameter measured with Hartmann wavefront sensor

### 参 考 文 献

- 1 Steven B. Sutton, Georg F. Albrecht. Thermal management in inertial fusion energy slab amplifiers. *SPIE*, 1995, 2633 : 272~281
- 2 M. D. Rotter, R. W. McCracken, A. C. Erlandson. Thermal recovery on multi-segment amplifiers. *SPIE*, 1995, 2633 : 71~81
- 3 林福成, 张珊珊. 激光棒中温度分布的时间特性. *激光*, 1982, 9(8) : 501
- 4 张 华, 徐世祥, 范滇元. 用蒙特卡罗方法计算棒状放大器内的泵浦能量分布. *光学学报*, 1997, 17(12) : 1601~1608
- 5 W. Koechner. Transient thermal profile in optically pumped laser rod. *J. Appl. Phys.*, 1973, 44(7) : 3162
- 6 黄国松, 周 峰, 顾绍庭 等. 钕玻璃圆筒激光器的热畸变. *物理学报*, 1990, 39(3) : 367

## The Thermal Distortion Theory of the Rod Amplifier in the High-power Solid Laser System

Zhang Hua Huang Guosong Xu Shixiang Gao Yianxia Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** A model program is established to investigate the thermal distortion of the Nd: glass rod amplifier from its deposited energy distribution. This program can be used to calculate the temperature profile, stresses distribution, refractive index distribution, depolarization and phase aberration during the pumping and the cooling down processes. The influence of the pumping on laser wavefront has been measured with a Hartmann wavefront sensor. Meanwhile, the transient temperature profile has also been measured by the Hartmann wavefront sensor. The experiment is in good agreement with the calculation.

**Key words** temperature profile, stresses distribution, refractive index distribution, depolarization, phase aberration