

# 掺杂浓度和初始温度对热容激光器应力分布的影响\*

成 华<sup>1,2</sup> 钟 鸣<sup>2</sup> 吕百达<sup>1</sup>

(1 四川大学激光物理与化学研究所, 成都 610064)

(2 西南技术物理研究所, 成都 610041)

**摘 要** 建立了闪光灯抽运热容型钕玻璃棒状激光器的模型, 计算并分析了棒内的温度和应力分布. 结果表明, 棒的掺杂浓度和初始温度对热容激光器的应力分布有影响. 所得结果对热容激光器的设计、安全运行和运行成本的降低有实际应用意义.

**关键词** 高功率固体激光器; 热容激光器; 掺杂浓度; 初始温度; 应力分布; 光线追迹法

**中图分类号** TN248 **文献标识码** A

## 0 引言

固体热容激光器<sup>[1,2]</sup>是近几年以来美国大力发展的一种新型的高平均功率固体激光器, 它采用了一种新颖的热管理方式, 即抽运阶段激光介质与外界绝热, 抽运结束后再对激光介质进行冷却, 抽运过程与冷却过程是分开的. 在这种新颖的热管理方式下, 激光器的热效应也与在常规热管理方式<sup>[3~7]</sup>下不同. 抽运开始时介质的最低温度在理论上由低温热容效应限制, 抽运结束时介质的最高温度由能级粒子数再分配效应决定. 对于以钕离子为掺杂离子的介质, 最低温度和最高温度分别为 200 K 和 400 K. 但在实际的闪光灯抽运的热容型棒状钕玻璃激光器中, 由于棒对抽运光的吸收满足吸收定律, 所以棒表面和中心吸收的能量是不一样的. 研究表明, 棒的平均温度、棒表面和中心的温差、应力都随抽运脉冲个数的增加而增大. 因此, 应力的存在限制了平均功率及其总脉冲串能量的提高. 此外, 介质的热膨胀系数、热容量也随温度变化, 所以不同初始温度下、相同平均温升下棒内的应力分布也有可能不同. 为了让固体热容激光器能在短时间、高强度的抽运阶段获得高平均输出功率的同时, 又能保证其安全运行, 计算和分析抽运阶段棒内的应力分布是有意义的. 本文建立了闪光灯抽运热容型钕玻璃棒状激光器的模型, 考虑了激光棒的掺杂浓度、初始温度、吸收谱、半径、热容和热膨胀系数随温度的改变、抽运氙灯的半径、放电电流、电压、充气气压等因素, 计算了并分析不同掺杂浓度和不同初始温度下棒内的温度和应力分布, 这对热容型钕玻璃棒状激光器的设计、安全运行和运行成本的降低有一定意义.

## 1 理论模型

热容激光器要求对激光介质进行均匀抽运, 对于热容型钕玻璃棒状激光器, 可采用多支氙灯围绕棒排列抽运表面打毛的钕玻璃棒. 采用多灯抽运使各支氙灯直接照射和经聚光腔反射形成的强光区和弱光区彼此之间得到补偿, 从而提高棒的角向增益均匀性<sup>[9]</sup>, 例如图 1 的一种情况. 灯和棒用一个空心玻璃圆柱隔开, 这个空心玻璃圆柱可以让圆柱里面的空气和外面的空气绝热, 这样就可以用冷却剂来冷却闪光灯而不冷却钕玻璃棒, 达到绝热抽运同时又冷却灯的目的.

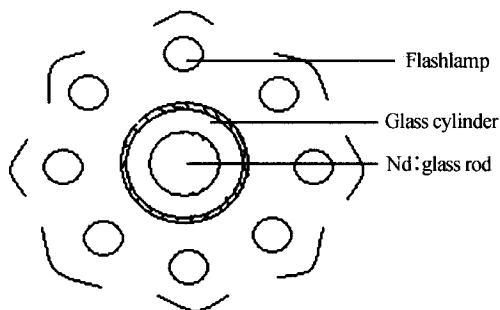


图 1 热容型钕玻璃棒状激光器结构  
Fig. 1 Structure of a heat capacity Nd : glass rod laser

钕玻璃棒在一次抽运脉冲过后的能量密度分布与棒的掺杂、吸收谱、半径, 抽运氙灯的电流、电压、充气气压、辐射谱等有关<sup>[8]</sup>. 将棒横截面进行网格离散化, 一共分成  $N$  个网格, 每个网格的体积为  $\Delta V$ . 光线以不同的角度进入钕玻璃棒, 如图 2. 每条光线的能量可由对氙灯辐射谱的积分得到, 设能量为  $E$ . 每个网格对应的钕玻璃棒质量元吸收到的光线的能量为<sup>[9]</sup>

$$E_{ab} = E_{in} - E_{out} = \int \frac{E}{\zeta(\lambda) d\lambda_{\Delta}} \{1 - \exp[-\alpha(\lambda)l]\} \zeta(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

$E_{in}$  为进入该单元网格的抽运光能量, 即上一单元网格的出射光能量;  $E_{out}$  为该单元网格的出射光能量,

\* 兵器工业部基金和国防预研基金资助项目  
Tel: 028-85412819 Email: cheng\_shao\_hua@yahoo.com.cn  
收稿日期: 2004-11-26

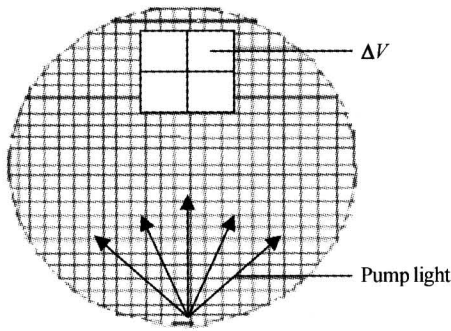


图 2 抽运光的吸收  
Fig. 2 Absorption of pump light

即进入下一单元网格的抽运光能量;  $l$  为光线在每一单元网格中的路径长度;  $\alpha(\lambda)$  是钕玻璃棒的吸收光谱;  $\zeta(\lambda)$  是抽运光经传输后进入钕玻璃棒的光谱, 分母中的积分限为所有光谱范围,  $\Delta\lambda$  为钕玻璃棒的吸收光谱范围.  $\zeta(\lambda)$  与氙灯的半径、充气压强、放电电流等有关<sup>[8]</sup>. 由式(1)即可计算棒吸收的能量密度分布, 能量密度在横截面的分布可用配分函数<sup>[6,7]</sup>来描述. 一个抽运脉冲过后, 设棒某网格吸收的能量为  $E_1$ , 发热效率为  $\eta_H$ , 则  $Q_0 = \eta_H E_1$  为该网格吸收的热量. 棒单位体积吸收的平均能量可以由所有网格的能量之和除以棒的体积求得, 即

$$E_{ave} = \frac{\sum_{n=1}^N E_n}{V} \quad (2)$$

计算中取  $\eta_H$  为 0.1,  $E_{ave}$  为 25 J/cm<sup>2</sup>. 若抽运阶段钕玻璃棒的起始温度为  $T_0$ , 则一个抽运脉冲过后该网格对应的钕玻璃棒质量元的温度为

$$T_1 = T_0 + \frac{Q_0}{\rho(T_0)C_p(T_0)\Delta V} \quad (3)$$

式中  $\rho(T_0)$ 、 $C_p(T_0)$  分别是该网格对应的钕玻璃棒质量元在温度为  $T_0$  时的密度和比热.  $k$  个相同能量的抽运脉冲过后, 该网格的温度为

$$T_k = T_{k-1} + \frac{Q_0}{\rho(T_{k-1})C_p(T_{k-1})} = T_{k-2} + \frac{Q_0}{\rho(T_{k-2})C_p(T_{k-2})} + \frac{Q_0}{\rho(T_{k-1})C_p(T_{k-1})} = T_0 + \frac{Q_0}{\rho(T_0)C_p(T_0)} + \dots + \frac{Q_0}{\rho(T_{k-1})C_p(T_{k-1})} = T_0 + \sum_{n=0}^{k-1} \frac{Q_0}{\rho(T_n)C_p(T_n)} \quad (4)$$

得出棒横截面的温度分布后, 就可以计算棒表面和中心处的应力. 设  $\alpha(T_n)$  是热膨胀系数, 且是温度的函数;  $E$ 、 $\nu$  分别是钕玻璃棒的杨氏模量和泊松比.

$$\sigma_{rr} = \frac{\alpha(T_n)E}{1-\nu} \left[ \frac{1}{r_0^2} \int_0^r T(r)rdr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r)rdr \right] \quad (5)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{\alpha(T_n)E}{1-\nu} \left[ \frac{1}{r_0^2} \int_0^r T(r)rdr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r)rdr - T \right] \quad (6)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta} \quad (7)$$

由式(1)~(6)在已知棒掺杂、初始温度、吸收谱、半径, 氙灯规格、灯注入电流、电压, 抽运脉冲能量、个数的情况下, 便可计算棒横截面的应力分量.

钕玻璃棒的热容随温度的改变可以用下式表示<sup>[1]</sup>

$$C_p = 3R \left[ \frac{T_D}{T} \right] \frac{e^{\frac{T_D}{T}}}{(e^{\frac{T_D}{T}} - 1)^2} \quad (8)$$

从式(8)可以看出, 热容量可以用德拜温度  $T_D$  来表征. 当温度为德拜温度时, 热容量达到了其极值的 90%. 此外热容量也可以用式子  $C_p = a + b \times T - c / (T \times T)$ <sup>[10]</sup>来模拟, 其中  $a, b, c$  是和钕玻璃棒物理量相关的常量. 图 3 是钕玻璃棒的热容随温度的变化示意图. 从图中可以看出, 热容量随温度一直在增加, 但其增加的幅度却是在逐渐减小的. 热膨胀系数随温度的改变也可用式子  $\alpha(T) = a \times T^b$  来模拟<sup>[11]</sup>.

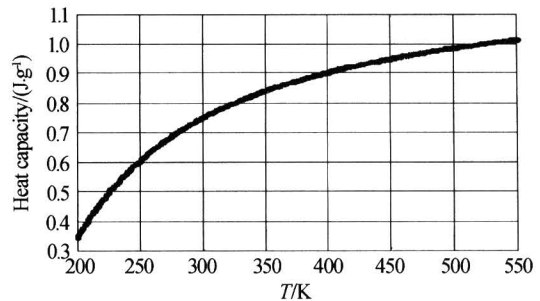


图 3 不同温度下的热容  
Fig. 3 Heat capacity of an Nd : glass versus temperature

## 2 计算结果和分析

### 2.1 钕玻璃棒吸收的能量密度沿径向的归一化分布

由于计算模型考虑的是氙灯均匀抽运钕玻璃棒的情形, 即忽略了棒横截面的能量分布在角向的不均匀性, 所以配分函数仅是  $r$  的函数. 将各网格吸收的能量进行曲线拟合后即可得配分函数. 计算中用到的是  $\Phi = 45$  mm, 某型号掺杂浓度为 2.2% 的钕玻璃棒的参量, 其吸收光谱见参考文献<sup>[9]</sup>. 从吸收光谱可以看出, 棒对不同波长光的吸收是不一样的, 对某些波长的光有较强的吸收, 吸收系数也较大. 将位于不同半径处的各网格吸收的能量除以网格的体积, 得到不同半径处的能量密度, 再将能量密度除以能量密度的最大值, 就可得到能量密度在横截面处的归一化分布. 图 4 给出了不同钕离子掺杂浓度下的棒横截面的归一化能量密度分布, 掺杂浓度的取值均在可允许的范围之内. 从图中可以看出, 棒表面能量密度大于棒中心的能量密度, 且变化较快; 对于掺杂浓度为 2.2% 的棒, 棒中心的能量密度与

表面的能量密度的比值为 0.37 左右,而掺杂浓度为 0.44% 的棒比值为 0.86 左右,这和文献[9]所得的结果是基本一致的. 所以掺杂浓度较小的棒对抽运光的吸收要均匀些.

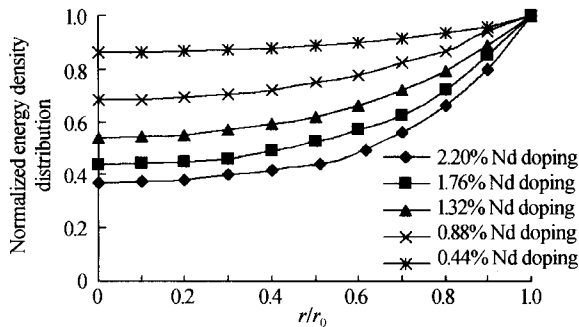


图 4 不同掺杂浓度下的能量密度归一化分布  
Fig. 4 Normalized energy density distribution for different values of the Nd doping

## 2.2 中心的总应力随掺杂浓度的变化

在抽运阶段钕玻璃棒的表面是压应力,中心是张应力. 这恰好和在常规运行方式下相反,这也是热容型激光器不同于常规激光器的一个显著特征. 因为激光介质表面往往由于刮痕、瑕疵、不完善等缺陷使得表面损伤阈值要低于体损伤阈值<sup>[1]</sup>,而激光介质表面在压应力下的表面损伤阈值至少是在张应力下的表面损伤阈值的 5 倍以上. 所以,计算棒中心的总应力是有意义的.

设每抽运脉冲棒单位体积吸收的平均能量相同,以方形脉冲顺序抽运钕玻璃棒,每个脉冲的脉宽均为 500  $\mu\text{s}$ . 钕玻璃棒的热传导系数很小,在固体热容激光器的抽运时间(几秒到 10 几秒)内可以忽略由于热传导而造成的温度变化.

总应力是应力的径向、切向、轴向分量的矢量之和<sup>[6]</sup>. 图 5 给出了抽运起始温度为 300 K 时、 $\Phi=45\text{ mm}$ 、 $E_{ave}$  为  $25\text{ J/cm}^2$ 、50 个抽运脉冲过后棒中心的总应力随掺杂浓度变化的曲线. 从图中可以看出,总应力随掺杂的增大而增大. 当掺杂浓度为 2.2% 时,

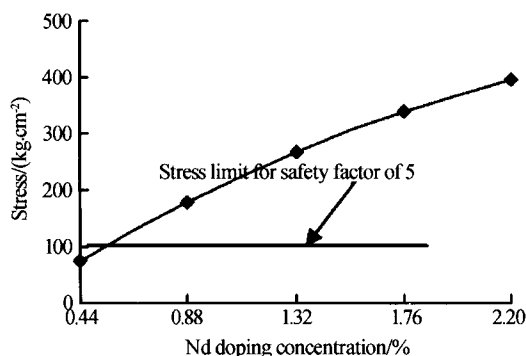


图 5 不同掺杂浓度下钕玻璃棒中心的总应力  
Fig. 5 Stress at the center of an Nd: glass rod for different values of the Nd doping concentration

中心的应力为  $398\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ;当掺杂浓度为 0.44% 时,棒中心的总应力为  $75\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$  左右. 可见低掺杂浓度棒中心的总应力比在高掺杂浓度下要小.

为了确保热容型钕玻璃激光器能够安全的运行,可以定义一个和安全因子有关的最大应力,当棒中心的应力小于这个最大应力时,可以认为激光器在安全运行,图 5 标出了当安全因子为 5 时的最大应力.

钕玻璃棒都有一定的掺杂范围,掺杂浓度过大可能会发生浓度猝灭现象,浓度过小会导致棒对抽运光的吸收效率过小,这两种情况都可能导致每抽运脉冲输出激光能量的减小. 由于低掺杂的棒有助于减小棒内的应力,虽然每抽运脉冲输出激光能量减小了,但是可以通过提高抽运重复频率来提高输出激光的平均功率,充分发挥固体热容激光器作为新一代高平均功率固体激光器的优势.

## 2.3 中心的总应力随抽运起始温度的变化

图 6 给出了  $E_{ave}$  为  $25\text{ J/cm}^2$ 、掺杂浓度为 2.2%, 50 个抽运脉冲过后棒中心的总应力随抽运起始温度变化的曲线. 从图中可以看出,当抽运起始温度分别为 180 K、200 K、220 K、240 K、260 K、280 K、300 K 和 320 K 时,中心的总应力分别为  $436.4\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ 、 $425.8\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ 、 $416.2\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ 、 $408.4\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ 、 $402.9\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ 、 $399.6\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ 、 $398.0\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$  和  $397.9\text{ kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . 可见棒中心的总应力是随抽运起始温度的增加而减小的. 这是因为钕玻璃棒的热容随温度的增加而增大,所以在高温下棒每吸收相同的热量对棒温升的贡献要比在低温下小,从而在高温下棒每吸收相同的热量对棒表面和中心温差的贡献也要比在低温下小,这样就减小了棒中心的总应力. 从图中还可以看出,当抽运起始温度在 200 K 和 300 K 之间时,总应力减小的幅度较大,高于 300 K 以上时减小的幅度变缓. 这说明从减小应力的角度来说,选择室温附近温度作为抽运起始温度是比较合适的.

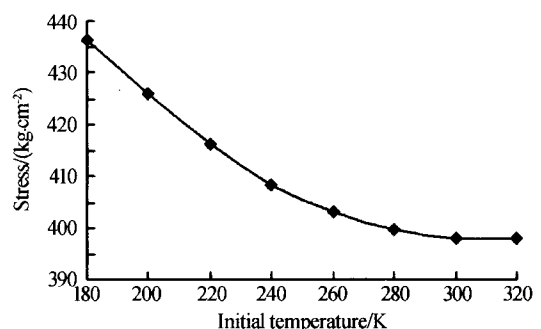


图 6 不同初始温度下钕玻璃棒中心的总应力  
Fig. 6 Stress at the center of an Nd: glass rod for different values of the initial temperature

计算和分析可以看出,从减小应力的角度出发,选择室温附近温度作为抽运起始温度比较合适. 这是由热容激光器工作特性决定的. 而且,从工程的角度出发,低温下运行的热容激光器需要更加庞大、复杂、累赘的冷却系统,这让热容激光器系统变得更加复杂、运行的成本更高<sup>[1]</sup>. 所以,从这个角度出发,选择室温附近温度作为抽运起始温度也是合适的.

该文的结果是基于热容激光器的运行原理的. 这和低温下和以常规运行方式下的激光器系统不同. 以常规方式、低温运行的激光器可以有比常规方式、高温运行的激光器高得多的平均输出功率<sup>[12,13]</sup>.

### 3 结论

本文从建立的闪光灯抽运热容型钕玻璃棒状激光器的模型出发,考虑了激光棒的掺杂浓度、初始温度、吸收谱、半径,抽运氙灯的半径、放电电流、电压、充气气压、热容和热膨胀系数随温度改变等因素,计算并分析了棒内的温度和应力分布. 研究结果表明,棒的掺杂浓度和初始温度对抽运过程中棒内的应力分布有影响,这对热容型钕玻璃棒状激光器的设计、安全运行和运行成本的降低有实际应用意义.

#### 参考文献

- Albrecht G F, Sutton S B, *et al.* The heat capacity disk laser. *Proc of SPIE*, 1998, **3343**: 661~666
- Albrecht, *et al.* High energy bursts from a solid state laser operated in the heat capacity limited regime. *U S patent*, 1996, 5, 526, 372
- 杨鸿儒, 左铁钊. 全固体小型 Yb: YAG 激光器热效应及输出特性研究. *光子学报*, 2003, **32**(8): 907~909  
Yang H R, Zuo T C. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(8): 907~909
- 李隆, 张伟, 田来科, 等. 端面泵浦双 Nd: YVO<sub>4</sub> 激光器中热效应对腔稳定性的影响. *光子学报*, 2004, **33**(1): 4~7  
Li L, Zhang W, Tian L K, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(1): 4~7
- 郑加安, 赵圣之, 王青圃, 等. 晶体热效应对 LD 端面泵浦固体激光器优化设计的影响. *光子学报*, 2001, **30**(6): 724~729  
Zheng J A, Zhao S Z, Wang Q P, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(6): 724~729
- Koehler W. *Solid-state Laser Engineering*. Beilin: Springer, 1976
- 吕百达. 固体激光器件. 北京: 北京邮电大学出版社, 2002  
Lü B D. *Solid-state lasers*. Beijing: Beijing University of Post and Telecommunication Press, 2002
- 冯国英, 吕百达. 多段阵列式钕玻璃放大器泵浦腔的光线追迹分析. *光学学报*, 1997, **17**(12): 671~676  
Feng G Y, Lü B D. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(12): 671~676
- 张华, 徐世祥, 范滇元. 用蒙特卡罗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  
Zhang H, Xu S X, Fang D Y. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(12): 1601~1608
- Matechi M, Smektala M, Even J, *et al.* Heat capacity measurement of a cadmium fluorochloride glass. *Journal of Non-crystalline Solids*, 1997, **213**(10): 409~412
- Xie W J, Tam S C, Lam Y L, *et al.* *Optic & Laser Technology*, 2000, **32**(7): 193~198
- Brown D C. Ultrahigh-average-power diode-pumped Nd: YAG and Yb: YAG lasers. *IEEE J Quant Electron*, 1997, **33**(11): 861~873
- Peter A S. Liquid-nitrogen-cooled Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lasers. *IEEE J Quant Electron*, 1991, **27**(10): 1039~1047

## The Influence of Doping Concentration and Initial Temperature on the Stress Distribution of Heat Capacity Lasers

Cheng Hua<sup>1,2</sup>, Zhong Ming<sup>2</sup>, Lü Baida<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064*

<sup>2</sup> *Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041*

Received date: 2004-11-26

**Abstract** A simulation model of flashlamp-pumped heat capacity Nd : glass rod lasers is presented. Based on this model, the temperature and stress distributions of heat capacity lasers are studied. It is shown that the Nd doping concentration and initial temperature affect the stress distribution of heat capacity lasers. The result is useful for the design, safe running and cost-reduction of heat capacity lasers.

**Keywords** High power solid-state laser; Heat capacity laser; Doping concentration; Initial temperature; Stress distribution; Ray-tracing method



**Cheng Hua** was born in 1980 in Hunan Province, China. He received his bachelor degree in physics department from Sichuan University in 2002 and he is pursuing the master's degree now. His research interests include the laser system simulation, laser physics and optics communication.