

纵向泵浦固体激光介质热透镜效应的理论研究^①

余 锦, 檀慧明, 钱龙生, 刘伟仁

(中国科学院长春光学精密机械研究所, 长春 130022)

摘 要: 在分析了纵向泵浦、周边致冷固体激光棒内加热及冷却机理的基础上, 将热传导方程简化为一维形式, 求解出以级数方式表达的棒内温度分布, 获得了激光棒中热致应力场和应变场。考虑热色散、热致应力双折射和端面变形, 推导出纵向泵浦固体激光棒有效热焦距的解析表达式。将所获结果运用于常用的激光晶体 Nd:YAG, 发现当使用 10W 半导体激光器泵浦时, 所产生的有效热焦距在毫米量级。

关键词: 纵向泵浦; 热透镜效应; 有效热焦距

中图分类号: TN241

文献标识码: A

自进入九十年代以来, 随着大功率半导体激光器(LD)的发展, LD 泵浦的全固体激光器已逐渐成为当今激光领域的重要发展方向。与传统的灯泵浦激光器相比, LD 纵向泵浦(也称为端面泵浦)的全固体激光器具有体积小、结构简单、可靠性好、转换效率高、光束质量好等独特的优点。但是, 由于这种泵浦结构所引起的非均匀温度场及相应的热聚焦作用会对激光器的运转带来严重的影响, 并成为实现其大功率化时的最终限制因素之一。

对纵向泵浦固体激光棒热效应的分析, 目前常用的办法是借助于计算机, 采用数值解法^[1,2], 或是讨论仅限于热色散^[3,4]。很明显, 这样的分析方法或是不够直观, 或是不够全面, 各自均具有局限性。A. K. Cousins 对采用“大礼帽”(top-hat)光束纵向泵浦的激光棒进行了分析, 建立了棒内温度及应力的解析模型^[5]。但是, 他没有进一步对激光介质的热透镜效应进行分析, 并且, 作者过于简化的泵浦光束模型也影响了文章结论的实用性。

事实上, 目前用作泵浦源的多是端面发射的二极管激光器列阵(array), 它复杂的空间光强分布用高斯函数来近似更为合理。本文中, 我们就对这种高斯光束纵向泵浦、周边冷却的固体激光棒所产生的热透镜效应进行了探讨。首先, 分析了影响温度场分布的诸因素, 把热传导方程简化为只考虑径向传导的一维形式, 并获得以级数形式表示的棒内温度和热致应力、应变的表达式。然后, 在分别考虑了激光棒热色散、热致应力双折射和端面变形后, 推导出等效热透镜有效焦距的解析表达式, 并将结论应用于 Nd:YAG 晶体, 发现在 GaAlAs 半导体激光器泵浦下, 所产生的热透镜效应比以前作者所估计的要严重得多。

1 端泵浦激光棒内的温度分布

图 1 为典型的纵向泵浦固体激光棒结构, 整个装置由长度 L 、半径 R_0 的激光晶体, 铜制热沉和致冷器组成。在主动致冷作用下, 激光晶体的侧表面具有固定温度 T_b 。热导率为 k 的固体激光棒受到发热强度分布为 $q(r, z)$ 的热源作用时, 其稳态温度分布 $T(r, z)$ 应满足泊松方程

$$-k \cdot \nabla^2 T(r, z) = q(r, z) \quad (1)$$

考虑到一般用作泵浦源的半导体激光器, 其光强分布可用高斯函数来近似。设激光棒内热源只有一种, 即激光内跃迁损耗(quantum defect), 那么, 棒内热源函数也是高斯型。假定泵浦能量在激光棒内以指数形式衰减, 则可将热源函数 $q(r, z)$ (即激光棒内部某一点处由于激光内跃迁损耗而在单位时间单位

^① 国家 863 激光技术领域及青年科技基金资助课题。

1999 年 2 月 16 日收到原稿, 1999 年 11 月 17 日收到修改稿。

余 锦, 男, 1971 年 7 月出生, 博士。现在吉林大学物理系从事博士后研究

体积内产生的热量)表示为

$$q(r, z) = \frac{2\alpha\eta_h P_{in} e^{-2r^2/w_p^2} e^{-\alpha z}}{\pi w_p^2} \quad (2)$$

式中, α 为激光晶体对泵浦光功率的吸收系数; η_h 是由荧光量子效率和内跃迁损耗决定的热转换系数; P_{in} 代表入射泵浦功率, w_p 为泵浦高斯光束半径。对于周边冷却的固体激光棒, 边界条件可用如下方程表示

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad r = 0 \quad (3)$$

$$T = T_h, \quad r = R_0 \quad (4)$$

$$k(T - T_\infty) \mp h \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad z = 0, L \quad (5)$$

其中, T_h 和 T_∞ 分别是热沉及周围环境的温度; $\partial T / \partial n$ 表示在两个端面上温度沿外法向导数; h 代表激光棒端面对流换热系数。方程(3)表明激光棒内温度场分布具有连续、沿轴向对称的性质。(4) 式为狄立拆利(Dirichlet)条件, 表明激光棒侧面因主动制冷且与热沉的良好接触而具有恒定的温度 T_h 。方程(5)也即牛顿冷却定律, 它表明稳态时, 从激光棒两端面上因对流而向周围环境散失的热量将由从棒内因传导而带来的热量补偿。该式在受泵浦端面($z = 0$)取‘-’号, 而在泵浦光出射端面($z = L$)取‘+’号。对大多数激光器, 热沉均由铜制成, 其热传导系数是典型激光晶体 YAG 的约 30 倍, 从棒端面散发的热量也仅占总散热量的很小一部分, 约 1% 左右^[4~6]。因此, 除了受泵浦端面附近很小的区域外, 纵向热传导对棒内温度分布几乎不产生什么影响^[4~6]。我们所感兴趣的是光束通过激光棒后产生的畸变, 所以可将方程(1)简化为一维形式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) = - \frac{1}{k} \cdot q(r, z) \quad (6)$$

将方程(2)代入(6)中, 并将热源函数 $q(r, z)$ 中的指数项展开为级数形式, 经过计算, 我们可以把端泵浦固体激光棒内温度分布表示为

$$T(r, z) = T_b + \frac{\alpha\eta_h P_{in}}{4\pi k} e^{-\alpha z} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m \cdot m!} \left(\frac{2}{w_p^2} \right)^m (r^{2m} - R_0^{2m}) = T_b + \frac{\alpha\eta_h P_{in}}{4\pi k} e^{-\alpha z} \cdot t(r) \quad (7)$$

式中 $t(r)$ 为激光棒内温度径向分布因子。图 2 为在不同大小的泵浦光斑下, $t(r)$ 在激光棒横截面内的变化。从图中可以看到, 泵浦光斑越小, 激光棒轴线附近的温度变化越剧烈, 且在整个棒内的分布越不均匀。很明显, 棒内温度与激光棒物理性质、冷却情况和入射泵浦光功率及其横向分布有关, 并沿轴向以指数形式衰减。正是这复杂的温度场决定着激光棒的热聚焦性质。

2 端泵浦激光棒的有效热焦距

一般用于纵向泵浦的固体激光棒, 其纵向尺寸均比横向尺寸小许多。对纵横比 $L/R_0 < 1$ 的激光棒, 可以采用薄板近似, 即假定轴向应力为零, 把问题简化为平面应力问题。在这样的近似下, 根据热弹性力学原理^[7], 棒内径向、角向和轴向热应力 σ_r 、 σ_θ 和 σ_z 分别为

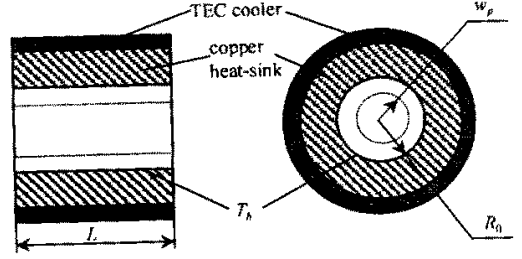


Fig. 1 Side-and end-view of a typical longitudinally-pumped laser rod

图 1 典型纵向泵浦固体激光棒结构主视及侧视图

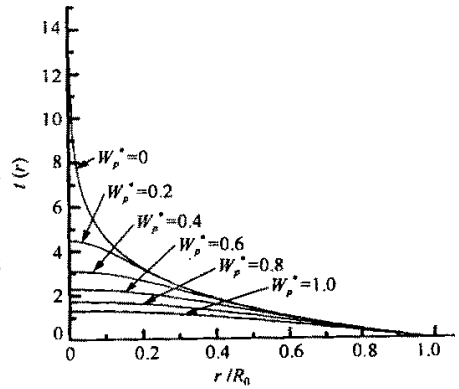


Fig. 2 The radial factor of rod temperature vs radius for different pumping waists

图 2 不同大小的泵浦光斑下, 激光棒温度的径向分布因子 $t(r)$ 在横截面内的变化, 图中, $W_p^* = w_p/R_0$

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{\alpha_T E \eta_h P_{\text{in}}}{8\pi k} e^{-az} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m \cdot m!} \left(\frac{2}{w_p^2}\right)^m (R_0^{2m} - r^{2m}) \\ \sigma_\theta = \frac{\alpha_T E \eta_h P_{\text{in}}}{8\pi k} e^{-az} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m \cdot m!} \left(\frac{2}{w_p^2}\right)^m [R_0^{2m} - (2m+1)r^{2m}] \\ \sigma_z = 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中 α_T 、 E 分别代表激光介质的热膨胀系数及杨氏弹性模量。这些热应力的存在,使得激光棒内出现了各处不等的应变分布,以 ν 代表激光晶体的泊松比,此不均匀性可由轴上应变与轴外应变之差异来表示

$$\begin{cases} \Delta\epsilon_r = \epsilon_r(0, z) - \epsilon_r(r, z) = (1 + \nu) \frac{\alpha_T \eta_h P_{\text{in}}}{8\pi k} e^{-az} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m \cdot (m+1)!} (2m+1) \left(\frac{2r^2}{w_p^2}\right)^m \\ \Delta\epsilon_\theta = \epsilon_\theta(0, z) - \epsilon_\theta(r, z) = (1 + \nu) \frac{\alpha_T \eta_h P_{\text{in}}}{8\pi k} e^{-az} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m \cdot (m+1)!} \left(\frac{2r^2}{w_p^2}\right)^m \\ \Delta\epsilon_z = \epsilon_z(0, z) - \epsilon_z(r, z) = (1 + \nu) \frac{\alpha_T \eta_h P_{\text{in}}}{4\pi k} e^{-az} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m \cdot m!} \left(\frac{2r^2}{w_p^2}\right)^m \end{cases} \quad (9)$$

对沿轴向传播的平面波相干光束,因泵浦而在棒内无限小距离 dz 内产生的光程差 $ds(r, z)$ 为^[2,5]

$$ds(r, z) = \frac{\partial n}{\partial T} T(r, z) dz + (n_0 - 1) \epsilon_z dz + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial T} \epsilon_{ij} dz \quad (10)$$

在棒出射面 $z=L$ 上,不同半径 r 处具有不同的光程差。而激光棒的热聚焦性质是由这些光程差之间的差异决定的,即由

$$\Delta s(r) = \int \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T(r, z) dz + \int (n_0 - 1) \Delta \epsilon_z(r, z) dz + \sum_{i,j=1}^3 \int \frac{\partial n}{\partial T} \Delta \epsilon_{ij}(r, z) dz \quad (11)$$

决定,且式中积分是从 $z=0$ 到 $z=L$ 沿轴向进行。

对如 YAG 这样的立方晶体,由应变导致的折射率变化为^[8]

$$\begin{bmatrix} \partial n_r / \partial \epsilon_r \\ \partial n_r / \partial \epsilon_\theta \\ \partial n_r / \partial \epsilon_z \end{bmatrix} = -\frac{n_0^3}{12} \begin{bmatrix} 3 & 3 & 6 \\ 1 & 5 & -2 \\ 2 & 4 & -4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{11} \\ p_{12} \\ p_{44} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \partial n_\theta / \partial \epsilon_r \\ \partial n_\theta / \partial \epsilon_\theta \\ \partial n_\theta / \partial \epsilon_z \end{bmatrix} = -\frac{n_0^3}{12} \begin{bmatrix} 1 & 5 & -2 \\ 3 & 3 & 6 \\ 2 & 4 & -4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{11} \\ p_{12} \\ p_{44} \end{bmatrix} \quad (12)$$

其中 p_{ij} 值代表激光晶体的应变光弹性系数;下标 r 和 θ 用于指示折射率的径向和切向分量。

对于所讨论的端泵浦激光棒,可以把它视为有效热焦距为 f 的薄透镜,其热聚焦性质由整个棒体在出射面上所引入的位相差 $\Delta\phi_f$ 来决定。从参考文献[9]中可知,对于波数为 k' 的入射波, $\Delta\phi_f$ 与 f 之间有关系 $\Delta\phi_f = k' r^2 / 2f$, 也即

$$f = \frac{r^2}{2\Delta s} \quad (13)$$

把(7)至(12)式代入方程(13),并只考虑近轴光束的聚焦特性,即将二次方及二次方以上各项视为象差而予忽略,那么,有效焦距的轴向及切向分量可分别表示为

$$\begin{cases} f_r = \frac{\pi k \omega_p^2}{\eta_h E_{\text{in}} (1 - e^{-aL})} \left[\frac{\partial n}{\partial T} + \alpha_T (n_0 - 1) (1 + \nu) - \frac{n_0^3}{24} \alpha_T (1 + \nu) (9p_{11} + 15p_{12}) \right]^{-1} \\ f_\theta = \frac{\pi k \omega_p^2}{\eta_h E_{\text{in}} (1 - e^{-aL})} \left[\frac{\partial n}{\partial T} + \alpha_T (n_0 - 1) (1 + \nu) - \frac{n_0^3}{24} \alpha_T (1 + \nu) (7p_{11} + 17p_{12} - 8p_{44}) \right]^{-1} \end{cases} \quad (14)$$

从方程(14),我们可以看到两个方向的热焦距均与泵浦光束尺寸 w_p^2 成正比、与入射泵浦功率 P_{in} 成反比。事实上,分母中的 $\eta_h P_{\text{in}} (1 - e^{-aL})$ 代表着单位时间内激光棒所吸收的热能,因此,吸热越多,热效应越严重。式中三项很明显地表示出了热透镜效应的三个组成部分。径向和角向有效焦距的不同,表明出现了热致双折射。这对激光器(尤其是偏振激光器)的运转必将带来附加的去偏损失。

3 讨 论

为了对端泵浦固体激光器热透镜效应有一个量的认识,我们来考察一个 GaAlAs 激光二极管(LD)

泵浦的掺钕钇铝石榴石(Nd:YAG)激光器。众所周知,Nd:YAG 是一种综合性能(光学、力学和热学)优良的立方晶系激光晶体,加上它的吸收光谱与激发波长在 810nm 附近的 GaAlAs LD 能够很好地重合,因此成为发展大功率全固化激光器时的首选晶体。其常用的热光性质参数为^[2]:泵浦波长 $\lambda_p = 809\text{nm}$,激光波长 $\lambda_L = 1.064\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ 处折射率 $n = 1.82$, $\partial n / \partial T = 7.3 \times 10^{-6}/\text{K}$,热导率 $k = 13\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$,泊松比 $\nu = 0.30$,热膨胀系数 $\alpha_T = 8.2 \times 10^{-6}/\text{K}$,杨氏弹性模量 $E = 310\text{GPa}$,对 809nm 泵浦光的吸收率 $\alpha = 9.1/\text{cm}$,应变光弹性系数 p_{11} 、 p_{12} 、 p_{44} 分别取值 -0.029 、 0.0091 及 -0.0615 。

图 3 为 $\alpha L = 3$,也就是 95% 的泵浦光能在单次通过激光晶体时即被吸收的情形下,Nd:YAG 激光棒有效热焦距随入射泵浦功率的变化曲线。其中已假设荧光量子效率等于 1,即激光棒内热效应完全由激光内跃迁损耗引起, $\eta_h = 1 - \lambda_p / \lambda_L$ 。图 3(a)中泵浦光斑半径为 $100\mu\text{m}$,图 3(b)中为 $80\mu\text{m}$ 。从图中可以看出,在入射光功率 $P_{in} = 2\text{W}$ 时,大小为 $100\mu\text{m}$ 的泵浦光束引起的径向、切向有效热焦距分别为 $f_r = 5.2\text{cm}$ 、 $f_\theta = 5.74\text{cm}$ 。而在将泵浦光斑大小进一步减小为 $80\mu\text{m}$ 时,有效热焦距则减小到 $f_r = 3.33\text{cm}$ 、 $f_\theta = 3.67\text{cm}$,表明小的泵浦光斑引起的热透镜效应变得更加严重。

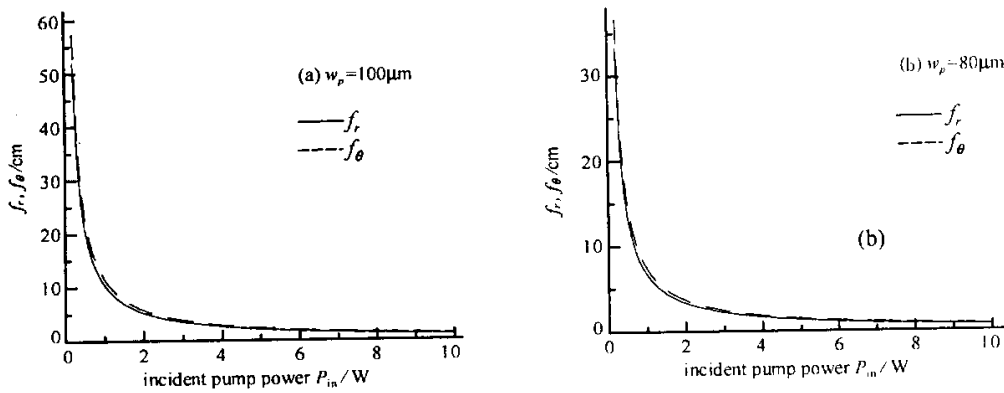


Fig. 3 Effective thermal focal length vs incident pump power for pump waists of (a) $w_p = 100\mu\text{m}$ and (b) $w_p = 80\mu\text{m}$

图 3 不同泵浦光束束腰情况下,有效热焦距随入射泵浦功率的变化。

根据计算,我们知道,对纵向泵浦激光器,由热色散和端面变形导致的热效应均很严重,其热焦距比热致双折射热焦距小约一个数量级。这与在灯泵浦情况下,仅热色散就占总热效应的 3/4 有很大不同^[10]。另外,从图 3 中看出,在 10W 泵浦下,Nd:YAG 激光器产生的热焦距在毫米量级,这比以前的作者所估计的要严重得多^[4]。考虑到 YAG 与其他激光晶体如 YVO₄、GSGG 等相比,具有更加优良的热学性能,因此,这些晶体的热效应将更加严重,在进行腔体设计时,需要想法予以补偿。

参考文献

- Farruch U O, Buocristiani A M, Byvik C E. An analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods. *IEEE J Quantum Electron*, 1988, **24**(11):2253~2264
- PFistner C, Weber R, Weber H P, et al. Thermal beam distortion in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG and Nd:YLF rods. *IEEE J Quantum Electron*, 1994, **30**(7):1605~1615
- Frauchiger J, Albers P, Weber H P. Modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end-pumped solid state lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1992, **26**(4):1046~1056
- Innocenzi M E, Yura H T, Frucher C L, Fields R A. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid state lasers. *Appl Phys Lett*, 1990, **56**(19):1831~1833
- Cousins A K. Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods. *IEEE J Quantum Electron*, 1992, **28**(4):1057~1069
- Sutton S B, Albrecht G F. Optical distortion in end-pumped solid state lasers. *Appl Opt*, 1993, **32**(27):5256~5269
- Wang C-H. *Applied Elasticity*. New York: McGraw-HILL publishing Co. Ltd., 1953. 70~76
- Koechner W, Rice D K. Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers. *IEEE J Quantum Elec-*

tron,1970, **QE-6**:557~566

9 Marcuse D. Light Transmission Optics, 5th edition. New York: Van Nostrand Reinhold, 1982. 130~137

10 Koechner W. Solid-State Laser Engineering. New York: Springer-Verlag, 1976. 344~382

**THEORETICAL STUDY ON THERMAL BEAM FOCUSING IN
LONGITUDINALLY-PUMPED SOLID-STATE LASER RODS**

YU Jin, TAN Hui-ming, QIAN Long-sheng, LIU Wei-ren

Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, 130022

ABSTRACT: Temperature distribution within a longitudinally-pumped and edge-cooled solid-state laser rod is obtained in the form of power series. The factors concerning with thermal beam focusing are discussed and the effective focal length of the thermal lens is derived. A longitudinally-pumped Nd:YAG rod is illustrated as an example and the results show that 10W of pump power is predicted to cause a thermal focal length in the order of millimeters.

KEY WORDS: longitudinally-pumping; thermal lensing; effective thermal focal length