

激光器技术 ·

文章编号:1001-5078(2004)06-0430-03

纵向泵浦 CrNd:GSGG 激光棒的热透镜效应研究

陈子伦, 姜宗福, 杨华峰

(国防科学技术大学 光电科学与工程学院 定向能研究所, 湖南 长沙 410073)

摘要:对纵向泵浦 CrNd:GSGG 激光棒的热透镜效应进行了详细的理论分析。对温度分布的函数表达式,进行了讨论;分析了热引起的应力,得到了激光棒破裂的临界功率公式;最后对光学畸变进行了分析与讨论,推导了光程差计算公式。

关键词:纵向泵浦;热透镜效应;热应力;光学畸变

中图分类号:TN241 文献标识码:A

Study on Thermal Effects of End-pumped CrNd:GSGG Rods

CHEN Zi-lun, JIANG Zong-fu, YANG Hua-feng

(Institute of Directed Energy Technology Photoelectric Science and Engineering School,
University of National Defence Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Thermal effects in continuous wave end-pumped CrNd:GSGG laser rod were studied. Function of temperature distribution was discussed. Stress due to thermal were analysed. The critical pump power causing thermal fracture was gained. At last, optics aberration was discussed and analysed, and the calculated formula of difference of optical path was deduced.

Key words: end-pumped; thermal effects; thermal stress; optics aberration

1 引言

近年来,LD 泵浦的固体激光器以效率高、体积小、性能稳定等优点,引起了人们的极大关注,而端面泵浦激光器能够将泵浦光聚焦在固体激光器的轴心,在空间上更好的与固体激光器的模式匹配,所以被越来越多的激光器所采用。但是,随着泵浦功率的提高,激光晶体的热效应愈加明显,严重影响了输出激光的稳定性、模式耦合率、输出光束质量、最终导致激光棒的破裂等。因此,在理论和实验上研究激光晶体的热效应对于大功率端面泵浦激光器的设计有着重要意义。

端面泵浦激光棒的热效应已有许多作者进行了研究^[1-4],他们大都采用“大帽帽”法光束纵向泵浦近似^[1,2]或者数值模拟^[3,4]。然而目前用作泵浦源的多是端面发射的二极管激光器阵列,它复杂的空间光强分布用高斯函数来近似更为合理。本文对这种高斯光束纵向泵浦、周边冷却的 CrNd:GSGG 激光棒的热透镜效应进行了探讨。首先分析了激光棒的温度梯度分布,然后由温度分布给出了应力分布,由应力分布得到使激光棒破裂的临界功率,最后分析了激光棒的热效应引起的光学畸变。

2 由于激光棒吸收泵浦能量而引起的温度梯度分布

图 1 为典型的纵向泵浦固体激光棒结构,整个装置由长度为 l , 半径为 R 的激光晶体,铜制热沉和制冷器组成。

端面泵浦的激光器,轴向对称激光棒中稳态温度的分布可由下式表示:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = - \frac{Q(r, z)}{k} \quad (1)$$

其中 K 热传导系数, Q 是热源函数。棒内热源假定为高斯型,泵浦能量在激光棒内以指数形式衰减,则可把热源函数 $Q(r, z)$ (即激光棒内部某一点处由于激光内跃迁损耗在单位时间内、单位体积内产生的热量)表示为:

$$Q(r, z) = \frac{2}{\rho(z)} \frac{P_{in} \exp(-z)}{\rho(z)} \exp[-2r^2/\rho_p^2] \quad (2)$$

其中 ρ 是吸收系数, P_{in} 入射泵浦功率, ρ_p 热转换系数, ρ_p 是泵浦光斑半径。

作者简介:陈子伦(1978-),男,国防科学技术大学在读硕士研究生,主要从事激光器中热效应的研究。E-mail:zilun2003@hotmail.com

收稿日期:2004-04-12

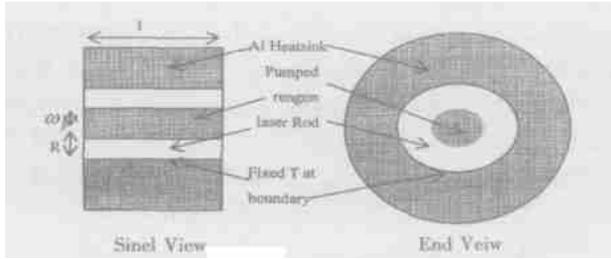


图 1 纵向泵浦的 Nd:GSGG 激光棒的侧面和端面图

对于当激光棒边缘温度恒定为 $T(r_0, z)$ 时, (2) 代入 (1) 可得到的温度分布函数为^[5]

$$T(r, z) = T(r_0, z) + \frac{P_{in} \exp(-z)}{4k} \left[\ln\left(\frac{R^2}{r^2}\right) + E_1\left(\frac{2R^2}{p}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{p}\right) \right]$$

$$= T(r_0, z) + \frac{P_{in} \exp(-z)}{4k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^* n!} \left(\frac{2R^2}{p}\right)^n \left[\left(\frac{r}{R}\right)^{2n} - 1\right] \quad (3)$$

其中 E_1 是指数积分函数, 具体的定义如下

$$E_1(x) = \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t} dt \quad (4)$$

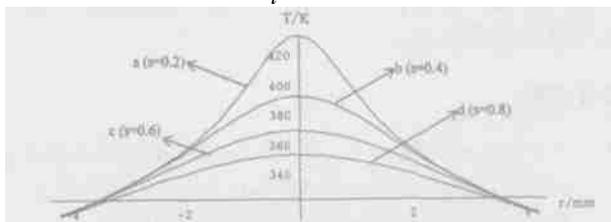


图 2 激光棒在泵浦光照射的端面温度图

其中 a 为 $s=0.2$, b 为 $s=0.4$, c 为 $s=0.6$, d 为 $s=0.8$

图 2 为晶体端面 (即 $z=0$ 时) 的温度分布图, 其中 $P_{in}=4W$, 晶体长度 $l=0.5cm$, 晶体半径 $R=0.5cm$, 棒边缘的冷却温度为 $300K$, $s = p/R$ 。从图中可以看出当泵浦光半径与晶体棒半径相比较小时, 棒中心的温度高于边缘 130 多度, 即图中 a 曲线所示, 此时棒受到的应力最大, 当到达一定程度时将会使棒破裂, 这将在下一部分中介绍。但是此时泵浦光主要照在晶体的基模体积内, 会发出质量好的基模光束。随着 s 数变大, 轴中心的温度将于周边的温度差减小, 但是此时容易引起激光器多模运转, 使光束质量变差。因此选择怎样的 s 值, 才使光束达到最佳状态, 已有文献^[6,7]对此进行了详细讨论。

3 由温度梯度引起的应力分布

根据在热弹性力学原理中, 温度对称于中心轴并与纵向坐标无关的圆柱体的应力表达式为

$$\begin{cases} r = \frac{\tau E}{1-\nu} \left(\frac{1}{R^2} \int_0^R T r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr \right) \\ = \frac{\tau E}{1-\nu} \left(\frac{1}{R^2} \int_0^R T r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr - T \right) \\ z = \frac{\tau E}{1-\nu} \left(\frac{2}{R^2} \int_0^R T r dr - T \right) \end{cases} \quad (5)$$

把上面的温度场函数 (3) 代入 (4) 式, 得到棒内径向、角向和轴向的热应力 r 、 θ 、 z 分别为

$$\begin{cases} r = \frac{\tau E P_{in}}{8k(1-\nu)} \exp(-z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^* (n+1)!} \left(\frac{2}{p}\right)^n (R^{2n} - r^{2n}) \\ = \frac{\tau E P_{in}}{8k(1-\nu)} \exp(-z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^* (n+1)!} \left(\frac{2}{p}\right)^n [R^{2n} - (2n+1)r^{2n}] \\ z = \frac{\tau E P_{in}}{4k(1-\nu)} \exp(-z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^* (n+1)!} \left(\frac{2}{p}\right)^n [R^{2n} - (n+1)r^{2n}] \end{cases} \quad (6)$$

其中 E 是杨氏弹性模量, ν 是泊松比, τ 是激光介质的热膨胀系数

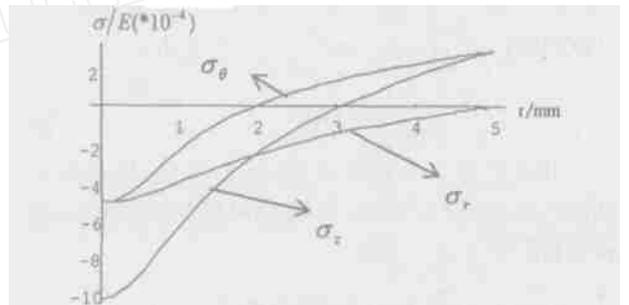


图 3 在激光泵端面的热应力

其中 R 为 $0.5cm$, p 为 $0.1cm$, $P_{in}=4w$, 其它参数同表 1。

图 3 为 $z=0$ 时的热应力, 我们看到在棒的中央所受的应力都是负的, 即受到压缩力的作用, 因为棒承受的压缩力远大于拉伸力, 在此我们将不予考虑压缩力。 r 、 z 在棒的边缘部分为正, 并在棒的最边缘处达到最大值, 这两种正的应力达到一定程度将使棒破裂。因此棒的断裂最初发生在棒的端面边缘, 然后逐渐延伸到棒的内部。

在端面边缘的切向应力和径向应力为

$$\sigma_r = \sigma_z = \frac{\tau E P_{in}}{8k(1-\nu)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n)}{n^* (n+1)!} \left(2 \frac{R^2}{p}\right)^n \quad (7)$$

表面总应力 σ_{max} 是 r 和 z 的矢量和, 即 $\sigma_{max} = 2^{1/2} \sigma_r$ 。

因为 GSGG 的冲击波参数^[8]为 $R_T = \frac{k(1-\nu)}{\tau E} \sigma_{max} = 6.5 (W/cm)$, 即得临界输入功率为

$$P_{pc} = \frac{8 R_T}{\sqrt{2}} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n)}{n^* (n+1)!} \left(2 \frac{R^2}{p}\right)^n \right]^{-1} \quad (8)$$

表 1 中的参数带入上式得

$$P_{pc} = 21.2064 \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n)}{n^* (n+1)!} \left(2 \frac{R^2}{p}\right)^n \right]^{-1} \quad (9)$$

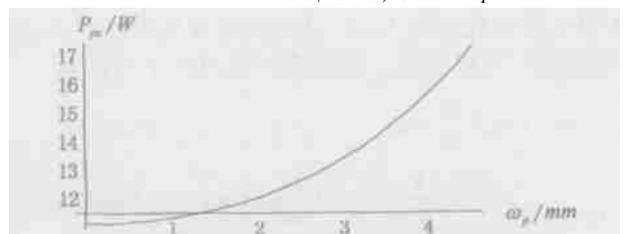


图 4 临界功率随泵浦光腰斑半径的变化图, 其中 R 为 $5mm$ 其中临界功率和泵浦光入射光束腰斑半径的关系

如图 4 所示,临界功率大致以二次方关系随着泵浦光腰斑半径的增加而增加。

表 1 激光棒 C:Nd:GSGG 晶体的参数^[8]如下

性能	热导率 k	杨氏模量 E	泊松比 ν	折射率 n	吸收系数	热膨胀系数 T	温度折射率系数 $\frac{\partial n}{\partial T}$	泵浦波长 λ	激光波长 λ	热转换系数
C:Nd:GSGG	6.0 W/(m·K)	212 MPa	0.28	1.942	22.7 cm ⁻¹	7.4 × 10 ⁻⁶	10.5 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹	809 nm	1062 nm	0.24

4 热效应引起的光学畸变

引起激光束波前变化的主要由三个原因:温度变化引起的折射率变化;应力引起的双折射效应;热引起的激光棒的端面效应。即有公式如下^[9]

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

其中对于立方晶系中,当激光棒 C:Nd:GSGG 的圆柱轴呈 [111] 方向,光束径向偏振光和切向偏振光折射率变化分别为

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial r} = -\frac{n_0^3}{12} [P_{11} + 5P_{12} - 2P_{44}] \\ \frac{\partial n}{\partial z} = -\frac{n_0^3}{12} [3P_{11} + 3P_{12} + 6P_{44}] \\ \frac{\partial n}{\partial \epsilon} = -\frac{n_0^3}{12} [2P_{11} + 4P_{12} - 4P_{44}] \\ \frac{\partial n_r}{\partial r} = -\frac{n_0^3}{12} [3P_{11} + 3P_{12} + 6P_{44}] \\ \frac{\partial n_r}{\partial z} = -\frac{n_0^3}{12} [P_{11} + 5P_{12} - 2P_{44}] \\ \frac{\partial n_r}{\partial \epsilon} = -\frac{n_0^3}{12} [2P_{11} + 4P_{12} - 4P_{44}] \end{cases} \quad (11)$$

激光棒的应变分布由下面的公式计算

$$\begin{cases} r = (1 + \nu) \int_0^r T(r, z) r dr + \frac{(1 + \nu)}{r^2} \int_0^R T(r, z) r dr \\ = \frac{(1 + \nu)}{r^2} \int_0^r T(r, z) r dr - \frac{(1 + \nu)}{R^2} \int_0^R T(r, z) r dr \\ z = (1 + \nu) \int_0^z T(r, z) dz \end{cases} \quad (12)$$

在端面泵浦的情况下,应力引起的双折射产生的光程差较小,可以忽略。因此光程差可由下式计算

$$\begin{aligned} OPD &= \int_0^l \left[\frac{\partial n}{\partial T} + (n - 1)(1 + \nu) \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \right] T(r, z) dz \\ &= \frac{P_{in}(1 - e^{-l})}{4k} \left[\frac{\partial n}{\partial T} + (n - 1)(1 + \nu) \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \right] \\ &\quad \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^* (n!)^2} \left(\frac{2r^2}{p} \right)^n \end{aligned} \quad (13)$$

从方程(12)可以看出,光程差不仅有二阶球差,还有高阶的球差形式。其中 $P_{in}(1 - e^{-l})$ 代表单位时间内激光棒所吸收的热能,因此吸热越多,波前畸变越大。图 5 波前畸变图,其中 a 为包含高阶球差的波前畸变图,b 为只含二阶球差,而把高阶的球差形式作为像差而省略了的波前畸变图。

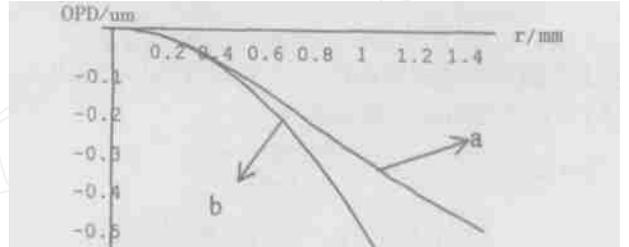


图 5 波前畸变图在 $P_{in}=4W, p=0.1cm, l=0.5cm$ 其它参数同表 1, a 为包含高阶球差, b 只包含二阶球差

5 结论

对激光棒 C:Nd:GSGG 晶体的热效应进行了详细的讨论。分析了棒内的热梯度分布和热引起的应力分布,得到了激光棒破裂的临界功率,对以后设计激光器时预防激光棒破裂提供了依据。最后分析了热引起的光学畸变,给出了光程差公式,对光学畸变的补偿提供了参考。

参考文献:

- [1] C P fistner, R Weber, S C Wang. Thermal beam distortion in longitudinally pumped solid-state lasers[J]. IEEE J. Quantum Electron. 1994, Vol. 30:1605 - 1616.
- [2] Y F Chen. Optimization in Scaling Fiber-Coupled Laser-diode End-pumped Lasers to Higher Power: Influence of Thermal Effect[J]. IEEE, 1997QE33:1424 - 1429.
- [3] 高明义, 郑义. 激光二极管端面泵浦 Nd:YVO₄ 激光器热效应的数值计算[J]. 激光杂志, 2003, 24(2): 11 - 13.
- [4] Z Xiang, W L Huang, G C Lim. Detailed Investigation of Thermal Effects in Longitudinally Diode-Pumped Nd:YVO₄ Laser[J]. IEEE J. Quantum Electron. 2003, Vol. 39:979 - 986.
- [5] M E Innocenzi, H T Yura, C L Fincher, et al. Thermal modelling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers[J]. Appl. Phys. Lett, 1990, Vol. 56:1831 - 1833.
- [6] 李方欣. LD 端面泵浦固体激光器模匹配的研究[J]. 激光杂志, 2003, 24(2): 17 - 18.
- [7] Chen YF. Pump-to-mode size ratio dependence of thermal loading in diode-end-pumped solid-state lasers. Opt. Soc. Am. B, 2000, 17(11): 1835 - 1840.
- [8] Koehner W. Solid-State Laser Engineering[M]. New York: Springer-Verlag. 1999, 356 - 384.
- [9] Pranab K Mukhopadhyay, K Ranganathan, Jogy George. Effect of absorbed pump power on the quality of output beam from monolithic microchip lasers. Journal of physics. 2002. Vol. 58: 657 - 668.