

文章编号: 1001-3806(2004)02-0208-03

侧面泵浦激光器热透镜效应的有限元分析

朱广志, 陈培锋, 邹雪芬, 朱长虹

(华中科技大学 激光技术与工程研究院, 武汉 430074)

摘要: 针对侧面泵浦的固体激光器工作介质产生的热透镜效应进行了分析, 建立热传导方程。采用有限元分析的方法对不同泵浦条件下激光棒内的温度场和应力变化进行分析。提出补偿热透镜效应的有效措施。并通过实验对上述不同补偿条件下的热焦距进行测量比较。

关键词: 热透镜效应; 有限元分析; 侧面泵浦; 热焦距

中图分类号: TN241 **文献标识码:** A

Finite element analysis of laser medium's thermal lens

ZHU Guang-zhi, CHEN Pei-feng, ZOU Xue-fen, ZHU Chang-hong

(Institute of Laser Technology & Engineering, HUST, Wuhan 430074, China)

Abstract: The thermal lens effects of side pumped solid state lasers are studied and heat exchange equation is established. The temperature and thermal stress of laser medium in different pumping condition are analyzed by finite element method. Some compensation on thermal lens effects is discussed. Thermal focal distance in different compensation condition is compared through experiment.

Key words: thermal lens; finite element methods; side pumping; thermal focal length

引 言

对灯泵浦的 Nd³⁺YAG 固体激光器而言, 热透镜效应一直是令人棘手的问题。尤其是激光器高功率运行时, 激光晶体的端面变形等多种热效应是激光系统设计、优化时首要考虑的因素之一。引起热透镜效应的主要原因是闪光灯(弧光灯)发射的宽带泵浦光中, 分布在紫外和红外谱带的成分被基质吸收后转变成热损耗, 造成激光介质内部温度升高, 荧光谱线加宽, 量子效率降低。激光棒一方面吸收光泵辐射, 另一方面由于冷却不均匀会造成工作物质内部温度分布不均匀, 导致热应力, 应力双折射和热透镜效应的产生。一般来说, 热透镜效应与棒的吸收率、直径、长度、泵浦条件, 及激光棒本身的加工条件有着密切的关系。清楚地了解各种情况下激光棒的温度分布、应力分布和热焦距的变化规律, 为采取措施补偿热效应奠定了基础。

1 理论分析

为方便起见, 假设激光棒是均匀的、各向同性的, 热导率为常数, 且不存在温度的跃变和物体的相变。那么对于 Kr 灯均匀泵浦的固体激光器其加热和冷却过程产生的温度分布可以简化为一维温度的分布, 其棒内部温度场的分布为^[1]:

$$T(r) = T(r_0) + \frac{\eta P_{in}}{4K\pi r_0^2 L}(r_0^2 - r^2) \quad (1)$$

式中, K 为激光介质的热传导率, r 为棒横截面内任一半径, $T(r_0)$ 是棒表面温度, r_0 是棒半径, P_{in} 为泵浦源的输入电功率, η 为热耗功率系数, 表示棒内发热耗散的功率占电功率的比例, L 为棒长。显然此时棒内温度场的变化为对称的抛物线形, 中间温度高, 边缘温度低。

如果考虑冷却液的温度 T_f , 在热平衡条件下, 棒内产生的热量应等于冷却介质从棒表面吸收的热量:

$$\eta P_{in} = Fh[T(r_0) - T_f] \quad (2)$$

式中, F 为激光棒与冷却介质接触的表面积 ($F = 2\pi r_0 L$), h 为冷却介质与棒表面之间的热传导系数, 与冷却介质的性质、流量、有效流通面积等因素有关^[1]。可见, 当提高 h 即提高棒与冷却液的热交换面积和流速, 可有效地降低棒内温度。

作者简介: 朱广志(1977), 男, 硕士研究生, 现从事高功率固体激光器的研究工作。

E-mail: zgzb@sohu.com

收稿日期: 2003-05-19; 收到修改稿日期: 2003-08-26

由于棒内温度场分布的不均匀, 内外材料由于温度差的存在而产生机械应力。从而导致棒内各处的折射率由中心向外边缘逐渐减少, 与 r 呈抛物线, 即当光通过激光工作物质时, 通过棒中心光线的光程大, 通过棒边缘光线的光程小。此时光通过激光棒的情况与通过透镜的情况极为相似, 故称这种由热引起的效应称为热透镜效应。其热透镜焦距为^[2]:

$$f_T = \frac{K \pi r_0^2}{\eta P_{in}} \left[\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + n_0^3 \alpha C_{r, \theta} + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right]^{-1} \quad (3)$$

式中, dn/dT 为折射率温度系数, $C_{r, \theta}$ 为由材料的光弹性系数决定的常数, 光的振动矢量沿径向 r 时, 用 C_r 表示, 沿切向 θ 时, 用 C_θ 表示, 对于 [111] 取向的 Nd³⁺YAG 棒, $C_r \approx 0.017$, $C_\theta \approx -0.0025$ 。在一级近似下, 光泵浦的激光棒可等效为一个焦距为 f 的热透镜。式中相加的 3 项分别表示温度梯度、热致应力双折射和端面弯曲的影响。其中以温度梯度的影响最大, 应力双折射次之, 端面效应最小。

2 有限元模拟和实验分析

运用有限元分析软件 ANSYS^[3] 对基本参数如表 1 所示 Nd³⁺YAG 棒进行温度场的模拟。在注入功率

Table 1 The parameters of the Nd³⁺YAG

YAG geometrical parameters	∅8mm × 160mm
thermal conductivity	$\lambda = 11 \text{ W/(m} \cdot \text{C)}$
young modulus	$E = 3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$
Possion ratio	$\mu = 0.3$
thermal expansion coefficient	$\alpha = (7.7 \sim 8.2) \times 10^{-6}$
heat transfer factor	$h = 8000 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{C)}$

$P_{in} = 12 \text{ kW}$, $P_{out} = 345 \text{ W}$, 冷却液的温度控制 $T_f = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ 的情况下, 得到其温度场的模拟图如图 1 所示。可见棒中心温度 $T(0) = 160.5 \text{ }^\circ\text{C}$, 棒边缘温度 $T(r_0) = 77.2 \text{ }^\circ\text{C}$, 其温度场呈对称的抛物线变化, 这与上

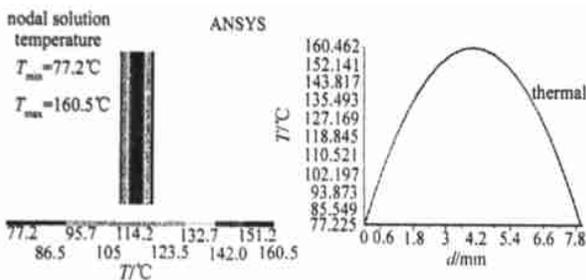


Fig. 1 Temperature distribution in the laser medium

述的理论分析的结果是相同的。

在其它条件不变的条件下, 为减小热效应分别提高棒表面与冷却液的热传导系数 (即 $h = 15000 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{C)}$) 和降低冷却液的温度 (即 $T_f = 15 \text{ }^\circ\text{C}$) 时, 得到棒内温度场的分布情况如图 2, 图 3 所示。

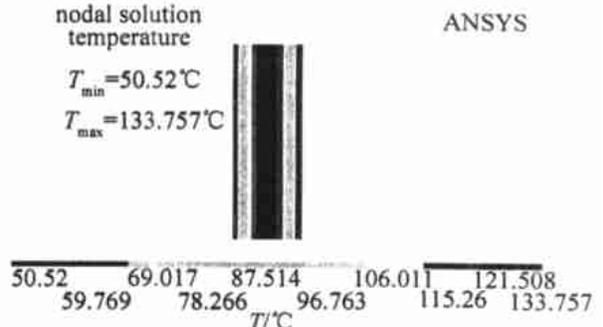


Fig. 2 Thermal distribution in the laser medium at $h = 15000 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{C)}$

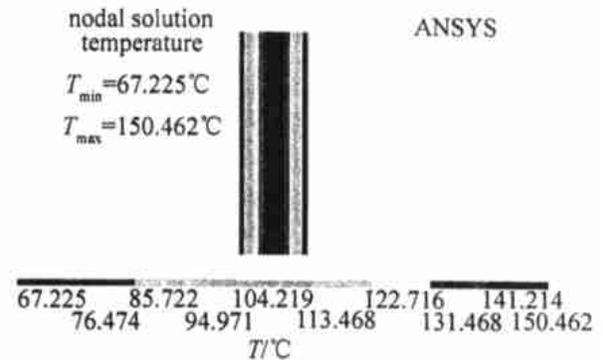


Fig. 3 Thermal distribution in the laser medium at $T_f = 15 \text{ }^\circ\text{C}$

可以看出, 当提高棒表面的热交换或降低冷却液的温度后, 棒中心及边缘的温度都得到了有效的降低, 达到了降低棒整体温度的目的。但是棒中心与表面的温度差为 $\Delta T = 83.3 \text{ }^\circ\text{C}$ 并没有改变。可见, 仅仅通过改变热传导系数 h 和冷却液的温度并不能有效地改善棒内温度场分布的不均匀性。

由理论分析可知, 棒内温度分布不均匀使得棒端面形状发生变形, 即所谓的端面效应^[2]。这将给激光器稳定运行带来不利的影响, 因此, 必须对这种变形进行修正补偿。

通常采用端面修磨的方法来补偿热透镜效应。这种方法在有效消除端面效应的同时, 对热透镜效应进行了补偿。将激光棒端面修成凹面, 凹面的曲率半径为 $R = (n_0 - 1)f_T$, 式中, f_T 为热焦距。修磨后激光棒内的温度分布如图 4 所示。

与修磨前的情况进行比较, 可见通过修磨端面并没有改变棒内温度场的分布, 边缘与中心的温度都与未修磨前相同, 温度差也没有改变。但是修磨后棒端面变形发生了变化, 示意图如图 5 所示。从

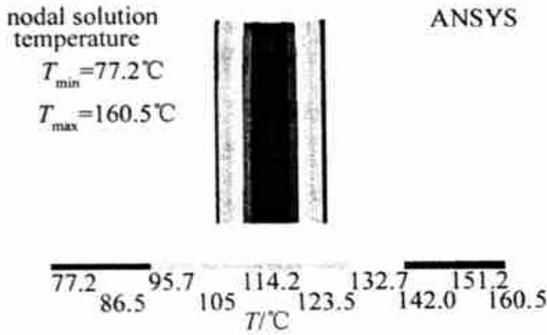


Fig. 4 Thermal distribution in the laser medium after abrade endface

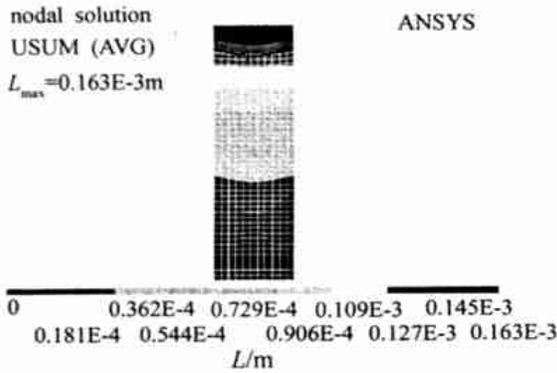


Fig. 5 The endface deformation after the abrasion

图中可以看出, 被修凹进去的端面由于热膨胀的作用而被填平, 这样就减小了端面效应对激光棒的影响, 同时产生了对热焦距的补偿功效。

然而仅靠修磨来减小热透镜效应的方法也存在一定的弊端。仔细分析会发现由于端面被修成凹面, 其端面的应力也必然发生相应的变化。图6中给出了修磨后端面的应力分布的放大图。

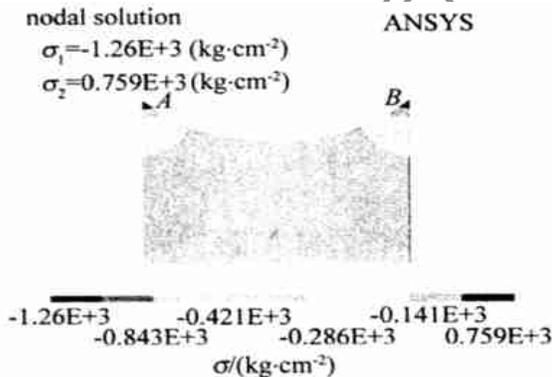


Fig. 6 Thermal stress distribution of the abrade endface

可以看出, 端面修磨后使得棒边缘的应力相对集中并急剧地增加。如果所修磨的曲率半径 R 过小, 会造成在 A, B 两点的应力超出了激光棒的破坏阈值, 从而使得这一部分受到损坏。因此, 修磨不应太多, 可根据实际情况进行有选择的修磨补偿。

为了验证上述补偿措施对激光棒热焦距的补偿作用, 在实验中采用如图7所示的实验装置对 $\varnothing 8\text{mm} \times 160\text{mm}$ 的 YAG 棒热焦距在不同补偿措施

下进行测量比较。得到不同补偿条件下热焦距的变化曲线。图8是改变激光棒表面的冷却条件(改变冷却液的流速)使 h 分别为 $15000\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{C})$ 和 $8000\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{C})$ 时所测得的热焦距的变化曲线图。

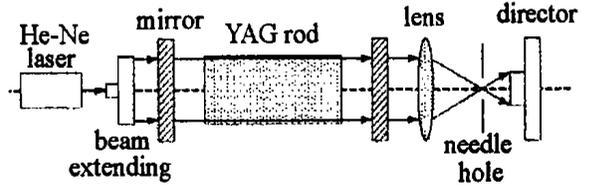


Fig. 7 Experiment device of thermal focus distance measurement

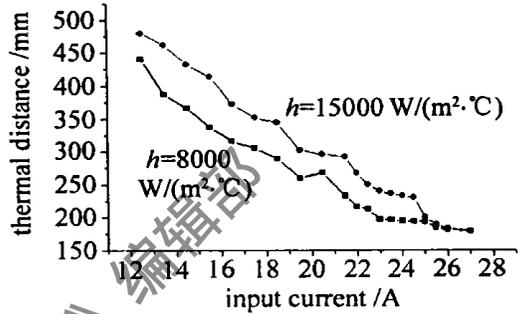


Fig. 8 Thermal focal distance of rod of different thermal exchange coefficient

可以看出, 通过改善激光棒表面的热交换条件, 在泵浦功率较低的情况下(即当注入电流在 $0\text{A} \sim 24\text{A}$ 的范围内)对热透镜效应起到了一定的补偿作用, 热焦距增大。但是在注入功率较高时(即注入电流大于 25A 以后), 由于激光介质发热相当严重, 这种补偿就不是那么的明显了。两曲线重合, 热焦距在补偿前后基本上是一样的。因此, 采用了端面修磨的方法对较高功率注入时进行补偿。测得其热焦距的变化曲线如图9所示(A是未修磨端面时的情况; B是修磨端面后的情况)。可见在整个泵浦的

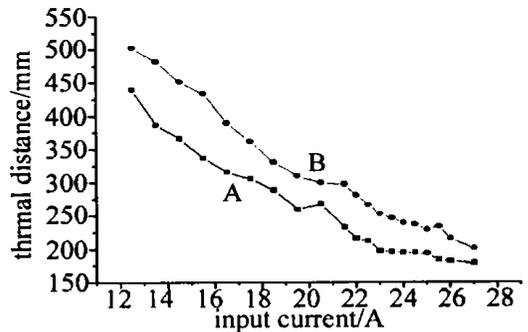


Fig. 9 Thermal focal distance of rod between endface abrasion and unabration

过程中, 端面修磨后的热透镜效应明显地减少, 并在高功率注入时补偿效果较为明显。然而棒端面应力集中效应限制注入功率的进一步提高。因此, 将端面补偿和改善激光棒表面的热传导条件结合起来, 可有效地减小热透镜效应。

略的影响。如图 10 所示,折合势阱深度 ϵ 增加,使最佳碰撞半径 σ_{\max} 稍微有所增加,跃迁几率也不断增加。以上说明最佳碰撞半径 σ_{\max} 随着其它几个参数会变化,选取非共振情况下的缓冲气体是要综合考虑。

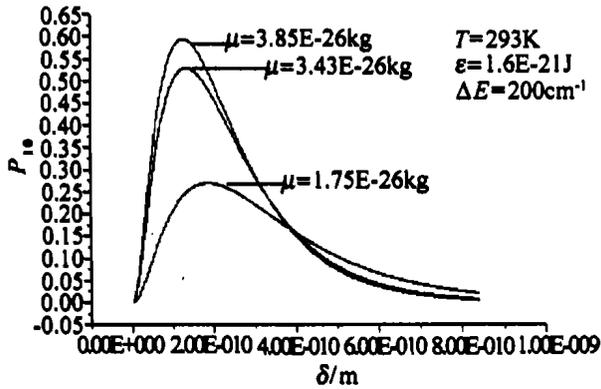


Fig. 9 Effect of reduced mass μ on maximum reduced collision radius σ

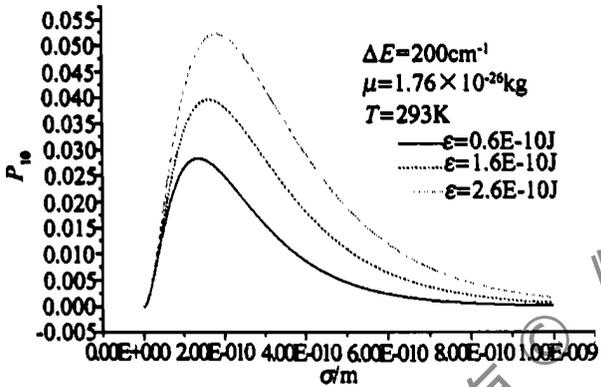


Fig. 10 Effect of reduced potential well ϵ on maximum reduced collision radius σ

3 结 论

缓冲气体分子应有与工作气体分子能产生能量

共振或近共振的能级差,即 ΔE 很小,分子间有较大的碰撞截面。此时工作气体分子与缓冲气体分子之间的碰撞能量转移为振动-振动态的转移,工作气体分子振动激发态下能级的能量转移几率 P_j 达到最大,其值一般为 10^{-1} 数量级,缓冲气体对远红外激光输出信号的提高显著。

NH_3 分子振动激发态下能级的弛豫能量与 N_2 分子存在近共振的能级差,即工作气体分子 NH_3 与缓冲气体分子 N_2 处于近共振状态,二者的碰撞能量转移几率 P_j 几乎达到 1,在粗糙模型下可简单近似为 1。因此在光泵 NH_3 分子远红外激光器中添加缓冲气体 N_2 ,可使光泵远红外激光器的输出信号明显增强。

选取缓冲气体分子,如果能和工作气体分子产生近共振,应尽量选取折合势阱深度 ϵ 大的缓冲气体分子。如果选取不能和工作气体分子产生近共振的缓冲气体分子,但又希望发生振动-振动能能量转移,应选取折合势阱深度 ϵ 大、接近共振跃迁最佳碰撞半径 σ_{\max} 的缓冲气体分子。

参 考 文 献

- [1] CHANG T Y, LIN C. J O S A, 1976, 66(4): 362~ 363.
- [2] LAWANDY N M, KOEPEF G A. Opt Lett, 1980, 5: 366~ 367.
- [3] BEHN R, KJELBERG I, MORGAN P D *et al.* J A P, 1983, 54(6): 2995~ 2996.
- [4] BEHN R. IEEE J Q E, 1985, QE21(8): 1278~ 1279.
- [5] LUO X Zh, QIU R M. Int J IR-MMW, 1997, 18(1): 641~ 652.
- [6] LUO X Zh, LI H J. Int J IR-MMW, 1999, 20(2): 1085~ 1090.
- [7] LI H J, LUO X Zh, HUANG X *et al.* Int J IR-MMW, 2000, 21(5): 700~ 701.
- [8] LUO X Zh, LUO J C, QIN J Y. Int J IR-MMW, 1999, 20(6): 1085~ 1086.
- [9] SCHWARTZ R N, SLAWSKY Z I, HERZFELD K F. J Chem Phys, 1952, 20(10): 1591~ 1592.

(上接第 210 页)

3 结 论

热透镜效应是影响固体激光器运行特性的主要因素,针对激光棒本身采用端面修磨和改善棒表面热交换条件的方法是减少热透镜效应的主要措施。通过上面的分析,对采用上述措施的情况下棒内温度场和应力场的分布有了较为深入的了解。然而当晶体本身的热效应更为严重时,就必须在谐振腔设计时,想法予以补偿。

该论文和实验的顺利完成得到了黄维玲、周卓尤、王海林、王英、杨克成、刘善琨等实验室老师的悉心指导和同学们的热情帮助,在此对他们表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] 李适民. 激光器件原理与设计. 北京: 国防工业出版社, 1998. 291~ 293.
- [2] WALTER K. Solid state laser engineering. 4th ed, Berlin: Springer Verlag, 1996. 389~ 401.
- [3] 王国强. 实用工程数值模拟技术及其在 ANSYS 上的实践. 西安: 西北工业大学出版社, 2001. 166~ 168.