

文章编号: 1001-3806(2008)01-0101-04

## LD 抽运复合 YAG 晶体温度场及热透镜效应研究

李 锋<sup>1,2</sup>, 刘 蓉<sup>1</sup>, 白晋涛<sup>1\*</sup>, 侯 洵<sup>1</sup>

(1. 西北大学 光子学与光子技术研究所, 西安 710069; 2 商洛学院 物理系, 商州 726000)

**摘要:** 为了研究复合 Nd YAG 激光晶体棒在端面抽运下的温度分布及热透镜效应, 采用数值分析法得到了端面抽运激光晶体棒内温度场的数值解, 当抽运光功率为 18W、光斑半径 0.2mm 时, 吸收系数为 3.5/cm 的复合晶体内最大温度为 73.8℃; 同时还得到了径向梯度折射率引起的轴向传播光相位延迟分布  $\Delta\Phi_t(r)$ , 并与相同条件下的普通晶体作了比较。结果表明, 采用复合晶体可以大幅度降低激光晶体内的温升, 并减小端面变形导致的透镜效应; 复合晶体内的相位延迟分布  $\Delta\Phi_t(r)$  与普通晶体的相似, 且不满足对半径  $r$  的二次方关系; 热透镜和参考球面透镜的相位延迟分布之间存在畸变  $\Delta\phi$ , 在  $r$  较小 ( $r < w_p$ ) 时, 相位延迟分布  $\Delta\Phi_t(r)$  可近似等效于一球面透镜, 其等效焦距  $f_{GRN}$  值与普通晶体的接近, 在  $r$  较大 ( $r > w_p$ ) 时, 畸变  $\Delta\phi$  随  $r$  增大而急剧增大。

**关键词:** 激光物理; 温度场; 数值分析; 复合 YAG 激光晶体; 热透镜效应

**中图分类号:** O734 **文献标识码:** A

### Investigation on temperature and thermal lens effects of laser diode pumped composite YAG rods

LI Feng<sup>1,2</sup>, LIU Rong<sup>1</sup>, BAI Jin-tao<sup>1</sup>, HOU Xun<sup>1</sup>

(1. Institute of Photonics & Photo Technology, Northwest University, Xi'an 710069, China; 2. Department of Physics, Shangluo Normal College, Shangzhou 726000, China)

**Abstract:** Temperature field and thermal lens effect of laser diode end pumped composite Nd YAG rod were investigated through numerical analysis methods. Numerical solutions of temperature field were obtained. The maximum temperature was 73.8℃ for composite laser crystal with an absorption coefficient of 3.5/cm, under pump power of 18W with 0.2mm beam radius. And also phase-retardation distribution  $\Delta\Phi_t(r)$  of the axial transmission light caused by radial temperature gradients was obtained. Comparing with conventional rod, the results show that composite rod leads a lower temperature rise in laser rod, as well as reduces distortion of pump end which brings on lens effect of laser crystal. Phase-retardation distribution  $\Delta\Phi_t(r)$  in composite rod is similar to that of conventional rod, but it doesn't accord with radius quadratic relationship, there is an aberration  $\Delta\phi$  between the phase retardation of the thermal lens and referenced spherical lens.  $\Delta\Phi_t(r)$  corresponds with that of a spherical lens approximately at  $r < w_p$ , and the equivalent foci  $f_{GRN}$  approaches to the same value of conventional rod, whereas  $\Delta\phi$  increases quickly with the increase of laser beam radius at  $r > w_p$ .

**Key words:** laser physics; temperature field; numerical analysis; composite YAG laser rod; thermal lens effects

## 引 言

激光二极管抽运的全固态激光器由于效率高、输出光束质量好、维护方便、应用范围广而受到普遍关注。然而由于热透镜及热致双折射等热效应的影响, 制约了激光器输出功率及光束质量的进一步提高。因此, 研究和消除热效应带来的不利影响是当前固体激

光器研究的一个重要课题。

目前, 减小热效应的一种有效的方法是采用复合晶体, 即通过扩散键合技术在掺杂激活离子的晶体棒一端或两端结合未掺杂基质晶体, 如复合  $YVO_4$  及复合 YAG 晶体<sup>[1-7]</sup>。复合可以很大程度减少工作物质内的热沉积, 降低激光工作物质的温度, 有效改善光束质量, 使激光系统更加紧凑高效。特别是在当前感兴趣的准三能级运行的激光器系统中<sup>[4,6,8-9]</sup>, 采用复合晶体减小热透镜效应的同时, 还可以减小激光下能级的再吸收损耗, 降低阈值, 提高系统光转化效率。

端面抽运是全固态激光器常见的抽运方式之一。采用端面抽运使抽运光能量集中于振荡光的基模体积之内, 光转换效率高, 可获得高质量光束 (接近衍射极

基金项目: 陕西省教育厅专项基金资助项目 (05JK185; D4JK125)

作者简介: 李 锋 (1970-), 男, 副教授, 博士研究生, 从事全固态激光器件研究。

\* 通讯联系人。E-mail: baijt@nwu.edu.cn

收稿日期: 2006-10-08; 收到修改稿日期: 2006-11-13

限)输出。本文中采用数值方法对端面抽运的圆柱形复合 Nd:YAG 激光晶体棒的温度场分布及热透镜效应作了较为深入的分析。研究结果对于理解激光晶体热透镜效应问题及提高激光器的性能具有指导作用。

## 1 端面抽运复合晶体内温度分布

### 1.1 抽运能量分布

图 1 为常见的光纤耦合激光二极管端面抽运结

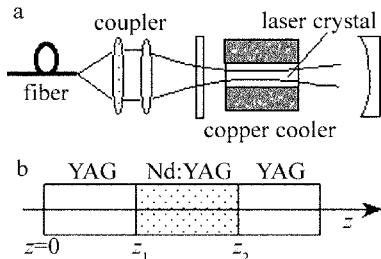


Fig 1 a—LD end pumped configuration b—composite laser crystal

构。抽运光沿  $z$  方向传输,由于未掺杂部分不吸收,晶体内部抽运光能量分布为:

$$I = \begin{cases} 0, & (0 \leq z < z_1, z_2 < z \leq l) \\ \frac{2P_{in}}{\pi w_p^2} \exp[-\alpha(z - z_1)] \times \\ \exp\left[-2\frac{x^2 + y^2}{w_p^2}\right], & (z_1 \leq z \leq z_2) \end{cases} \quad (1)$$

式中,  $w_p^2 = w_{p0}^2 \left[1 + \frac{\lambda(z - z_1)^2}{\pi w_{p0}^2}\right]$ ,  $w_p$  为抽运光在  $z$  处的光束半径,  $P_{in}$  为注入抽运光的总功率,  $l$  为激光晶体的总长度。由此,在端面抽运中,热功率密度为:

$$Q = \alpha \eta I(x, y, z) \quad (2)$$

式中,  $\eta$  为由荧光量子效应和内损耗决定的热转换系数,  $\alpha$  为激光晶体对抽运光的吸收系数。

### 1.2 热模型泊松方程

复合 YAG 晶体的掺杂部分与非掺杂部分其热导率差别不大,视为同种传热介质。在工作时要对激光晶体采用各种冷却手段,因此,晶体内的温度满足热传导方程:

$$\rho c_p \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial t} = \nabla \cdot [\kappa(T) \nabla T(x, y, z)] + Q(x, y, z) \quad (3)$$

式中,  $\rho$ ,  $c_p$  分别是介质的密度和比定压热容。在稳态情况下,温度分布不随时间变化。Nd:YAG 导热系数  $\kappa(T)$  随温度变化较小,可认为是常数。此时热传导方程为泊松方程:

$$\nabla^2 T(x, y, z) + \frac{1}{\kappa} Q(x, y, z) = 0 \quad (4)$$

前述结构中,实际抽运光能量沿  $z$  方向传输,  $Q(x, y, z)$  以  $z$  轴为对称轴。根据问题的对称性选用柱坐标系。相应的泊松方程为:

$$\frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{\kappa} Q(r, z) \quad (5)$$

### 1.3 边界条件

晶体两透光端面与空气相接触,侧面与冷却铜块接触并通水冷却。从两端面和空气热交换流出的热量远远小于从晶体侧面通过传导流出的热量(表面传热系数小于  $10W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ ),可设晶体的两端面绝热。晶体与侧面的冷却铜块接触紧密,构成复合传热介质,铜块的导热系数远大于晶体(紫铜在  $20^\circ C$  时的导热系数为  $398W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ),稳态情况下其内部温度梯度很小,可认为其温度等于冷却水的温度  $T_c$ 。即晶体的侧面温度保持恒定,因此,热模型的边界条件为:

$$\begin{cases} T(r, z) \Big|_{r=r_0} = T_c, & (0 \leq z \leq l) \\ \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0, l} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

柱坐标下,附加自然边界条件:

$$\frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (7)$$

### 1.4 温度分布

由于热源分布较为复杂,故采用数值差分法逼近方程(5)式在边界条件(6)式、(7)式下的解。用 MATLAB 编程计算,得到端面抽运及侧面抽运激光晶体内的温度分布,如图 2 所示。激光晶体直径  $d =$

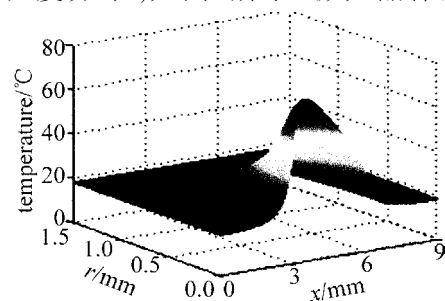


Fig 2 Temperature field in composite crystal

3mm,掺杂部分与未掺杂部分的长度均为 3mm,晶体侧面与冷却金属套(温度恒定为  $18^\circ C$ )接触,从端面注入的总功率  $P_{in} = 18W$ ,  $\eta = 0.35$ ,  $\kappa = 13W / (m \cdot K)$ ,抽运光斑半径  $w_p = 0.2mm$ 。

由于 Nd:YAG 对激光二极管发射的  $808nm$  抽运光波的吸收系数  $\alpha$  与钕离子的掺杂浓度及抽运光波的发射带宽有关。掺  $Nd^{3+}$  原子数分数为 0.01 的 YAG 晶体,对于带宽小于  $1nm$  的抽运光的吸收系数  $\alpha = 9.1/cm$ 。而通常的抽运光发射带宽往往大于  $3nm$ ,相应的吸收系数较小。

为考察不同吸收系数对晶体内部温度的影响,选取不同  $\alpha$  值分别计算了晶体内部温度的分布。图 2 是  $\alpha = 3.5/cm$  时复合晶体内部温度场分布的三维图,可以看到,在晶体内部最高温度为  $73.8^\circ C$ ,出现在距离抽运端面约  $3.6mm$  处;抽运端面上的最高温度为  $18.3^\circ C$ ,未抽运端面温度几乎不变,因而端面热膨胀可以忽略。

晶体内径向和轴向上出现了较大的温度梯度,说明晶体内部存在径向和轴向的热流。增大  $\alpha$  值,晶体中的最高温度及温度梯度随之增大,当  $\alpha = 9.1/\text{cm}$  时晶体内最高温度可达  $128.5^\circ\text{C}$ ,出现在距离抽运端面约  $3.3\text{mm}$  处,抽运端面上的最高温度为  $18.5^\circ\text{C}$ 。

作为比较,图 3 是计算了同样截面  $3\text{mm}$  长的普

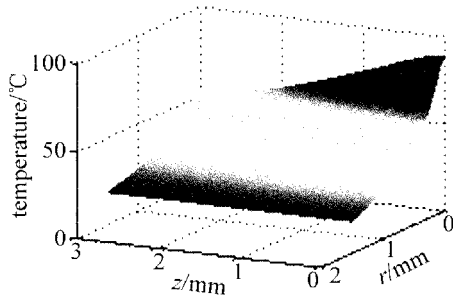


Fig 3 Temperature field in conventional crystal

通 Nd YAG 晶体在同等条件下其内部温度场分布,当  $\alpha = 3.5/\text{cm}$  时最高温度可达  $87.6^\circ\text{C}$ ,当  $\alpha = 9.1/\text{cm}$  时,可达到  $172.1^\circ\text{C}$ ,且出现在端面上,导致端面热膨胀而产生附加的透镜效应。由温度梯度分布可知晶体内的热量主要沿径向从晶体侧面流出。由此可见对于端面抽运复合晶体,未掺杂部分不吸收抽运能量,但可以增大激光晶体与冷却介质的热接触面积,减少和分散晶体内的热沉积,因而在相同抽运条件下晶体内的温升也随之减小。如考虑激光晶体所能承受的热应力极限,则复合晶体可承受的注入功率较普通晶体有大幅度提高。

## 2 梯度折射率透镜

可以看到,由于热效应,使得激光晶体中出现了较大的温度梯度。这种温度的差别使得晶体内部出现了由温度梯度及热应力引起的折射率变化。对于复合晶体,由端面热膨胀及光弹效应引起的透镜效应可以忽略<sup>[7,10]</sup>,而温度梯度引起的折射率梯度透镜效应占主要部分(90%以上),是影响激光晶体光学性质的关键因素。由于温度及温度梯度分布具有轴对称性,与温度有关的径向折射率变化量为:

$$\Delta n(r, z)_t = [T(r, z) - T(0, z)] \left\{ \frac{dn}{dT} \right\} \quad (8)$$

式中,  $T(0, z)$  为晶体轴心上的温度分布, Nd YAG 晶体温度折射率系数  $dn/dT = 7.3 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ 。沿晶体通光方向(轴向)总的相位差为<sup>[11-12]</sup>:

$$\Delta\Phi_t(r) = k \int_0^l n(r, z) dz \quad (9)$$

式中,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为波长。对于类透镜介质,如果其折射率与半径  $r$  是二次方关系,沿轴向传播的光束将出现二次方的空间相位变化,则此扰动相当于球面透镜<sup>[12]</sup>,相应的焦距  $f$  与相位变化  $\Delta\Phi$  的关系为:

$$\Delta\Phi_t(r) = -\frac{k r^2}{2f} \quad (10)$$

与图 2 参数对应,图 4 中粗实线是通过数值积分给出

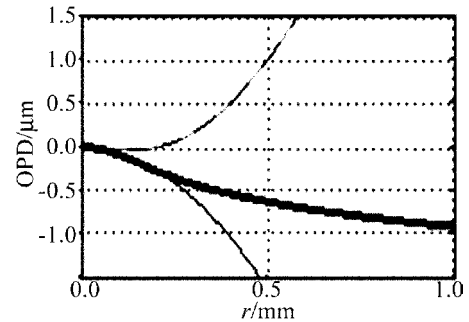


Fig 4 Distribution optical path difference for end pumped configuration 的温度梯度引起的光程差(optical path difference, OPD)分布(对应相位延迟分布),可见  $\Delta\Phi_t(r)$  对于  $r$  的变化关系并不满足二次方关系,这主要是由于热源分布及冷却条件造成的,其结果与文献[13]中端面抽运普通晶体的结果接近。对  $\Delta\Phi_t(r)$  进行二次幂函数拟合,在  $r$  较小的范围内( $r < w_p$ )得到的结果如图 4 中细实线所示,可以看到,这一范围内  $\Delta\Phi_t(r)$  分布接近二次幂函数,可近似等效为一个球面透镜,相应的热透镜焦距  $f_{GRN}$  与最佳拟合系数  $A$  之间满足:

$$A = \frac{1}{2f_{GRN}} \quad (11)$$

由此可得温度梯度折射率(gradient refraction index, GRN)透镜的等效焦距  $f_{GRN}$ ,图 4 所示相位延迟分布所拟合所得焦距值约为  $65\text{mm}$ ,普通 Nd YAG 晶体在相同条件下拟合得到的焦距值为  $62\text{mm}$ 。而且计算表明相同吸收系数下的普通晶体与复合晶体的  $f_{GRN}$  值差别不大。但值得注意的是,对于普通 Nd YAG 晶体,由于端面形变引起的透镜效应可占到总的热透镜效应的 46% 左右<sup>[7]</sup>,而复合晶体的端面形变引起的透镜效应很小,几乎可以忽略。由此可知,复合晶体的热透镜效应明显低于普通晶体。

另外,等效热透镜焦距对应的球面镜的相位延迟为  $\Phi = A r^2$ ,因此,实际上热透镜相对于参考球面透镜而言存在相位畸变  $\Delta\phi$ :

$$\Delta\phi = \Delta\Phi_t(r) - A r^2 = k \int_0^l n(r, z) dz - A r^2 \quad (12)$$

而且距离轴线越远,畸变越大。相应地,图 4 中的虚线给出了畸变随半径的变化趋势。这说明波前畸变是半径  $r$  的函数,即与振荡光和抽运光的半径比( $w_0/w_p$ )相关,半径比越大,则相应的波前畸变就越大,特别是当  $w_0/w_p > 1$  (即  $r > w_p$ ) 时,畸变急剧增大。因此,在激光系统工作中应选择最佳模半径比( $w_0/w_p$ ),从而兼顾斜效率和光束质量。同时也说明热效应下的相位延迟不能严格等同于一球面透镜,用普通球面透镜系统难

以完全补偿热透镜效应。

### 3 结论

采用数值方法研究了激光二极管端面抽运复合 YAG 晶体的温度场分布,并与普通 Nd YAG 晶体的温度场分布相比较,结果表明,端面抽运情况下采用复合晶体可以大幅度降低激光晶体内的温度,减小晶体内的热应力和端面效应。在此基础上进一步研究了复合激光晶体内由温度梯度引起的热透镜效应,在两种晶体中,由径向温度梯度引起的沿轴向传播光的相位延迟分布相似,且不满足对半径  $r$  的二次方关系。

对相位延迟分布进行二次幂函数拟合,结果表明,在  $r$  较小的范围内 ( $r < w_p$ ),  $\Delta\Phi_t(r)$  分布接近二次幂函数,可近似等效为一个球面透镜,由此得到梯度折射率透镜的等效焦距  $f_{GRN}$  值。复合晶体与普通晶体的  $f_{GRN}$  值接近,但由于普通晶体的热应力及端面效应严重,因而复合晶体的热透镜效应明显低于普通晶体。另外,热透镜和参考球面透镜的相位延迟分布之间存在畸变  $\Delta\phi$ ,说明热效应下的相位延迟不能严格等同于一球面透镜,特别是当  $w_o/w_p > 1$  ( $r > w_p$ ) 时,畸变急剧增大。因此,在激光系统工作中应选择最佳模半径比 ( $w_o/w_p$ ),从而兼顾斜效率和光束质量。

### 参考文献

- [1] ZMER H, ALBERS K, WITROCK U. Grazing-incidence YVO<sub>4</sub>-Nd YVO<sub>4</sub> composite thin slab laser with low thermo-optic aberrations [J]. Opt Lett, 2004, 29 (23): 2761-2763.
- [2] LIU Q, GONG M L, LU F Y, et al. 520W continuous wave diode cor-

ner-pumped composite Yb YAG slab laser [J]. Opt Lett, 2005, 30 (7): 726-728.

- [3] DASCALU T, TA RA T, PAVEL N. 100W quasi-continuous-wave diode radially pumped microchip composite Yb YAG laser [J]. Opt Lett, 2002, 27 (20): 1791-1793.
- [4] CZERANOWAKY C, HEUMANNE E, HUBER G. All-solid-state continuous-wave frequency-doubled Nd YAG BBO laser with 2.8W output power at 473nm [J]. Opt Lett, 2003, 28 (6): 432-434.
- [5] CHEN Y, PENG H, HOU W, et al. 3.8W of CW blue light generated by intra-cavity frequency doubling of a 946nm Nd YAG laser with LBO [J]. Appl Phys, 2006, B83 (2): 241-243.
- [6] GAO L L, TAN H M, WANG H. The composite Nd YAG crystal and its application in high power blue laser [J]. Laser and Infrared, 2006, 36 (5): 341-344 (in Chinese).
- [7] MACDONALD M P, GRAF T H, BALMER J E, et al. Reducing thermal lensing in diode-pumped laser rods [J]. Opt Commun, 2000, 178: 383-393.
- [8] YANG L, WANG H L, HUANG W L, et al. Diode-pumped self-Q-switched single frequency 946nm Nd, Cr<sup>3+</sup> YAG microchip laser [J]. Laser Technology, 2003, 27 (4): 282-284 (in Chinese).
- [9] ZHANG X B, YAO B Q, WANG Y Zh, et al. Quasi-four-level co-doped Tm/Ho gadolinium vanadate laser [J]. Laser Technology, 2006, 30 (2): 119-122 (in Chinese).
- [10] WEBER R, NEUENSCHWANDER B, WEBER H P. Thermal effects in solid-state laser materials [J]. Optical Materials, 1999, 11 (2-3): 245-254.
- [11] XIE W J, TAM S Ch, LAM Y L, et al. Thermal lensing of diode side-pumped solid-state lasers [J]. Optics & Laser Technology, 2000, 32 (3): 199-203.
- [12] KOCHNEL W. Solid state laser engineering [M]. Beijing: Science Press, 2003: 363-366 (in Chinese).
- [13] CHEN Y F, HUANG TM, KAO C F, et al. Optimization in fiber-coupled laser diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect [J]. IEEE J Q E, 1997, 33 (8): 1424-1429.

(上接第 100 页)

功率密度的影响,提高信号光在单位晶体长度下获得的增益。对于大功率密度抽运下的超短脉冲光参变放大,高阶非线性效应的影响不可忽略,它会引入相位失配,减小能量转换效率,使达到饱和和所需的晶体长度有所增加。结果表明,在设计飞秒光参变放大所用 MgO:LnNbO<sub>3</sub> 晶体的尺寸和计算抽运光预啾啾的大小时,需要综合考虑到色散和高阶非线性效应的影响。

### 参考文献

- [1] PANG D Q, ZHANG R B, WANG Q Y. Theoretical analysis of noncollinear phase-matched optical parametric amplifier seeded by a white-light continuum [J]. Opt Commun, 2001, 196: 293-298.
- [2] SOSNOWSKI T S, STEPHENS P B, NORRIS T B. Production of 30-fs pulses tunable throughout the visible spectral region by a new technique in optical parametric amplification [J]. Opt Lett, 1996, 21 (2): 140-142.
- [3] PIEL J, BEUTTER M, RIEDLE E. 20-50fs pulses tunable across the near infrared from a blue-pumped noncollinear parametric amplifier [J]. Opt Lett, 2000, 25 (3): 180-182.
- [4] XIA J F, WEI Z Y, ZHANG J. Bandwidth and gain of BBO in non-col-

linear optical parametric process [J]. Acta Physics Sinica, 2000, 49 (2): 256-261 (in Chinese).

- [5] MA J, ZHANG R B, ZHANG W L, et al. Compensation of group velocity mismatch for optical parametric amplification in BBO type-I phase-matched configuration [J]. Acta Physics Sinica, 2005, 54 (6): 2745-2750 (in Chinese).
- [6] FAN Q K, QIU W F. Experimental study of BBO OPO with narrowed linewidth [J]. Laser Technology, 1996, 20 (3): 174-176 (in Chinese).
- [7] WANG T, ZHU H Y, QIAN L J, et al. Tunable femtosecond optical parametric amplifier with weak CW seeding [J]. Opt Commun, 2004, 239: 397-401.
- [8] FECKO C J, LOPARO J J, TOKAMKOFF A. Generation of 45 femtosecond pulses at 3μm with a KNbO<sub>3</sub> optical parametric amplifier [J]. Opt Commun, 2004, 241: 521-528.
- [9] ZHU P F, QIAN L J, XUE S L, et al. Effect of cubic nonlinearity on optical parametric amplification of femtosecond pulse at high pumping intensity [J]. Chinese Journal of Lasers, 2002, 29 (10): 885-888 (in Chinese).
- [10] ZHANG XM, FAN D Y, ZENG XM, et al. Acquiring 1053nm femtosecond laser emission by optical parametric amplification based on super continuum white-light injection [J]. Opt Lett, 2006, 31 (5): 646-648.