

文章编号: 1001-3806(2007)03-0238-04

激光侧抽运晶体温度分布的非均匀发热模型计算

郭云霄¹, 巩马理^{1*}, 薛海中², 李 晨¹, 闫 平¹, 柳 强¹, 陈 刚¹

(1. 清华大学精密仪器系光子与电子技术研究中心摩擦学国家重点实验室, 北京 100084; 2. 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

摘要: 针对半导体侧面抽运固体激光晶体的温度分布问题, 使用类高斯的非均匀发热模型, 对 LD 侧面抽运棒状固体激光介质的温度分布问题进行了计算, 推导并最终得到了侧面抽运情况下棒状激光晶体温度分布的近似解析表达式。与以往报道相比, 所使用的类高斯发热模型比均匀发热模型更符合激光器的实际工作情况, 使用该模型计算温度分布将得到更为精确的结果。

关键词: 激光器; 侧面抽运; 温度分布; 激光晶体; 半导体激光器

中图分类号: TN248.4 **文献标识码:** A

Temperature analysis with nonuniform heat generation in the side-pumping laser rod

GUO Yun-xiao¹, GONG Ma-li¹, XUE Haizhong², LI Chen¹, YAN Ping¹, LIU Qiang¹, CHEN Gang¹

(1. State Key Laboratory of Tribology, Center for Photonics and Electronics, Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084, China; 2. School of Technical Physics, Xiidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract In order to calculate the accurate temperature distribution of a side-pumping laser rod, a nonuniform heat generation model of quasigaussian profile is proposed. Approximate analytical expression of the temperature distribution of the laser rod is derived. This model is more practical than the uniform model reported before and it can meet a wide situation of the diode side-pumped laser system. With this model, the thermal stress, thermal lens, and other thermal effects in a laser rod can be easily calculated.

Key words lasers; side pump; temperature distribution; laser crystal; LD

引 言

半导体抽运固体激光器 (diode pumped solid-state laser, DSSL) 具有效率高、寿命长、光束质量好、可靠性强等一系列特点, 已被普遍应用于机械加工、医疗、航空、军事等各个领域^[1, 2]。使用半导体激光器 (laser diode, LD) 抽运固体激光器的抽运形式主要有端面抽运和侧面抽运两种, 其中端面抽运的形式有利于实现低阈值、高效率、高光束质量的激光输出, 而侧面抽运则为实现高能量的激光输出提供了有效的途径^[3]。

随着 LD 侧面抽运固体激光器能量的不断提高, 激光器的热效应, 如热透镜效应、热应力等, 已经成为影响激光器高功率输出性能的主要因素之一^[1]。热效应的产生主要归结于 LD 抽运过程中激光介质的非均匀温度分布, 而激光介质温度的升高则主要由抽运

能量的不完全转换引起。现阶段端面抽运固体激光晶体热效应及温度分布计算的研究已经较为充分^[4, 5]。侧面抽运结构中常用棒状激光介质, 其温度分布与热效应的理论与实验研究也已经有过一些报道^[6~9]。但由于侧面抽运的棒状介质中的热量并非均匀分布, 使得温度分布的计算非常复杂而难于得到解析结果, 因此, 之前的大部分研究都基于均匀发热的假设^[6~8]。2000年, XIE 等人使用高斯分布的模型对棒状介质中的温度分布进行了推导, 但最终仅给出了基于积分方程的温度分布计算模型^[10]。

作者在前人分析的基础上, 采用类高斯的非均匀发热模型, 对 LD 侧面抽运激光晶体棒内的温度分布情况进行了计算分析, 并最终得到了近似的解析表达式。

1 基本理论

图 1 是 LD 侧面抽运固体激光棒的典型结构, LD 阵列沿晶体环形排列, 抽运光由晶体表面进入激光晶体。由于量子缺陷、能级转换等效应, 热量将伴随着光抽运的过程在晶体内部产生。侧面抽运的结构中, 通常

作者简介: 郭云霄 (1980-), 男, 博士研究生, 现主要从事半导体抽运固体激光器的研究。

* 通讯联系人。E-mail: gongm@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2006-03-29; 收到修改稿日期: 2006-06-15

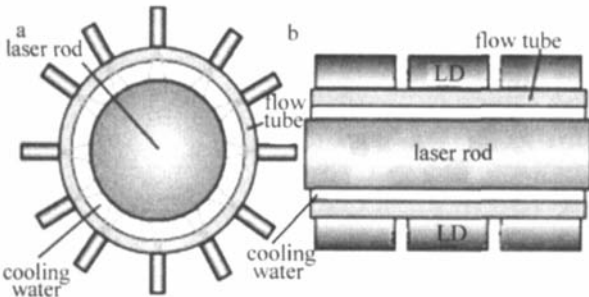


Fig 1 Pumping configuration of the LD side-pumped laser system or rod amplifier
a—traverse view b—side view

在晶体外套上水通道,并在通道内注入循环的冷却水,以传导激光晶体内产生的热量,并将晶体的温度始终稳定在一定范围。

在图 1 所示的结构中,假设激光晶体的长度远大于晶体的直径,则各向同性激光晶体横截面上的温度分布 T 可以由下式表示^[1]:

$$\nabla [k(T) \nabla T] + Q = 0 \quad (1)$$

式中, $k(T)$ 是温度为 T 时激光晶体的导热系数, Q 是晶体横截面上的热密度, ∇ 表示梯度运算符。在计算中一般可以认为 k 为常数^[6-8], 通过引入柱坐标可以将 (1) 式表达为:

$$\nabla^2 T = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \right] T(r) = - \frac{Q}{k} \quad (2)$$

侧面抽运的结构中, Q 的表达式比较复杂,难以使用解析的方式得到 $T(r)$ 的表达式。为了得到 $T(r)$ 的解析解, Q 通常被假设为常数且在整个晶体棒中的取值一致,这种情况在实际中是很难获得的,并且这种假设最终将导致温度分布计算结果的很大差异。

2 热量分布计算

因为侧面抽运结构中抽运 LD 排列的对称性,在大多数情况下 Q 可以用 $Q(r, z)$ 表达。假设激光晶体的长度远大于晶体直径 D , 因此,可以仅考虑抽运光能量在激光晶体一个截面上的分布情况,并将 $Q(r, z)$ 简化为 $Q(r)$ 。

使用单一 LD 抽运的激光晶体截面示意图如图 2 所示,图中所表示的 LD 输出抽运光在空间上呈高斯分布,并在 x 轴上的 $(x_0, 0)$ 处有束腰 w_0 。

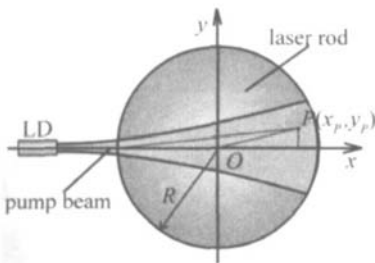


Fig 2 Cross sectional geometry of the laser rod pumped by only one laser diode

考虑到激光晶体对抽运光的吸收, LD 发出抽运光的归一化能量分布曲线可以由下式给出:

$$I(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_0}{w(x)} \exp \left[- \frac{2y^2}{w^2(x)} - \alpha d \right] \quad (3)$$

式中, I_0 是沿晶体轴向单位长度上 LD 阵列所发出的抽运光强, $w(x)$ 是抽运光能量减弱到中心强度 $1/e^2$ 时的光束半径,并可以用下式表示:

$$w(x) = w_0 \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda(x - x_0)}{\pi w_0^2} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (4)$$

(3) 式和 (4) 式中的 λ 表示抽运光波长, α 代表激光晶体对波长为 λ 的抽运光的吸收系数, d 表示抽运光在激光晶体中的传输长度。以晶体截面上任意一点 $P(x_p, y_p)$ 为例,由于抽运光束半径相对激光晶体半径比较小,可以得到 $d = \sqrt{(x_p + R)^2 + y_p^2}$ 的近似表达式,其中 R 表示棒状激光晶体的半径。通过 (3) 式可以很容易使用数值计算的方法得到抽运能量在晶体内的分布情况,而对于多个 LD 同时抽运的情况,只需要将 (3) 式的结果在不同方向上进行叠加就可以得到结果。

由于晶体中的热量主要由抽运能量产生,热量密度函数 $Q(r)$ 与抽运能量分布有着相似的形式,为了得到 $Q(r)$ 的近似表达式,在抽运功率较高,沿晶体棒圆周排列的 LD 数量较多时,可以假定: (1) 沿晶体棒圆周排列的 LD 足够紧凑,所发出的抽运光能量在到达晶体表面时不同方向上的抽运光能量可以看作均匀分布; (2) 抽运光仅通过晶体棒一次。

基于以上假设,计算了直径不同但 Nd 原子数分数均为 0.01 的 Nd:YAG 晶体抽运光分布的情况,图 3a

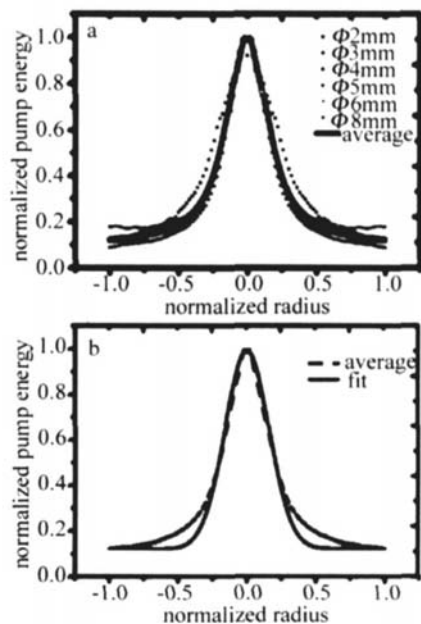


Fig 3 a—normalized pump energy distributions in 0.01 doped Nd:YAG laser rod with different diameters from 2mm to 8mm b— the fit profile of the average heat density

显示的是直径从 2mm ~ 8mm 变化的晶体内归一化的能量分布曲线,同时给出的还有平均值的曲线(粗实线)。从图 3a可以看出,不同直径晶体内抽运能量分布的归一化曲线有着非常相近的线形,且与高斯曲线非常相似。因此,使用高斯函数对热密度函数进行了拟和,并将 $Q(r)$ 描述为:

$$Q(r) = (Q_c - Q_r) \exp(-r^2/R_w^2) + Q_r \quad (5)$$

式中, Q_c 表示晶体棒中心的热量密度, Q_r 表示晶体棒表面的热量密度, R_w 表示热量密度值减小到最大值的 $1/e^2$ 处时的半径。在图 3a 中, $Q_r = k_Q Q_c \approx 0.1 Q_c$, $R_w = k_w R \approx 0.225R$ 。

使用 $Q_{c,r}$ 代替 $(Q_c - Q_r)$, (5) 式转换为:

$$Q(r) = Q_{c,r} \exp(-r^2/R_w^2) + Q_r \quad (6)$$

将 (6) 式的结果和图 3a 中平均值曲线进行对比,结果如图 3b 所示,其中点画线为平均值,连续曲线为 (6) 式的计算结果。

3 温度分布计算

将 (6) 式代入 (2) 式并将 $T(r)$ 分解成两部分,可以得到:

$$\begin{cases} T(r) = T_1(r) + T_2(r) \\ \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \right] T_1(r) = -\frac{Q_r}{K} \\ \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \right] T_2(r) = -\frac{Q_{c,r}}{K} \exp\left[-\frac{r^2}{R_w^2}\right] \end{cases} \quad (7)$$

$T_1(r)$ 的表达式在许多报道中都有计算,并可以很容易得到^[1,6-8]:

$$T_1(r) = T_0 - \frac{Q_r r^2}{4K} \quad (8)$$

使用归一化的半径 $\tilde{r} = r/R$ 代替 r , 并对 $T_2(r)$ 进行一次积分可以得到^[8]:

$$\frac{\partial T_2(\tilde{r})}{\partial \tilde{r}} = R \frac{\partial T_2(r)}{\partial r} = \frac{Q_{c,r} R_w^2}{2K} \frac{\exp\left[-\frac{r^2}{k_w^2}\right] - 1}{\tilde{r}} \quad (9)$$

无法通过解析的方法从 (9) 式解得 $T_2(r)$ 的结果,但在 $\tilde{r} \in (0, 1)$ 的范围内可以使用下式得到与 (9) 式非常近似的拟合:

$$\frac{\partial T_2(\tilde{r})}{\partial \tilde{r}} = \frac{Q_{c,r} R_w^2}{2K} \left\{ k_{11} \left[-\frac{2\tilde{r}}{k_w^2 k_{12}} \right] \exp\left[-\left(\frac{\tilde{r}}{k_w k_{12}}\right)^2\right] + k_{21} \left[-\frac{2\tilde{r}}{k_w^2 k_{22}} \right] \exp\left[-\left(\frac{\tilde{r}}{k_w k_{22}}\right)^2\right] \right\} \quad (10)$$

对于 (10) 式中 k_w 的常见取值, $k_{11} \sim k_{22}$ 4 个系数只需要根据表 1 进行细微的调整,即可得到与 (9) 式相当近似的拟合。以 $R_w \approx 0.225R$, $k_w \approx 0.225$ 的情况为例, (10) 式与 (9) 式的计算结果如图 4 所示,从图中可以看出,在晶体的整个截面上 (10) 式与 (9) 式的值都非常近

Table 1 Relationship between k_w and k factors

k_w	k_{11}	k_{12}	k_{21}	k_{22}
(0.1, 0.15)	2.12	1.65	3.19	6.04
(0.15, 0.2)	1.72	1.48	2.93	4.50
(0.2, 1)	1.39	1.35	2.78	3.61

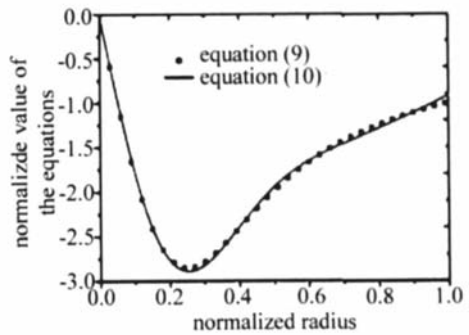


Fig 4 The profiles of equation(9) and equation(10)

似。图 4 的结果中并没有将 $Q_{c,r} R_w^2 / 2KR$ 代入计算。通过计算,使用表 1 中的取值在 $k_w \in (0.2, 1)$ 时 (10) 式与 (9) 式的最大均方差为 1.9×10^{-3} , 在 (0.15, 0.2) 内为 3.5×10^{-3} , 在 (0.1, 0.15) 内为 8.3×10^{-3} 。

通过对 (10) 式进行积分计算,可以得到 $T_2(r)$ 的近似解析解:

$$T_2(r) = \frac{Q_{c,r} R_w^2}{2K} \left\{ k_{11} \exp\left[-\left(\frac{\tilde{r}}{k_{12} R_w}\right)^2\right] + k_{21} \exp\left[-\left(\frac{r}{k_{22} R_w}\right)^2\right] - k_{11} - k_{21} \right\} \quad (11)$$

最终得到 $T(r)$ 的表达式:

$$T(r) = T_1(r) + T_2(r) = T_0 - \frac{Q_r r^2}{4K} + \frac{Q_{c,r} R_w^2}{2K} \left\{ k_{11} \exp\left[-\left(\frac{r}{k_{12} R_w}\right)^2\right] + k_{21} \exp\left[-\left(\frac{r}{k_{22} R_w}\right)^2\right] - k_{11} - k_{21} \right\} \quad (12)$$

在推导 (12) 式的过程中,在晶体棒的边缘和冷却介质之间使用了牛顿边界公式:

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{(r=R)} = \frac{h}{K} [T_c - T_{(r=R)}] \quad (13)$$

式中, h 代表散热系数或是表面换热系数, T_c 是冷却介质的温度。晶体棒的中心温度 T_0 可以通过 (12) 式和 (13) 式得到:

$$T_0 = \underbrace{T_c}_{\text{section 1}} + \underbrace{\left(\frac{Q_r R}{2h} + k_w^2 \frac{Q_{c,r} R}{2h} \right)}_{\text{section 2}} + \underbrace{\left(\frac{Q R^2}{4K} + K k_w^2 \frac{Q_{c,r} R^2}{4K} \right)}_{\text{section 3}} \quad (14)$$

式中, $K = 2 \{ [1 - \exp(-1/k_{12}^2 k_w^2)] k_{11} + [1 - \exp(-1/k_{22}^2 k_w^2)] k_{21} \}$ (15) 对 (14) 式分析可知,晶体的中心温度由 3 部分组成,第 1 部分代表了环境温度或是冷却介质的温度,第 2

部分代表了温度向晶体边界的降低,第 3 部分则由晶体的有限热传导引入;第 2 第 3 部分的第 1 项是由晶体中均匀分布的热量产生的,而第 2 第 3 部分的第 2 项是由非均匀分布的热量产生的,即由 (6) 式的指数部分引入。

根据以上的公式,使用以下的参数对 LD 侧面抽运的 Nd:YAG 晶体棒进行计算:晶体半径 $R = 0.25\text{cm}$,沿晶体轴向单位长度的抽运能量密度 $30\text{W}/\text{cm}^3$,吸收系数 $\alpha = 4.5/\text{cm}$,导热系数 $\kappa = 0.14\text{W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$,表面传热系数 $h = 0.9\text{W}/(\text{cm}^2\cdot\text{K})$,冷却水温度 $T_c = 10^\circ\text{C}$ 。以 $k_Q = 0.1$ 的情况为例, Q_c 和 Q_r 的值分别为 $186.3\text{W}/\text{cm}^3$ 和 $20.7\text{W}/\text{cm}^3$,即表明有约为 1/3 的抽运功率对非均匀发热有所贡献。得到温度在晶体棒截面上分布的表达式为:

$$T(r) = 15.22 - 36.96r^2 + 2.93 \exp\left[\frac{-r^2}{5.78 \times 10^{-3}}\right] + 5.85 \exp\left[\frac{-r^2}{0.04}\right] \quad (16)$$

根据 (16) 式可以计算得到温度在晶体棒截面上沿直径的分布曲线,见图 5。其中横坐标代表晶体半径,零

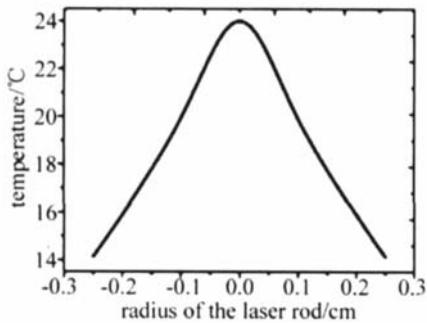


Fig 5 The temperature distribution in the 0.01-doped Nd:YAG rod calculated with equation (16), the rod has a radius of 0.25cm, and the pump density is $30\text{W}/\text{cm}^3$ per unit length along the rod axis

点代表晶体中心;纵坐标代表温度值。从图中可看到,晶体棒的中心温度和表面温度分别为 24.0°C 和 14.2°C ,温度在截面上的分布呈现中间高边缘低的趋势。

4 结 论

对 LD 侧面抽运固体激光棒中温度分布的表达式进行了分析,使用了高斯分布的热模型,并最终得到了棒状固体激光晶体截面上温度分布的近似解析表达式。通过确定 k_w 和 k_Q 的值就可以很容易的使用该表达式得到晶体截面上的温度分布,其中 k_w 表征了抽运能量向晶体中心集中的程度, k_Q 则表征了晶体中心热量与边缘热量的比值。

通过温度分布的计算,晶体内的热应力、热透镜等效效应都可以很容易的得到。

参 考 文 献

- [1] KOECHNER W. Solid-state laser engineering [M]. 5th ed. Berlin: Springer-Verlag, 1999. 406~409.
- [2] LAN X J, HUANG W L, LIU Y L, *et al*. Novel all solid Nd:YAG lasers [J]. Laser Technology, 1997, 21(4): 251~254 (in Chinese).
- [3] FAN T Y, BYER R L. Diode laser pumped solid state lasers [J]. IEEE J Q E, 1988, 24(6): 895~912.
- [4] SHI P, LI L, GAN A Sh, *et al*. Thermal effect research of Nd³⁺ doped laser crystals in end pumped all-solid state laser [J]. Laser Technology, 2004, 28(2): 177~180 (in Chinese).
- [5] SHI P, LI L, GAN A Sh, *et al*. Semi-analytical thermal analysis of double-end-pumped Nd:YVO₄ crystal [J]. Laser Technology, 2004, 28(6): 616~619 (in Chinese).
- [6] BROWN D C. Ultra-high average power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers [J]. IEEE J Q E, 1997, 33(5): 861~873.
- [7] XIE W J, TAM S C, LAM Y L, *et al*. Thermal and optical properties of diode-side pumped solid state laser rods [J]. Opt & Laser Technol, 2000, 32(3): 193~198.
- [8] WEBER R, NEUENSCHWANDER B, WEBER H P. Thermal effects in solid-state laser materials [J]. Optical Materials, 1999, 11(2~3): 245~254.
- [9] YU D L, TANG D Y. Experimental study of a high power CW side-pumped Nd:YAG laser [J]. Opt & Laser Technol, 2003, 35(1): 37~42.
- [10] XIE W J, TAM S C, LAM Y L, *et al*. Influence of the thermal effect on the TEM₀₀ mode output power of a laser diode side pumped solid-state laser [J]. Appl Opt, 2000, 39(30): 5482~5487.
- [11] ZEN IL, CAMPOPANO S, CUTOLO A, *et al*. Power semiconductor laser diode arrays characterization [J]. Optical and Lasers in Engineering, 2003, 39(2): 203~217.
- [12] GAO C Q, WEIG H. Study on the beam quality of uncoupled laser diode arrays [J]. Chinese Journal of Lasers, 2001, 28(4): 241~245.
- [13] MUELLER N G, WEBER R, WEBER H P. Output beam characteristics of high-power continuous wave diode laser bars [J]. Opt Engng, 1995, 34(8): 2384~2389.
- [14] SIEGMAN A E. New developments in laser resonators [J]. SPIE, 1990, 1224: 2~14.
- [15] ISO 11146-2005. Laser and laser-related equipment—test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios—part 1: stigmatic and simple astigmatic beams [S].
- [16] BPPICH B. Measurements of beam parameters with 2-D matrix camera arrays [J]. SPIE, 1996, 2870: 31~39.
- [17] SIEGMAN A E, SASNETT M W, JOHNSTON T F. Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques [J]. IEEE J Q E, 1991, 27(4): 1098~1104.
- [18] BACHMANN F G. Chances and limitations of high power diode lasers [J]. SPIE, 2004, 5336: 95~106.

(上接第 231 页)