

# 激光二极管抽运的激光器热透镜效应的研究\*

张行愚 赵圣之 王青圃 张其第

(山东大学光电系 济南 250100)

B. Ozygus H. Weber

(柏林技术大学光学研究所 柏林 10623, 德国)

**提要** 用激光二极管经光纤耦合和 GRIN 透镜聚焦后抽运  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 激光器, 用非稳腔方法测量了  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体的等效热透镜焦距; 同时, 对描述热透镜效应的理论模型进行适当补充, 使之适合于激活介质中抽运光半径随位值变化的情况, 所得理论结果与实验结果随抽运功率的变化趋势相一致, 同时二者也存在一定差距; 分析了理论结果与实验结果存在差距的原因。

**关键词** 激光二极管抽运,  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG, 热透镜效应, 热透镜理论模型

## 1 引言

激光二极管(LD)抽运的固体激光器具有体积小、效率高等优点, 当抽运光用光纤进行耦合时, 还可以实现抽运源与激光器的有效分离, 因而有着广泛的应用前景, 近年来成为激光器领域的研究热点<sup>[1~3]</sup>。

当激光器工作于高功率状态时, 激光晶体的热透镜效应是优化激光系统所必须考虑的重要因素之一<sup>[4]</sup>, 因而对 LD 抽运的激光器激活介质热透镜效应的理论和实验研究是一项重要工作<sup>[5~8]</sup>。在本实验中, 用光纤耦合的 LD 纵向抽运  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 激光器, 用非稳腔方法测量了抽运功率在 6~15 W 时  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体的等效热透镜焦距; 在理论上, 充实了文献[5]的理论模型, 使之适用于抽运光尺寸在激活介质中不均匀的一般情况, 所得理论结果和实验结果随抽运功率的变化趋势相一致, 同时二者也存在一定差距, 最后分析了理论结果与实验结果存在差距的原因。

## 2 实验装置和测量原理

实验装置如图 1 所示, LD 发出的  $0.808 \mu\text{m}$  的抽运光经光纤耦合, 并经 GRIN 透镜聚焦后进入  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体, 圆柱形的  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体( $\Phi 3 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ )被固定于管状铜散热器上。  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 的一端镀  $1.06 \mu\text{m}$  全反膜, 作为谐振腔的平面全反镜, 这一端同时镀  $0.808 \mu\text{m}$  增透膜, 以利于抽运光的通过。谐振腔的平面输出镜置于一可移动导轨上, 通过改变平面输出镜的位置可以达到改变谐振腔长度的目的, 输出激光强度由 TPM 310 功率计检测。

\* 国家教委博士点基金和山东省自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1999-04-02; 收到修改稿日期: 1999-06-06

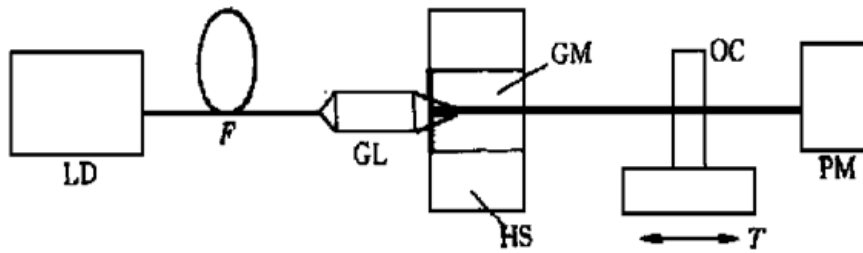


图 1 实验装置示意图

LD: 激光二极管;  $F$ : 耦合光纤; GL: 自聚焦透镜; HS: 铜散热器; GM: 激活介质;  $T$ : 平移导轨; OC: 输出镜; PM: 功率计

Fig. 1 Scheme of experimental setup

LD: laser diode;  $F$ : fiber; GL: GRIN lens; HS: copper heat sink;

GM: gain medium;  $T$ : translator; OC: output coupler; PM: power meter

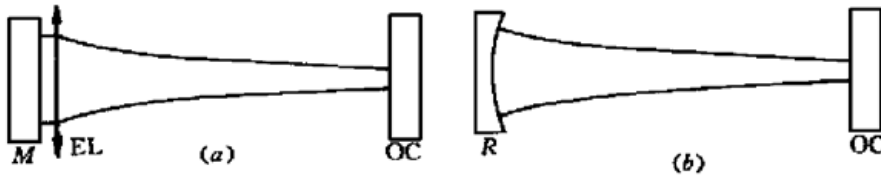


图 2 等效谐振腔

$M$ : 平面全反镜; EL: 等效凸透镜; OC: 输出镜;  $R$ : 等效凹面全反镜

Fig. 2 Equivalent resonator

$M$ : plane total reflection mirror; EL: equivalent convex lens; OC: output coupler;  $R$ : equivalent concave total reflection mirror

在抽运光的作用下, 激光晶体将产生温度梯度和折射率变化, 对腔内激光所产生的效果可等效于有一定焦距的凸透镜所产生的效果, 因此, 谐振腔可以等效为如图 2 (a) 所示的形式; 由于谐振腔长度  $L$  (10 cm 量级) 远大于激活介质长度 (4 mm), 因而可以认为等效凸透镜与全反镜之间距离近似为零, 谐振腔可以进一步等效为图 2 (b) 的形式, 其等效凹面全反镜的曲率半径  $R$  等于等效凸透镜的焦距  $f$ 。根据谐振腔的稳定条件<sup>[9]</sup>, 当  $L < R$  时, 谐振腔为稳定腔,  $L > R$  时, 谐振腔为非稳腔。对一定的抽运功率,  $L$  由小向大变化时, 谐振腔由稳定腔变为非稳腔, 输出功率由一定值变为零, 因而测量这个临界点的腔长  $L$  就等于测量了等效凸透镜的焦距。

### 3 实验结果和理论分析

测量结果如图 3 所示, 实验中, 对一定的抽运功率, 先使激光振荡后把腔长由小向大调, 测得激光停止振荡时的腔长  $L_1$ , 然后再把腔长由大向小调, 测得激光重新振荡时的腔长  $L_2$ , 一般情况下,  $L_2$  略小于  $L_1$ , 图 3 中每个实验点是反复测量  $L_1$  和  $L_2$  多次的平均值。

对于固定于管状散热器中的圆柱形激活介质, 当采用纵向抽运, 且抽运光轴对称时, 由于散热器的热传导系数远大于激活介质的热传导系数 (如铜的热传导系数是  $\text{Nd}^{3+}$ -YAG 晶体的 30 多倍), 热量主要沿激活介质横向以辐射状向外传导, 而通过激活介质两端的热传导相对较弱, 在这种情况下, 文献[5]给出了激活介质在 LD 抽运下所产生的等效凸透镜焦距  $f$  的表达

式

$$f = \frac{\pi K_c w^2}{\delta P_{in} (dn/dT)} \cdot \frac{1}{1 - \exp(-\alpha l)} \quad (1)$$

其中  $K_c$  为激活介质的热传导系数,  $dn/dT$  为激活介质折射率随温度的变化率,  $\alpha$  为激活介质对抽运光的吸收系数,  $l$  为激活介质的长度,  $P_{in}$  为抽运光功率,  $\delta$  为激活介质内作为热所耗散的功率占吸收功率的比例,  $w$  为抽运光在激活介质中的半径, 当抽运光为高斯分布时,  $w$  定义为: 抽运光在  $w$  处强度是在轴心强度的  $1/e^2$ 。

(1) 式适用于  $w$  为常量的情况, 而对于经光纤耦合且经 GRIN 透镜聚焦的抽运光, 其半径  $w$  可以为<sup>[4]</sup>

$$w(z) = w_0 + \theta |z - z_0| \quad (2)$$

其中  $z$  指沿激光器轴向的坐标,  $w_0$  指激活介质中束腰处抽运光的半径,  $z_0$  指束腰位置,  $\theta$  指抽运光在激活介质中的远场发散角。抽运光在激活介质中不同位置处的功率为

$$P(z) = P_{in} \exp(-\alpha z) \quad (3)$$

对于  $w$  随  $z$  变化的情况, 可先求得  $z$  处  $dz$  范围内的小薄片所等效的凸透镜焦距  $f(z)$ , 然后把整个激活介质所等效的透镜看成多个小薄片所等效透镜的叠加而求得焦距, 根据公式 (1), 有

$$f(z) = \frac{\pi K_c w^2(z)}{\delta P(z) (dn/dT)} \cdot \frac{1}{1 - \exp(-\alpha dz)} = \frac{\pi K_c}{\delta (dn/dT)} \cdot \frac{w^2(z)}{P(z)} \cdot \frac{1}{\alpha dz} \quad (4)$$

由于激活介质长度  $l$  远小于等效透镜的焦距  $f$ , 可以认为这些薄片之间的距离近似为零, 根据文献[10], 有  $\frac{1}{f} = \sum_z \frac{1}{f(z)}$ , 所以

$$f = \frac{\pi K_c}{\delta (dn/dT)} \cdot \frac{1}{\int_0^l \frac{P(z)}{w^2(z)} \alpha dz} = \frac{\pi K_c}{\delta P_{in} (dn/dT)} \cdot \frac{1}{\int_0^l \frac{\exp(-\alpha z)}{(w_0 + \theta |z - z_0|)^2} \alpha dz} \quad (5)$$

(5) 式即为  $w$  不为常量时 LD 抽运下的激活介质等效透镜焦距的表达式。

按照(5)式,  $f$  与  $P_{in}$  成反比, 如果将图 3 中实验结果拟合为  $f = M/P_{in}$  的形式, 则得  $M$  值为  $2.0 \times 10^2 \text{ W} \cdot \text{cm}$ , 将此值记为  $M_e$ , 并将拟合曲线也绘于图 3 中。由图 3 知  $f$  随  $P_{in}$  变化的实验结果基本符合“ $f$  与  $P_{in}$  成反比”的规律, 当抽运功率较大时, 实验点一般位于拟合曲线下方。

表 1 给出了不同温度下  $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$  晶体的热传导系数和折射率随温度的变化率<sup>[11]</sup>。表 2 给出其他计算理论结果所需参量, 其中  $\delta = 0.4$  取自文献[12, 13]。激活介质吸收抽运光产生热的原因包括<sup>[12~14]</sup>: (1) 从抽运能级到激光上能级以及从激光下能级到基态能级的非辐射跃迁; (2) 荧光过程的量子效率小于 1, 即部分被激发的粒子直接通过非辐射跃迁回到基态; (3) 由于浓度淬灭效应而引起的非辐射跃迁。实验证明: 对  $0.808 \mu\text{m}$  LD 抽运的  $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$  晶体 ( $1.06 \mu\text{m}$ ),  $\delta$  在  $0.37 \sim 0.43$  之间, 在计算中取其中间值  $\delta = 0.4$ 。为了测量  $w_0, \theta$  等参量, 先移走  $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$  晶体, 测得聚焦后束腰位置离 GRIN 透镜输出端约  $0.5 \text{ mm}$ , 而光纤输出端离 GRIN 透镜输入端也为  $0.5 \text{ mm}$ , 这表明, GRIN 透镜对光斑的放大倍数为 1, 由于光纤芯的直径为  $800 \mu\text{m}$ , 所以 GRIN 透镜后束腰直径也为  $800 \mu\text{m}$ 。通过用小孔光阑和功率计可以测量不同位置处 (距 GRIN 透镜  $2 \sim 6 \text{ cm}$  处) 的光斑尺寸, 并由此求得光束在空气中的发散角  $\theta' =$

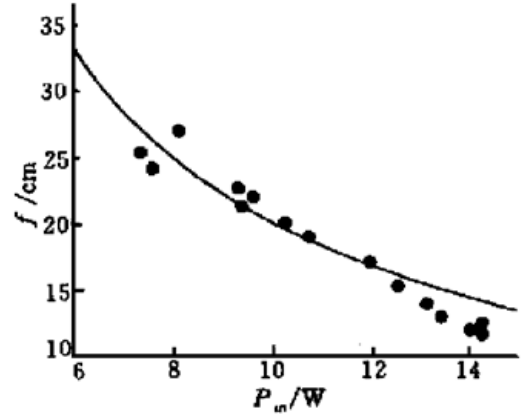


图 3 热透镜焦距随抽运功率的变化关系

●: 实验结果; —: 拟合曲线

Fig. 3 Focal length versus pump power

●: experimental result; —: fitted curve

0.29 rad。在  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体内部,束腰位置后移,发散角变小 ( $\sin\theta = \sin\theta'/n, n = 1.82$  为  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体的折射率),而束腰处光斑尺寸不变。

表 1 不同温度下  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体的热传导系数及折射率随温度的变化率

Table 1  $K_c$  and  $dn/dT$  of  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG crystal for different temperatures

Temperature/K	100	200	300
$K_c / \text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	0.58	0.21	0.13
$(dn/dT) / \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$	3.1	5.7	8.3

表 2 计算理论结果所用参量

Table 2 Parameters for calculating the theoretical results

$\alpha$	$3.2 \text{ cm}^{-1}$	$w_0$	0.40 mm	$z_0$	0.9 mm
$\delta$	0.40	$\theta$	0.16 rad		

如果将  $T = 300 \text{ K}$  时的  $K_c$  和  $dn/dT$  和其他有关参量代入(5)式,所得理论曲线为: $f = M_T/P_{in}, M_T = 4.6 \times 10^2 \text{ W} \cdot \text{cm}$ 。  $M_T$  和  $M_e$  有较大差距,产生这种差距的原因有:

(1)  $K_c$  和  $dn/dT$  取值不准。在计算  $M_T$  时,我们用了  $T = 300 \text{ K}$  时的  $K_c$  和  $dn/dT$ ,而  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体中的实际温度远大于  $300 \text{ K}$ 。根据文献[5, 7, 15],激活介质中温度可以表示为

$$T(r, z) = T(r_b, z) + \frac{\delta P_{in} \alpha \exp(-\alpha z)}{4\pi K_c} \cdot \begin{cases} 1 - \frac{r^2}{w^2} + \ln\left[\frac{r_b^2}{w^2}\right] & r \leq w \\ \ln\left[\frac{r_b^2}{r^2}\right] & r > w \end{cases} \quad (6)$$

其中  $r$  为晶体中某点到中心轴的距离,  $r_b$  为激活介质半径,  $T(r_b, z)$  为激活介质边缘处温度。在我们的实验中,  $T(r_b, z)$  可以认为与铜散热器温度相同,而铜散热器温度可以认为是室温,当输入功率为  $6 \sim 15 \text{ W}$  时,激活介质后端轴心处温度将比室温高  $17 \sim 40 \text{ K}$ ,根据表 1 中  $K_c$  和  $dn/dT$  随温度的变化趋势,当温度较高时,  $K_c$  将变小,  $dn/dT$  将变大,若用较小的  $K_c$  和较大的  $dn/dT$  代入(5)式求  $M_T$ ,将大大减小  $M_T$  和  $M_e$  的差距。图 3 中,当  $P_{in}$  较大时,实验数据略偏离  $f = M/P_{in}$  的规律(实验点位于曲线下方),也可能是由于  $K_c$  和  $dn/dT$  随  $P_{in}$  的变化而变化所致,即  $P_{in}$  较大时,  $T$  升高,  $K_c$  变小,  $dn/dT$  变大,  $f$  比  $K_c$  和  $dn/dT$  为常量时小。

(2) 在推导(1)式时,作者只考虑了温度梯度引起的折射率变化<sup>[5]</sup>,事实上,热应力引起的折射率变化及激活介质端面曲率畸变对热透镜的形成也有贡献<sup>[14, 15]</sup>,折射率随热应力的变化使焦距改变约 20%,激活介质端面曲率畸变使焦距改变约 6%<sup>[14, 15]</sup>。

(3) 在推导(1)式过程中,抽运光束被假设为高斯分布,通过激活介质两个端面的散热被忽略,这也引入一定误差。

## 4 结 论

对于 LD 经光纤耦合纵向抽运的  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 激光器,当抽运功率在  $6 \sim 15 \text{ W}$ ,且  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体内抽运光束腰半径为  $0.4 \text{ mm}$  时,  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 晶体的等效热透镜焦距在  $13 \sim 29 \text{ cm}$  之间,由公式(5)所得理论结果比实验结果大,但二者随抽运功率的变化趋势相一致。

## 参 考 文 献

- 1 T. Y. Fan, R. L. Byer. Diode laser-pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, **24** (6): 895~ 912
- 2 C. Yelland, W. Sibbett. Stable 4 W CW solid-state green source pumped by fibre-coupled diode-laser arrays. *J. Modern Opt.*, 1996, **43**(5): 893~ 901
- 3 A. Agnesi, G. C. Reali, P. G. Gobbi. 430-mW single-transverse-mode diode-pumped Nd<sup>3+</sup>:YVO<sub>4</sub> laser at 671 nm. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1998, **34**(7): 1297~ 1300
- 4 Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao *et al.*. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: Influence of thermal effect. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(8): 1424~ 1429
- 5 M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher *et al.*. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid state lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(19): 1831~ 1833
- 6 B. Ozygus, J. Erhard. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers with transverse beat frequencies. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **67**(10): 1361~ 1362
- 7 Y. F. Chen, H. J. Kuo. Determination of the thermal loading of diode-pumped Nd<sup>3+</sup>:YVO<sub>4</sub> by use of thermally induced second-harmonic output depolarization. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(11): 846~ 848
- 8 M. Tsunekane, N. Taguchi, H. Inaba. Reduction of thermal effects in a diode-end-pumped, composite Nd<sup>3+</sup>:YAG rod with a sapphire end. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(15): 3290~ 3294
- 9 Wang Qingpu, Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi. *Laser Physics*. Jinan: Shandong University Publishing House, 1993. 110~ 114 (in Chinese)
- 10 Mu Guoguang, Zhan Yuanling. *Optics*. Beijing: People's Education Publishing House, 1978. 68~ 69 (in Chinese)
- 11 U. Brauch. Temperature dependence of efficiency and thermal lensing of diode-laser-pumped Nd<sup>3+</sup>:YAG lasers. *Appl. Phys. B*, 1994, **58**(5): 397~ 402
- 12 T. Y. Fan. Heat generation in Nd<sup>3+</sup>:YAG and Yb<sup>3+</sup>:YAG. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, **29**(6): 1457~ 1459
- 13 B. Comaskey, B. D. Moran, G. F. Albrecht *et al.*. Characterization of the heat loading of Nd-doped YAG, YOS, YLF, and GGG excited at diode pumping wavelengths. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, **31**(7): 1261~ 1264
- 14 W. Koehner. *Solid State Laser Engineering*. Springer, Heidelberg, 1988. ch. 7
- 15 A. K. Cousins. Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(4): 1057~ 1069

## Study on Thermal Lens of Nd<sup>3+</sup>:YAG Laser Pumped by a Laser Diode

Zhang Xingyu Zhao Shengzhi Wang Qingpu Zhang Qidi  
(Optics Department, Shandong University, Jinan 250100)

B. Ozygus H. Weber

(Optisches Institut der TU Berlin, Strasse des 17. Juni 135, 10623, Berlin, Germany)

**Abstract** A Nd<sup>3+</sup>:YAG laser is pumped by a fiber-coupled and GRIN lens-focused diode-laser and the focal length of the equivalent thermal lens is measured by using unstable cavity method. Meanwhile, the theoretical model describing the thermal lens is extended to the situation that the pump light radius in the gain medium varies with distance. The calculated focal length of the thermal lens is inversely proportional to the pump power which is in conformity with the experimental result. The difference between them is also discussed.

**Key words** laser diode pumping, Nd<sup>3+</sup>:YAG, focal length of thermal lens, modeling of thermal lens