

文章编号: 0258-7025(2001)08-0717-04

稳腔固体激光器运转时热透镜焦距的测量*

郑加安 赵圣之 王青圃 张行愚 陈磊

(山东大学光电系 济南 250100)

提要 给出一测量激光二极管(LD)端面抽运固体激光器稳态运转时腔内激活介质热透镜焦距的简便方法。采用混合模类高斯光束描述激光器输出镜后的光场分布,通过一狭缝在不同位置横向扫描光场来测得光束的光斑尺寸和描述光束的质量因子 M^2 ,根据混合模类高斯光束传播规律推导出光束的束腰及在相同激光器参数下对应的基模高斯光束束腰的大小,由此利用稳定谐振腔标准传输矩阵理论可得到相应的激光介质的热透镜焦距。基于上述测量原理,对 LD 端面抽运 Nd:YVO₄ 固体激光器热透镜焦距进行了测量,实验结果和理论分析相符。

关键词 Nd:YVO₄ 固体激光器, 稳态运转, 热透镜焦距, 狭缝扫描

中图分类号 TN 247 文献标识码 A

Thermal Lens Measurement of LD-end-pumped Solid State Laser with Stable Resonator

ZHENG Jia-an ZHAO Sheng-zhi WANG Qing-pu ZHANG Xing-yu CHEN Lei

(Optics Department, Shandong University, Jinan 250100)

Abstract A simply method to measure the thermal focal length of LD-end-pumped solid state lasers with stable resonators was presented. By scanning the slit across the field with expression of multi-mode Gaussian distribution behind the output mirror of lasers, the radius and the M^2 factor describing the quality of beam were measured. The waist of the multi-mode field and the TEM₀₀ mode at the same parameters of lasers could be deduced according to the law of multi-mode Gaussian beam propagation. Based on the standard matrix theory of stable resonator, the thermal focus length of the active medium was easily obtained. The thermal focal length of a LD end-pumped Nd:YVO₄ laser was measured and the experimental results were agreed with the prediction of the theory.

Key words Nd:YVO₄ solid state laser, stable operating, thermal lens, slit scanning

1 引言

激光器高功率运转时,激光晶体的热效应几乎影响到激光器性能的各个方面,诸如:谐振腔的稳定性、腔模尺寸、模式耦合效率、输出光束质量等,因而是激光系统进行设计、优化时首要考虑的因素之一^[1,2]。

测量激光晶体的热透镜焦距是研究晶体热效应的有效方法之一。采用探测光测定晶体的热透镜焦距^[3]已广泛应用于氙灯抽运和 LD 侧面抽运固体激光器中,但是测量中探测光与腔内谐振光的波长并不相等,晶体热效应对两光束引起波相差的影响存

在差别,而且该方法很难确定探测光的焦点位置。由于端面抽运固体激光器自身的几何特点,这种方法不适合于这种情形。近来,人们提出了几种测定端面抽运固体激光器激活介质热透镜焦距的方法,横模拍频法^[4]和 CCD 照相法^[5]所涉及的装置复杂,非稳腔法^[6]测量热焦距涉及的装置简单,但所测量的激活介质此时并无激光输出,这样使得一部分用于激发粒子跃迁的能量转为晶体内部热量,从而使测得的热透镜焦距值比相同情况下稳态运转时要小,同时此方法也不能直接研究晶体热效应对激光器稳态运转时的影响。

本文采用狭缝扫描光场测定激光器稳态运转时输出光束的参数,利用稳定谐振腔标准传输矩阵理论来推导出激光介质的热透镜焦距,装置简单,操作方便。

* 国家博士点基金和高等学校骨干教师基金资助项目。

收稿日期: 2000-05-18; 收到修改稿日期: 2000-08-21

2 测量原理

2.1 狭缝扫描法测量光束光斑尺寸

图 1 给出了激光器输出镜后光场分布示意图。设光束束腰距输出镜为 z_m , 镜后 z 处垂直于传播方向的横向光场用类高斯光束来描述(以光场峰值所

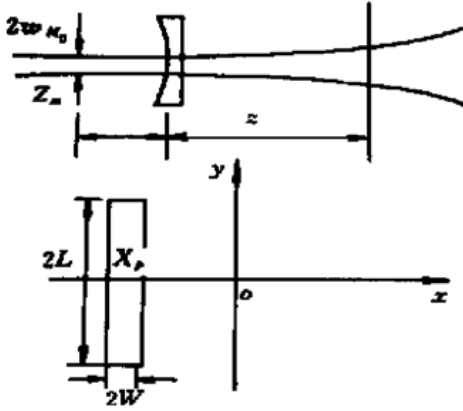


图 1 光场分布及扫描装置示意图

Fig. 1 Distribution of light field and scanning slit

处位置为坐标原点):

$$P(x, y, z) = \frac{2P_{out}}{\pi w_M^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_M^2(z)}\right] \quad (1)$$

P_{out} 为激光器输出功率, $w_M(z)$ 为光束光斑尺寸。若扫描狭缝的长度为 $2L$, 宽度为 $2W$, 狭缝中心位置位于光场的 $(x_p, 0)$ 位置处, 则孔后光功率为

$$P'(x_p) = \frac{2P_{out}}{\pi w_M^2(z)} \int_{x_p-w}^{x_p+w} \exp\left[-\frac{2x^2}{w^2(z)}\right] dx \times \int_{-L}^L \exp\left[-\frac{2y^2}{w^2(z)}\right] dy \quad (2)$$

如果狭缝沿 x 轴扫描光场的话, 则后一积分式为一常数, 因此上述积分可简化为

$$P'(x_p) = K \frac{P_{out}}{2} \left[\operatorname{erf}\left[\sqrt{2} \frac{x_p + W}{w(z)}\right] + \operatorname{erf}\left[\sqrt{2} \frac{-x_p + W}{w(z)}\right] \right] \quad (3)$$

其中, K 是由(2) 式中后一积分值引入的, $\operatorname{erf}(x)$ 是误差函数, 其表达式为

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx \quad (4)$$

从(3) 式可知, 狭缝扫描后的光功率分布仅与缝宽和光场的光斑大小有关, 而输出光功率仅仅起到一放大作用。因此利用狭缝对光场扫描后, 可以通过(3) 式提供的函数表达式拟合测得的实际光功率分布来推导出相应的光斑大小, 这是测量光斑尺寸的基本方法。

2.2 输出镜后光束参数的确定

若分别测得镜后 z_1 和 z_2 (设 $z_2 > z_1$) 处的光斑尺寸为 $w_M(z_1)$ 和 $w_M(z_2)$, M 为光束质量因子, 对于基模高斯光束有 $M = 1$, 这里直接用 M^2 因子来描述输出镜后的光束。因此光束远场发散角为^[7]

$$\theta_M = \frac{w_M(z_2) - w_M(z_1)}{z_2 - z_1} = \frac{M^2}{\pi w_{M0}} \quad (5)$$

由此可得

$$w_{M0} = \frac{M^2}{\pi} \frac{z_2 - z_1}{w_M(z_2) - w_M(z_1)} = M^2 B \quad (6)$$

其中, $B = \frac{\lambda}{\pi} \frac{z_2 - z_1}{w_M(z_2) - w_M(z_1)}$, 由混合模传输规律可得

$$\frac{w_M^2(z_2)}{w_M^2(z_1)} = \frac{1 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 B^4} (z_2 + z_m)^2 \frac{1}{M^4}}{1 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 B^4} (z_1 + z_m)^2 \frac{1}{M^4}} \quad (7)$$

所以有

$$M^2 = \frac{\lambda}{\pi B^2} \times \sqrt{\frac{w_M^2(z_2)(z_1 + z_m)^2 - w_M^2(z_1)(z_2 + z_m)}{w_M^2(z_1) - w_M^2(z_2)}} \quad (8)$$

设输出镜的曲率半径为 R , 在输出镜处, 若忽略镜厚度的影响, 并假定镜两侧介质的折射率相等(都为空气), 则输出镜前后两面的光束参数保持不变^[8], 因此有

$$R = z_m \left[1 + \frac{\pi^2 M^4 B^2}{\lambda^2 z_m^2} \right] \quad (9)$$

由(6), (8), (9) 三式可确定光束的质量因子和混合模束腰的大小, 根据多模理论, 相应激光器参数下对应的基模束腰为

$$w_0 = \frac{w_{M0}}{M} = BM \quad (10)$$

这样通过扫描不同位置处的光场功率推算出光束的光斑尺寸, 从而可得到相应激光器参数下基模稳态运转时腔模束腰的大小。

2.3 稳态运转时激光介质热透镜焦距的推导

图 2 给出了稳态运转时谐振腔的示意图。设 M_1 为输出镜, 曲率半径为 R_1 , M_2 为后反镜, 曲率半径为 R_2 , 以 M_1 为参考面, 谐振腔内单程传输矩阵为: $m = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$, 其中 a, b, c, d 是晶体的热透镜表达式, 由稳定谐振腔标准传输矩阵理论^[8]

$$g_1 = a - (b/R_1) \quad (11)$$

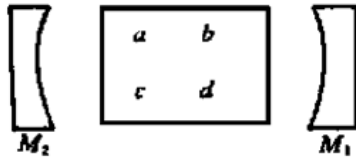


图 2 g 参数谐振腔
Fig. 2 Schematic of resonator

$$g_2 = d - (b/R_2) \quad (12)$$

因此输出镜一侧的腔模束腰为

$$w_0^2 = \frac{Nb}{\pi} \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{|g_1 + a g_2 - 2 a g_1 g_2|} \quad (13)$$

由于 g_1 和 g_2 是激光介质热焦距的函数, 由 (10) 式得到的腔模束腰大小代入 (13) 式中可确定相应的热透镜焦距的大小。

3 实验结果及理论分析

根据上述测量原理, 我们对 LD 端面抽运 Nd:YVO₄ 激光器稳态运转时激光晶体的热透镜焦距进行了测量。实验装置如图 3 (a) 所示。Nd:YVO₄ 晶体为 α 切割, 掺杂浓度为 1 at.-%, 尺寸为 3 mm × 3 mm × 5 mm, 通光方向长度为 5 mm, 吸收系数为 0.532 mm⁻¹, 其中 M₁ 面镀 808 nm 高透, 1064 nm 高反的双色介质膜, 用作平凹腔的后腔镜, 晶体用铝箔包裹紧置于紫铜块中通过循环水进行冷却。抽运源是中国科学院半导体所生产的最大输出功率为 5 W CW 半导体激光器, 光纤耦合输出, 光纤芯径为 0.4 mm, 数值孔径为 NA = 0.37, 目前最大输出功率为 2 W, 实验过程中通过恒温循环器将半导体激光器的工作温度控制在 20℃, 以保持工作波长位于 Nd:YVO₄ 晶体的吸收峰处。耦合系统采用自聚焦透镜, 传输效率约为 90%, 抽运光经自聚焦透镜后的束腰大约为 0.4 mm, 位于晶体内距晶体 M₁ 面约 0.3 mm 处。激光腔采用平凹结构, 凹面镜的曲率半径为 2 m, 对 1064 nm 透过率为 8%, 激光器腔长约 48 mm。长 30 mm, 宽 1 mm 的狭缝垂直于光传播方向放置, 分别距输出镜 185 mm 和 545 mm 处对光场进行水平方向扫描。用 LPE-1B 能量计测量输出光功率。图 3 (b) 给出了相应的等效谐振腔。

图 4 给出了抽运功率为 1.4 W, 狭缝近场扫描光场时测得的光功率随扫描位置的变化情况, 扫描间隔为 0.1 mm, 图中圆圈为测得值, 实线是根据 (3) 式用最小二乘法拟合的结果, 初始位置处测量值稍

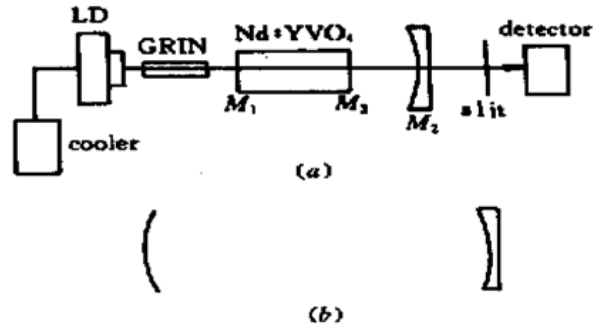


图 3 实验装置图 (a) 和等效谐振腔示意图 (b)
Fig. 3 Experimental setup (a) and equivalent resonator (b)

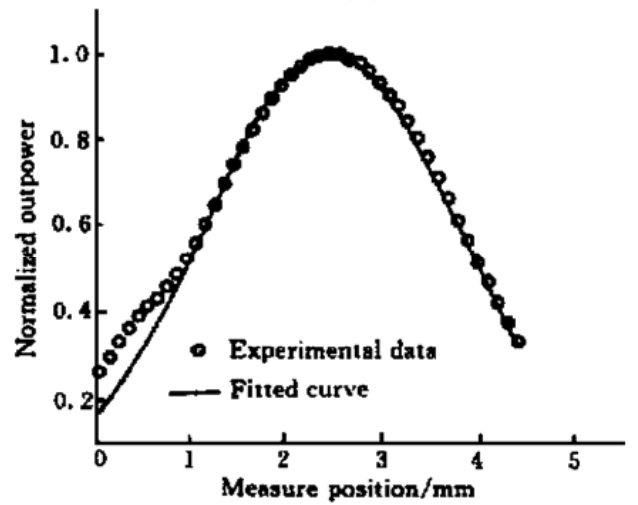


图 4 狭缝近场扫描时的测量结果
Fig. 4 Measurement power dependence on scanning position ($P_{in} = 1.4 \text{ W}$)

高于拟合值, 这可能是由激光器输出起伏噪声引起的, 在整个扫描区间内两者相符。由图 3 (b) 给出的等效谐振腔可知:

$g_1(f_T) = 1 - \frac{L_c}{f_T}$, $g_2(f_T) = 1 - \frac{L_c}{R}$, $a = 1$, $b = L_c$, $c = 0$, $d = 1$, 将以上参数代入 (13) 式中可得

$$w_0^2 = \frac{L_c}{\pi} \times \frac{\sqrt{\left| \begin{array}{ccccc} 1 - \frac{L_c}{f_T} & 1 - \frac{L_c}{R} & 1 - & 1 - \frac{L_c}{f_T} & 1 - \frac{L_c}{R} \\ 1 - \frac{L_c}{f_T} & + & 1 - \frac{L_c}{R} & - 2 & 1 - \frac{L_c}{f_T} \\ & & & & 1 - \frac{L_c}{R} \end{array} \right|}}{\quad} \quad (14)$$

由 (14) 式可推出相应的热透镜焦距的大小。图 5 给出了激光器稳态运转时推导出的晶体热透镜焦距随抽运功率的变化关系, 其中圆圈为实验测量数据。

若忽略晶体热致双折射效应的影响, 同时考虑晶体的热致形变, 轴对称晶体的热透镜焦距理论计

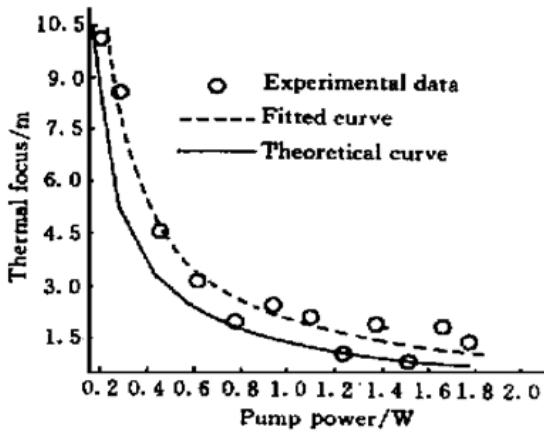
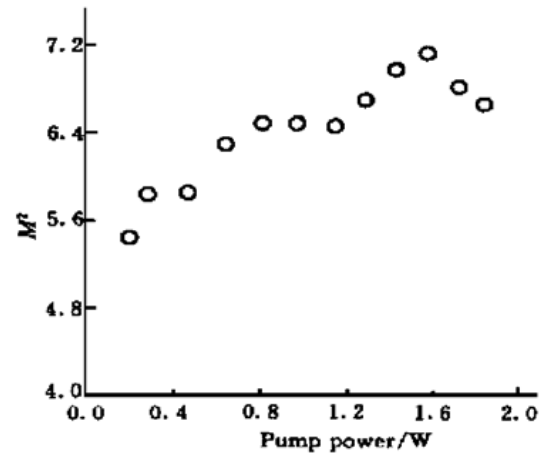


图5 热透镜焦距与抽运功率的关系

Fig. 5 Thermal focus dependence on pump power

图6 输出光 M^2 因子与抽运功率的关系Fig. 6 M^2 factor dependence on pump power

算表达式为^[9]

$$f_T = \frac{2K_c}{\beta + n\alpha_T} \frac{w_p^2}{\xi P_{in}} \quad (15)$$

其中, K_c , β 和 α_T 分别为晶体的热导率、热致折射率梯度和热膨胀系数, n 为晶体折射率, ξ 为热负荷比, w_p 为抽运光在晶体中的有效平均抽运半径。根据上面给出的实验参数, 可得有效抽运尺寸为 0.37 mm。公式(15)中用到晶体的热参数如下^[10]: $K_c = 5.23 \times 10^{-3}$ Wmm/K, $\beta = 3 \times 10^{-6}$, $\alpha_T = 4.43 \times 10^{-6}$, $n = 2.183$, $\xi = 0.24$ 。图中实线给出了相应的理论计算结果, 虚线是根据测得数据用最小二乘法拟合的曲线。从拟合结果来看, 激光介质的热焦距与抽运功率成反比, 满足关系: $f_T = 1.95P_{in}^{-1}$, 与理论计算结果: $f_T = 1.46P_{in}^{-1}$ 相比较, 实验测量值要比理论结果偏大些, 这可从以下几个方面给予解释:

1) 公式(15)给出的理论计算模型中假定热能完全按径向流动, 而忽略了晶体端面的热流, 使理论计算晶体内部的温差偏大, 从而使热焦距计算结果偏小约 10%^[11]。

2) 从图 6 给出的光束质量特征因子 M^2 的测量结果可以看出, 实验过程中激光器处在多横模工作状态, 此时晶体端面对谐振模将起到限模作用, 上面的理论计算模型中没有考虑晶体端面孔径效应的影响, 严格的计算结果表明要比上面给出的理论值小约 10%^[12] 左右。

3) 上面的理论计算模型假定介质是轴向对称的, 实验中激光介质是方形的, 可证明对体积和长度相同的介质, 方形端面对应的侧面积要比圆形端面的大, 相应的散热速度要快, 晶体内部温差减小, 使测得的热透镜焦距要偏大些。

综合上面三个方面的考虑, 可认为实验测得值与理论预言结果相符合。

参 考 文 献

- 1 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 effects. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(8): 1424~ 1429
- 2 A. Agnesi. Design and characterization of a diode-pumped, single longitudinal and traverse mode intracavity-doubled CW Nd:YAG laser. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(3): 597~ 601
- 3 E. C. Honea, R. J. Beach, S. B. Sutton *et al.*. 115-W Tm:YAG diode-pumped solid-state laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(9): 1592~ 1600
- 4 B. O. Zygyus, Qincheng Zhang. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers using primary degeneration modes. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **71**(18): 2590~ 2592
- 5 B. Neuenschwander, R. Weber, H. P. Weber. Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, **31**(6): 1082~ 1087
- 6 Liu Jun-hai, Lu Jiaaren, Lu Junhua *et al.*. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers by a direct approach. *Chin. Phys. Lett.* (物理通信), 1999, **16**(3): 181~ 183 (in Chinese)
- 7 J. Q. Yao. Nonlinear Optical Frequency Transform & Laser Tunable Technology. Beijing: Science Press, 1995. (in Chinese)
- 8 B. D. Lu. Laser Optics. Sichuan University Publication House, 1986 (in Chinese)
- 9 J. A. Zheng, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu *et al.*. Influence of thermal effect on the optimized design of LD end-pumped solid-state laser. *Acta Photonica Sinica* (光子学报) (to be published, in Chinese)
- 10 G. L. Byoude, G. Lescroart. Theoretical modeling and design of a Tm:YVO₄ microchip laser. *Opt. Comm.*, 1998, **149**: 404~ 414
- 11 M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher *et al.*. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(19): 1831~ 1833
- 12 Zhang Guangyin, Zhang Baozheng. Two kinds of thermal stable resonators for solid state lasers. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1992, **A19**(5): 321~ 326 (in Chinese)