

# 激光二极管端面抽运室温 $Tm, Ho : YLF$ 连续固体激光器\*

张新陆<sup>1,2)</sup> 王月珠<sup>1)</sup> 史洪峰<sup>1)</sup>

1) 哈尔滨工业大学光电技术研究所, 可调谐激光国家重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) 哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

(2005 年 8 月 7 日收到; 2005 年 11 月 28 日收到修改稿)

报道了激光二极管端面抽运  $Tm, Ho : YLF$  固体激光器的输出特性. 室温下, 选用不同透过率的输出耦合镜进行了实验研究, 确定了最佳输出耦合镜透过率为 2%. 利用小孔扫描的方法, 得到了激光远场的光强分布, 证明激光为基横模输出, 并且给出了热焦距随抽运功率的变化关系. 通过在激光谐振腔内插入两个固体 Fabry-Perot 标准具的方法, 获得了  $2 \mu m$  激光的单频输出. 阈值功率为 250 mW, 在抽运功率为 2.8 W 时, 单频输出功率为 118 mW. 此单频激光器可用作激光振荡器和激光放大器的种子源.

关键词: 激光光学, 激光二极管,  $Tm, Ho : YLF$  固体激光器, 单频

PACC: 4255B, 4260

## 1. 引 言

激光二极管抽运  $2 \mu m$  波段固体激光器除了具有高效率、结构紧凑、长寿命、性能稳定、光束质量好等优点外, 还具有良好的大气穿透性和人眼安全特性. 因此, 在军事、工业、医学和科研等领域得到了广泛应用. 近 10 年来, 掺有 3 价稀土离子  $Tm^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  的固体激光器引起人们的很大兴趣<sup>[1-6]</sup>. 这种激光器被认为是人眼安全远程探测系统, 如激光测距机、相干多普勒测风雷达、差分吸收雷达等系统的理想光源<sup>[7-9]</sup>, 并且它还是获得 3—5  $\mu m$  波段光学参量振荡器激光输出的理想抽运源<sup>[10]</sup>. 我们曾报道了液氮制冷条件下激光二极管抽运连续  $Tm, Ho : YLF$  激光器的输出特性<sup>[11]</sup>以及以钛宝石激光器作为抽运源的  $Tm, Ho : YLF$  微片激光器的激光特性<sup>[12]</sup>, 并且理论上对  $Tm, Ho : YLF$  激光器做了较为详尽的研究<sup>[13]</sup>. 本文对激光二极管端面抽运的室温  $Tm, Ho : YLF$  固体激光器的输出特性进行了详细的研究. 通过小孔扫描的方法得到了  $Tm, Ho : YLF$  晶体的热焦距随抽运功率的变化关系. 并且, 通过在激光谐振腔内插入两个固体 Fabry-Perot (F-P) 标准具, 实现了  $2$

$\mu m$  激光的单频输出. 此单频激光器可用作激光振荡器和激光放大器的种子源.

## 2. 实验装置

实验装置如图 1 所示, 谐振腔采用平凹直腔结构, 腔长为 45 mm, 输出耦合镜的曲率半径为 51.88 mm. 抽运源是美国相干公司提供的输出功率为 3 W 的 S-79-3000C-200-H/L 型  $InGaAsP$  激光二极管, 其发光结尺寸为  $200 \mu m \times 1 \mu m$ , 发散角为  $10^\circ \times 35^\circ$ . 激光二极管的驱动器和热电制冷控制器采用 Newport 公司的 6560 型激光二极管集成驱动及温度控制器, 利用温控系统将激光二极管的发射波长调到  $Tm, Ho : YLF$  晶体的最强吸收峰 792 nm 处, 从而最大限度地利用抽运光. 抽运光首先经焦距为 8 mm 的球面透镜进行准直, 然后用焦距为 100 mm 的柱透镜对发散角大的方向压缩光束的发散角, 再用焦距为 65.45 mm 的消色差透镜将抽运光束聚焦于激光晶体内部. 由于抽运光束传输系统的各光学元件表面都镀有 792 nm 增透膜, 使得光学系统总的传输效率可达 91% 以上. 实验所用的激光晶体为 6% (摩尔比)  $Tm, 0.4%$  (摩尔比)  $Ho : YLF$  晶体. 晶体是沿  $a$  轴生长 [100]

\* 哈尔滨工程大学基础研究基金(批准号: HEUF04014)资助的课题.

方向切割的,晶体外形尺寸为  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$ . 抽运光的偏振方向分别平行和垂直于晶体  $c$  轴时,晶体对其有不同的吸收系数. 本文采用吸收系数大的  $\pi$  方向即激光二极管输出光的偏振方向与晶体  $c$  轴平行. 晶体的前后表面都经过抛光处理,在晶体前表面镀有  $2\text{ }\mu\text{m}$  激光的高反膜,反射率大于 99.9%,同时对  $792\text{ nm}$  抽运光增透,透射率在 85% 以上,在晶体的后表面镀有  $2\text{ }\mu\text{m}$  激光的增透膜. 将晶体嵌入到热电制冷的铜质热沉中,热沉中嵌有热敏电阻,实时监测激光晶体的温度,以达到控制晶体温度的目的.

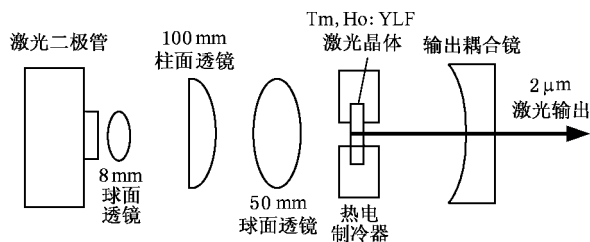


图 1 连续激光器实验装置示意图

### 3. 实验结果及分析

保持晶体温度为  $293\text{ K}$ , 我们得到了输出耦合镜透过率  $T = 1.26\%$ ,  $2\%$ ,  $2.97\%$ ,  $4.75\%$ ,  $6\%$ ,  $10\%$  时,激光器输出功率与抽运功率的变化关系,如图 2 所示. 由图 2 可见,输出耦合镜透过率为  $2\%$  时,激光器的斜率效率最大,当输出耦合镜透过率进一步增大时,出现斜率效率下降、输出功率饱和的现象,这种饱和现象随着输出耦合镜透过率的增加更为明显. 造成上述现象的原因在于  $\text{Tm, Ho: YLF}$  激光器存在能量传递上转换效应,上转换效应是非线性的,与激光上能级粒子数密度的平方成正比. 随着抽运功率的增加,上转换效应的影响也越来越明显. 能量传递上转换效应是激光晶体重要的热产生因素,造成了激光晶体的热透镜效应,改变了激光谐振腔参数,降低了激光器的效率. 随着输出耦合镜透过率的增加,若要达到激光阈值,要求  $^5I_7$  多重态有更高的粒子数密度.  $^5I_7$  多重态更高的粒子数密度必然导致能量传递上转换影响的加剧,有更多的能量转换成热而沉积到激光晶体中,导致热透镜效应的加剧,造成激光器斜率效率的下降和输出功率饱和现象的加重. 因此,随着输出耦合镜透过率的增加,不但斜率

效率降低,而且输出功率的饱和现象也更加严重. 由于输出耦合镜透过率为  $2\%$  时激光器有最佳的输出特性,因此,下面的实验研究全部针对输出耦合镜透过率为  $2\%$  的激光器.

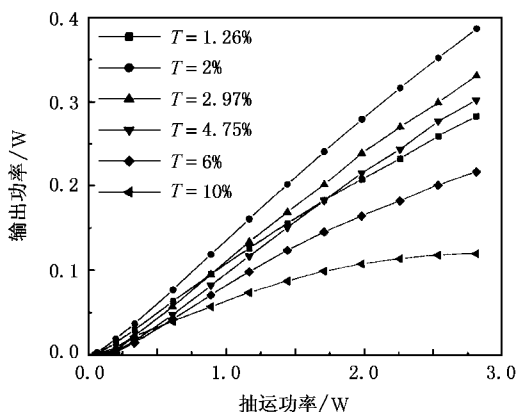


图 2 不同透过率下输出功率与抽运功率的关系

高斯光束的光斑半径为光强降到光束中心值  $1/e^2$  处的径向距离,可以采用小孔扫描的方法测量高斯光束腰斑半径的大小. 首先选定与高斯光束腰斑的距离为  $L$  的远场作为测量点,然后在垂直于光束的平面小心地移动小孔,找到激光光束的中心位置. 经过激光光束中心位置,在垂直于激光光束的平面内沿水平方向和垂直方向移动小孔. 当通过小孔的激光功率降至中心位置的  $13.5\%$  时,小孔所移动的距离即为距高斯光束腰斑  $L$  处激光束的光斑半径. 若设光斑直径为  $R$ ,由此计算高斯光束的远场发散角  $\theta = 2R/L$ . 我们对输出光束远场光斑的空间强度分布进行了测量,在距离晶体输入端  $52\text{ cm}$  处,使用一个直径约为  $0.2\text{ mm}$  的针孔沿光斑的水平方向和垂直方向扫描,用功率计记录各点透过的功率值,测得了光斑沿水平方向和垂直方向的空间光强分布,结果如图 3 所示. 图 3 中的实线代表标准的高斯分布,由所测数据对高斯函数进行拟合所得. 由图 3 可以看出,输出光斑强度非常接近高斯分布,证明了激光器工作于  $\text{TEM}_{00}$  模,并且得到了远场光斑半径随抽运功率的变化关系,如图 4 所示. 由图 4 可见,在抽运功率小于  $1.2\text{ W}$  时,激光束水平方向和垂直方向的远场光斑半径基本相等,也就意味着输出激光的光斑呈圆形. 但是随着抽运功率的进一步增加,垂直方向的光斑半径比水平方向的光斑半径增大得更快,因此激光光斑横截面将变为椭圆形状. 令  $\alpha(z)$  为距离激光束腰  $z$  处的激光光斑的半径,根据

远场发散角的定义  $\theta_\infty = \omega(z)/z$ , 可以得到激光的远场发散角与抽运功率间的变化关系, 如图 5 所示.

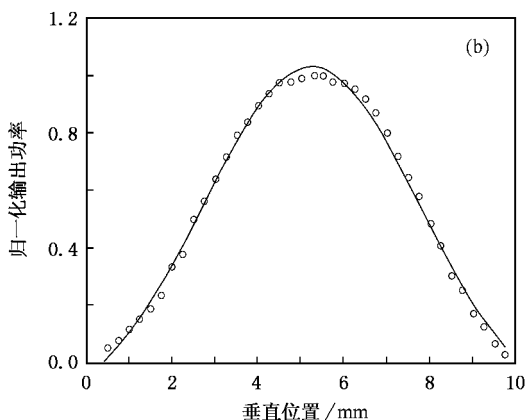
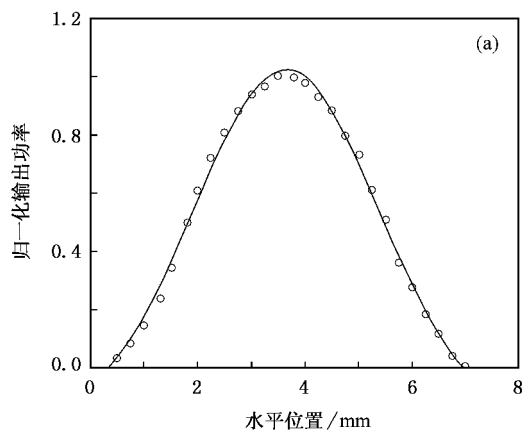


图 3 抽运功率为 2.5 W 时远场光斑的强度分布. 实线为标准的高斯分布, 点线为实验值. (a) 水平方向 (b) 垂直方向

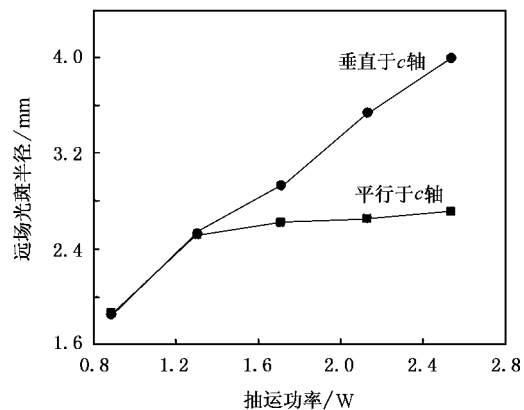


图 4 光斑半径与抽运功率的关系

若抽运光的半径不变, 晶体的热焦距只与抽运功率有关, 若抽运功率不变, 则晶体内外的温差也不变, 热焦距为常数. 人为改变晶体边界温度, 达到热平衡后晶体内外温差是不变的, 因而不能靠改变晶体的边界温度来改变晶体的热焦距. 由于激光二极

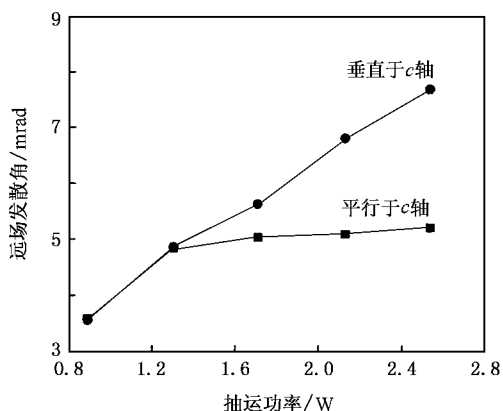


图 5 远场发散角与抽运功率的关系

管端面抽运固体激光器的特殊性, 热透镜的位置在激光晶体的抽运端面, 因而可以这样对谐振腔进行热透镜的等效. 抽运端面变成曲率半径为两倍热透镜焦距的全反镜, 而不再考虑热透镜. 等效之后, 就可以按照一般稳定球面空腔来求得实际激光束的发散角, 只不过谐振腔中的一个反射镜的曲率半径是随抽运功率的变化而改变的. 一般稳定球面空腔的光束发散角的计算公式为

$$\theta = \left[ \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{(R + 2f_1 - L_c)^2}{L_c(R - L_c)(2f_1 - L_c)(R + 2f_1 - L_c)} \right]^{1/4} \quad (1)$$

式中,  $\theta$  为激光束的远场发散角,  $R = 51.88 \text{ mm}$  为输出耦合镜的曲率半径,  $L_c = 45 \text{ mm}$  为谐振腔的光学长度,  $\lambda = 2.06 \mu\text{m}$  为输出激光波长,  $f_1$  为晶体热焦距. 由于实际激光的远场发散角是抽运功率的函数, 将图 5 中不同抽运功率下的激光远场发散角以及以上给定的其他参数代入(1)式, 可以得到晶体热焦距随抽运功率的变化关系, 如图 6 所示. 由图 6 可以看出, 随着抽运功率的增加, 热效应越来越严重, 热焦距减小, 并且由于激光晶体在平行于晶体  $c$  轴和垂直于晶体  $c$  轴的热致折射率梯度不同, 因此在相同的抽运功率下, 两个方向上的热焦距是不同的.

根据激光远场发散角与束腰半径之间的关系  $\theta\omega_0 = 4\pi/\lambda$ , 并结合(1)式, 可以得到激光的束腰半径以及远场发散角与晶体热焦距的关系. 图 7 给出了激光束腰半径随晶体热焦距的变化关系. 图 8 给出了激光远场发散角随晶体热焦距的变化关系. 由图 7 和图 8 可以看出, 当热焦距大于  $3 \text{ cm}$  时, 激光束腰半径和远场发散角的变化很小, 但是当热焦距小于  $3 \text{ cm}$  后, 随着其数值的进一步减小, 激光束腰半径和远场发散角将发生急剧的变化, 激光束腰半

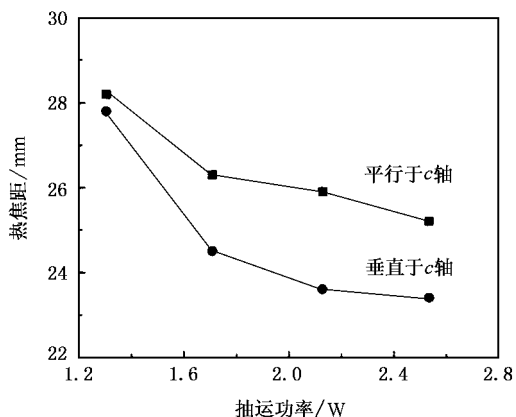


图6 热焦距与抽运功率的关系

径将急剧减小,而远场发散角则急剧增大,当热焦距减小到一定程度,则超出激光器的工作稳态区,导致激光器输出效率的降低,甚至激光停止输出。

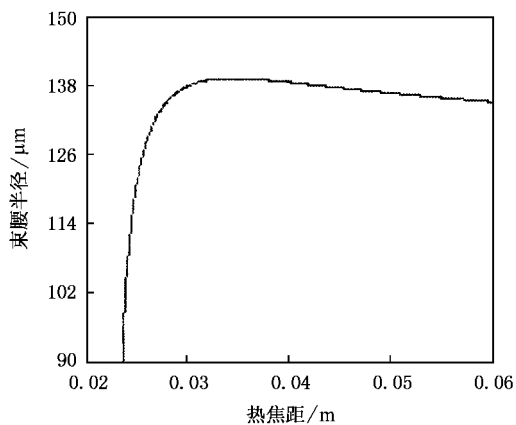


图7 激光束腰半径与热透镜焦距的关系

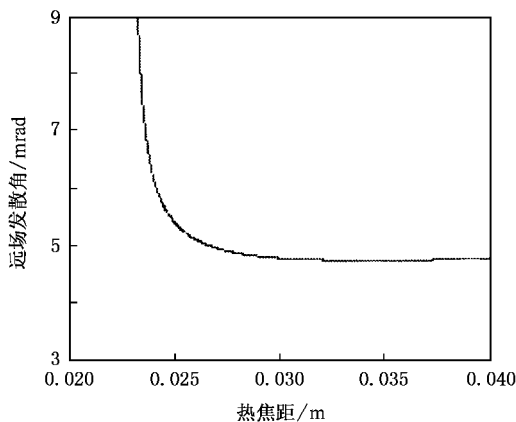


图8 远场发散角与热透镜焦距的关系

根据  $z_0 = \pi \omega_0^2 / \lambda$ , 可以得到激光瑞利长度随激光束腰半径的变化关系,如图9所示。由图9可见,激光瑞利长度在激光束腰半径的变化范围内总是小于

2.5 cm 的,这正说明了我们在距离后腔镜  $z = 52$  cm 处测量的远场发散角满足远场条件 ( $z/z_0 > 7$ )。

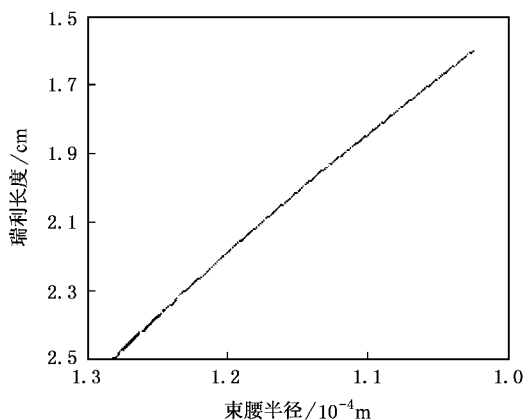


图9 瑞利长度随激光束腰半径的变化关系

为了得到  $2 \mu\text{m}$  激光器的单频输出,我们采用了在图1所示的谐振腔内加入两个固体 F-P 标准具的方法。这两个固体标准具两面都进行了抛光但没有镀膜,其中一个厚度为 1 mm,另一个厚度为  $100 \mu\text{m}$ 。把激光器的光路调整好,并且保证激光器的输出是优质的  $\text{TEM}_{00}$  模后,将输出光束通过一个焦距为 100 mm 的会聚透镜,引入到共焦腔 F-P 干涉仪,此共焦腔 F-P 干涉仪的自由谱范围为 4 GHz,精细度为 100。由共焦腔 F-P 干涉仪出来的光信号用 PbS 探测器探测,并引入到美国 Tektronix 公司的 TDS3032B 型可存储示波器,观察并记录其模式。通过仔细地调整这两个标准具的倾角,实现了  $\text{Tm}:\text{Ho}:\text{YLF}$  激光器的单频输出,其输出的单频模式如图10所示。图10中上方的实线为共焦腔扫描 F-P 干涉仪的锯齿波驱动电压的信号曲线,下方为探测到的激光器单频输出模式谱图。图11给出了未加入标准具时的多模输出功率

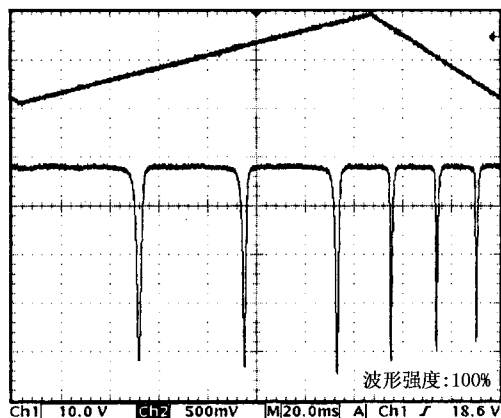


图10  $\text{Tm}:\text{Ho}:\text{YLF}$  激光器单频输出谱图

以及加入标准具后的单频输出功率随抽运功率的变化关系. 由于 F-P 标准具的加入, 使得激光器由多个模式运行到单频运行, 阈值功率从 137 mW 增加到 250 mW, 在 2.8 W 的抽运功率下, 输出功率由 393 mW 下降到 118 mW.

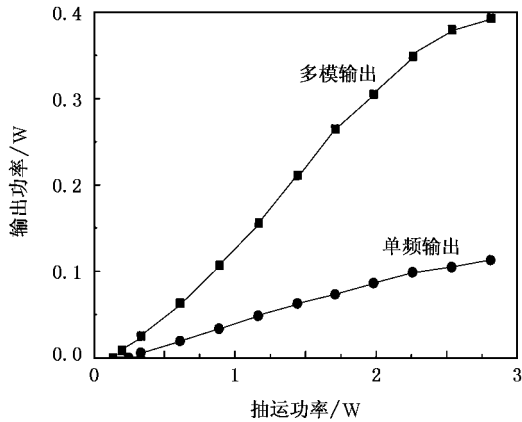


图 11 输出功率随抽运功率的变化关系

## 4. 结 论

对激光二极管抽运的室温  $Tm, Ho : YLF$  固体激光器进行了较为详尽的实验研究和分析. 讨论了不同输出耦合镜透过率的激光特性, 发现随着输出耦合镜透过率的增加, 输出功率更快地出现饱和现象, 说明当输出耦合镜透过率增加时, 能量传递上转换对激光器的影响更加明显, 导致热损耗变大、热效应加剧, 因而降低了激光器的效率. 利用小孔扫描的方法, 得到了激光的远场光强分布, 证明激光为  $TEM_{00}$  模输出, 并且给出了热焦距随抽运功率的变化关系. 讨论了热效应对激光光斑的对称性及光束质量的影响, 指出随着抽运功率的增加, 由于  $Tm, Ho : YLF$  激光晶体的各向异性, 导致激光光斑不对称性变大. 通过在激光谐振腔内插入两个固体 F-P 标准具, 在最大抽运功率为 2.8 W 时, 得到 118 mW 的  $2 \mu m$  激光的单频输出.

[ 1 ] Barnes N P , Rodriguez W J , Walsh B M 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2872  
 [ 2 ] Walsh B M , Barnes N P , Bartolo B D 2000 *J. Lumin.* **90** 39  
 [ 3 ] Gunnar R , Knut S 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 1645  
 [ 4 ] Wang J G , Zhang Z G , Xu J Z *et al* 2000 *Chin. Phys.* **9** 210  
 [ 5 ] Nagasawa C , Sakaizawa D , Hara H *et al* 2004 *Opt. Commun.* **234** 301  
 [ 6 ] Izawa J , Nakajima H , Hara H *et al* 2000 *Appl. Opt.* **39** 1418  
 [ 7 ] Elder I F , Payne M J P 1998 *Electron. Lett.* **34** 284  
 [ 8 ] Koch G J , Dharamsi A N , Fitzgerald C M *et al* 2000 *Appl. Opt.* **39** 3664

[ 9 ] Koch G J , Petros M , Yu J *et al* 2002 *Appl. Opt.* **41** 1718  
 [ 10 ] Budni P A , Pomeranz L A , Schunemann P G 1998 *Advanced Solid-state Laser* **19** 90  
 [ 11 ] Wang Y Z , Zhang X L , Yao B Q *et al* 2003 *Chin. Opt. Lett.* **1** 281 [ in Chinese ] 王月珠、张新陆、姚宝权等 2003 中国光学快报 **1** 281 ]  
 [ 12 ] Zhang X L , Wang Y Z , Yao B Q *et al* 2004 *Chin. J. Laser* **31** 9 [ in Chinese ] 张新陆、王月珠、姚宝权等 2004 中国激光 **31** 9 ]  
 [ 13 ] Zhang X L , Wang Y Z , Ju Y L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 117 [ in Chinese ] 张新陆、王月珠、鞠有伦 2005 物理学报 **54** 117 ]

# Diode-end-pumped CW Tm ,Ho :YLF solid-state laser working at room temperature <sup>\*</sup>

Zhang Xin-Lu<sup>1,2)</sup> Wang Yue-Zhu<sup>1)</sup> Shi Hong-Feng<sup>1)</sup>

1) *State Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

2) *College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*

( Received 7 August 2005 ; revised manuscript received 28 November 2005 )

## Abstract

The laser properties of laser diode end-pumped Tm and Ho co-doped lithium yttrium fluoride ( YLF ) laser are studied. The experiment of Tm ,Ho :YLF laser is conducted for different output couplings , and the optimum output coupler transmission is 2 % when the crystal is kept at room temperature. The distribution of far field intensity is measured by pin-hole scanning , the output laser is proved to be operating in the TEM<sub>00</sub> mode , and the relation between thermal focal length and pump power is obtained. To achieve single frequency operation , two solid , uncoated fused silica etalons are used. The laser threshold pump power is 250 mW , and the maximum continuous wave single frequency output power is 118 mW at the pump power of 2.8 W. The single frequency laser may be used as a seed laser for either a larger oscillator or an amplifier.

**Keywords** : laser optics , laser diode , Tm ,Ho :YLF solid laser , single-frequency

**PACC** : 4255B , 4260

<sup>\*</sup> Project supported by the Basic Research Foundation of Harbin Engineering University , China ( Grant No. HEUF04014 ).