

文章编号: 0258-7025(2004)01-0009-04

纵向抽运 $Tm, Ho: YLF$ 微片激光器 激光特性的研究

张新陆^{1,2}, 王月珠¹, 姚宝权¹, 于占东¹

(¹ 哈尔滨工业大学光电技术研究所可调谐激光国家级重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001)

(² 哈尔滨工程大学理学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要 从速率方程理论出发,得到了抽运功率阈值和激光输出功率的解析表达式。通过钛宝石激光器抽运 $Tm, Ho: YLF$ 微片,获得 90 mW 的 $2 \mu m$ 波长激光连续输出。得到了抽运功率和输出功率之间的关系以及抽运光与振荡光之间的转换效率关系。同时也给出了温度对激光输出效率的影响。

关键词 激光技术; $Tm: Ho: YLF$ 微片激光器; 钛宝石激光抽运; 转换效率

中图分类号 TN 248.1 文献标识码 A

Performance of End-pumped $Tm, Ho: YLF$ Microchip Laser

ZHANG Xin-lu^{1,2}, WANG Yue-zhu¹, YAO Bao-quan¹, YU Zhan-dong¹

¹National Key Laboratory of Tunable Laser Technology,

Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China

²Science College, Harbin Engineering University, Harbin, Heilongjiang 150001, China

Abstract The continuous $2 \mu m$ laser with 90 mW is got in a Ti sapphire laser pumped $Tm, Ho: YLF$ microchip. The pump power threshold and analytical formula are given from rate equation theory. Both the relations of output power with pump power and the conversion efficiency with pump power are obtained. The influence of temperature on laser output power is given.

Key words laser technique; $Tm, Ho: YLF$ microchip laser; Ti: sapphire laser pump; conversion efficiency

$2 \mu m$ 波长的激光光源以其在大气传输的人眼安全特性受到了许多研究人员的关注。特别是近十年来,掺有三价稀土离子 Tm^{3+}, Ho^{3+} 的固体激光器引起人们的很大兴趣。这种激光器被认为是应用于医学治疗,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、水蒸气抛面差分吸收雷达(DIAL)系统等的理想光源。同时,它还是获得 $3 \sim 5 \mu m$ 波段光学参量振荡器的激光输出理想的抽运源。在国际上,已经有许多小组进行这方面的理论^[1~4]与实验研究^[5,6],国内对此项研究报道较少。

Ho^{3+} 能量的传递过程:① 当波长为 792 nm 的抽运光被 $Tm^{3+} H_6$ 吸收跃迁到 3H_4 能级;② 一个 $Tm^{3+} H_4$ 通过与其周围的 Tm^{3+} 横向弛豫产生了两个 $Tm^{3+} F_4$, 这个过程大约有 75% 的能量效率,而另

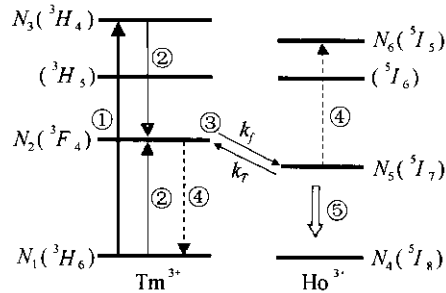


图 1 Tm, Ho 系统的基本能级谱图

Fig. 1 Basic diagram of the Tm, Ho system

1 速率方程理论

图 1 给出了 $Tm, Ho: YLF$ 晶体中 Tm^{3+} 和

收稿日期:2002-04-11; 收到修改稿日期:2002-07-15

作者简介:张新陆(1972—),男,硕士,主要从事短波长激光和非线性光学技术研究。E-mail:zhangxinlu1@sohu.com

25%的能量被转化为晶体热量,其弛豫参数设为 A ; ③ 同时伴随着 $\text{Tm}^{3+}{}^3F_4$ 向 $\text{Ho}^{3+}{}^5I_7$ 的一系列能量传递过程,设前向能量传递参数为 k_f ,后向能量传递参数为 k_r ; ④ 当 $\text{Ho}^{3+}{}^5I_7$ 数增到一定值时又将发生 $\text{Ho}^{3+}{}^5I_7$ 向更高能级的上转换过程,发生上转换的离子中一部分将经过无辐射弛豫及能量传递而返回原来的能级,但总的来说上转换过程限制了 $\text{Ho}^{3+}{}^5I_7$ 的增加,设上转换系数为 Q ; ⑤ $\text{Tm}^{3+}{}^3F_4$ 向 $\text{Ho}^{3+}{}^5I_7$ 有效的能量转移使 Ho^{3+} 在 5I_7 能级有显著的聚居,最终导致 5I_7 向 5I_8 跃迁产生了 $2\ \mu\text{m}$ 的

荧光。当抽运光很强时,不但上转换系数较大,而且基态损耗也比较严重。但对微片激光器而言,抽运功率不会很高,因此上转换系数不会很大,并且基态损耗可以忽略。为了处理问题方便,可以不考虑基态损耗。 $\text{Tm}^{3+}{}^3F_4$ 与 $\text{Ho}^{3+}{}^5I_7$ 之间的能量传递时间少于 $20\ \mu\text{s}$,而 3F_4 和 5I_7 的能级寿命 τ_2 和 τ_5 约为 $10\ \text{ms}$,并且 Ho^{3+} 的 5I_7 能级和 Tm^{3+} 的 3F_4 能级十分接近^[7],因此可以将 3F_4 和 5I_7 能级当作一个能级来处理。而各能级能量的分布与掺杂离子的浓度、晶体的温度有关。 3F_4 和 5I_7 能级粒子比例分数^[8]为

$$f_{\text{Ho}} = \frac{N_{\text{Ho}} \sum_{i \in {}^5I_7} g_i \exp(-E_i/kT)}{N_{\text{Ho}} \sum_{i \in {}^5I_7} g_i \exp(-E_i/kT) + N_{\text{Tm}} \sum_{j \in {}^3F_4} g_j \exp(-E_j/kT)} \quad (1)$$

$$f_{\text{Tm}} = \frac{N_{\text{Tm}} \sum_{j \in {}^3F_4} g_j \exp(-E_j/kT)}{N_{\text{Ho}} \sum_{i \in {}^5I_7} g_i \exp(-E_i/kT) + N_{\text{Tm}} \sum_{j \in {}^3F_4} g_j \exp(-E_j/kT)} \quad (2)$$

其中, N_{Tm} 和 N_{Ho} 为铥和钬离子的浓度, E_i 和 E_j 为铥和钬离子的斯塔克能级的能量, g_i 和 g_j 分别为第 i 和 j 能级的简并度, k 为玻尔兹曼常数, T 为晶体温度。通过以上分析可以写出速率方程

$$\frac{dN_3}{dt} = R_p - AN_1N_3 \quad (3)$$

$$\frac{dN_u}{dt} = \frac{dN_2 + dN_5}{dt} = \eta_p AN_1N_3 - \frac{N_u}{\tau} - QN_2N_5 + \frac{Q\eta_a}{2}N_2N_5 \quad (4)$$

其中, N_u 为 3F_4 和 5I_7 构成的耦合能级粒子数密度, $\frac{1}{\tau} = \frac{f_{\text{Tm}}}{\tau_2} + \frac{f_{\text{Ho}}}{\tau_5}$, R_p 为抽运率, η_p 为抽运效率, $\eta_a \approx 1$ 为上转换后弛豫回到 $\text{Tm}{}^3F_4$ 和 $\text{Ho}{}^5I_7$ 多重态的量子效率。假设抽运光为圆偏振高斯光束,抽运率可以写为

$$R_p(r, z) = (P_{\text{abs}}/h\nu_p) \cdot r_p(r, z) \quad (5)$$

P_{abs} 为吸收功率, r 为横向坐标, z 为沿抽运光束方向坐标, $h\nu_p$ 为抽运光子能量, $r_p(r, z)$ 为归一化抽运光强度分布,即

$$r_p(r, z) = \frac{2\alpha}{\pi\omega_p^2[1 - \exp(-\alpha L)]} \exp\left(-\alpha z - 2\frac{r^2}{\omega_p^2}\right) \quad (6)$$

$$\iiint r_p(r, z) dv = 1 \quad (7)$$

α 为抽运波长的吸收系数, ω_p 为圆形抽运光光束半径, L 为晶体长度。

在稳态情况下可以设(3), (4) 两式为 0, 解出

$N_u(r, z)$

$$N_u(r, z) = \frac{1}{Q\tau f_{\text{Tm}}f_{\text{Ho}}} \times$$

$$\left[\sqrt{1 + 2Q\tau^2 f_{\text{Tm}}f_{\text{Ho}}\eta_p R_p r_p(r, z)} - 1 \right] \quad (8)$$

在抽运功率较低时, 上转换系数很小, 必然有 $2Q\tau^2 f_{\text{Tm}}f_{\text{Ho}}\eta_p R_p r_p(r, z) \ll 1$, 因此有

$$\sqrt{1 + 2Q\tau^2 f_{\text{Tm}}f_{\text{Ho}}\eta_p R_p r_p(r, z)} \approx 1 + Q\tau^2 f_{\text{Tm}}f_{\text{Ho}}\eta_p R_p r_p(r, z) \quad (9)$$

将(9)式代入(8)式中则可解出

$$N_5 = f_{\text{Ho}}N_u(r, z) = f_{\text{Ho}}\eta_p R_p \tau r_p(r, z) \quad (10)$$

对 $\text{Tm}, \text{Ho}:\text{YLF}$ 微片激光器, 其增益可以写为

$$g = \sigma_e(N_b - N_a) = \sigma_e(f_b N_5 - f_a N_{\text{Ho}}) = \sigma_{\text{eff}}N_5 - \alpha_l \quad (11)$$

其中, σ_{eff} 为有效受激发射截面, $\sigma_{\text{eff}} = f_b\sigma_e$, σ_e 为受激发射截面; f_a 和 f_b 分别为上、下能级粒子数中对激光输出起作用的粒子数分数; N_a 和 N_b 分别为参与激光输出的上、下能级粒子数密度; α_l 为振荡光的再吸收系数。

当增益等于损耗时, 抽运光的功率正好为阈值功率。为了得到阈值功率, 不妨令

$$\iiint s_0(r, z) g dv = \frac{\delta}{2L} \quad (12)$$

$s_0 = (2/\pi\omega_l L) \exp(-2r^2/\omega_l^2)$ 为振荡光的归一化函数, ω_l 为振荡光的光束半径。将(11)式代入(12)式中并由(5)式即可得到晶体吸收的阈值抽运功率

$$P_{\text{ath}} = \frac{\pi L(\omega_p^2 + \omega_l^2)h\nu_p}{2\sigma_{\text{eff}}\tau\eta_p f_{\text{Ho}}} \left(\frac{\delta}{2L} + \alpha_l \right) \quad (13)$$

因此对传输到晶体抽运端面的输入功率而言,其阈值功率可以写为

$$P_{ath} = \frac{\pi L(\omega_p^2 + \omega_l^2)h\nu_p}{2\sigma_{eff}\tau\eta_p f_{Ho}[1 - \exp(-\alpha l)]} \left(\frac{\delta}{2L} + \alpha_l \right) \quad (14)$$

从(14)式可见,阈值功率是与晶体长度、温度及 Tm, Ho 离子的掺杂浓度、晶体的环程损耗以及抽运光的光束半径紧密相关的,因此为了降低阈值应尽量减小环程损耗和抽运光半径,适当选取晶体的长度及掺杂离子的浓度,并较好地控制温度。当 $\omega_p \ll \omega_l$ 时对双掺杂准三能级系统倾斜斜率^[9]可以取为

$$\eta = \eta_p \frac{\lambda_p}{\lambda} \frac{T}{\delta} \quad (15)$$

这里, T 为输出腔镜的透过率, λ 为输出光波长。综合以上分析就得到了输出光功率与抽运光输入功率之间的关系

$$P_{out} = \eta(p_{in} - p_{th}) \quad (16)$$

从(16)式可以看出,若要得到较高的输出功率,除了增加抽运光功率外,还要在降低阈值功率的基础上适当地调整输出腔镜的透过率。

2 实验装置和实验结果

实验装置如图 2 所示。YLF 晶体属于四方晶系,有两个等价的 a 轴和一个 c 轴。Tm, Ho:YLF 晶体中, Tm^{3+} 是敏化离子,抽运光的偏振方向不同, Tm^{3+} 离子吸收的中心波长也是不一样的。当 $E // c$ 轴时,吸收谱线的中心在 792 nm 处,而当 $E \perp c$ 轴时,吸收谱线中心在 785 nm 处。选用的抽运光源是 3960C 型钛宝石激光器,激光器的输出中心波长调至 792 nm。实验所用的晶体为 6% Tm, 0.4% Ho:YLF 晶体。晶体是沿 a 轴生长, $[100]$ 方向切割的。晶体外形尺寸为 4 mm × 4 mm × 2.5 mm。晶体的两个端面相互平行,并且抛光。晶体前表面镀有对 2 μm 激光的高反膜 ($R > 98\%$),同时对 792 nm 波长透射率在 85% 以上。在晶体后表面镀有对 2 μm 波长激光的全反膜 ($R > 99.9\%$),同时对 792 nm 波长高反 ($R > 90\%$)。这样利用晶体固有的前

后平行端面形成自准直的 2 μm 纵向抽运平-平微片激光腔。腔长为 2.5 mm,腔内元件数目降到了最少,减少了器件损耗,并且充分利用了抽运光,使整个实验装置结构紧凑,稳定性增强,体积大为减小。

晶体用外表面涂有导热硅质铝箔包起,嵌入热电制冷的铜质热沉中,仅有前表面露出。晶体采用热电制冷方式,制冷片型号为:TEC1-12705,它的最大制冷电流为 5 A,最大制冷量为 41 W,冷端与热端的最大温差为 67 K。制冷片的冷端与热沉固定在一起。制冷片的热端由铜质散热片散热。冷端与热端涂有导热硅质,以确保热接触良好。热端铜质散热片采用风冷散热。在热沉中镶有热敏电阻,实时检测激光工作物质的温度。晶体表面还需要用干燥的空气吹拂其表面以避免制冷状态下晶体表面结露。实验中抽运光的测量采用 PM500A 型功率计,接收探头型号为 PM30。振荡光功率的测量采用 LPE-1A 型功率计。抽运光波长采用 WA4500 波长计测量。振荡光波长在 2 μm 附近,已经超过 WA4500 波长计的测量范围。所以对于振荡光波长,实验中采用 PbS 探测器加前置放大器,配合单色仪和示波器测量。激光晶体产生的振荡光经柱面透镜聚焦到 EDG30 型单色仪中。PbS 探测器属于光导型红外探测器件,常温下,它的响应波长在 2.2 ~ 2.4 μm。它的信号放大部分采用 M115 型宽带前置放大器。放大器的信号输出端接到 TDS380 型示波器上。

对于平-平激光腔,抽运光的入射方向对激光的输出有很大影响。抽运光的方向要与晶体的端面严格垂直,同时,仔细调整晶体的方位,使抽运光相对晶体呈 π 偏振。当抽运功率在阈值附近时,2 μm 激光的输出功率上下波动较大,这说明激光在阈值附近状态不太稳定。当抽运光输出功率高出阈值后,

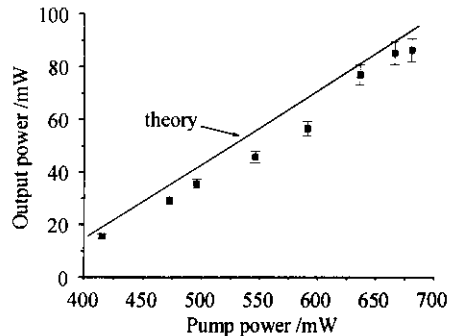


图 3 输出功率与抽运功率的关系

Fig. 3 Relationship between output power and pump power

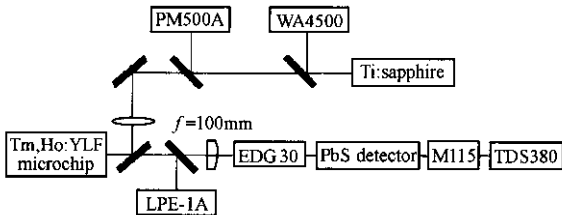


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Schematic graph of experimental set-up

激光器输出比较稳定。图 3 给出了温度在 292.8 K 时抽运光功率与振荡光功率之间的关系。图 4 给出了抽运光与振荡光的光-光转换效率与抽运功率之间的关系。激光的阈值为 380 mW, 激光的斜率效率为 26.07%, 最大的光-光转换效率为 13.22%。通过实验可以观察到温度对激光输出存在明显的影响, 图 5 给出了不同温度下输入功率与输出功率之间的关系。可以看到, 在同一输入功率下, 随着温度的升高, 激光输出功率不断降低。

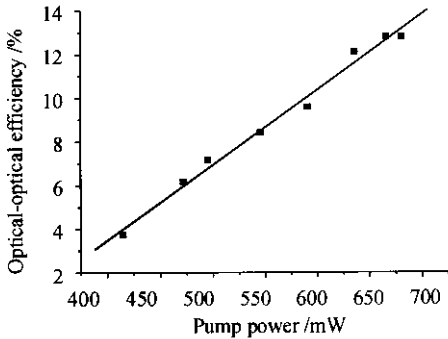


图 4 光-光转换效率与抽运功率的关系

Fig. 4 Relationship between optical-to-optical efficiency and pump power

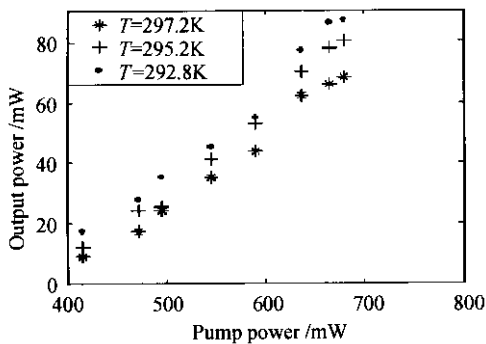


图 5 不同温度下输出功率与抽运功率的关系

Fig. 5 Relationship between output power and pump power under different temperature

3 结果与分析

在理论计算中, 取以下参数值, $\omega_l = \omega_p = 60 \mu\text{m}$, $\alpha_l = 0.06 \text{ cm}^{-1}$, $\delta = 4.2\%$, $T = 2\%$, $\alpha = 5.4 \text{ cm}^{-1}$, $\eta_p = 1.5$, $\sigma_{\text{eff}} = 5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$, $\tau = 10 \text{ ms}$, $f_{\text{Ho}} = 0.5$, $h\nu_p = 2.5 \times 10^{-19} \text{ J}$, 通过(14), (15)两式可得该激光器阈值为 356 mW, 斜率效率为 26%。通过对比实验数据与理论计算的结果可以看出它们比较吻合, 但抽运功率阈值有所差异。造成理论值与实验数据的差距的原因主要有以下几个方面。1) 首先, 在理论计算中只考虑了最低的几个能级并忽

略了一些能级跃迁对激光输出功率的影响, 如 $^5S_2 \rightarrow ^5I_8$, $^5F_4 \rightarrow ^5I_8$ 等, 而实验中这些跃迁对激光的输出有一定影响。2) 在理论计算中, 认为晶体对抽运光完全 π 偏振吸收, 但在实验时由于制冷风扇等原因引起的晶体振动影响了抽运光的 π 偏振吸收。3) 抽运光直接聚焦于晶体, 造成晶体局部过热, 使得晶体在轴向存在温度梯度, 即晶体的热不均匀性也是导致激光输出功率下降的重要原因。

4 结 论

1) 通过实验得到了 2 μm 波长 Tm, Ho: YLF 微片激光器 90 mW 的连续输出, 其光-光转换效率为 13.22%, 激光的斜率效率为 26.07%。并且进行了晶体温度特性实验, 实验结果表明在同一抽运功率下温度越高输出功率反而降低。并且温度的变化直接影响到上转换系数, 在低温下上转换的作用不明显, 因此通过降低晶体的温度可以达到降低激光器阈值的目的。2) 从速率方程理论出发, 得到了抽运功率阈值和激光输出功率的解析表达式, 当代入实验参数后所得到的结果与实验结果吻合得较好。

参 考 文 献

- 1 N. P. Barnes, W. J. Rodriguez, B. M. Walsh. Ho: Tm: YLF laser amplifiers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(12): 2872~2882
- 2 B. M. Walsh, N. P. Barnes, B. D. Bartolo. On the distribution of energy between the Tm 3F_4 and Ho 5I_7 manifolds in Tm-sensitized Ho luminescence [J]. *Journal of Luminescence*, 1997, **75**: 89~98
- 3 B. M. Walsh, N. P. Barnes, B. D. Bartolo. The temperature dependence of energy transfer between the Tm 3F_4 and Ho 5I_7 manifolds in Tm-sensitized Ho luminescence in YAG and YLF [J]. *Journal of Luminescence*, 2000, **90**: 39~48
- 4 G. L. Bourdet, G. Lescroart. Theoretical modeling and design of a Tm, Ho: YLiF₄ microchip laser [J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(15): 3275~3281
- 5 G. J. Koch, J. P. Deyst, M. E. Storm. Single-frequency lasing of monolithic Ho, Tm: YLF [J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(15): 1235~1237
- 6 C. J. Lee, G. Han, N. P. Barnes. Ho: Tm lasers II: experiments [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1996, **32**(1): 104~111
- 7 Yang Wenqin. Sensitized luminescence of Ho³⁺ by Tm³⁺ in Tm, Ho co-doped YVO₄ crystal [J]. *Chinese J. Luminescence*, 2001, **22**(2): 175~181
- 8 杨文琴. Tm, Ho 双掺杂 YVO₄ 晶体中 Tm 对 Ho 敏化发光现象 [J]. *发光学报*, 2001, **22**(2): 175~181
- 9 Minoru Doshida, Kazunari Teraguchi, Minoru Obara. Gain measurement and upconversion analysis in Tm³⁺, Ho³⁺ co-doped aluminio-zirco-fluoride glass [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, **31**(5): 910~915
- 9 T. Y. Fan, R. L. Byer. Diode laser-pumped solid-state lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, **QE-24**(6): 895~911