

# 纵向泵浦 $Tm \cdot YAG$ 激光器的理论研究

李 成 霍玉晶 何淑芳

(清华大学电子工程系, 北京 100084)

曹余惠

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

**摘 要** 用准三能级系统速率方程对纵向泵浦  $Tm \cdot YAG$  激光器的阈值、效率和激活介质最佳长度进行了计算和分析, 讨论了温度对  $Tm \cdot YAG$  激光器输出特性的影响。

**关键词** 纵向泵浦,  $Tm \cdot YAG$  激光, 准三能级系统。

## 1 引 言

自 1990 年钛宝石激光泵浦  $Tm \cdot YAG$  激光器首次获得连续可调谐激光运转以来, 国际上对  $Tm \cdot YAG$  晶体的激光性能开展了广泛的实验研究, 并积累了大量的实验数据<sup>[1-4]</sup>。目前, 二极管泵浦的  $Tm \cdot YAG$  激光器已实现连续和调  $Q$  运转, 并开始广泛应用于医疗、相干激光雷达及遥感等领域。为了更全面、更系统地研究  $Tm \cdot YAG$  晶体的激光特性, 进一步优化激光器设计, 本文从准三能级系统速率方程出发, 利用不同浓度  $Tm \cdot YAG$  晶体的光谱数据, 对纵向泵浦  $Tm \cdot YAG$  激光器的阈值、效率和激活介质最佳长度进行了理论计算和分析, 并讨论了温度对  $Tm \cdot YAG$  激光器输出特性的影响。

## 2 准三能级激光系统及其速率方程理论

准三能级系统是介于三能级系统和四能级系统之间的一种激光系统, 其特点是激光终态能级位于稀土激活离子基态的斯塔克能级上。图 1 是  $Tm \cdot YAG$  激光能级图, 由于激光上能级位于多重态  $F_4$  的最低斯塔克能级上 ( $5556 \text{ cm}^{-1}$ ), 激光下能级位于基态  $H_6$  的较高斯塔克能级上 ( $588 \text{ cm}^{-1}$ ), 所以发射波长为  $2.0 \mu\text{m}$  的  $Tm \cdot YAG$  激光是一种典型的准三能级系统。

根据文献[5], 稀土离子同一个多重态斯

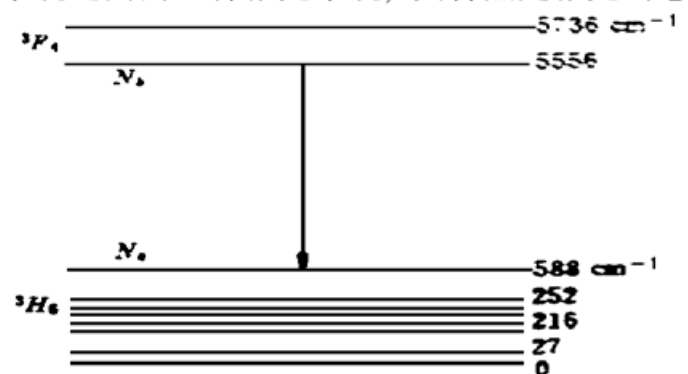


Fig. 1 Energy level diagram of  $Tm \cdot YAG$  lasers at  $2.0 \mu\text{m}$

塔克能级间的无辐射弛豫速率比相邻多重态之间的任何跃迁速率大 3~6 个数量级。因此在稳态泵浦情况下,  $Tm^{3+}$  各多重态斯塔克能级上的粒子数应遵守玻耳兹曼分布, 即,

$$N_a = \frac{g_a N_0}{Z_a} \exp(-E_a/kT) = f_a N_0 \quad (1)$$

$$N_b = \frac{g_b N_1}{Z_b} \exp(-E_b/kT) = f_b N_1 \quad (2)$$

其中

$$Z_a = \sum_i g_i \exp(-E_i/kT), \quad Z_b = \sum_j g_j \exp(-E_j/kT) \quad (3)$$

分别为多重态  $\tilde{H}_6$  和  $\tilde{F}_4$  的配分函数,  $g_i$ 、 $g_j$  为上下多重态斯塔克能级的简并度, 对  $Tm \cdot YAG$  晶体,  $g_i = g_j = 1$ ,  $E_i$  和  $E_j$  为上下多重态中第  $i$ 、 $j$  个斯塔克能级与同一多重态最低斯塔克能级的间距,  $N_0$  和  $N_1$  为  $\tilde{H}_6$  和  $\tilde{F}_4$  态的粒子总数,  $f_a$  和  $f_b$  为能级  $a$  和  $b$  上的粒子数分别占  $\tilde{H}_6$ 、 $\tilde{F}_4$  多重态上总粒子数的比例, 对  $Tm \cdot YAG$  晶体, 室温(300 K)下的  $f_a$  和  $f_b$  分别为 0.01 和 0.45。

假定泵浦光和腔内激光都是高斯光束, 并忽略在介质中的衍射效应和空间烧孔效应, 则当泵浦光只通过介质一次时, 上下能级粒子数密度的速率方程为<sup>[6, 7]</sup>:

$$\frac{dN_b(r, z)}{dt} = f_b R r_p(r, z) - \frac{N_b(r, z) - N_b^0}{\tau} - \frac{f_b c \sigma [N_b(r, z) - N_a(r, z)]}{n} \Phi \phi_0(r, z) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{dN_a(r, z)}{dt} = -f_a R r_p(r, z) - \frac{N_a(r, z) - N_a^0}{\tau} + \frac{f_a c \sigma [N_b(r, z) - N_a(r, z)]}{n} \Phi \phi_0(r, z) = 0 \quad (5)$$

其中  $\tau$  为  $\tilde{F}_4$  能级的荧光寿命,  $c$  为真空中的光速,  $n$  为介质折射率,  $\sigma$  为受激发射截面,  $R$  为泵浦速率,  $\Phi$  为腔内光子数, 由

$$R = P_p \eta_a \eta_q / h \nu_p \quad (6)$$

给出,  $R_p$  为泵浦光功率,  $\nu_p$  为泵浦光频率,  $h$  为普朗克常数,  $\eta_a$  为泵浦光吸收效率

$$\eta_a = 1 - \exp(-\alpha l) \quad (7)$$

$\alpha$  为吸收系数,  $l$  为介质长度。  $\eta_q$  表示被吸收的光子数转化为激光上能级粒子数的效率。

(4) 式、(5) 式中的  $r_p(r, z)$  和  $\phi_0(r, z)$  为泵浦光和腔内激光的高斯分布函数:

$$r_p(r, z) = (2\alpha/\eta_a \eta_q \pi \omega_p^2) \exp(-2r^2/\omega_p^2) \exp(-\alpha z) \quad (8)$$

$$\phi_0(r, z) = (2/\pi \omega^2 l) \exp(-2r^2/\omega^2) \quad (9)$$

$r_p(r, z)$  和  $\phi_0(r, z)$  满足归一化条件

$$\iiint r_p(r, z) dV = 1, \quad \iiint \phi_0(r, z) dV = 1 \quad (10)$$

(8) 式和(9) 式中的  $\omega_p$ 、 $\omega$  分别代表泵浦和激光的腰束半径。

$$\Phi = 2nlP_1/(ch\nu) \quad (11)$$

$P_1$  为腔内单一方向的光功率,  $\nu$  为激光频率。

反转粒子数密度的速率方程可由(4) 式和(5) 式合并得到:

$$\frac{d\Delta N(r, z)}{dt} = (f_a + f_b) R r_p(r, z) - \frac{\Delta N(r, z) - \Delta N^0}{\tau} - \frac{(f_a + f_b) c \sigma \Delta N(r, z)}{n} \Phi \phi_0 = 0 \quad (12)$$

其中

$$\Delta N(r, z) = N_b(r, z) - N_a(r, z) \quad (13)$$

$$\Delta N^0 = N_b^0 - N_a^0 \quad (14)$$

$\Delta N^0$  表示泵浦光为零时, 上下激光能级粒子数密度之差。

假定谐振腔内的光子寿命为  $\tau_c$ , 则腔内光子数速率方程为:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c\sigma}{n} \iiint \Delta N(r, z) \Phi \phi(r, z) dV - \frac{\Phi}{\tau_c} = 0 \quad (15)$$

$$\tau_c = 2nl/c\delta \quad (16)$$

$\delta$  表示光在谐振腔内往返一次的损耗。由于在热平衡条件下,  $N_b^0 \ll N_a^0$ , (14) 式可写为:

$$\Delta N^0 \approx -N_a^0 \quad (17)$$

将(17)式代入(12)式, 令  $f = f_a + f_b$ , 并求解稳态解, 可得

$$\Delta N(r, z) = \frac{f R r_p(r, z) - N_a^0}{1 + (c\sigma\tau/n)f\Phi\phi(r, z)} \quad (18)$$

将该式代入(15), 得腔内光子数  $\Phi$  与泵浦速率  $R$  的关系为:

$$\frac{\delta}{2\sigma l} = f R \tau \iiint \frac{r_p(r, z) \phi(r, z)}{1 + \frac{f c \sigma \tau}{n} \Phi \phi(r, z)} dV - N_a^0 \iiint \frac{\phi(r, z)}{1 + \frac{f c \sigma \tau}{n} \Phi \phi(r, z)} dV \quad (19)$$

对  $z$  积分, 并定义参数:

$$a = \omega_p/\omega, \quad x = 2r^2/\omega_p^2, \quad B = 2N_a^0\sigma l/(T_m + L) \quad (20)$$

$$F = 4P_p\tau\sigma\eta_a\eta_q/\pi h\nu_p\omega^2(L + T_m), \quad S = 2c\sigma\tau\Phi/n\pi\omega^2l \quad (21)$$

式中  $T_m$  为输出镜透过率。稍作运算可得:

$$f F \int_0^\infty \frac{\exp(-x) - B a^2/f F \exp(-a^2x)}{1 + f S \exp(-a^2x)} dx = 1 \quad (22)$$

从中可解得:

$$F = \frac{1 + (B/fS) \ln(1 + fS)}{f \int_0^\infty \{\exp[-(a^2 + 1)x]/[1 + fS \exp(-a^2x)]\} dx} \quad (23)$$

根据此式即可确定  $T_m \cdot YAG$  准三能级系统的阈值和斜率效率。

### 3 $T_m \cdot YAG$ 激光器的阈值和激活介质最佳长度

当腔内光子数  $\Phi$  为 0, 即  $S = 0$  时, 由方程(23)得准三能级系统的阈值条件为:

$$F_{th} = (1 + a^2)(1 + B)/f \quad (24)$$

即:

$$P_{p, th} = \frac{\pi h \nu_p (\omega^2 + \omega_p^2) (L + T_m + 2N_a^0\sigma l)}{4\sigma f \eta_a \eta_q} \quad (25)$$

与文献[8]中四能级系统的阈值功率相比, (25)式多了一项激光下能级的吸收损耗 ( $2N_a^0\sigma l$ ), 因而阈值功率增加了。温度越高, 激光下能级热粒子数越多, 激光阈值越高。

在(25)式中, 有两项涉及激活介质长度  $l$ , 即  $\eta_a$  和  $2N_a^0\sigma l$ 。  $l$  增加时,  $\eta_a$  和 ( $2N_a^0\sigma l$ ) 同时增加。因此, 对于给定浓度的激光晶体, 在谐振腔损耗  $\delta$  (即  $L + T_m$ ) 一定情况下, 存在一最佳介质长度  $l_{opt}$ , 当  $l < l_{opt}$  时, 晶体对纵向泵浦光的吸收效率太低; 当  $l > l_{opt}$  时, 部分晶体因激光下能级存在的热粒子数而无法实现粒子数反转。两种情况都能引起激励阈值的增加。准三能级介质的最佳长度  $l_{opt}$  可由(25)式对  $l$  求导得出, 表示为:

$$\alpha \exp(-\alpha l_{opt}) \left( \frac{2\sigma N_a^0}{\alpha} + L + T_m + 2N_a^0\sigma l_{opt} \right) - 2\sigma N_a^0 = 0 \quad (26)$$

对于 785 nm 激光纵向泵浦的  $Tm^{3+}$ ·YAG 激光器, 掺杂浓度为 3.8 at%、5.2 at% 和 6.3 at% 的三种晶体(在 785 nm 波长上的吸收系数  $\alpha$  分别为  $2.9\text{ cm}^{-1}$ 、 $5.0\text{ cm}^{-1}$  和  $5.6\text{ cm}^{-1}$ ) 在不同

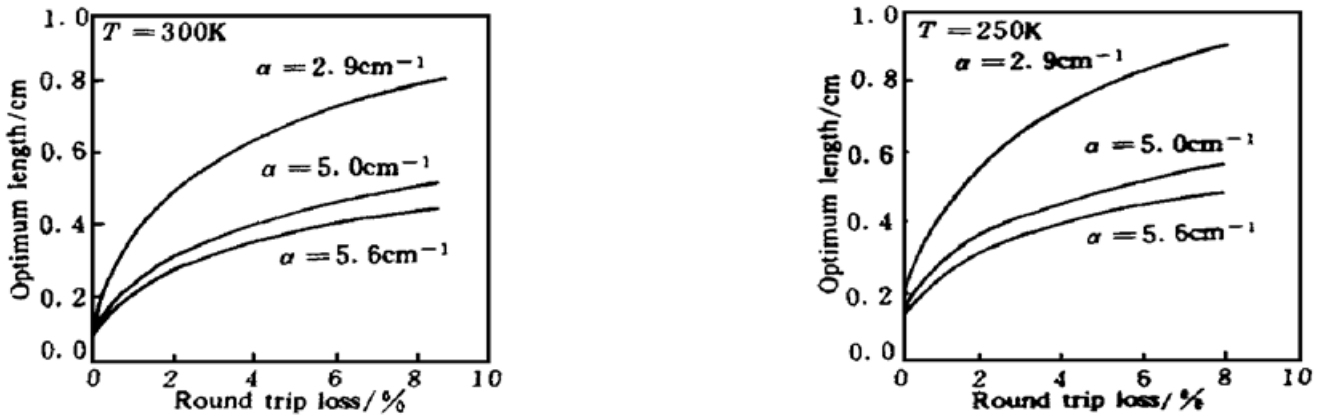


Fig. 2 The optimum length for a  $2.0\text{ }\mu\text{m}$   $Tm^{3+}$ ·YAG lasers as a function of the round-trip-losses and absorption coefficient at the pump wavelength

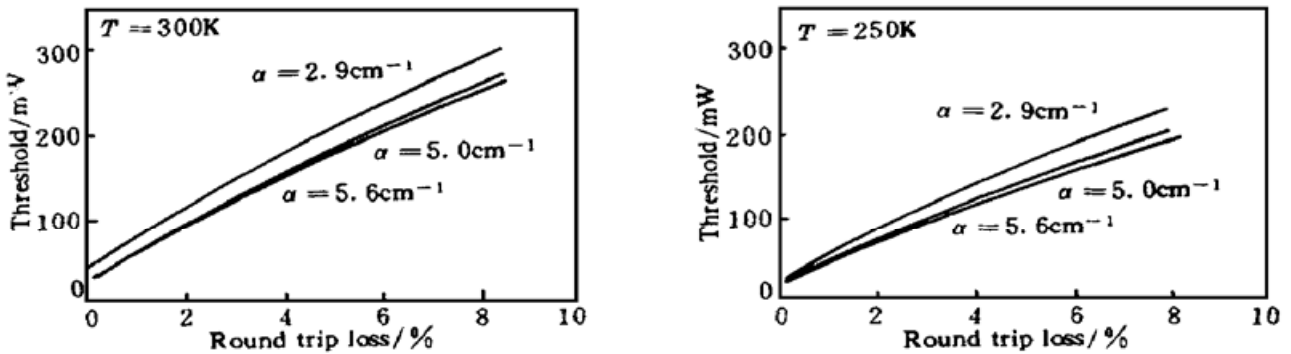


Fig. 3 Calculated thresholds for a  $2.0\text{ }\mu\text{m}$   $Tm^{3+}$ ·YAG laser as a function of the round-trip-losses and absorption coefficient at the pump wavelength

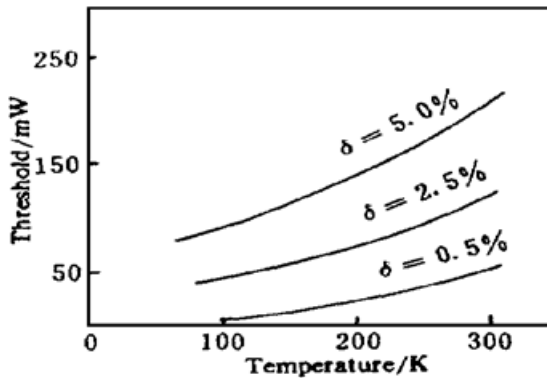


Fig. 4 Threshold as a function of temperature and round-trip-losses for  $2.0\text{ }\mu\text{m}$   $Tm^{3+}$ ·YAG laser

温度、不同谐振腔损耗下的最佳长度示于图 2。从中可以看出: 在  $Tm^{3+}$  浓度和谐振腔损耗一定情况下, 温度不同,  $l_{opt}$  值不同, 温度越高, 所需介质的长度越短。将图 2 的数据代入(25)式, 并假定  $\omega = w_p = 100\text{ }\mu\text{m}$ , 得到 300 K 和 250 K 时  $Tm^{3+}$ ·YAG 激光器的阈值如图 3 所示。由图 3 可以发现, 即使选择最佳长度,  $Tm^{3+}$ ·YAG 激光器的阈值仍与  $Tm^{3+}$  浓度有关, 在(3.8~ 6.3) at% 浓度范围内, 激励阈值随浓度增加而降低。另外, 从图 3 中也可以发现, 降低温度能明显减低激光阈值, 有关这一点可从图 4 中得到更明确地反映。

#### 4 $Tm^{3+}$ ·YAG 激光器的输出功率和斜率效率

由(21)式可写出  $Tm^{3+}$ ·YAG 激光器的输出功率  $P_{out}$  和斜率效率  $\eta$  为:

$$P_{out} = (\pi\omega^2 h\nu T / 4\sigma\tau) S \tag{27}$$

$$\eta = \frac{dP_{out}}{dP_p} = \frac{dP_{out}}{dS} \frac{dS}{dF} \frac{dF}{dP_p} = \frac{T_m}{T_m + L} \frac{\nu}{\nu_p} \eta_a \eta_l \frac{dS}{dF} \tag{28}$$

(27) 式和(28)式表明, 要计算  $Tm^{3+}$ ·YAG 激光器的输出功率  $P_{out}$  和斜率效率  $\eta$ , 必须先求解

(23) 式。根据文献[6, 7], 方程(23) 只有在  $1/a^2$  为正整数时才有解析解, 它可表示为:

$$1 + \frac{B}{fS} \ln(1 + fS) = -fFp \left[ \sum_{k=1}^p \frac{(-1)^k}{(p-k+1)(fS)^k} + \frac{(-1)^{p+1}}{(fS)^{p+1}} \ln(1 + fS) \right] \quad (29)$$

其中  $p = 1/a^2$ 。选择  $p = 1$  时, (29) 式简化为:

$$1 + \frac{B}{fS} \ln(1 + fS) = fF \left[ \frac{1}{fS} - \frac{1}{(fS)^2} \ln(1 + fS) \right] \quad (30)$$

根据此式, 当 T<sub>m</sub>·YAG 晶体浓度为 3 at%, 长度 3 mm, 输出镜透过率 6%, 并假定  $w_1 = w_p = 65 \mu\text{m}$  和  $w_1 = w_p = 70 \mu\text{m}$  时, 计算所得 785 nm 激光纵向泵浦 T<sub>m</sub>·YAG 激光器的输入输出曲线如图 5 所示。与文献[9] 的实验数据相比较发现, 二者符合得很好。

对于已有的三种浓度(3.8、5.2 和 6.3 at%) T<sub>m</sub>·YAG 晶体, 当输出镜透过率为 3% 时, 取最佳介质长度并假定  $w_1 = w_p = 100 \mu\text{m}$ , 计算所得的输入输出曲线如图 6 所示。从中再一

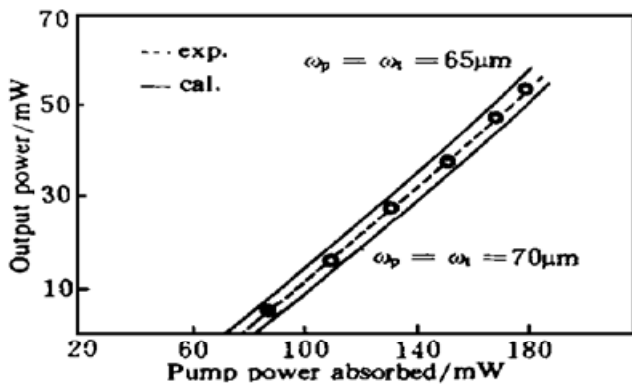


Fig. 5 Comparison of calculated output power at 2.0 μm with experimental results ( $l = 3 \text{ mm}$ ,  $T_m = 6\%$ ,  $Tm^{3+} \cdot 3 \text{ at}\%$ )

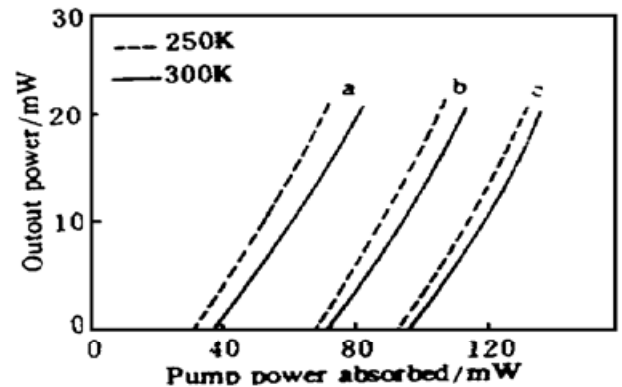


Fig. 6 Calculated output power of T<sub>m</sub>·YAG lasers at 2.0 μm as a functions of absorbed power at 785 nm. (a)  $l = 3 \text{ mm}$ ,  $T_m = 3\%$ ,  $Tm^{3+} \cdot 3.8 \text{ at}\%$ , (b)  $l = 3 \text{ mm}$ ,  $T_m = 3\%$ ,  $Tm^{3+} \cdot 5.2 \text{ at}\%$ , (c)  $l = 3 \text{ mm}$ ,  $T_m = 3\%$ ,  $Tm^{3+} \cdot 6.3 \text{ at}\%$

次看出, 温度是影响 T<sub>m</sub>·YAG 晶体激光性能的重要因素, 降低温度不仅能极大地降低激励阈值, 而且能进一步提高斜率效率。T<sub>m</sub>·YAG 激光器斜率效率随温度的变化是由于温度升高引起了激光下能级热粒子数增加, 从而引起激光的再吸收损耗增加所致。

另外, 通过对不同浓度 T<sub>m</sub>·YAG 晶体激光器斜率效率的计算还发现: 与对应最小阈值有一最佳介质长度  $l_{opt}$  一样, 对应最高斜率也是一最佳介质长度  $l'_{opt}$ , 而且  $l'_{opt}$  与  $l_{opt}$  并不完全一致。图 7 是输出透过率为 5% 时, 三种浓度晶体激光器的斜率效率随晶体长度的变化关系, 对应最高的斜率效率, 三种晶体的最佳长度  $l'_{opt}$  分别为 8.5 mm (3.8 at%)、6.2 mm (5.2 at%) 和 5.4 mm (6.3 at%)。而由图 2 可知, 输出透过率为 5% 时, 激励阈值最低所对应的晶体最佳长度各为 6.8 mm、4.2 mm 和 3.7 mm。在实际应用中, 为保证激光器有最大的输出, 晶体的长度应在  $l_{opt} \leq l \leq l'_{opt}$  范围内选择。

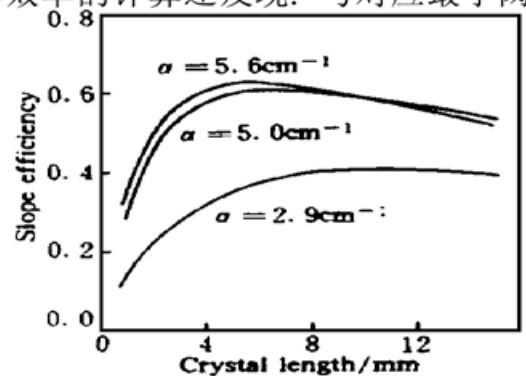


Fig. 7 Calculated slope efficiency of T<sub>m</sub>·YAG laser at 2.0 μm as a function of crystal length and absorption coefficient at 785 nm. ( $T_m = 5\%$ , 300 K)

结 论 由以上理论计算及分析可得出如下结论:

1) 在纵向泵浦  $Tm \cdot YAG$  激光器的设计中, 对应最小激励阈值存在一最佳激活介质长度  $l_{opt}$ 。 $l_{opt}$  不仅与介质中的  $Tm^{3+}$  浓度有关, 还与器件的工作温度及谐振腔损耗有关。

2) 对于给定浓度的  $Tm \cdot YAG$  晶体, 当谐振腔损耗和器件的工作温度一定时, 对应最高斜率效率也存在一最佳介质长度  $l'_{opt}$ ,  $l'_{opt}$  略大于  $l_{opt}$ 。因此在实际应用中, 为保证激光器有最大的输出, 晶体长度应在  $l_{opt} \leq l \leq l'_{opt}$  范围内选择;

3) 温度是影响  $Tm \cdot YAG$  准三能级激光系统激励阈值和斜率效率的重要因素。温度升高, 处于  $Tm \cdot YAG$  激光下能级的粒子数增加, 激光再吸收损耗增加, 从而造成激光阈值增加, 效率降低。

### 参 考 文 献

- [1] R. C. Stoneman, L. Esterowits, Efficient broadly tunable, laser-pumped  $Tm \cdot YAG$  and  $Tm \cdot YAG$  CW lasers. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(9) : 486~ 488
- [2] P. J. Suni, S. W. Henderson, 1-mJ/pulse  $Tm \cdot YAG$  laser pumped by a 3-W diode laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(11) : 817~ 819
- [3] J. F. Pinto, L. Esterowits, G. H. Rosenblatt, Continuous-wave mode-locked 2  $\mu m$   $Tm \cdot YAG$  laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(10) : 731~ 732
- [4] T. S. Kubo, T. J. Kane, Diode-pumped lasers at five eye-safe wavelengths. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **QE-28**(4) : 1033~ 1040
- [5] A. A. Kaminskii, *Laser Crystals*, Berlin, Heideberg, Springer-Verlag, 1981
- [6] T. Y. Fan, R. L. Byer, Modeling and CW operation of quasi-three-level 946 nm  $Nd \cdot YAG$  laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**(5) : 605~ 612
- [7] W. P. Risk, Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(7) : 1412~ 1423
- [8] P. F. Moulton, An investigation of the  $Co \cdot MgF_2$  laser system. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**(10) : 1575~ 1582
- [9] R. S. Chang, H. Hard, S. Chaddha *et al.*, Lasing performance of a  $Tm \cdot YAG$  minirod grown by laser-heated pedestal growth technique. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-2**(10) : 695~ 696

## Theoretical Study on Longitudinally Pumped $Tm \cdot YAG$ Lasers

Li Cheng    Huo Yujing    He Shufang

(Department of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084)

Cao Yuhui

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

(Received 14 July 1997; revised 1 December 1997)

**Abstract** According to the rate equation of quasi-three-level system, the threshold power, slope efficiency and optimum length of the crystals of longitudinally pumped  $Tm \cdot YAG$  lasers have been calculated and discussed. The influence of temperature on the  $Tm \cdot YAG$  lasers has been studied.

**Key words** longitudinal pump,  $Tm \cdot YAG$  laser, quasi-three-level system.