

端面抽运 $Tm, Ho : YLF$ 激光器热转换系数及热透镜效应的研究*

张新陆¹⁾²⁾ 王月珠²⁾ 李 立¹⁾ 鞠有伦²⁾

1) 哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

2) 哈尔滨工业大学可调谐激光国家重点实验室, 哈尔滨 150001)

(2006 年 5 月 24 日收到; 2006 年 12 月 20 日收到修改稿)

根据激光二极管纵向抽运 $Tm, Ho : YLF$ 激光器的能级跃迁和能量传递过程, 在考虑能量传递上转换和基态重吸收的前提下, 建立了准三能级速率方程理论模型, 给出了 $Tm, Ho : YLF$ 激光器的热转换系数的解析表达式, 讨论了抽运光斑半径与激光束腰半径的比值对热转换系数的影响. 实验上得到了热焦距随抽运功率的变化关系, 并将其与理论结果进行了对比, 发现符合较好.

关键词: $Tm, Ho : YLF$ 晶体, 能量传递上转换, 速率方程, 热转换系数

PACC: 4255B, 4260

1. 引 言

$Tm, Ho : YLF$ 激光器输出波长为 $2 \mu m$, 处于人眼安全波段, 并且大气传输透过性好, 因而成为激光测距仪、相干多普勒雷达、差分吸收雷达等的理想光源^[1-4]. $Tm, Ho : YLF$ 激光器运转是在 5I_7 和 5I_8 的两个 Stark 能级之间进行的. Tm^{3+} 与 Ho^{3+} 共掺杂的晶体作为激光工作物质, 一方面可充分利用 Tm^{3+} 的光敏特性, 另一方面可以降低 Ho^{3+} 的掺杂浓度, 从而减少了激光再吸收问题. 但是 Tm^{3+} 与 Ho^{3+} 共掺的激光器存在严重的能量传递上转换效应, 能量传递上转换效应严重地减少了激光上能级的粒子数和缩短了激光上能级的有效寿命, 增加了激光晶体的热积累, 降低了激光器的输出效率^[5, 6]. 国内外众多学者从速率方程理论出发, 系统地研究了 Nd 激光器的热效应^[7-10]. $2 \mu m$ 固体激光器由于其广阔的应用前景, 越来越引起人们的关注^[11-17], 但值得提出的是, 还没有人对 $Tm, Ho : YLF$ 固体激光器的热转换系数进行较为深入的研究. 本文建立了端面抽运 $Tm, Ho : YLF$ 激光器的速率方程理论模型, 此模型考虑了能量传递上转换和基态重吸收的影响. 根据能量的传递过程, 给出了热转换系数的解析表达式, 讨论了抽运光与输出激光光斑半径的比值对热转换系数的

影响. 实验上测得了热焦距随抽运功率的变化关系, 并将其与理论结果进行了对比, 发现实验结果与理论符合较好, 从而验证了理论的合理性.

2. 理论分析

2.1. 速率方程理论

图 1 给出了 $Tm, Ho : YLF$ 晶体中 Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 能量的传递过程. 波长为 792 nm 的抽运光被 3H_6 Tm^{3+} 吸收跃迁到 3H_4 能级. 一个 3H_4 Tm^{3+} 通过与其周围的 Tm^{3+} 横向弛豫产生了两个 3F_4 Tm^{3+} , 这个过程大约有 75% 的能量效率, 而另外 25% 的能量被转化为晶体热能, 其弛豫参数设为 A , 同时伴随着 3F_4 Tm^{3+} 向 5I_7 Ho^{3+} 的一系列能量传递过程. 当 5I_7 Ho^{3+} 数量增加到一定值时又将发生 5I_7 Ho^{3+} 向更高能级的上转换过程, 发生上转换的粒子其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. 总之, 上转换过程限制了 5I_7 Ho^{3+} 的增加, 上转换系数设为 Q . 3F_4 Tm^{3+} 向 5I_7 Ho^{3+} 有效的能量转移使 Ho^{3+} 在 5I_7 能级有显著的集居, 最终导致 5I_7 向 5I_8 跃迁产生了 $2 \mu m$ 的激光. 由于 3F_4 Tm^{3+} 与 5I_7 Ho^{3+} 之间的能量传递时间少于 $20 \mu s$, 而 N_2 和 N_5 的能级寿命 τ_2 和 τ_5 约为

* 哈尔滨工程大学基础研究基金(批准号: HEUF04014)资助的课题.

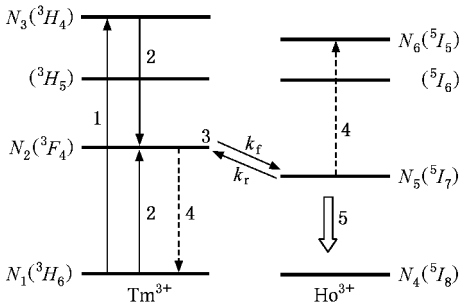


图 1 Tm, Ho 共掺系统能级结构

10 ms, 并且 Ho^{3+} 的 5I_7 能级和 Tm^{3+} 的 3F_4 能级十分接近^[18, 19], 因此可以将 N_2 和 N_5 能级当作一个耦合能级来处理. 设此耦合能级的粒子数密度为 N_u , Tm, Ho:YLF 激光器的速率方程可以表示为

$$N_2 = N_{\text{Tm}} - N_1, \quad (1)$$

$$N_5 = N_{\text{Ho}} - N_4, \quad (2)$$

$$N_u = N_2 + N_5, \quad (3)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_p(r, z) - AN_1N_3, \quad (4)$$

$$\frac{dN_u}{dt} = \eta_p AN_1N_3 - \frac{N_u}{\tau} - QN_u^2 - \frac{\sigma_e c}{n} [f_{\text{Ho}}(f_u + f_1)N_u - f_1N_{\text{Ho}}] S(r, z), \quad (5)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\sigma_e c}{n} \int_{V_c} \Delta NS(r, z) dV - \frac{S}{\tau_c}. \quad (6)$$

这里 $\Delta N(r, z) = f_{\text{Ho}}(f_u + f_1)N_u - f_1N_{\text{Ho}}$ 为反转粒子数密度, 其中 f_u 和 f_1 分别为上、下能级粒子数中对激光输出起作用的粒子数比例; V_c 为激光晶体的体积; σ_e 为 Ho^{3+} 的受激发射截面; n 为增益介质的折射率;

$$\tau_c = \frac{2L_{\text{eff}}}{c} \frac{1}{\delta + \ln[1/(1 - T_0)]}$$

为腔内光子寿命, 其中 δ 为腔内的往返损耗, $L_{\text{eff}} = L_{\text{cav}} + (n - 1)l$ 为有效腔长, l 为晶体长度, L_{cav} 为谐振腔的长度; c 为真空中的光速; T_0 为输出镜透过率; η_p 为抽运量子化效率; τ 为耦合能级寿命,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{f_{\text{Tm}}}{\tau_2} + \frac{f_{\text{Ho}}}{\tau_5},$$

其中 f_{Tm} 和 f_{Ho} 分别为 N_2 和 N_5 能级粒子占耦合上能级的粒子数比例. 定义归一化的抽运速率密度分布函数 $r_p(r, z)$ 为

$$R_p(r, z) = Rr_p(r, z).$$

这里

$$R = \frac{\eta_a P_{\text{in}}}{h\nu_p}$$

为抽运速率, 其中 P_{in} 为激光二极管的输出功率;

$$S(r, z) = Ss_0(r, z)$$

为光子数密度, 其中 S 为稳态时激光腔内的光子数, $s_0(r, z)$ 为腔内光子数的归一化空间分布函数.

在认为抽运光是圆对称的高斯分布, 振荡光为基模运转时, 抽运光和激光光子在增益介质中单位体积内的分布函数为

$$r_p(r, z) = \frac{2\alpha}{\pi\omega_z^2(z) [1 - \exp(-\alpha l)]} \times \exp\left[-\alpha z - \frac{2r^2}{\omega_z^2(z)}\right], \quad (7)$$

$$s_0(r, z) = \frac{2}{\pi\omega_1^2(z)L_{\text{eff}}} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_1^2(z)}\right]. \quad (8)$$

这里 $\eta_a = 1 - \exp(-\alpha l)$ 为吸收效率, α 为增益介质的吸收系数, $\omega_1(z)$ 和 $\omega_p(z)$ 分别为位置 z 处输出光和抽运光的光斑半径, 它们由下列公式确定:

$$\omega_1^2(z) = \omega_{10}^2 + \left(\frac{\lambda_1 z}{\pi\omega_{10}}\right)^2, \quad (9)$$

$$\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 + \left[\frac{\lambda_p(z-d)}{\pi\omega_{p0}}\right]^2. \quad (10)$$

(9)(10) 两式中 ω_{10} , ω_{p0} 为输出激光和抽运光的束腰半径, 它们分别在晶体位置 $z=0$ 和 $z=d$ 处.

$$\omega_{10}^2 = \frac{\lambda_1}{\pi} \sqrt{L_{\text{cav}}(R - L_{\text{cav}})}, \quad (11)$$

式中 R 为输出耦合镜的曲率半径. 稳态时, 由(1)–(5)式求解得耦合上能级的粒子数密度为

$$N_u = \frac{2\left(\eta_p Rr_p + \frac{\sigma_e c}{n} f_1 N_{\text{Ho}} Ss_0\right)}{\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_e c}{n} f_{\text{Ho}} Ss_0 + \left[\left(\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_e c}{n} f_{\text{Ho}} Ss_0\right)^2 + 4Q\left(\eta_p Rr_p + \frac{\sigma_e c}{n} f_1 N_{\text{Ho}} Ss_0\right)\right]^{1/2}}, \quad (12)$$

则反转粒子数密度可以写为

$$\Delta N = f_u N_5 - f_1 N_4 = f_u N_5 - f_1(N_{\text{Ho}} - N_5) = f_{\text{Ho}} N_u - f_1 N_{\text{Ho}}$$

$$= \frac{2ff_{H_0} \left(\eta_p R r_p + \frac{\sigma_e c}{n} f_1 N_{H_0} S s_0 \right)}{\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_e c}{n} ff_{H_0} S s_0 + \left[\left(\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_e c}{n} ff_{H_0} S s_0 \right)^2 + 4Q \left(\eta_p R r_p + \frac{\sigma_e c}{n} f_1 N_{H_0} S s_0 \right) \right]^{1/2}} - f_1 N_{H_0}, \quad (13)$$

式中

$$f = f_u + f_1.$$

方程(13)中的 $f_1 N_{H_0}$ 这一项表示激光下能级粒子的重吸收,可见由于下能级粒子重吸收的作用使得能量传递上转换效应变得更加严重,因此激光下能级

粒子的重吸收和能量传递上转换效应必然导致反转粒子数密度的降低.

将反转粒子数密度方程(13)代入方程(6),在稳态时方程(6)等于零,则得抽运速率 R 与激光腔内光子数 S 之间的关系式

$$\int_{V_c} \frac{2ff_{H_0} \left(\eta_p R r_p + \frac{\sigma_e c}{n} f_1 N_{H_0} S s_0 \right) s_0}{\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_e c}{n} ff_{H_0} S s_0 + \left[\left(\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_e c}{n} ff_{H_0} S s_0 \right)^2 + 4Q \left(\eta_p R r_p + \frac{\sigma_e c}{n} f_1 N_{H_0} S s_0 \right) \right]^{1/2}} dV = \frac{n}{2\sigma L_{\text{eff}}} \left[\delta + \ln \left(\frac{1}{1 - T_0} \right) + \delta_1 \right], \quad (14)$$

式中

$$\delta_1 = \frac{2N_{H_0} \sigma L_{\text{eff}}}{n} \int_{V_c} s_0 dV$$

是激光下能级粒子重吸收引起的损耗.通过(14)式就可以得到激光的输出功率,此积分不但与抽运光的分布有关而且与激光的光子分布有关.

2.2. 热转换系数

对端面抽运的固体激光器而言,抽运光的能量主要集中在晶体的中央部位,被吸收的抽运光能量有一部分转换为热能沉积在晶体内部,使得晶体内部温度分布不均匀,引发热效应.

设 N 为考虑能量传递上转换效应时耦合上能级粒子数, N_0 为忽略能量传递上转换效应时耦合上能级粒子数, N_{th0} 为忽略能量传递上转换效应在激光阈值时耦合上能级粒子数.在晶体内部对耦合上能级粒子数密度积分,得到了耦合上能级的粒子数

$$N = \int_{V_c} N_u(r, z) dV. \quad (15)$$

为了分析晶体内部抽运光与激光光斑半径的比值对耦合上能级粒子数的影响, ω_p/ω_0 取不同值时,计算了 N/N_{th0} 和 N_0/N_{th0} 随抽运功率的变化关系.计算中用到的参数取值如下: $f_u = 0.095$, $f_1 = 0.024$, $f_{H_0} = 0.65$, $\lambda_p = 792 \text{ nm}$, $\lambda_1 = 2.066 \text{ }\mu\text{m}$, $\alpha = 3.88 \text{ cm}^{-1}$, $\sigma_e = 15 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\omega_p = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $R = 10 \text{ cm}$, $\eta_p = 1.57$,

$N_{H_0} = 5.59 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $Q = 0.5 \times 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$.图2给出了比值 N/N_{th0} 和 N_0/N_{th0} 随抽运功率的变化关系.由图2可见,当抽运功率超过激光阈值后,起初耦合激光上能级的粒子数随抽运功率的增加而增加,当抽运功率增加到使增益达到饱和时, N/N_{th0} 和 N_0/N_{th0} 也都达到了饱和值,并且对于较大的 ω_p/ω_0 比值, N/N_{th0} 和 N_0/N_{th0} 所达到的饱和值也较高. N/N_{th0} 与 N_0/N_{th0} 的差值给出了由于能量传递上转换效应而造成的耦合上能级粒子数的减少.由图2还可以看出,对于端面抽运的 Tm, H_0 准三能级固体激光器而言, ω_p/ω_0 比值越大,由能量传递上转换效应造成的耦合上能级粒子数的减少越明显.以上分析表明,当激光模式固定后,即使考虑能量传递上转换效应的作用,随着抽运光斑尺寸的增加,耦合上能级的粒子数仍随之增加,但是由能量传递上转换效应而造成的耦合上能级粒子数的减少也更加明显.因此可以得出这样的结论,由于能量传递上转换效应而引发的热负载随着抽运光与激光光斑半径比值的变大而增加.

由于能量传递上转换效应而造成的耦合上能级粒子数减少的比例可以表示为^[8]

$$F_{\text{ETU}} = \frac{N_0 - N}{N_0}. \quad (16)$$

利用图2的结果和(16)式,对于不同抽运光与激光光斑半径比值,我们得到了 F_{ETU} 随抽运功率的变化

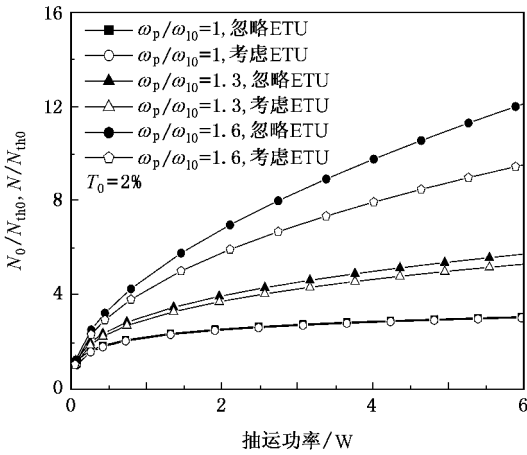


图2 N_0/N_{th0} 和 N/N_{th0} 随抽运功率的变化关系 (ETU 表示能量传递上转换)

关系,结果如 3 所示.由图 3 可以看出,在激光阈值附近, F_{ETU} 随 ω_p/ω_{10} 的增加而减少,同时也随抽运功率的增加而减少,这正是由于 Tm, Ho :YLF 激光晶体的准三能级特性,在激光的下能级有一定的粒子数集居而造成的.但是, Tm, Ho :YLF 固体激光器的激光下能级的粒子数随抽运功率的增加而减小,当抽运功率达到一定数值, F_{ETU} 随着 ω_p/ω_{10} 比值的增加而增加,并且 ω_p/ω_{10} 比值越大, F_{ETU} 的饱和值也越大.

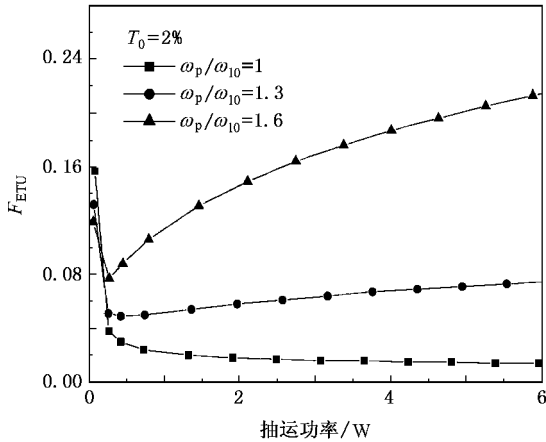


图3 F_{ETU} 随抽运功率的变化关系

由于横向弛豫过程存在量子效率,抽运功率中的 $\eta_p/2$ 部分使 Tm^{3+} 集居于 3F_4 能级,剩下的 $(1 - \eta_p/2)$ 部分转换为热能散入激光晶体.由于能量传递上转换的作用, Tm^{3+} 3F_4 能级的粒子向下跃迁至 3H_6 能级,同时伴有 Ho^{3+} 5I_7 能级的粒子跃迁到更高的能

级.随后这部分粒子又通过多光子弛豫过程回到耦合上能级并释放能量,以热能的形式沉积到激光晶体中.在考虑能量传递上转换效应时,由于能量传递上转换效应而产生的热功率为 $\frac{\eta_p}{2} F_{ETU} P_{abs}$.由激发过程的量子损耗而产生的热功率为 $(1 - F_{ETU}) \times \left(1 - \frac{2\lambda_p}{\lambda_1}\right) \frac{\eta_p}{2} P_{abs}$.设热转换系数为 ξ ,它是衡量被激光晶体所吸收的抽运能量转化为激光晶体热负荷的重要参数,可以表示为

$$\xi = \left(1 - \frac{\eta_p}{2}\right) + \left[F_{ETU} + (1 - F_{ETU}) \left(1 - \frac{2\lambda_p}{\lambda_1}\right)\right] \frac{\eta_p}{2}, \quad (17)$$

式中 λ_p 是抽运光波长, λ_1 是输出激光的波长.利用图 3 的结果,可以得到不同抽运光和输出激光光斑半径的比值下,热功率占抽运功率的比例分数即热转换系数 ξ 随抽运功率的变化关系,如图 4 所示,其变化趋势与图 3 一致.

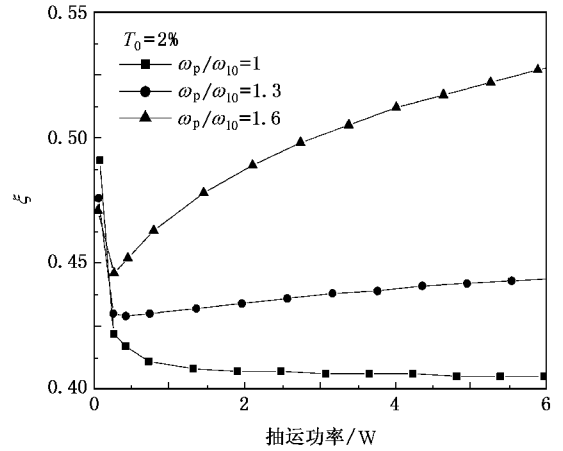


图4 ξ 随抽运功率的变化关系

由于 Tm, Ho :YLF 激光晶体具有自然双折射特性,在忽略热致双折射效应时,热焦距可以写为^[8]

$$f_{th} = \frac{\pi K_c \omega_p^2}{\xi \eta_p P_{in} \left[\frac{\partial n}{\partial T} + n(1 + \nu) \alpha_T \right]}, \quad (18)$$

式中 K_c 为 Tm, Ho :YLF 晶体的热导率, $\partial n/\partial T$ 为折射率温度梯度, ν 为泊松常数, α_T 为晶体的热膨胀系数.从 (18) 式可以看出热焦距与平均抽运光束面积成正比,与抽运功率成反比.而且抽运功率转化为晶体内部热功率 $\xi \eta_p P_{in}$ 越多,热焦距越小,热透镜效应也就越明显.在理论计算中取值如下: $n = 1.470$, $\partial n/\partial T = -4.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_T = 13 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\nu = 0.33$, $K_c = 6 \text{ W/mK}$, $\xi = 0.4$.抽运光束平均半径为

100 μm 时,热焦距与抽运功率关系的理论结果如图 5 实线所示.由图 5 可以看出,当抽运光束平均半径一定时,抽运功率越大,热焦距越小,热透镜效应也就越严重.一般情况下,随着抽运光束平均半径的增加,热焦距越大,也就意味着抽运光束平均半径越大,热透镜效应越弱.但是,随之而来的是热转换系数的增加,从而造成激光输出效率的降低.因此,在设计激光器时,应在保证抽运光与输出激光模式匹配的前提下,增大抽运光斑的平均光斑半径.

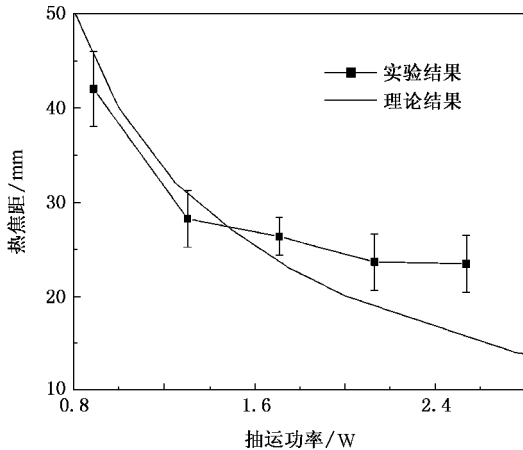


图 5 热焦距随抽运功率的变化关系

3. 实 验

实验上,谐振腔采用了平凹腔,激光增益介质为 5 mm × 5 mm × 2.5 mm 的 $\text{Tm}(\text{6at}\%)$, $\text{Ho}(\text{0.4at}\%)$: YLF 晶体,其中一面镀 792 nm 高透膜和 2.06 μm 高反膜,另一面镀 2.06 μm 高透膜,输出耦合镜是曲率半径为 51.88 mm 的凹面镜,对 2.06 μm 激光的透过率为 2%.我们选取谐振腔的长度为 45 mm,此时对应 TEM_{00} 模的激光光腰半径 $\omega_{10} = 107 \mu\text{m}$.实验采用的半导体激光器是由 Coherent 公司提供的,型号为 S-79-30000C-200-H/L.通过光学整形系统和耦合系统,将进入到晶体内抽运光的光斑调整为近似于圆形,其半径约为 $\omega_p = 100 \mu\text{m}$.实验中把 Tm, Ho : YLF 晶体包裹在紫铜块中,保持较好的热接触,将铜块固定在采取了温控措施的热电制冷片上进行有效的控温,实验过程中保持晶体表面的温度为 19 $^{\circ}\text{C}$.利用上述实验装置测得的激光输出功率与抽运功率的变

化关系如图 6 所示.由图 6 可见,在阈值附近,斜率效率略低,这正是由于 Tm, Ho : YLF 激光器的准三能级特性造成的.随着抽运功率的增加,输出功率近线性地增加,当抽运功率达到 1.7 W 后,由于热透镜效应的作用,激光输出功率出现了饱和现象.利用小孔扫描的方法,我们间接地测得了不同抽运功率下的热焦距^[17],并将其与计算结果相比较.图 5 中的点线为实验所测热焦距随抽运功率的变化关系.由图 5 可见,理论与实验的结果较为符合,但是有一定的差别,随着抽运功率的增加,这种差别会更加明显.这是由于随着抽运功率的增加,激光晶体对抽运光的吸收系数也将随着抽运光功率密度的增加而有所减少.考虑上述的因素之后,理论与实验结果将会符合得更好.

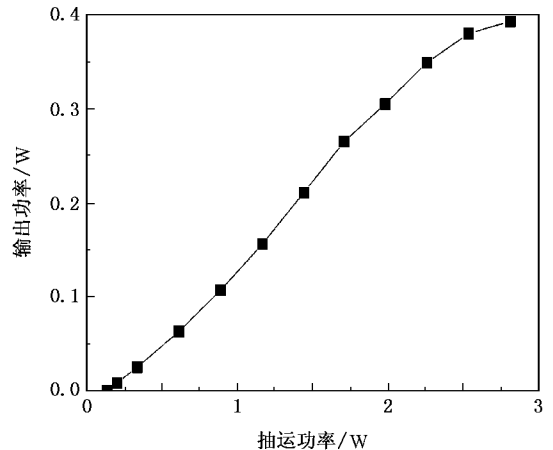


图 6 输出功率随抽运功率的变化关系

4. 结 论

在考虑能量传递上转换和基态重吸收的前提下,建立了端面抽运 Tm, Ho : YLF 固体激光器的准三能级速率方程理论模型,讨论了能量传递上转换对耦合激光上能级粒子数密度的影响.根据各能级间的能量传递过程,给出了沉积于激光晶体内的热功率占激光晶体所吸收的抽运功率的比例(即激光晶体的热转换系数)的解析表达式,通过数值模拟分析了抽运光斑与激光光斑半径比值对热转换系数的影响.实验上得到了热焦距随抽运功率的变化关系,并将其与理论结果进行了对比分析,发现理论与实验结果较为相符.

- [1] Yu J , Singh U N , Barnes N P *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 780
- [2] Koch G J , Petros M , Yu J *et al* 2002 *Appl. Opt.* **41** 1718
- [3] Galzerano G , Sani E , Toncelli A *et al* 2004 *Opt. Lett.* **29** 715
- [4] Zhang X L , Ju Y L , Whang Y Z 2005 *Opt. Express* **13** 4056
- [5] McGuckin B T , Menzies R T , Hemmati H 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 2926
- [6] Zhang X L , Wang Y Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1160 (in Chinese)
[张新陆、王月珠 2006 物理学报 **55** 1160]
- [7] Pollnau M , Hardman P J , Kern M A *et al* 1998 *Phys. Rev. B* **58** 16076
- [8] Chen Y F 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1835
- [9] Guan J , Li J P , Cheng G H *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1804
(in Chinese) [关俊、李金萍、程光华等 2004 物理学报 **53** 1804]
- [10] Zhu H T , Lou Q H , Qi F Y *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5648
(in Chinese) [朱洪涛、楼祺洪、漆风云等 2005 物理学报 **54** 5648]
- [11] Taczak T M , Killinger D K 1998 *Appl. Opt.* **37** 8460
- [12] 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]
- [13] Zhang X L , Wang Y Z , Yao B Q *et al* 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 88
(in Chinese) [张新陆、王月珠、姚宝权等 2004 光学学报 **24** 88]
- [14] Gunnar R , Knut S 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 1645
- [15] Wang J G , Zhang Z G , Xu J Z *et al* 2000 *Chin. Phys.* **9** 210
- [16] Walsh B M , Barnes N P , Bartolo B D 2000 *J. Lumin.* **90** 39
- [17] Zhang X L , Wang Y Z , Shi H F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1787 (in Chinese) [张新陆、王月珠、史洪峰 2006 物理学报 **55** 1787]
- [18] Yang W Q 2001 *Chin. J. Lumin.* **22** 175 (in Chinese) [杨文琴 2001 发光学报 **22** 175]
- [19] Storm M E 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 440

Fractional thermal loading and thermal lensing in end-pumped Tm, Ho :YLF lasers *

Zhang Xin-Lu^{1,2)} Wang Yue-Zhu²⁾ Li Li¹⁾ Ju You-Lun²⁾

¹⁾ College of Science , Harbin Engineering University , Harbin 150001 , China)

²⁾ State Key Laboratory of Tunable Laser Technology , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

(Received 24 May 2006 ; revised manuscript received 20 December 2006)

Abstract

Based the energy transfer between ions and the transition between energy levels of diode-end-pumped Tm, Ho :YLF laser , and considering the energy transfer up-conversion and ground state re-absorption , the rate equations are set up. The analytical formula of fractional thermal loading is deduced from the rate-equations , and the results show that the fractional thermal loading critically depends on the pump-to-mode size ratio. The focal length of the thermal lens as a function of pump power is obtained in experiment. The experimental results are compared with theoretical results , which shows that the theoretical results are reasonable.

Keywords : Tm, Ho :YLF crystal , energy transfer up-conversion , rate equation , fractional thermal loading

PACC : 4255B , 4260