

Ho 激光器阈值的理论分析

朱 箭 张光寅 陈晓波

(南开大学物理系, 天津 300071)

(1995 年 5 月 23 日收到)

利用准三能级模型, 建立了纵向泵浦的 Ho^{3+} 激光器阈值模型, 并对阈值与激光器设计参数间的关系进行了分析讨论, 从中得出了设计低阈值 Ho^{3+} 激光器的一般原则. 结论同样适用于其他的准三能级激光器.

PACC: 4320; 4320G

1 引 言

以半导体激光器作泵浦源的全固态固体激光器具有效率高、工作可靠、寿命长和结构紧凑等优点, 因而在许多领域中具有广泛的应用前景. 用半导体激光器共振泵浦的 Ho 激光器已成为激光风速雷达和用于大气污染监测的选择吸收雷达(DIAL)的理想光源. 由于 Ho 激光器中的 Ho 离子和敏化剂 Tm 离子间存在一个非线性的上转换损耗, 而这一损耗与 Ho 激光器的粒子数密度反转阈值成正比^[1], 因而有必要合理地选择激光器的设计参数, 尽可能地降低 Ho 激光器的阈值. Fan 等^[2]首先利用准三能级模型对 Ho 激光器的阈值进行了分析, 但在分析过程中忽略了 Gauss 光束的传播特性, 使理论模型不能准确地描述激光器的设计参数对阈值的影响. 本文重新建立了阈值模型, 并对各设计参数对阈值的影响进行了仔细的分析. 结果表明 Tm 离子敏化的 Ho 激光器是一低阈值激光器.

2 阈值模型的建立

以 Tm^{3+} 作敏化剂的 Ho^{3+} 激光器的能级如图 1 所示. Ho^{3+} 激光器的上能级为激发态簇 $^5\text{I}_7$ 中的某一个 Stark 能级, 激光器的下能级为基态簇 $^5\text{I}_8$ 中的一个 Stark 能级. 由于下激光能级上在室温下有着可观的热粒子数分布, 因而 Ho^{3+} 激光器为准三能级激光器. 泵浦光将 Ho^{3+} 泵浦到 $^5\text{I}_7$ 态簇上的泵浦速率为

$$R = P_{\text{abs}} \eta_p / h\nu_p, \quad (1)$$

其中 P_{abs} 为增益介质吸收的泵浦光功率,

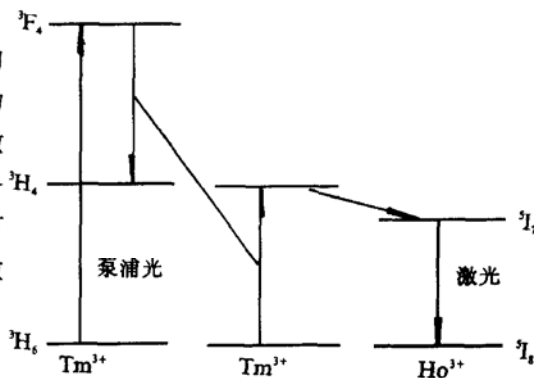


图 1 Ho^{3+} 激光器的能级

η_p 为泵浦量子效率. 由图 1 可知 η_p 理想值接近 2. ν_p 为泵浦光的频率.

在推导过程中作了以下近似:

1. 各态簇中的 Stark 能级上的粒子数分布遵从 Boltzmann 分布.
2. 忽略了敏化剂间的能量空间转移, 认为被激发的区域与泵浦光的模式占有区域一致.
3. 激光下能级的寿命与激光上能级的寿命相比非常短, 可以忽略不计.
4. 泵浦光和激光均为 TEM₀₀ 模.

我们考虑纵向泵浦的情况, 这种情况下, 在增益介质中, 泵浦光和激光的光子密度分别为

$$\rho_p = \rho_{p0} \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_p^2(z)} \exp\left[-\alpha z - \frac{2r^2}{\omega_p^2(z)}\right], \quad (2)$$

$$\rho_l = \rho_{l0} \frac{\omega_{l0}^2}{\omega_l^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_l^2(z)}\right], \quad (3)$$

其中 α 为增益介质对泵浦光的吸收系数, ω_{l0} 和 ω_{p0} 为激光和泵浦光的束腰, 它们分别处在位置 $z=0$ 和 $z=d$ 处. $\omega_l(z)$ 和 $\omega_p(z)$ 为位置 z 处激光和泵浦光的光斑尺寸, 它们由以下公式确定:

$$\omega_l^2(z) = \omega_{l0}^2 + \left(\frac{\lambda_l z}{\pi \omega_{l0}}\right)^2, \quad (4)$$

$$\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 + \left[\frac{\lambda_p(z-d)}{\pi \omega_{p0}}\right]^2. \quad (5)$$

将(2), (3)两式对其各自在增益介质内的光子总数进行归一化, 得到泵浦光和激光光子在增益介质中单位体积内的分布概率为

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

$$P_l(r, z) = \frac{2}{\pi \omega_l^2(z) L} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_l^2(z)}\right], \quad (7)$$

其中 L 为增益介质的长度.

在阈值条件下, 由于泵浦光功率较小, Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 之间的上转换过程可以忽略, 这时 Ho^{3+} 激发态态簇和基态态簇上的粒子数密度满足以下的速率方程:

$$\frac{dN_u}{dt} = RP_p(r, z) - \frac{N_u}{\tau}, \quad (8)$$

$$N_u + N_d = N_0, \quad (9)$$

其中 N_0 为 Ho^{3+} 离子的浓度, τ 为激发态态簇的寿命. 在稳态时激光上能级的粒子数 n_u 和激光下能级的粒子数 n_d 为

$$n_u(r, z) = f_u RP_p(r, z), \quad (10)$$

$$n_d = f_d [N_0 - R\tau P_p(r, z)], \quad (11)$$

其中 f_u 和 f_d 分别为由 Boltzmann 分布所确定的激光上能级和下能级上的粒子数占有的比例. 因此, 增益介质提供的单程增益为

$$g = \iiint_V \sigma \left(n_u - \frac{g_u}{g_d} n_d \right) P_l(r, z) dV$$

$$= \frac{2\sigma R\tau \left(f_u + \frac{g_u}{g_d} f_d \right)}{\pi L (1 - \exp(-\alpha L))} F(L, \omega_{l0}, \omega_{p0}) - \frac{g_u}{g_d} f_d \sigma N_0, \quad (12)$$

其中积分区域 V 为激光的模式体积, g_u 和 g_d 分别为激光上能级和下能级的简并度, σ 为受激辐射截面, $F(L, \omega_{l0}, \omega_{p0})$ 为由激光器设计参数所确定的一个函数,

$$F(L, \omega_{l0}, \omega_{p0}) = \int_0^L \frac{\exp(-\alpha z)}{\omega_p^2(z) + \omega_l^2(z)} dz. \quad (13)$$

根据阈值条件 $2gL = \delta$, δ 为激光在腔内的往返损耗, 可以得到阈值泵浦速率为

$$R_{th} = \frac{\pi L [1 - \exp(-\alpha L)]}{2\sigma\tau \left(f_u + \frac{g_u}{g_d} f_d \right)} \frac{\frac{\delta}{2L} + \frac{g_u}{g_d} f_d \sigma N_0}{F(L, \omega_{l0}, \omega_{p0})}. \quad (14)$$

由于泵浦光通过增益介质后被吸收的功率为 $P_{abs} = P(1 - e^{-\alpha L})$, P 为入射的泵浦光功率, 所以阈值泵浦功率为

$$P_{th} = \frac{\pi h\nu_p}{2\sigma\tau\alpha\eta_p \left(f_u + \frac{g_u}{g_d} f_d \right)} \frac{\frac{\delta}{2} + \frac{g_u}{g_d} f_d \sigma N_0 L}{F(L, \omega_{l0}, \omega_{p0})}. \quad (15)$$

3 分析与结果

采用平凹腔的 Tm:Ho:YAG 激光器, 对 Ho 激光器的阈值进行分析. 谐振腔的平面镜为晶体的一个表面. 并且认为激光上能级为激发态中最低的 Stark 能级, 激光下能级为基态中最高的 Stark 能级. 在室温 (300 K) 下, Ho³⁺:YAG 的有关参数^[3,4]为 $f_u = 0.1$, $f_d = 0.017$, $\tau = 8$ ms, $\eta_p = 1.76$, $\lambda_p = 780$ nm, $\lambda_l = 2.1$ μ m, $\sigma = 7 \times 10^{-20}$ cm², $N_0 = 4 \times 10^{20}$ cm⁻³, $g_u = 1$, $g_d = 1$.

在室温下 Ho 激光器之所以是准三能级激光器, 其原因是, 与四能级激光器相比, 它的激光下能级上存在大量的热粒子数分布, 因而与四能级激光器相比, 在增益中包含了增益介质对激光的再吸收损耗项; 对于三能级激光器, 要实现粒子数的反转, 就必须有 50% 以上的激活离子被激发到激光上能级, 而 Ho 激光器仅需 $f_d/(f_u + f_d) \approx 17\%$ 的 Ho³⁺ 被激发到激光上能级, 就可实现粒子数的反转. 由 (10) 和 (11) 式可以得到实现粒子数反转时, 泵浦光光子在单位体积内的概率密度应满足下面的条件:

$$P_p(r, z) \geq \frac{f_d N_0}{(f_u + f_d) R\tau}, \quad (16)$$

由此还可以得到增益介质内实现粒子数反转的区域为

$$r \leq \frac{\omega_p(z)}{\sqrt{2}} \sqrt{\ln \frac{2\alpha(f_u + f_d)P\eta_p\tau}{\pi f_u N_0 h\nu_p \omega_p^2(z)} - \alpha z}, \quad (17)$$

其中 P 为入射泵浦光功率.

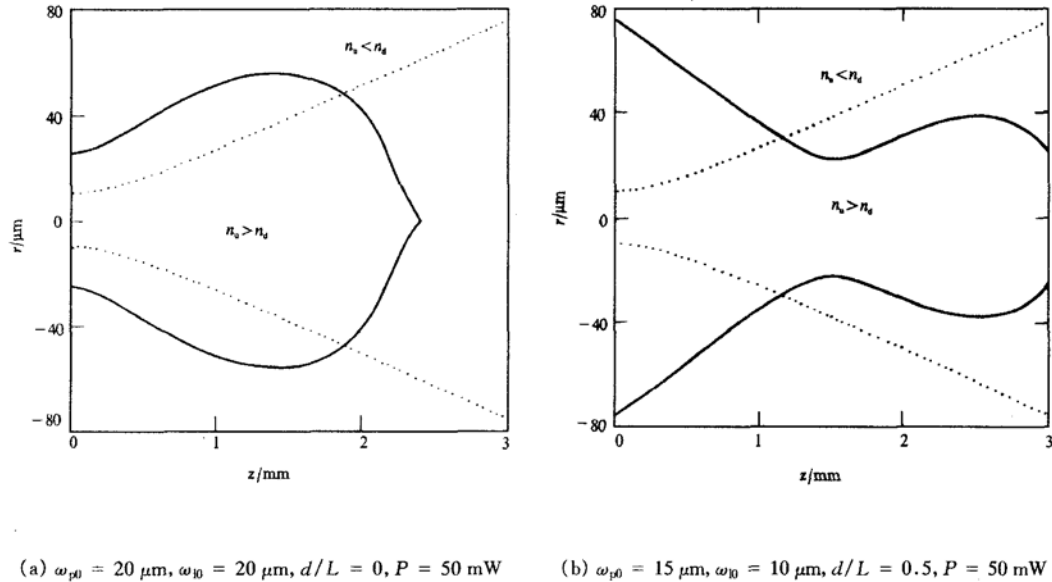


图 2 实线间为粒子反转区域,虚线为激光的模式, $\alpha = 8 \text{ cm}^{-1}$, $\delta = 0.02$

粒子数反转区域的大小和腔模是否充分利用了有效的粒子数反转区域直接影响着激光器的阈值. 图 2 给出两组不同的设计参数下的粒子数反转区域. 由此可以看出, 粒子数反转区域的大小和反转粒子数密度不仅取决于 λ_p , η_p , τ , f_u 和 f_d 这些由增益介质决定的参数, 而且与泵浦条件 ω_{p0} 和它在增益介质中的位置有关. 由于存在腔内损耗, 只有达到一定反转粒子数密度的区域才可能为激光提供净增益, 因此有效的粒子数反转区域小于粒子数反转区域. 由 (16) 和 (6) 式可知反转粒子数密度在径向为 Gauss 分布, 在光轴方向上反转粒子数密度的最大值出现在泵浦光的束腰位置处.

图 3 给出阈值泵浦功率与各设计参数间的关系. 由这些结果可以看到, 各设计参数均存在一最佳值, 使阈值泵浦功率具有最小值, 由图 3(a), (b) 可见其中阈值泵浦功率与激光束腰和泵浦光束腰之间的关系并非文献 [2] 中所给出的结果, 阈值泵浦功率与泵浦光束腰的平方和激光束腰的平方之间不再是简单的线性关系, 而且这两个束腰间存在一最佳比值. 激光束腰对阈值的影响在各设计参数中是最大的. 当激光束腰小于其最佳值时, 由于激光腔模的光斑 $\omega_l(z)$ 随着 z 的增加而迅速增大, 使激光腔模的一部分处在增益较低甚至是无粒子数反转的区域. 而激光束腰大于其最佳值, 同样使部分激光腔模处在增益较低甚至是无粒子数反转的区域. 因此这两种情况都使阈值泵浦功率增大. 由图 3(c) 可见当激光束腰的大小和位置一旦确定后, 泵浦光的束腰和位置就决定了是否可以使激光腔模和粒子数反转区域间达到最佳匹配. 但是当增益介质很短时, 几乎可以不考虑泵浦光束腰的位置对阈值泵浦功率的影响.

另一个影响阈值泵浦功率的重要设计参数是增益介质的长度 L . 由图 3(d) 可见当 L 小于其最佳值时, 增益介质不能充分吸收泵浦功率, 使增益介质无法为激光提供足够的增益, 而使阈值泵浦功率增加. 当 L 大于其最佳值时, 一方面 L 的增加使再吸收损耗

$f_d \sigma N_0 L$ 增加,提高了阈值泵浦功率;另一方面,在一定的泵浦功率下,过大的 L 使增益介质在远离泵浦源的一端反转粒子数密度较低甚至可能存在无粒子数反转的区域,也提高了阈值泵浦功率.这时阈值泵浦功率的增加主要由再吸收损耗项 $f_d \sigma N_0 L$ 决定,基本上是线性的.增益介质长度的最佳值与它对泵浦光的吸收系数成反比.

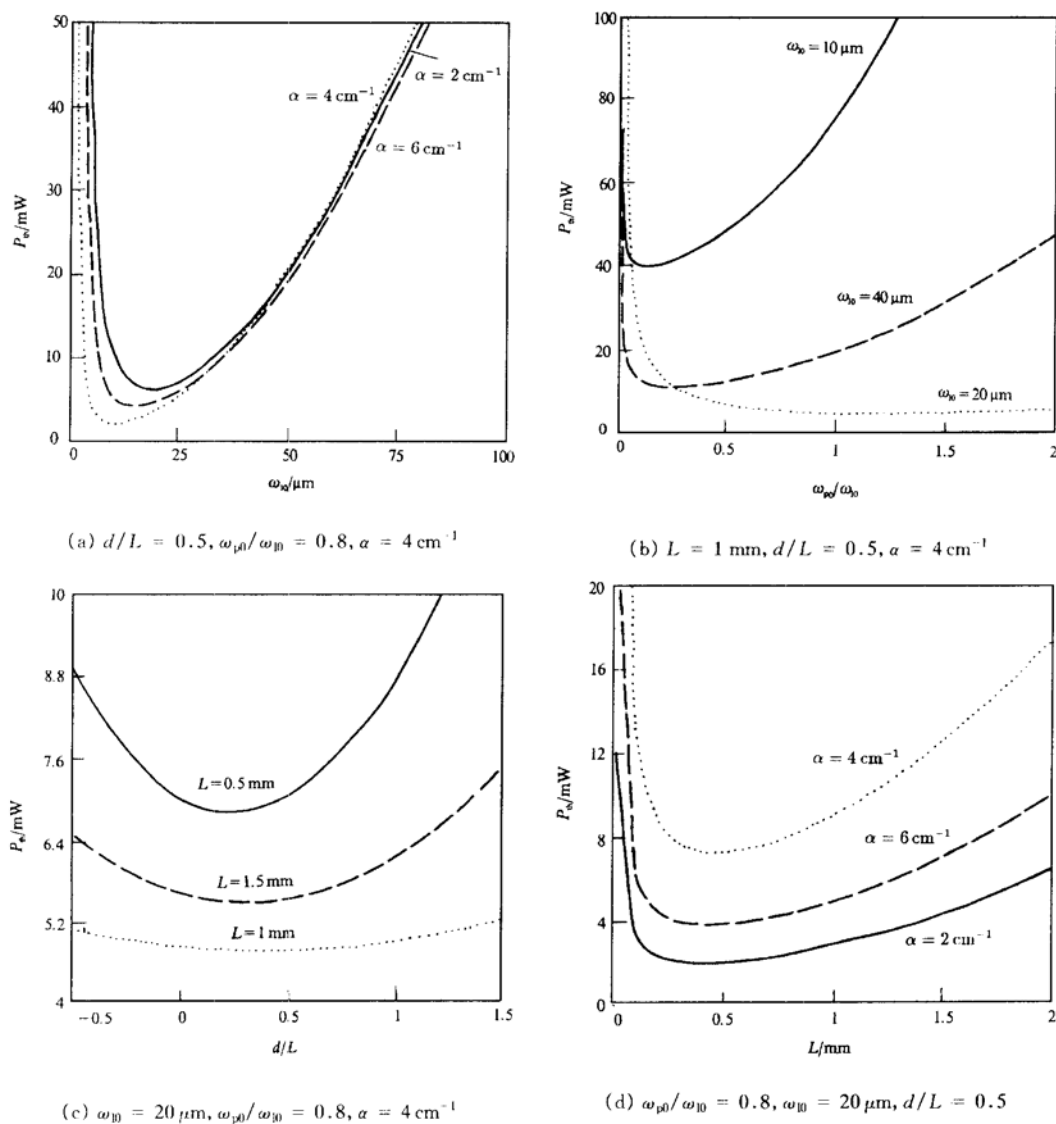


图3 阈值泵浦功率与设计参数间的关系

由于每个设计参数的最佳值均取决于其他设计参数,因此在设计激光器时,为了使其具有最低的阈值,首先在增益介质长度和其对泵浦光的吸收系数确定后,根据最佳长度与腔内损耗以及增益介质长度与最佳激光束腰的关系确定输出镜的透过率和激光束腰,再根据泵浦光束腰与激光束腰的最佳比值和激光束腰的关系,确定泵浦光的束腰.最后根据最佳2 泵浦光束腰位置与增益介质长度的关系,确定泵浦光束腰的位置.图4 给出的最佳

设计参数与其他参数间的关系.

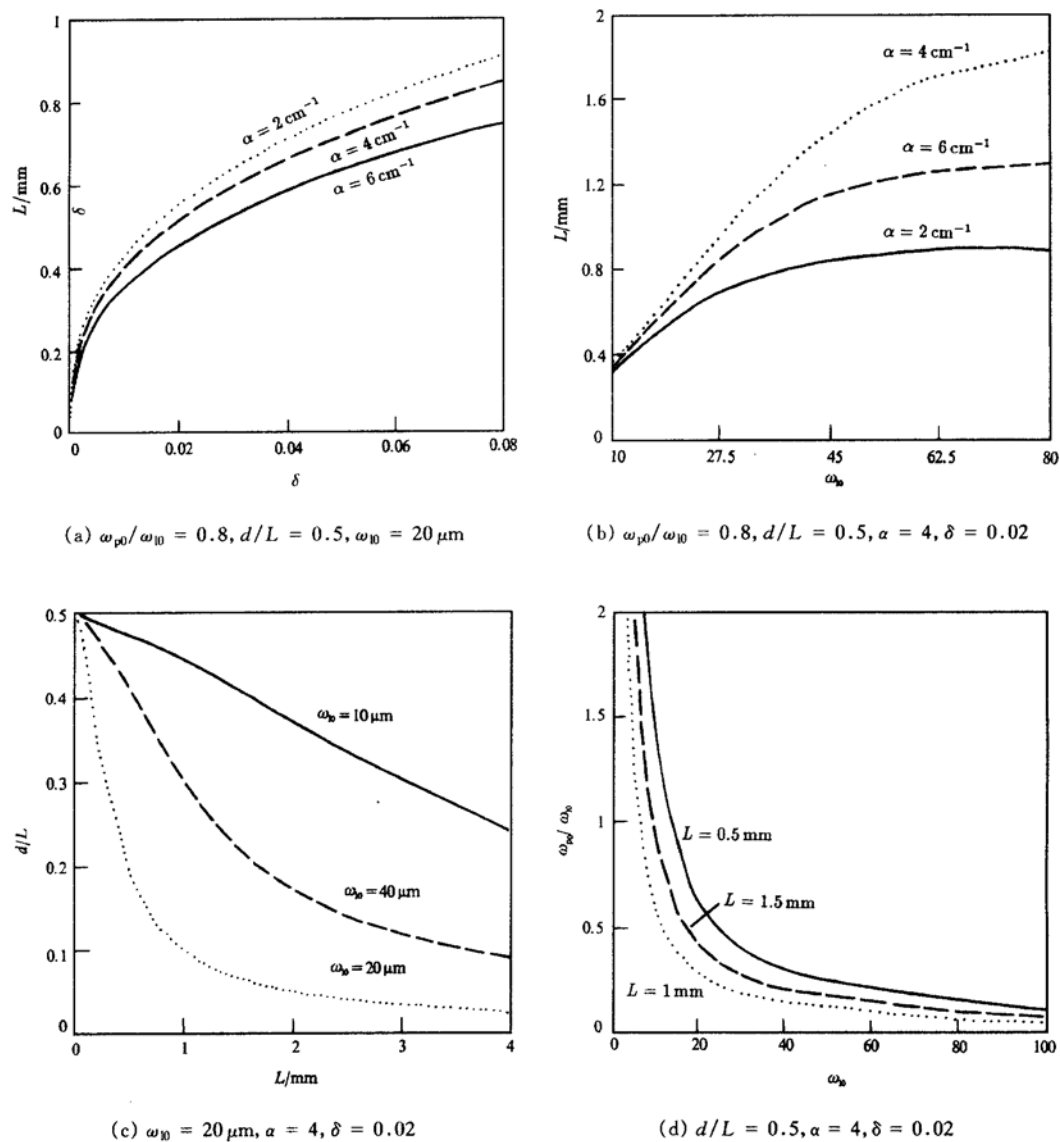


图 4 最佳设计参数与其他设计参数间的关系

4 结 论

在合理选取激光器的设计参数的情况下, 可使 Ho^{3+} 激光器的阈值低达 mW 级的水平. 若取以下设计参数时: $L = 1.14 \text{ mm}$, $\omega_{10} = 14 \mu\text{m}$, $\omega_{p0}/\omega_{10} = 0.5$, $d/L = 0.16$, $\alpha = 4 \text{ cm}^{-1}$, 激光器达到阈值时所吸收的泵浦功率为 1.4 mW. 目前所报道的最低的阈值吸收泵浦功率为 4.4 mW^[3]. 本文的结果不仅适用于 Ho^{3+} 激光器, 而且可以用来分析计算其

他的三价稀土离子激光器的阈值.

- [1] G. Huber, E. W. Duczynski and K. Petermann, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-24**(1988), 920.
- [2] T. Y. Fan, R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**(1987), 605.
- [3] T. Y. Fan, G. Huber, R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-24**(1988), 924.
- [4] J. B. Gruber *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 8183.

THEORETICAL ANALYSIS FOR Ho LASER THRESHOLD

ZHU JIAN ZHANG GUANG-YIN CHEN XIAO-BO

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

(Received 23 May 1995)

ABSTRACT

In this paper, a threshold model for an end pumped Ho^{3+} laser is developed by using quasi-three-level laser model. The relations between threshold and design parameters are analyzed. A general principle for design low threshold Ho^{3+} laser is given. The results are also valid for other quasi-three-level laser systems.

PACC: 4320; 4320G