

文章编号: 1001-5078 (2006) 08-0644-04

LD 抽运 Yb YAG 全固态激光器输出功率特性分析

宋 玥, 王 丽

(北京工业大学应用物理系, 北京 100022)

摘 要:由激光晶体的准三能级速率方程出发, 在不同条件下对激光二极管抽运的 Yb YAG 激光器的输出功率和阈值功率随着空间变量、晶体长度、透过率、往返损耗等影响下的输出特性进行了理论分析和数值模拟计算, 在不同输入功率与阈值功率比值条件下, 得到了振荡光斑与泵浦光斑比值为 1.5、晶体长度为 0.2~0.4cm、相对透过率为 1.5 时均有最大输出功率和最小的阈值功率。

关键词:全固态激光器; 激光二极管; Yb YAG; 输出功率; 抽运

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A

Analysis of Output Power Property on All-Solid-State Laser of LD-Yb YAG

SONG Yue, WANG Li

(Department of Applied Physics, Beijing University of Technology, Beijing 100022, China)

Abstract: Based on the theory of quasi-three-level rate equation, the theoretical analysis and simulation of output power and threshold power of Yb YAG laser have been obtained. The results of the relative curves on the output power and threshold power with the spatial characteristic parameters, crystal lengths, transparency rate, and loss of round-trip of laser-diode-pumped all-solid-state Yb YAG laser were presented. The high power output and low threshold power were calculated when a 1.5 rate of resonant beam to pump beam facula, 0.2 - 0.4cm of crystal lengths, and 1.5 rate of transparency in the paper.

Key words: all solid state laser; LD; Yb YAG; output power; pump

1 引 言

20 世纪 80 年代末 90 年代初, 抽运波长在 0.9~1.1 μm 的 InGaAs 激光二极管 (LD) 开始出现并迅速发展^[1], 随后大功率的 LD 阵列成为稳定的抽运源, 而适应这一波段的掺 Yb³⁺ 激光材料引起了人们极大的研究兴趣^[2-3]。与 Nd³⁺ 相比, Yb³⁺ 离子能级结构简单 (${}^2F_{7/2}$ - ${}^2F_{5/2}$), 荧光寿命长 (约是 Nd³⁺ 同种材料的三倍), 量子效率高 (约 90%), 更适用于 LD 抽运。在掺 Yb³⁺ 激光材料中, 由于 Yb YAG 晶体具有很大的晶场分裂能, 对抽运光的吸收带宽很宽 (约 18nm), 在相对较高的掺杂浓度下也不会出现浓度淬灭现象, 热承载小等优良特点, 因此由 LD 抽运 Yb YAG 激光器已成为目前固体激光

领域内一个重要的研究方向。近年来许多国内外的研究机构都相继开展了对 Yb YAG 晶体、Nd YAG 和 Nd GdVO₄ 的研究^[4-6]。目前千瓦量级的全固态 Yb YAG 激光器的理论和实验已成为研究热点。

本文对激光二极管抽运 Yb YAG 全固态激光器的输出功率和阈值功率随着空间变量、晶体长度、透过率、往返损耗等影响下的输出特性进行了理论分析和数值模拟计算, 在不同输入功率与阈值功率比值条件下, 得到了振荡光斑与泵浦光斑比值为 1.5、

基金项目: 北京市自然科学基金资助项目 (No. 4062008)。

作者简介: 宋 玥 (1983 -), 女, 北京工业大学 2005 级硕士研究生, 主要从事光学频率变换、非线性光学和光通信的理论和实验研究。

收稿日期: 2006-01-06

晶体长度为 0.2~0.4cm、相对透过率为 1.5时均有最大输出功率和最小的阈值功率。⁹

2 理论分析

Yb YAG是准三能级结构的晶体,由准三能级系统的速率方程^[7]:

$$\frac{dN_b(r,z)}{dt} = f_b R r_p(r,z) - \frac{N_b(r,z) - N_b^o}{\tau_b} - \frac{f_b c [N_b(r,z) - N_a(r,z)]}{n} S s_o(r,z) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dN_a(r,z)}{dt} = -f_a R r_p(r,z) - \frac{N_a(r,z) - N_a^o}{\tau_a} + \frac{f_a c [N_b(r,z) - N_a(r,z)]}{n} S s_o(r,z) = 0 \quad (2)$$

腔中光子数方程为:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c}{n} N(r,z) S s_o(r,z) dV - \frac{c}{2nL} S = 0 \quad (3)$$

在公式(1)和(2)中, $N_b(r,z)$ 、 $N_a(r,z)$ 分别为稳态时上下能级粒子数; f_b 、 f_a 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; R 为抽运速率; τ_b 、 τ_a 为受激发射截面; c 为光速; n 为折射率; τ_a 为上能级寿命; S 为腔内光子数; N_b^o 、 N_a^o 为热平衡时上下能级粒子数; $r_p(r,z)$ 、 $s_o(r,z)$ 分别为抽运光和振荡光的归一化空间分布函数。在(3)式中, γ 为往返损耗。由(1)和(2)两式合并得到:

$$\frac{d(N_b - N_a)}{dt} = fR r_p(r,z) - \frac{N_b - N_a - N^o}{\tau} - \frac{fc}{n} \frac{N_b - N_a}{n} S s_o(r,z) = 0 \quad (4)$$

在(4)式中 $f = f_b + f_a$, $N = N_b - N_a$, $N^o = N_b^o - N_a^o$ 为热平衡时粒子反转数。将(4)式代入(3)式得:

$$\frac{1}{2L} = fR \frac{r_p(r,z) s_o(r,z)}{1 + \frac{fc}{n} S s_o(r,z)} dV + N^o \frac{s_o(r,z)}{1 + \frac{c}{n} S s_o(r,z)} dV \quad (5)$$

公式(5)为准三能级稳态方程。引入归一化的抽运光和振荡光的空间分布函数^[7]:

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

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

利用方程(6)和(7)得到激光器的抽运阈值功率为^[8]:

$$P_{th} = \frac{h_p (\tau_p^2 + \tau_o^2)}{4 \tau_p \tau_o (f_a + f_b)} (L_i + T + 2N_a^o L) \quad (8)$$

其中, h_p 为抽运光子能量; τ_p 为抽运量子效率; $\tau_a = [1 - \exp(-L)]$ 为吸收效率; α 为晶体吸收系数; τ_p 和 τ_o 是抽运和激光模的光斑半径; τ_a 是上能级寿命; L_i 是寄生损耗; T 是输出镜透过率。考虑到抽运光的发散作用, $\tau_p = \tau_{p0} + \tau_p(z - z_0)$, 令 $\tau_p = \left[\frac{1}{l} + \frac{1}{\tau_{p0}} + \frac{2}{\tau_p(z)}\right]^{1/2}$ 表示平均光斑尺寸^[10]。

在近阈值条件 $R = \frac{+2 N_a^o L}{2f LB_i}$ 下, 经过理论推导^[7,9-11], 可得:

$$S = \frac{R - R_{th}}{\frac{c_i (d+1)^2}{2Ld(d+2)} - N_a^o \frac{c}{n} \left(\frac{1+d}{2d}\right)} \quad (9)$$

定义 $\gamma_i = N_a^o$ 为再吸收损耗因子^[11], $\gamma_i = +2 \gamma L$ 为考虑 γ_i 后的腔内往返总损耗, $d = [s_o / r_p]^2$ 表示振荡光与抽运光平均横截面积之比。由 $P_{out} = \frac{h_o c}{2L}$

$\gamma_i \cdot T \cdot S$, T 为输出镜透过率, $R = \frac{P_p - P_a}{h_p}$, 得到准三能级系统的输出功率为:

$$P_{out} = \frac{(P_m - P_{th}) T \gamma_i}{\frac{\gamma_i (d+1)^2}{d(d+2)} - \frac{2 \gamma_i L}{n} \left(\frac{1+d}{2d}\right)} \quad (10)$$

式中, $\gamma_i = \frac{h_o}{h_p} \tau_p \alpha$ ^[12], 若 $\gamma_i = 0$, 则此表达式与四能级系统的 P_{out} 形式相似。

3 数值模拟计算

在 LD抽运 Yb YAG全固态激光器中的输出功率和阈值功率的数值模拟计算中, 采用上能级寿命 $\tau_f = 970\mu s$, 受激辐射截面 $\sigma = 0.22 \times 10^{-19} \text{cm}^2$, 折射率 $n = 1.82$, 抽运波长 $\lambda_p = 940\text{nm}$, 辐射波长 $\lambda_s = 1030\text{nm}$, 吸收系数 $\alpha = 5.6 \text{cm}^{-1}$, 再吸收损耗因子 $\gamma_i = 0.0444 \text{cm}^{-1}$, 晶体长度 $L = 40\text{mm}$, 上、下能级粒子占有率分别为 $f_a = 0.046$ 和 $f_b = 0.772$ 。

3.1 空间分布变量对输出功率的影响

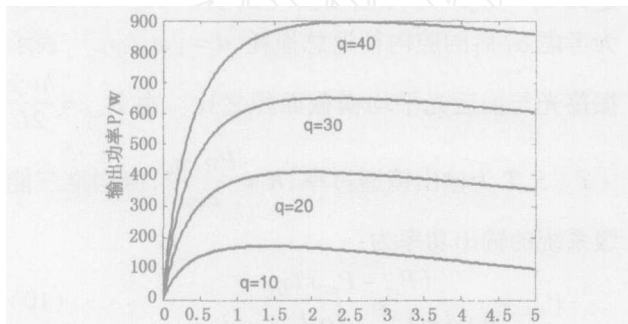
由理论分析可知, 振荡光和抽运光的空间分布与输出特性有很大关系, 最佳的分布形式可以获得最大输出功率。在式(10)中, 令 $P_{th} = P_{th0} (1+d)$,

$P_{th0} = \frac{h_p \tau_p}{4 f_p \tau_a}$ 为阈值的极小值, 定义 $q = \frac{P_{in}}{P_{th0}}$, 则式(10)可写成:

$$P_{out} = \frac{T_i P_{tho} [q - (1+d)]}{\frac{i(d+1)^2}{d(d+2)} - \frac{2_i L}{n} (\frac{1+d}{2d})} \quad (11)$$

由 (11) 式可知, 当 q 取不同值时, 即抽运功率不同时, 对应有不同的光斑半径以及 d 的最佳值 d_{opt} , 使得 P_{out} 最大。要计算出 d_{opt} , 只需使 $\frac{dP_{out}}{d(d)} = 0$, 令 P

$= \frac{P_{out}}{T P_{tho}}$, 当 q 取不同值时, P 与 d 的变化关系, 即输出功率与光场空间分布的关系, 如图 1 所示。在图 1 中取 $i = 5\%$, $L = 4\text{mm}$ 。从 P_{tho} 的表达式可知, 要减小阈值抽运功率的极小值 P_{tho} , 应当尽量降低抽运光平均光斑尺寸 \bar{r}_p 。从图 1 可以看出, 在实验中, 为了获得最大输出功率, 首先确定输入功率 P_m 的大小, 以明确 q 值, 再获得 d_{opt} 的值, 并计算振荡光的最佳光斑尺寸大小, 使抽运光与振荡光达到最佳耦合。



振荡光与抽运光平均横截面积之比 d
图 1 q 取不同值时, P 与 d 的变化关系

3.2 晶体长度对输出功率的影响

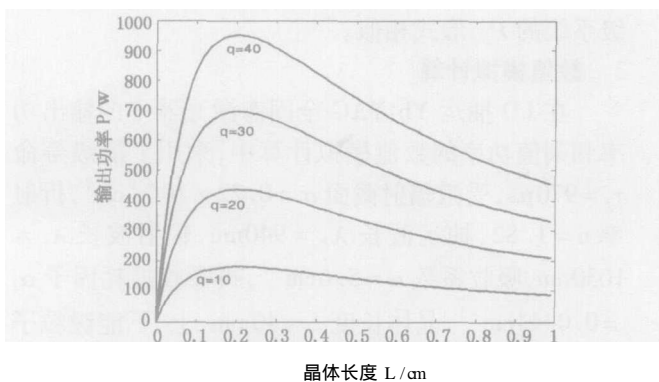


图 2 输出功率随晶体长度变化关系

在公式 (10) 中, P_{out} 与晶体长度 L 有一定联系, 通过增大 L 可以提高抽运光的吸收效率 α_a , 但是, 分母中 $i = +2_i L$, 由于吸收损耗因子 i 的存在, L 的增加也增大了损耗。因此, 在一定条件下存在一个使 P_{out} 获得最大值的最佳晶体长度。图 2 给出了输出功率与增益介质长度的变化曲线, 其中, $=$

5.6cm^{-1} , $d = 2$, $P = \frac{P_{out}}{T P_{tho}}$ 。在理想情况下, 抽运量子效率 $\rho = 1$, 最佳晶体长度随着 q 的提高而增加, 即随着抽运功率的增大而变长。一般情况下, 晶体长度在 $0.2 \sim 0.4\text{cm}$ 之间较为合适, 这样既可以有较高的吸收效率, 又不至于有过大的吸收损耗。

3.3 透过率对输出功率的影响

在 (11) 式中, 往返损耗项 i 又可以由再吸收损耗项 $2_i L$ 、输出镜透过率 T 及其它损耗项 α_o 组成, $i = 2_i L + T + \alpha_o$ 。因此增大透过率不仅会导致总损耗增大, 也会导致阈值功率增大。因此, 在一定条件下同样存在一个最佳透过率 T , 获得 P_{out} 最大值。若定义 $T = \frac{T}{+2_i L}$ 为相对透过率, 则 i 公式又改写为: $i = (+2_i L) (1 + T)$, 将 (11) 式进一步整理为:

$$P_{out} = \frac{T_i P_{tho} [q - (1+d) (1+T)]}{\frac{(d+1)^2 (1+T)}{d(d+2)} - \frac{2_i L}{n(2_i L +)} (\frac{1+d}{2d})} \quad (12)$$

其中 $P_{tho} = \frac{P_{tho}}{1+T}$, $q = \frac{P_m}{P_{tho}}$ 。对 (12) 式进行数值模拟, 得到在一定条件下输出功率随相对透过率变化的曲线, 如图 3 所示。令 $d = 2$, $i = 0.5\%$, $P = \frac{P_{out}}{i P_{tho}}$, 其它条件同图 1 和图 2。由图 3 可知, 随着 q 的增大即输入功率的增大, 最佳相对透过率也随之增大。

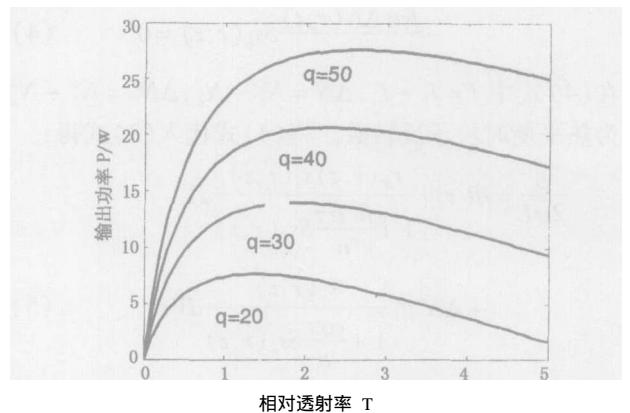


图 3 输出功率随相对透过率变化关系

3.4 输入输出特性

从 (11) 式出发, 在晶体长度为 4mm 的条件下, 输出镜透过率 T 和其它损耗项 α_o 分别取不同数值时, 激光的输入输出功率随着透过率和损耗项的变化关系曲线, 如图 4 和图 5 所示。其中令 $d = 1$, $w_p = 100\mu\text{m}$, 在图 4 中, $i = 0.5\%$, 在图 5 中, T 取

5%,其他条件不变。由图 4可知,在相同条件下,输出功率随抽运功率呈线性增加关系。

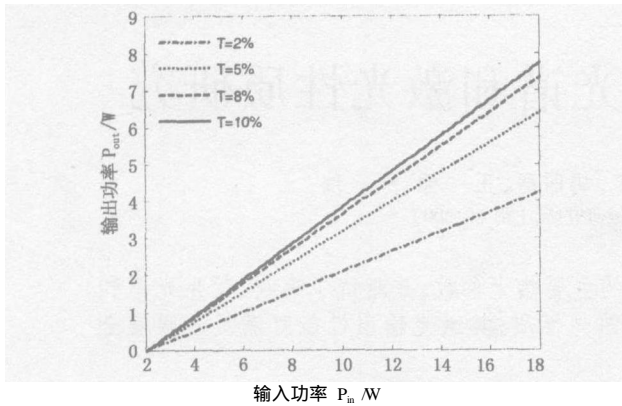


图 4 输出功率和输入抽运功率关系曲线
($\delta = 0.5\%$)

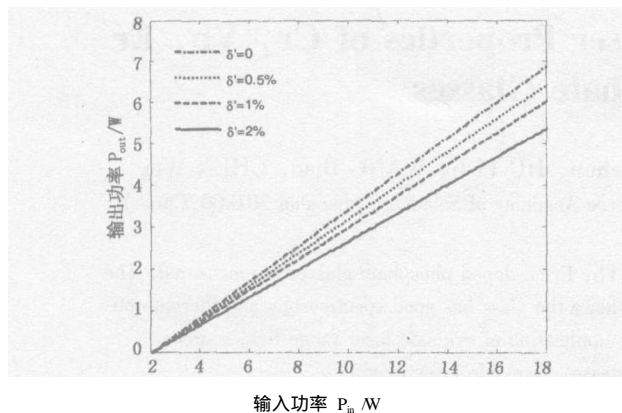


图 5 输出功率和输入抽运功率关系曲线
($T = 5\%$)

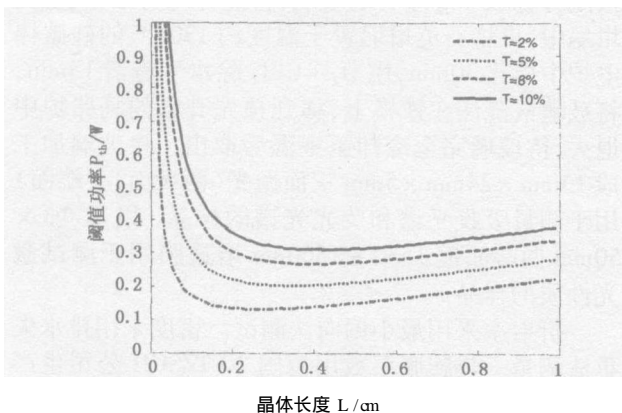


图 6 阈值功率和晶体长度关系曲线

由(8)式可以看出,吸收损耗项 N_a^o 对激光阈值抽运功率的影响,如同是腔内损耗的一个附加项,阈值抽运功率正比于 $\frac{2}{p} + \frac{2}{o}$,因此为了降低阈值功率,应尽可能减小抽运光和振荡光的光斑半径。图 6给出了振荡光和抽运光的平均光斑半径均为 $100\mu\text{m}$,寄生损耗为 $L_i = 1\%$ 的情况下,在不同输出镜透过率的影响下,激光的阈值功率随晶体长度的变化关系。由图 6可以看出,当晶体长度保持不变,

阈值功率随输出镜透过率的提高而增大;透过率相同时,当晶体长度范围在 $2 \sim 4\text{mm}$ 之间时,激光的阈值变化为最佳值;而当晶体长度在 1mm 范围之内时,阈值变化非常显著。

4 结 论

本文对激光二极管抽运 Yb YAG全固态激光器的输出特性进行了理论分析和数值计算,从准三能级速率方程出发,论述了抽运光及振荡光的空间变量对输出功率的影响,详细讨论了最佳晶体长度和最佳透过率,数值计算出在不同条件下的输入输出特性曲线,并分析了半导体激光器抽运的 Yb YAG全固态激光器的输出功率和阈值功率随谐振腔参数的变化关系,这将有益于下一步的实验研究工作。

参考文献:

- [1] Kolbas, R M, Anderson, N G, et al Strained-layer In-GaAs-GaAs-AlGaAs photo pumped and current injection lasers[J]. IEEE J. Quant Electron, 1988, 24 (8): 1605 - 1613.
- [2] E C Honea, R J Beach, et al High-power dual-rod Yb YAG laser[J]. Opt Lett, 2000, 25 (11): 805 - 807.
- [3] 张丽哲,邓佩珍,等,全固化可调谐 Yb YAG激光器[J].中国激光,2001,28(10): 873 - 876
- [4] C B ibeau, R Beach CW and Q-switched performance of a diode end-pumped Yb YAG laser[A]. Advanced Solid State Lasers [C], 1997: 232 - 234.
- [5] D S Sumida, T Y Fan A 50mJ per transversely diode pumped Yb YAG laser at room temperature[A]. CLEO, 1994: 419 - 420.
- [6] 田宏宾,王丽,毛丽琴. Nd GdVO₄ 和 Nd YAG全固态激光器输出特性的比较 [J]. 激光与红外, 2005, 35 (8): 566 - 569.
- [7] Tso Fan,Byer, R. Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946nm Nd YAG laser[J]. IEEE J. Quant Electron, 1987, 23(5): 605 - 612
- [8] 杨鸿儒,左铁钊. 全固体小型 Yb YAG激光器热效应及输出特性研究 [J]. 光子学报, 2003, 32(8): 907 - 980.
- [9] W P Risk Modeling of longitudinally pumped solid-state laser exhibiting reabsorption losses[J]. J. Opt Soc Am. B, 1988, 5(7): 1412 - 1422
- [10] T Y Fan, A Sanchez Pump Source requirements for end-pumped-lasers [J]. IEEE J. Quant Electron, 1990, 26 (2): 311 - 316
- [11] Ian D Lindsay Majid Ebrahimzadeh Efficient continuous-wave and Q-switched operation of a 946nm Nd YAG laser pumped by an injection-locked broad-area diode laser [J]. Appl Opt, 1998, 37(18): 3961 - 3970.