

LD 泵浦的 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 被动调 Q $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 激光器*

张行愚 赵圣之 王青圃
(山东大学光电系 济南 250100)

孙连科 张少军
(山东大学晶体材料研究所 济南 250100)

提要 从理论和实验两个方面研究了 LD 泵浦的 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 被动调 Q $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 激光器, 在考虑激活介质能级精细结构及激活介质有限下能级寿命的情况下, 推导了连续泵浦的被动调 Q 激光器输出脉冲重复率的解析表达式; 测量了不同实验条件下的脉冲能量、脉冲宽度和脉冲重复率, 并与理论结果进行了比较, 理论结果与实验结果大致相符。

关键词 LD 泵浦, 重复调 Q 激光器, 饱和吸收体, 脉冲重复率

激光二极管(LD)泵浦的重复被动调 Q 激光器是获取高重复率纳秒、亚纳秒脉冲较理想的光源, 并且具有结构简单、体积小、成本低和效率高的优点, 具有广泛的应用前景, 因此, 对该种激光器的研究受到人们的极大关注^[1-3]。近几年发展起来的掺 Cr^{4+} 晶体材料饱和吸收体^[2-5]具有光化学性质稳定、热导性能好、饱和光强低以及损伤阈值高等优点, 是该种激光器较理想的被动 Q 开关。

本文从理论和实验两个方面研究了 LD 泵浦的 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 被动调 Q $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 激光器的特性。在考虑激活介质能级精细结构及激活介质有限下能级寿命的情况下, 推导了连续泵浦的被动调 Q 激光器输出脉冲重复率的解析表达式, 把它表示为构成激光器的各器件参量及泵浦水平的函数。对单个调 Q 脉冲参量(脉冲能量、峰值功率和脉冲宽度)与构成激光器的各器件参量之间的关系, 采纳文献[6, 7]对速率方程的解析解; 测量了不同实验条件下的脉冲能量、脉冲宽度、脉冲重复率与饱和吸收体小信号透过率、输出镜反射率、泵浦水平之间的关系, 并与理论结果进行了比较, 理论结果与实验结果大致相符, 文中还分析了理论结果与实验结果存在一定差异的主要原因。

1 连续泵浦被动调 Q 激光器的脉冲重复率

连续泵浦的重复被动调 Q 激光器一般采用四能级激活介质(如 $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$, $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YVO}_4$), 下面以 $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 为例进行分析。 $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 激活介质与 $1.06 \mu\text{m}$ 激光跃迁对应的激光上能级是 ${}^4F_{3/2}$ 能级组的 R_2 子能级, 粒子数密度用 n_a 表示; 激光下能级是 ${}^4I_{11/2}$ 能级组的

* 国家自然科学基金和山东省自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1998-03-05; 收到修改稿日期: 1998-05-21

Y_3 子能级, 粒子数密度用 n_b 表示; 反转粒子数密度为 $n = n_a - n_b$ 。每个能级组中各子能级间的热弛豫平衡时间为 ns 量级或更小^[8,9], 室温下每个能级组中各子能级之间达到弛豫平衡时 n_a 占 $^4F_{3/2}$ 能级组总粒子数密度 n_2 的比例为 $f_a = n_a/n_2 = 0.41$; n_b 占 $^4I_{11/2}$ 能级组总粒子数密度 n_1 的比例为 $f_b = n_b/n_1 = 0.19$ ^[10]。

当被动调 Q 激光器采用连续泵浦时, 可以用图 1 说明激光上、下能级粒子数密度 n_a, n_b 及反转粒子数密度 n 的变化过程, $t = 0$ 时, 泵浦开始, 在 t_1 时刻, n 达到 n_i , 腔内开始有激光振荡, 到 t_2 时刻, 产生一个调 Q 脉冲, n 变为 n_f , 由于调 Q 脉冲的宽度一般小于激活介质下能级寿命 τ_b , 所以, 在脉冲结束时, 激活介质下能级粒子数密度 n_b 一般不能忽略, 设 t_3 为 n_b 变为可以忽略的时刻。在 $t_2 \sim t_3$ 时间范围内, 由于 n_b 由不能忽略变为可以忽略, 尽管 n_a 变化不大, $n = n_a - n_b$ 则有明显增大。此后, n_a 在泵浦的作用下不断增大, 到 t_4 时刻使反转粒子数密度 n 重新达到 n_i , 然后产生第二个脉冲, ……。 t_1 以前及 $t_3 \sim t_4$ 之间是 n_b 可以忽略的时间范围, 而在 $t_1 \sim t_3$ 之间, n_b 一般不能忽略。 $t_2 - t_1$ 一般在 $10^{-10} \sim 10^{-7}$ s 量级, $t_3 - t_2$ 一般为 $10^{-8} \sim 10^{-7}$ s 量级, $t_4 - t_3$ 一般为 $10^{-5} \sim 10^{-3}$ s 量级, 即 $t_4 - t_3 \gg t_3 - t_1$, 两脉冲之间的时间间隔是 $t_4 - t_1$, 而我们可以用 $t_4 - t_3$ 近似代替 $t_4 - t_1$, 在 $t_3 \sim t_4$ 时间范围内, 反转粒子数密度 $n = n_a$ 的变化为

$$\frac{dn}{dt} = B - \frac{n}{\tau_a} \quad (1)$$

其中 τ_a 为激光上能级自发辐射寿命, B 相当于单位时间内泵浦到激光上能级的粒子数密度, 由于对四能级激活介质, 被泵浦的粒子数密度仅占基态粒子数密度的很少一部分, 即基态粒子数密度可以认为是恒量, 因此, B 可以认为与泵浦功率 P_a 成正比。

由于 t_3 时刻, n_b 可以忽略, 所以 $n(t_3) = n_a(t_3)$ 。下面将 $n(t_3)$ 与产生调 Q 脉冲的初始反转粒子数密度 n_i , 调 Q 脉冲结束时反转粒子数密度 n_f 以及反转因子 γ 相联系, 而 n_i, n_f, γ 与构成激光器的各器件参量的联系请参阅文献[6, 7]。根据反转因子 γ 的定义^[10,11], 在调 Q 脉冲形成期间, 单位体积内的反转粒子数所产生的总光子数为 $\mathcal{Q}_{ot} = (n_i - n_f)/\gamma$, 同时, \mathcal{Q}_{ot} 还是 $t_1 \sim t_2$ 时间范围内 $^4F_{3/2}$ 上粒子数密度 n_2 的变化量, 因 $t_2 \sim t_3$ 之间不产生激光, n_2 变化不大, \mathcal{Q}_{ot} 也为 $t_1 \sim t_3$ 时间范围内 n_2 的变化量, 考虑到 $t_3 - t_2$ 远大于每个能级组中各子能级间的热弛豫平衡时间, t_1, t_3 时刻可以认为 $^4F_{3/2}$ 的两个子能级处于弛豫平衡状态, $n_a = f_a n_2 = 0.41 n_2$, 所以 \mathcal{Q}_{ot} 又可写为 $\mathcal{Q}_{ot} = n_2(t_1) - n_2(t_3) = [n_a(t_1) - n_a(t_3)]/f_a = [n_i - n_a(t_3)]/f_a$, 由 \mathcal{Q}_{ot} 的两种写法可得

$$n(t_3) = n_i - (f_a/\gamma)(n_i - n_f) \quad (2)$$

利用(2)式和 $n(t_4) = n_i$ 的积分条件对(1)式进行积分, 可得到脉冲间隔 $\Delta t = t_4 - t_3$, 令 $\Delta t \rightarrow \infty$, 就得到 B 的阈值 B_{th} , 而脉冲重复率 f 为 Δt 的倒数

$$B_{th} = n_i/\tau_a \quad (3)$$

$$f = (\Delta t)^{-1} = \left[\tau_a \ln \frac{B/B_{th} - \beta}{B/B_{th} - 1} \right]^{-1} \quad (4)$$

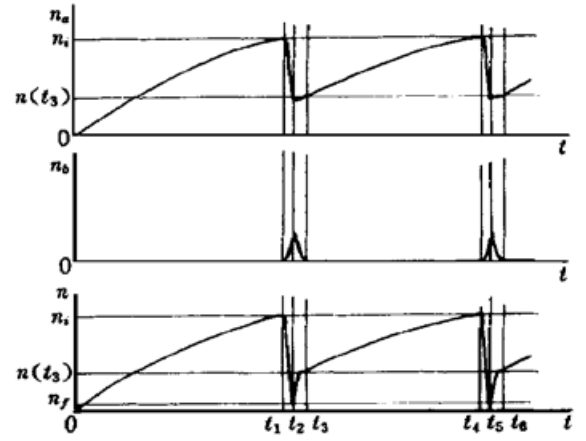


图 1 重复调 Q 激光器激光上、下粒子数密度 n_a, n_b 及反转粒子数密度 n 随时间的变化

Fig. 1 The dependences of n_a, n_b , and n on time in a repetitively Q -switched laser

其中
$$\beta = 1 - (f_a/\gamma)(1 - n_f/n_i) \quad (5)$$

若不考虑激活介质能级精细结构, 并认为激光下能级寿命 $\tau_n = 0$, 则 $f_a = 1, \gamma = 1, \beta = n_f/n_i$, (4) 式与文献[12]的结果一致。

2 实验及讨论

实验装置如图 2 所示, 采用平凹腔, 镀在 $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 晶体一端的 $1.06 \mu\text{m}$ 全反膜直接作为激光腔的后腔镜, 该膜同时对 $0.808 \mu\text{m}$ 泵浦光高透, 泵浦光经自聚焦透镜聚焦后通过该膜到达 $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$; $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 的另一端镀 $1.06 \mu\text{m}$ 增透膜, 激光输出镜是曲率半径为 5 cm 的凹面镜; 饱和吸收体 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 两端镀 $1.06 \mu\text{m}$ 增透膜, 放在靠近 $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 的地方; 通过控制 LD 的温度使其输出波长在 $0.808 \mu\text{m}$ 处。用 LPE-1C 功率计测量激光功率, 用 MRD500 快速光电二极管和 PM 3266 存储示波器对激光脉冲进行接收和显示。

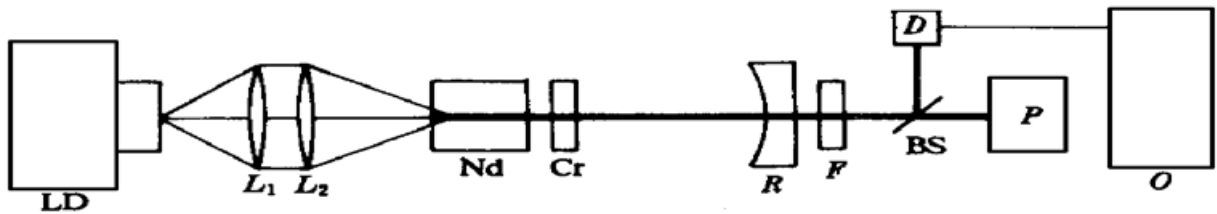


图 2 实验装置示意图

LD: 激光二极管; L_1, L_2 : 光耦合系统; Nd: $\text{Nd} \cdot \text{YAG}$; Cr: $\text{Cr} \cdot \text{YAG}$;
R: 凹面输出镜; F: 滤光片; P: 功率计; BS: 分束器; D: 探测器; O: 示波器

Fig. 2 Scheme of the experimental setup

LD: laser diode; L_1, L_2 : optical coupling system; Nd: $\text{Nd} \cdot \text{YAG}$; Cr: $\text{Cr} \cdot \text{YAG}$;

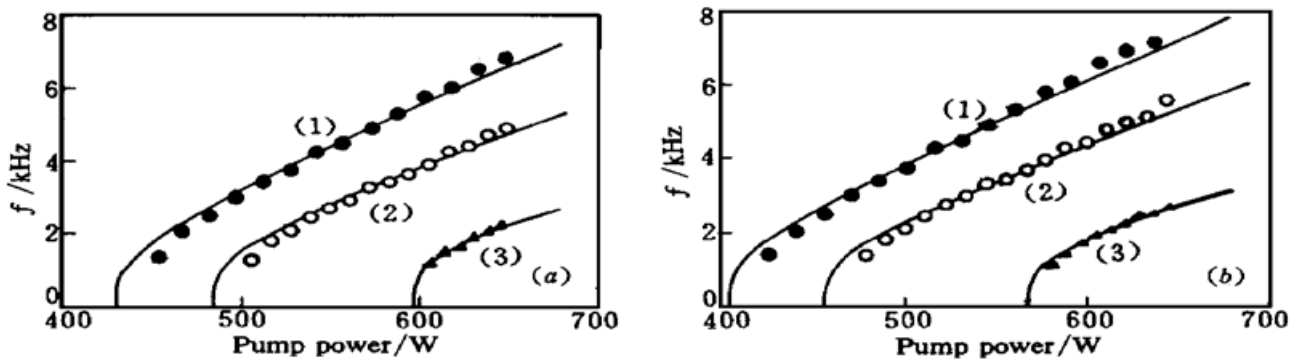
R: concave reflector; F: filter; P: power meter; BS: beam splitter; D: detector; O: oscilloscope

表 1 列出了不同实验条件下单个脉冲的能量 E 及宽度 W 的理论结果和实验结果, 其中, 能量由平均功率除以脉冲重复率获得, 计算理论结果所用参量为: 饱和吸收体基态吸收截面 $\sigma_{s1} = 4.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, 饱和吸收体激发态吸收截面 $\sigma_{s2} = 8.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, 激活介质受激发射截面 $\sigma = 6.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, 激活介质长度 $l = 0.5 \text{ cm}$, 光束横截面积 $A = 2.6 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$, 光子能量 $h\nu = 1.86 \times 10^{-19} \text{ J}$, $\gamma = 0.6$, 综合参量 $\alpha = 10.9$, 光在腔内往返一周的时间 $t_r = 0.23 \text{ ns}$, 以上参量用于根据文献[6, 7]计算 n_i, n_f 和单个调 Q 脉冲能量 E , 峰值功率 P 和脉冲宽度 W , 其他参量为 $\tau_n = 230 \mu\text{s}$, $f_a = 0.41$ 。从表 1 可以看出: 对于一个固定的输出镜反射率 R 和 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 小信号透过率 T_o , E 和 W 的理论结果只有一个值, 而实验结果则有一个范围, 这是因为在理论分析中忽略了调 Q 脉冲形成过程中的泵浦, E 和 W 的理论结果与泵浦功率 P_u 无关, 而实际上脉冲形成过程中的泵浦在一定程度上会增加反转粒子数密度, 使单个脉冲能量略有增加, 使脉冲宽度有一定程度的减小, 且 P_u 越大, 这种现象越明显, 表 1 中实验数据的范围就是在不同泵浦水平下所得结果的范围。图 3(a) 是 $R = 95\%$ 时, 对不同的 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 小信号透过率, 脉冲重复率 f 与泵浦功率 P_u 之间的关系, 其中, $\bullet, \circ, \blacktriangle$ 为实验结果, 线为理论结果; 图 3(b) 是 $R = 96\%$ 时的情况。由于 B 与 P_u 成正比, 所以 $B/B_{th} = P_u/P_{uth}$, 其中 P_{uth} 是 P_u 的阈值。脉冲与脉冲之间幅度起伏的标准偏差小于 2% , 脉冲与脉冲间隔起伏的标准偏差小于 3% 。

表 1 不同实验条件下单个脉冲的能量和宽度

Table 1 Pulse energies and widths for different experimental conditions

Experimental conditions		$E / \mu\text{J}$		W / ns	
$R / \%$	$T_0 / \%$	Theory	Experiment	Theory	Experiment
95	92	5.24	6.1~6.2	11.4	21~22
95	94	4.30	3.9~4.2	15.2	28~33
95	95	3.75	3.6~4.0	18.4	30~40
96	92	4.54	5.3~5.4	11.5	21~22
96	94	3.76	3.4~3.6	15.2	27~32
96	95	3.30	3.2~3.5	18.4	31~40

图 3 脉冲重复率 f 与泵浦功率 P_u 的关系Fig. 3 The relation between f and P_u

(a) $R = 0.95$; (b) $R = 0.96$; (1) $T_0 = 0.95$; (2) $T_0 = 0.94$; (3) $T_0 = 0.92$

从表 1 可以看出: 脉冲能量的理论结果和实验结果基本相符, 但也存在一定差异, 脉冲宽度的理论结果和实验结果差异则更大, 实验结果几乎是理论结果的两倍。从图 3, 4 可以看出: 脉冲重复率的理论结果和实验结果也基本一致, 但对于脉冲重复率 f 随泵浦功率 P_u 的变化率 df/dP_u , 几乎所有情况下理论结果都略小于实验结果。

造成理论结果与实验结果存在一定差距的主要原因有: (1) 在理论分析中, 假设反转粒子数密度在激活介质中的光束区内是均匀的, 对 LD 端面泵浦的激光器, 泵浦光被自聚焦透镜聚焦后进入激活介质, 反转粒子数密度均匀分布是明显达不到的, 这可能是造成脉冲宽度的理论结果和实验结果有较大差异的主要原因^[7], 不过, 由于实际脉冲宽度与理论结果的两倍差不多, 这也为我们根据理论结果预测实际脉宽提供了大致依据; (2) 计算理论结果所用的参量不一定完全符合实际情况, 如 γ 取值为 0.6, 这在 $\tau_r \ll W \ll \tau_b$ 的条件下成立 (τ_r 指激光上、下能级组中各子能级间的热弛豫平衡时间, τ_b 是激光下能级寿命)^[9~11]。 τ_r 的测量比较困难, 已报道的数据在 ps 到 ns 数量级之间^[8,9], 若 $\tau_r \ll W$ 的条件不满足, γ 取值就要变大, 而脉冲能量 E 和脉冲重复率 f 都与 γ 有关。造成理论结果和实验结果存在差异的其他原因包括: (1) 更换输出镜和饱和吸收体时调整精度不够高; (2) 泵浦光波长微小飘移会造成激活介质对泵浦光的吸收率下降; (3) 理论计算中没有考虑光束截面在 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 和 $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 中的微小差别; (4) 理论计算中对 TEM₀₀ 模高斯光束作了平面波近似, 这也要引入一定误差。

总之, 慢恢复饱和吸收体被动调 Q 激光器速率方程的解析解与 LD 泵浦的 $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ 调 Q $\text{Nd}^{3+} \cdot \text{YAG}$ 激光器单个脉冲的实验结果大致相符, 其中脉冲能量的理论结果和实验结果相

近,脉冲宽度的实验结果与理论结果的两倍相近。脉冲重复率的解析表达式基本符合实验结果,由于该公式的推导过程未涉及泵浦源问题,所以该表达式对连续闪光灯泵浦的重复被动调 Q 激光器同样有效。

参 考 文 献

- 1 J. A. Morris, C. R. Pollock. Passive Q switching of a diode-pumped Nd³⁺-YAG laser with a saturable absorber. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(8): 440~ 442
- 2 Y. Bai, N. Wu, J. Zhang *et al.*. Passively Q -switched Nd³⁺-YVO₄ laser with a Cr⁴⁺-YAG crystal saturable absorber. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(12): 2468~ 2472
- 3 J. J. Zayhowski, C. Dill. Diode-pumped passively Q -switched picosecond microchip lasers. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(18): 1427~ 1429
- 4 H. Eilers, K. R. Hoffman, W. M. Denis *et al.*. Saturation of 1.064 μm absorption in Cr, Ca-Y₃Al₅O₁₂ crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **61**(25): 2958~ 2960
- 5 Y. K. Kuo, M. F. Huang, M. Birnbaum. Tunable Cr⁴⁺-YSO Q -switched Cr:LiCAF laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, **31**(4): 657~ 663
- 6 Wu Nianle, Lu Yajun, Lu Xinghua *et al.*. Analytical solution for passively Q -switching with Cr-ion doped saturable absorber. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1996, **16**(12): 1813~ 1818 (in Chinese)
- 7 Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu *et al.*. Theoretical and experimental study of Cr⁴⁺-YAG Q -switching characteristics. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1998, **18**(8): 1180~ 1185 (in Chinese)
- 8 J. J. Degnan. Optimization of passively Q -switched lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, **31**(11): 1890~ 1901
- 9 Xu Rongfu, Liu Jinghai. A Course in Lasers and Technologies. Beijing: Publishing House of Beijing Institute of Technology, 1986. 156~ 163
- 10 Zhang Xingyu, Wang Qingpu, Zhao Shengzhi. Inversion reduction factor of pulsed solid-state laser. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1994, **14**(7): 687~ 691 (in Chinese)
- 11 J. J. Degnan. Theory of the optimally coupled Q -switched laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1989, **25**(2): 214~ 220
- 12 W. Koechner. Solid State Laser Engineering. New York: Springer-Verlag, 1976. Chapter 8

Laser-diode-pumped Cr⁴⁺-YAG Repetitively Q -switched Nd³⁺-YAG Laser

Zhang Xingyu Zhao Shengzhi Wang Qingpu
(Optics Department, Shandong University, Jinan 250100)

Sun Lianke Zhang Shaojun
(Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100)

Abstract In this paper, a laser-diode-pumped Cr⁴⁺-YAG repetitively Q -switched Nd³⁺-YAG laser is studied theoretically and experimentally. The analytical expression of the pulse repetition rate including the effect of gain medium field splittings and finite lower level lifetime is derived. The pulse energies, pulse widths and repetition rates in different conditions are measured and the experimental results show rough agreement with the theoretical predictions.

Key words laser-diode pumping, repetitively Q -switched laser, saturable absorber, repetition rate of pulses