

# Cr<sup>4+</sup>·YAG 调 Q 特性的理论和实验研究\*

张行愚 赵圣之 王青圃 王松涛

(山东大学光电子信息工程系, 济南 250100)

孙连科 张少军

(山东大学晶体材料研究所, 济南 250100)

姚广涛 张振亚

(华北光电技术研究所, 北京 100015)

**摘 要** 从理论和实验两个方面研究 Cr<sup>4+</sup>·YAG 的调 Q 特性, 测量了 Cr<sup>4+</sup>·YAG 调 Q Nd<sup>3+</sup>·YAG 激光器在不同条件下的脉冲能量和脉冲宽度, 并与理论结果进行比较, 结果显示脉冲能量的理论结果与实验结果能较好地符合, 脉冲宽度的理论结果与实验结果变化趋势大致相一致。文中还对 Cr<sup>4+</sup>·YAG 调 Q Nd<sup>3+</sup>·YAG 激光器的其它实验现象给出定性解释。

**关键词** Cr<sup>4+</sup>·YAG, 被动调 Q, 速率方程, 激发态吸收。

## 1 引 言

近年来, 掺四价铬离子钇铝石榴石晶体(Cr<sup>4+</sup>·YAG)作为掺钕激光器的被动 Q 开关, 受到人们的极大关注<sup>[1-10]</sup>。与染料及色心氟化锂晶体相比, Cr<sup>4+</sup>·YAG 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, 它既可作为脉冲激光器的 Q 开关<sup>[1-5]</sup>, 又非常适合于为连续泵浦的激光器进行被动调 Q<sup>[6]</sup>; 甚至铬离子可以和激活离子掺杂在同一基质晶体内, 构成自调 Q 固体激光器<sup>[7]</sup>。正是由于 Cr<sup>4+</sup>·YAG 的这些优点, 它被认为是构成全固化、长寿命、简单实用的调 Q 激光器最有希望的可饱和吸收体 Q 开关之一。

为充分研究和利用 Cr<sup>4+</sup>·YAG, 对其调 Q 特性进行理论研究是必不可少的, 研究调 Q 激光器的调 Q 过程的理论工具是速率方程<sup>[11-15]</sup>, 描述被动调 Q 激光过程的速率方程组包括激活介质反转粒子数密度、可饱和吸收体基态粒子数密度以及腔内光子数密度随时间的变化方程, 由于各变量互相耦合, 求解方程难以得到解析解, 一般要用计算机进行数值求解<sup>[12, 15]</sup>。吴念乐等<sup>[16]</sup>利用掺铬晶体为慢恢复可饱和吸收体的特点, 合理简化速率方程, 在考虑可饱和吸收体激发态吸收的情况下, 得到了被动调 Q 速率方程组的解析解, 尽管文献[16]中确定脉冲峰值时和脉冲结束时反转粒子数密度的两个代数方程一般情况下仍可能需用计算机求解, 但比用计算机直接求解速率方程组简单得多, 更重要的是: 利用文献[16]给出的解析解, 可

\* 国家自然科学基金和山东省自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1997-07-13; 收到修改稿日期: 1997-10-04

以清楚地分析各有关因素对单个调 Q 脉冲的影响, 并有助于优化调 Q 激光器的有关参量。

速率方程组的解析解与实验结果的符合情况如何? 这是人们关注的问题。本文对文献 [16] 的理论结果略加修正, 以使之更符合实际情况, 并通过图形使脉冲峰值和脉冲结束时反转粒子数密度与一个容易求得的参量相联系, 这使得人们利用本文的公式和图形, 仅借助于一个计算器的帮助, 即可根据各有关因素计算激光器输出脉冲的参量。在实验上, 研究了  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 作 Q 开关、 $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 作激活介质的调 Q 激光器的输出特性, 并与理论结果进行比较, 文中还对  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 调 Q  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG 激光器的“子脉冲”现象给出定性解释。

## 2 理 论

设  $\varphi$  为腔中光子数密度,  $n$ 、 $\sigma$ 、 $l$  分别为激活介质的反转粒子数密度、受激发射截面和长度,  $n_1$ 、 $n_2$ 、 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  分别为  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 的基态和激发态粒子数密度、吸收截面(对  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 的四能级模型<sup>[2, 4, 5, 16]</sup>,  $n_1 + n_2 = n_0$ ,  $n_0$  为总粒子数密度),  $l_s$  为  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 的厚度,  $c$  为真空中光速,  $t_r$  为光在腔内往返一周的时间,  $R$  为输出镜反射率,  $L$  为激光器的耗散性损耗,  $h\nu$  为光子的能量,  $A$  为光束在激活介质中的有效横截面积, 忽略调 Q 脉冲形成过程中的泵浦和  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 激发态向基态的自发辐射, 则描述  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 调 Q 激光器的速率方程组为<sup>[14, 16]</sup>:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{t_r} [2\sigma nl - 2\sigma_1 n_1 l_s - 2\sigma_2 (n_0 - n_1) l_s - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L] \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma\sigma c\varphi n \quad (2)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -\sigma_1 c\varphi n_1 \quad (3)$$

式中  $\gamma$  为反转因子<sup>[13, 17]</sup>, 它相当于产生一个光子所消耗的反转粒子数个数, 当考虑激活介质能级精细结构及激活介质有限下能级寿命时,  $\gamma$  取值与脉冲宽度相对于激光能级中各子能级间的弛豫平衡时间及激光下能级寿命的大小有关, 对  $\text{Nd}^{3+}$  ·YAG,  $\gamma$  取值在 0.6 到 2 之间<sup>[13, 17]</sup>, 当脉冲宽度远大于各子能级间的弛豫平衡时间又远小于激光下能级寿命时,  $\gamma = 0.6$ 。

按照文献[14, 16]解速率方程的步骤, 即先将(2)式与(3)式相除并积分, 得到  $n_1$  与  $n$  的关系  $n_1 = n_1(n)$ , 再将(1)式与(2)式相除并积分, 并将  $n_1(n)$ 、 $T_0 = \exp(-\sigma_1 n_0 l_s)$  ( $T_0$  是  $\text{Cr}^{4+}$  ·YAG 的小信号透过率)、 $n_1 + n_2 = n_0$  代入, 得到  $\varphi$  与  $n$  的关系  $\varphi = \mathcal{Q}(n)$ , 通过令(1)式中  $d\varphi/dt = 0$ , 可得初始反转粒子数密度  $n_i$ , 通过令  $\mathcal{Q}(n) = 0$ , 可得脉冲结束时反转粒子数密度  $n_f$ , 通过令  $d\varphi/dn = 0$ , 可得脉冲峰值时反转粒子数密度  $n_t$ , 最后按文献[13]的方式求脉冲能量  $E$ 、峰值功率  $P$ 、脉冲宽度  $W$  为

$$E = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \quad (4)$$

$$P = \frac{h\nu A l}{\gamma t_r} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \left\{ n_i - n_t - n_{i0} \ln\left(\frac{n_i}{n_t}\right) - (n_i - n_{i0}) \left[ 1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^\alpha \right] / \alpha \right\} \quad (5)$$

$$W \approx \frac{E}{P} \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{\sigma_1}{\gamma\sigma} \quad (7)$$

$$n_i = \frac{\ln(1/R) + \ln(1/T_0^2) + L}{2\sigma l} \quad (8)$$

$$\frac{n_{i0}}{n_i} = \frac{\ln(1/R) + (\sigma_2/\sigma_1) \ln(1/T_0^2) + L}{\ln(1/R) + \ln(1/T_0^2) + L} \quad (9)$$

$$\frac{n_l}{n_i} = n_{i0}/n_i + (1 - \frac{n_{i0}}{n_i})(\frac{n_l}{n_i})^\alpha \quad (10)$$

$$\frac{n_l}{n_i} = 1 + (\frac{n_{i0}}{n_i}) \ln(\frac{n_l}{n_i}) - (1 - \frac{n_{i0}}{n_i})[1 - (\frac{n_l}{n_i})^\alpha]/\alpha. \quad (11)$$

式中  $n_i$  及  $n_{i0}/n_i$  可以根据(8)、(9)两式由构成激光器各器件参量较容易地求得,  $n_{i0}$  实际上代表  $\alpha \rightarrow \infty$  情况下脉冲峰值时的反转粒子数密度(见(10)式), (10)式、(11)式分别给出  $n_l/n_i$ 、 $n_f/n_i$  与  $n_{i0}/n_i$  的关系, 可以由图1、图2表示。至此, 人们只要借助一个计算器的帮助, 就可利用以上公式和图形计算调Q脉冲的参量, 步骤为: 1) 由(7)式、(8)式、(9)式计算  $\alpha$ 、 $n_i$ 、 $n_{i0}/n_i$ ; 2) 由图1、2得到  $n_l/n_i$  和  $n_f/n_i$ ; 3) 由(4)式、(5)式、(6)计算  $E$ 、 $P$ 、 $W$ 。

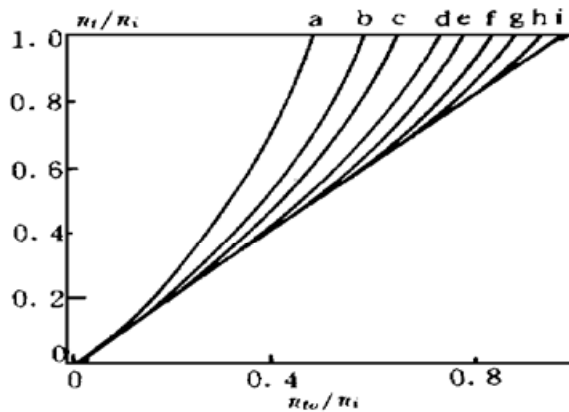


Fig. 1 The dependence of  $n_l/n_i$  on  $n_{i0}/n_i$  for different  $\alpha$ . (a)  $\alpha = 2$ , (b)  $\alpha = 2.5$ , (c)  $\alpha = 3$ , (d)  $\alpha = 4$ , (e)  $\alpha = 5$ , (f)  $\alpha = 7$ , (g)  $\alpha = 10$ , (h)  $\alpha = 20$ , (i)  $\alpha = \infty$

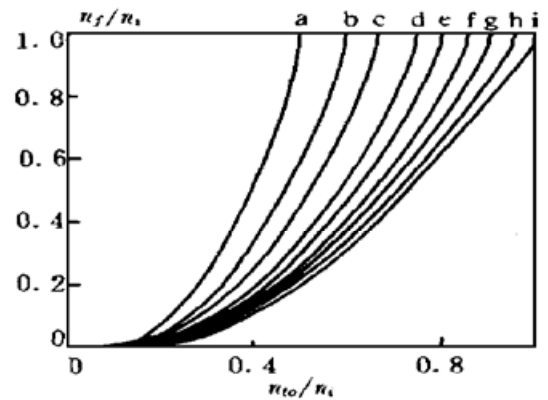


Fig. 2 The dependence of  $n_f/n_i$  on  $n_{i0}/n_i$  for different  $\alpha$ . (a)  $\alpha = 2$ , (b)  $\alpha = 2.5$ , (c)  $\alpha = 3$ , (d)  $\alpha = 4$ , (e)  $\alpha = 5$ , (f)  $\alpha = 7$ , (g)  $\alpha = 10$ , (h)  $\alpha = 20$ , (i)  $\alpha = \infty$

本文的结果与文献[16]的结果在几个细节上略有不同: 1) 在考虑激活介质能级精细结构和激活介质有限下能级寿命的情况下, 本文的反转因子  $\gamma$  的取值在  $0.6 \sim 2$  之间<sup>[13, 17]</sup>; 而文献[16]中, 反转因子取值为1或2; 2) 本文输出耦合系数(即输出能量占消耗反转粒子数产生的总能量的比例)为  $\ln(1/R)/[\ln(1/R) + S]$ , 其中  $S$  对应于除输出以外的其它损耗, 取这种形式的理由见文献[13, 18]; 而文献[16]中, 耦合系数形式为  $(1-R)/[\ln(1/R) + S]$ ; 3) 本文用  $E/P$  近似表示脉冲宽度  $W$ ,  $E/P$  值比求解速率方程组的数值解所得的脉冲宽度的精确解要大16%左右; 文献[16]中采用脉冲峰值处级数展开得到的脉冲宽度表达式更接近数值解, 但从本文的实验结果看, 实验中脉冲宽度比  $E/P$  还要大好多, 即速率方程的数值解(精确解)也不能完全准确地反应脉冲宽度的实验结果, 所以, 用较复杂的公式求  $W$  的精确解的必要性不大。

### 3 实 验

实验装置如图3所示, 采用平凹腔, 全反镜  $M_1$  的曲率半径为3 m, 输出镜  $M_2$  为平面镜, 通过更换  $M_2$ , 可以得到不同的输出镜反射率  $R$ ;  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  的直径为5 mm, 长度为80 mm,

用脉冲氙灯进行泵浦;  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 镀  $1.06 \mu\text{m}$  增透膜, 放于  $M_1$  与  $\text{Nd}^{3+}$  :YAG 之间; 光阑 A 可以保证激光器基横模运转; 激光腔长为  $52 \text{ cm}$ , 脉冲能量  $E$  由 NJ-1 型激光能量计进行测量, 脉冲波形由 MRD500 快速光电二极管接收后由 PM 3266 存储示波器进行显示, 脉冲峰值功率  $P$  近似由  $E/W$  求得。

实验中所用两片  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 晶体的初始透过率分别为 38% 和 70%。通过降低泵浦氙灯

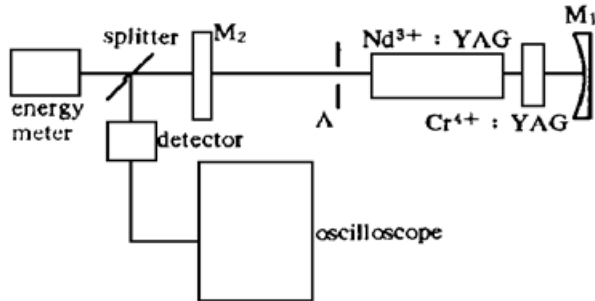


Fig. 3 Scheme of experimental setup

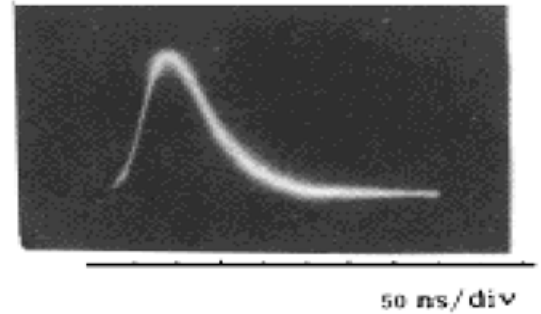


Fig. 4 Q-switched pulse shape when  $T_0 = 0.70$  and  $R = 0.30$

两端的电压, 可以使每次泵浦只输出一个脉冲, 图 4 是  $T_0 = 70\%$ ,  $R = 30\%$  时的脉冲波形。图 5、图 6 分别给出不同小信号通过率  $T_0$ 、不同输出镜反射率  $R$  情况下, 脉冲能量  $E$  和脉冲宽度  $W$  理论结果与实验结果比较, 其中每个实验数据是 10 次测量的平均, 实验数据的离散性主要是更换输出镜时调整精度不够高所致; 理论结果所用参量为:  $\sigma_{s1} = 4.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{s2} = 8.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma = 6.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $\gamma = 0.6$ ,  $h\nu = 1.86 \times 10^{-19} \text{ J}$ ,  $A = 0.07 \text{ cm}^2$ ,  $\alpha = 10.9$ ,  $t_r = 3.9 \text{ ns}$ ,  $l = 8 \text{ cm}$ 。由图 5、图 6 知: 其脉冲能量的理论结果与实验结果能较好地符合, 脉冲宽度的理论结果小于实验结果, 但  $T_0$  固定时随  $R$  的变化趋势还是相一致。由于实验上脉冲峰值功率  $P$  可近似由  $E/W$  求得, 而理论上  $W$  近似由  $E/P$  求得, 根据图 5、图 6 可以判定: 峰值功率的理论结果和实验结果也是存在一定差值(前者大于后者), 但随  $R$  的变化趋势相一致。理论结果和实验结果出现差值的原因之一是<sup>[18]</sup>: 在理论分析中假设反转粒子数密度在激活介质各处是均匀的, 而实际上激活介质中心和边缘处反转粒子数密度有差别; 脉冲建立时间也有差别, 实际输出脉冲是由中心到边缘许多建立时间不同的脉冲的叠加, 因而脉冲宽度加大。由于脉冲能量分散到较宽的时间范围内, 所以峰值功率也比理论情况下低。其它原因包括: 速率方程对激光腔中高斯束作了平面波近似, 这必然引起一定误差; 计算理论

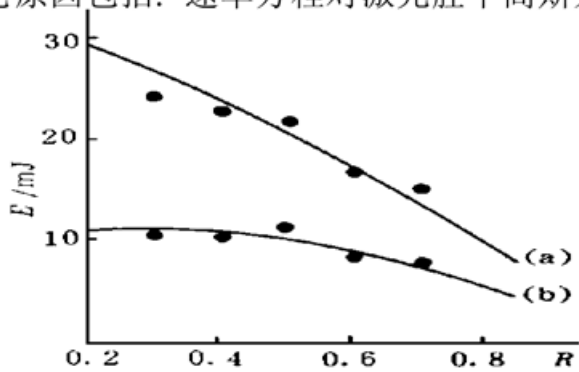


Fig. 5 The output energy for different  $T_0$  and  $R$ . (a)  $T_0 = 0.38$ , (b)  $T_0 = 0.70$ . — Theoretical result,  $\bullet$  Experimental result

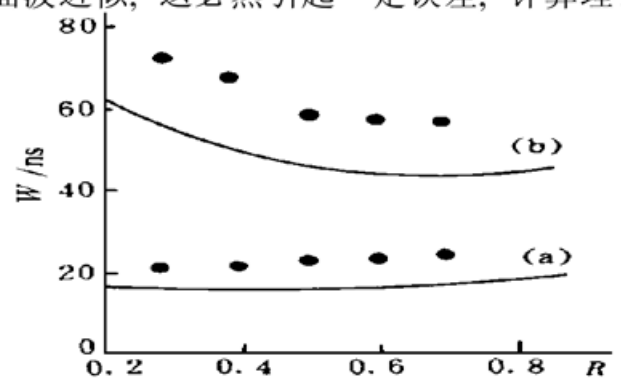


Fig. 6 The pulse width for different  $T_0$  and  $R$ . (a)  $T_0 = 0.38$ , (b)  $T_0 = 0.70$ . — Theoretical result,  $\bullet$  Experimental result

结果时所采用的参量不一定完全符合实际情况等等。

随着泵浦电压的提高,每一次泵浦可出现多个脉冲,且每个脉冲的能量略有增加,而脉冲宽度略有减小,出现这种情况的原因可以解释为:在理论分析中,忽略了调 $Q$ 脉冲形成过程中的泵浦,而这个过程之中的泵浦可以增加反转粒子数密度,使得脉冲能量变大,脉冲宽度变小。

当泵浦电压较高,且 $R$ 较大时,每个调 $Q$ 脉冲后往往跟着一个脉冲宽度大而峰值功率小的脉冲(称之为子脉冲),此脉冲与调 $Q$ 脉冲之间的间隔在 $0.4\sim 2\mu\text{s}$ 之间,如图7所示。作者认为出现这种现象的原因是由于 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 上能级寿命很长(约 $3\mu\text{s}\sim 4\mu\text{s}$ ),当 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 被漂白,激光器产生一个调 $Q$ 脉冲后,在短时期内( $3\mu\text{s}$ 以内), $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 还来不及完全恢复,透过率仍较高,损耗较小。另一方面,由于调 $Q$ 脉冲宽度远小于激光下能级寿命(对 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ,下能级寿命为 $\tau=300\text{ns}^{[13]}$ ),在调 $Q$ 脉冲结束时,有大量粒子处在激光下能级,但很快(与 $\tau$ 相当或更长的

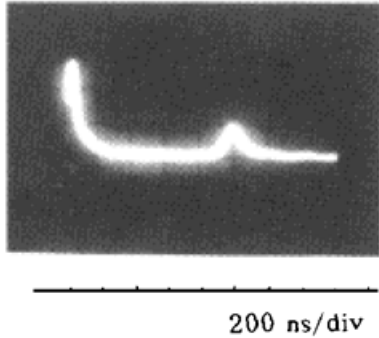


Fig. 7 Two-pulse phenomenon

时间)大部分粒子通过自发辐射回到基态,使激光下能级粒子数很少或近似为零;而激光上能级粒子数在这个过程中通过自发辐射的减小量很小,反而由于泵浦而有所增加,这使得激光反转粒子数密度又超过了阈值,因而再次产生脉冲。这是慢恢复可饱和吸收体调 $Q$ 激光器所特有的现象, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的长寿命为子脉冲的出现提供了前提条件,而泵浦电压高,可以较快地增加激光上能级粒子数, $R$ 较大,激光器损耗小,阈值低,这是形成子脉冲的有利条件。

**结 论** 考虑可饱和吸收体激发态吸收后的被动调 $Q$ 激光器速率方程的解析解能基本反应基横模运转的 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 调 $Q$  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 激光器的情况,输出能量的理论结果和实验结果能较好地符合,脉冲宽度的理论结果和实验结果变化趋势大致相一致,这个解析解为 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 调 $Q$ 激光器的设计及最佳化分析将提供方便。

### 参 考 文 献

- [1] P. Yankov,  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$   $Q$ -switching of Nd-host laser oscillators. *J. Phys. (D): Appl. Phys.*, 1994, **27**(6): 1118~ 1120
- [2] Y. Shimony, Z. Burshtein, Y. Kalisky,  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  as passive  $Q$ -switch and brewster plate in a Nd-YAG laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(10): 1738~ 1741
- [3] K. Spariosu, W. Chen, R. Stultz *et al.*, Dual  $Q$ -switching and laser action at  $1.06\mu\text{m}$  and  $1.44\mu\text{m}$  in a  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}-\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  oscillator at 300 K. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(10): 814~ 816
- [4] 雷海容,刘宏发,严柏生等,一种新型固体 $Q$ 开关—— $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的实验研究. *光学学报*, 1996, **16**(8): 1191~ 1193
- [5] 欧阳斌,丁彦华,万小珂等, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的可饱和吸收特性与被动 $Q$ 开关性能研究. *光学学报*, 1996, **16**(12): 1665~ 1670
- [6] J. J. Zayhowski, C. Dill III, Diode-pumped passively  $Q$ -switched picosecond microchip laser. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(18): 1427~ 1429
- [7] S. Zhou, K. K. Lee, Y. C. Chen, Monolithic self- $Q$ -switched Cr, Nd-YAG laser. *Opt. Lett.*, 1993,

- 18(7) : 511~ 512
- [8] 王军民, 李瑞宁, 杨炜东等, 激光二极管直接耦合泵浦的 Nd :YVO<sub>4</sub> 激光器连续运转和高重复率被动调 Q 运转. 中国激光, 1996, 23(12) : 1057~ 1060
- [9] Y. Shimony, Z. Burshtein, A. Ben-Amar *et al.*, Repetitive Q-switching of a CW Nd :YAG laser using  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG saturable absorber. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, QE-32(2) : 305~ 310
- [10] 丁彦华, 欧阳斌, 徐军等, 连续 Nd :YAG 激光器中  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 被动调 Q 稳定性和功率的提高. 中国激光, 1997, 24(3) : 197~ 201
- [11] W. G. Wagner, B. A. Lengyel, Evolution of the giant pulse in a laser. *J. Appl. Phys.*, 1963, 34(7) : 2040~ 2046
- [12] A. Szabo, R. A. Stein, Theory of laser giant pulsing by a saturable absorber. *J. Appl. Phys.*, 1965, 36(5) : 1562~ 1566
- [13] J. J. Degnan, Theory of the optimally coupled Q-switched laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, QE-25(2) : 214~ 220
- [14] J. J. Degnan, Optimization of passively Q-switched laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, QE-31(11) : 1890~ 1901
- [15] Y. K. Kuo, M. F. Huang, M. Birnbaum, Tunable  $\text{Cr}^{4+}$  :YSO Q-switched Cr :LiCAF laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, QE-31(4) : 657~ 663
- [16] 吴念乐, 吕亚军, 陆兴华等, 含 Cr 离子饱和吸收体被动调 Q 解析解. 光学学报, 1996, 16(12) : 1813~ 1818
- [17] 张行愚, 王青圃, 赵圣之, 固体脉冲激光器的反转因子. 光学学报, 1994, 14(7) : 687~ 691
- [18] 王青圃, 张行愚, 赵圣之, 激光物理学, 济南: 山东大学出版社, 1993. 254~ 318

## Theoretical and Experimental Study of $\text{Cr}^{4+}$ :YAG Q-Switching Characteristics

Zhang Xingyu    Zhao Shengzhi    Wang Qingpu    Wang Songtao

(Department of Optoelectronics and Information Engineering, Shandong University, Jinan 250100)

Sun Lianke    Zhang Shaojun

(Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100)

Yao Guangtao    Zhang Zhenya

(North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015)

(Received 13 July 1997; revised 4 October 1997)

**Abstract** The Q-switching characteristics of  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG crystal are studied theoretically and experimentally. The pulse energies and pulse widths of a  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG Q-switched Nd<sup>3+</sup> :YAG laser in different conditions are measured. And the experimental results show good agreement with the theoretical predictions of energy and rough agreement with the theoretical predictions of pulse width. The other phenomena of the  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG Q-switched Nd<sup>3+</sup> :YAG laser are also qualitatively analyzed.

**Key words**  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG, passive Q-switching, rate equations, excited state absorption.