

文章编号: 100123806(2008)0420430204

# Cr<sup>4+</sup> BYAG 被动调 Q 激光器脉冲波形数值模拟及优化

熊吉川, 兰 戈\*, 万 勇  
(西南技术物理研究所, 成都 610041)

**摘要:** 为了研究被动调 Q 激光器脉冲的波形对称特性, 采用数值求解 Nd:BYAG 晶体 Cr<sup>4+</sup> BYAG 被动调 Q 激光耦合速率方程组的方法, 获得了激光脉冲的波形, 绘制出了脉冲对称因子  $\theta$  与饱和吸收体初始透过率和输出镜反射率的关系曲线图; 并根据脉冲波形的不对称性, 更精确地计算了脉冲宽度及其与饱和吸收体初始透过率和输出镜反射率的关系。得到参量  $b=0.6$  时, 脉冲波形对称;  $b=0.78$  时, 脉宽最小的结论。结果表明, 可以通过调整  $b$  参量来优化被动调 Q 脉冲波形对称性和脉宽。

**关键词:** 激光器; 被动调 Q; 脉冲波形; 脉宽; 数值模拟; Cr<sup>4+</sup> BYAG

**中图分类号:** TN248.1      **文献标识码:** A

## Numerically modeling and optimizing pulse shape of Cr<sup>4+</sup> BYAG Q-switched lasers

XIONG Jichuan, LAN Ge, WAN Yong  
(Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu, 610041, China)

**Abstract** In order to study the symmetry property of a single pulse for passively Q-switched lasers, the coupled rate equations were solved numerically and the temporal profile of laser pulse was obtained. The relationship between the symmetry property of a single pulse and the parameters of absorber and output coupler was presented and the pulse width was recalculated accounting for the asymmetry property of laser pulse. The relationship between pulse width and parameters of absorber and output coupler was presented also. Conclusion was drawn that the pulse was symmetric when the variable  $b=0.6$  and that the pulse width was minimal when  $b=0.78$ . This provides a method to optimize the pulse shape and pulse width by adjusting the value of  $b$ .

**Key words** lasers; passively Q-switching pulse shape; pulse width; numerically modeling; Cr<sup>4+</sup> BYAG

### 引 言

半导体激光二极管 (LD) 抽运的被动调 Q 固体激光器在许多领域得到了广泛应用, 近年来有许多被动调 Q 激光器方面的研究<sup>[1,2]</sup>。DEGNAN 已经对 LD 抽运被动调 Q 激光器进行了理论和实验研究<sup>[2,3]</sup>, XIAO 等人进一步完善了其理论模型<sup>[5]</sup>。这些研究深入探讨了被动调 Q 激光器的各个重要参量: 峰值功率、脉冲能量、脉冲宽度等<sup>[9]</sup>。但这些理论模型大多假设脉冲波形为对称的三角或高斯曲线, 而实际的被动调 Q 激光脉冲则是非对称的, 从而造成理论计算与实验结果不符。目前许多应用都需要了解激光脉冲波形的细节, 例如, 利用激光通过某种介质产生的波形畸变来研究该介质的特性。已经有研究者通过速率方程数值解指出, 初始粒子反转数密度与阈值粒子反转数密度的比值越大, 则输出调 Q 脉冲波形越不对称<sup>[10]</sup>, LU 等

人对调 Q 脉冲波形进行了理论分析并定义了描述脉冲波形的对称度的新参量<sup>[1]</sup>。

笔者利用描述脉冲对称特性的  $\theta$  对称因子<sup>[1]</sup>, 分析了 Nd:BYAG:Cr<sup>4+</sup> BYAG 被动调 Q 脉冲的波形和脉宽特性。探讨了通过选择特定初始透过率的饱和吸收体和特定反射率的输出镜来优化脉冲对称性和脉宽的方法。

### 1 速率方程

根据 LD 抽运的 Nd:BYAG 被动调 Q 激光的耦合速率方程为<sup>[10]</sup>:

$$\frac{d\langle \rangle}{dt} = \frac{\langle \rangle}{t_r} [2R_{nl} - 2R_{l3} n_{sg} l_s - 2R_{24} (n_{s0} - n_{sg}) l_s - \ln(1/R) - L] \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = - CcR \langle n \rangle \quad (2)$$

$$\frac{dn_{sg}}{dt} = - \frac{A_g}{A_s} R_{l3} c \langle n_{sg} \rangle + \frac{n_{s0} - n_{sg}}{S_s} \quad (3)$$

式中,  $\langle \rangle$  为光子数密度,  $n$  是激活介质中的反转粒子数密度,  $n_{sg}$ ,  $n_{s0}$  分别是饱和吸收体中基态和总的粒子数密度,  $L$  为腔内损耗,  $l$  和  $l_s$  分别为激光介质和饱和吸收体长度,  $R$  为激活介质的受激发射界面,  $R_{l3}$ ,  $R_{24}$  分

作者简介: 熊吉川 (1983), 男, 硕士研究生, 现主要从事固体激光器及光电对抗方面的研究工作。

\* 通讯联系人。E-mail: office@xwut.net

收稿日期: 2007204220; 收到修改稿日期: 2007208220

别是饱和吸收体的基态和激发态吸收截面,  $t_r = 2lc/c$  为光子在腔内往返时间,  $lc$  为腔光学长度,  $c$  为光速,  $S_s$  是饱和吸收体恢复时间,  $R$  为输出镜反射率,  $C$  是反转减少因子, 对于四能级系统有  $C = I^{[3]}$ ,  $A_g, A_s$  分别为激活介质和饱和吸收体上的光斑直径。

对于 Cr<sup>4+</sup> BYAG 晶体,  $S_s$  远大于激光脉冲宽度, 因此在脉冲过程中, 吸收体内反转粒子数密度可认为无变化; 另设  $A_g/A_s = 1$ , 则在每个脉冲的形成过程中, (2) 式、(3) 式可以简化为:

$$\frac{dn}{dt} = -cRn \quad (4)$$

$$\frac{dn_{sg}}{dt} = -R_{13}c <n_{sg} \quad (5)$$

$$\text{设 } a = \frac{(D-1)hR}{L-h(RT_0^2)}, \quad b = \frac{2(D-1)hT_0}{L-h(RT_0^2)}, \quad A = \frac{R_{13}A_g}{A_s},$$

$$D = \frac{R_{24}}{R_{13}}. \text{ 式中, } T_0 \text{ 为饱和吸收体的初始透过率。}$$

则用 (1) 式除以 (4) 式并积分可得到光子数密度  $<n(t)>$  关于反转粒子数密度  $n(t)$  的函数:

$$<n(t)> = \frac{1}{lc} \left\{ n_i - n - (1-b) \ln \left[ \frac{n_i}{n} \right] - \frac{b}{A} \left[ 1 - \left( \frac{n}{n_i} \right)^A \right] \right\} \quad (6)$$

式中,  $n_i$  是初始反转粒子数密度, 可通过令 (1) 式左侧等于 0 求得。

设  $z = h[n(t)] - h(n_i)$ , 并代入 (6) 式得:

$$<z> = \frac{\ln \left[ 1 - e^z + (1-b)z - \frac{b}{A}(1 - e^{zA}) \right]}{lc} \quad (7)$$

若  $t_1, t_2$  时刻的粒子反转数密度为  $n(t_1), n(t_2)$ , 则  $t_1$  和  $t_2$  时刻之间的归一化瞬时功率为<sup>[3]</sup>:

$$P(t) = \frac{2Rlc}{(1-D) \ln(1/R)} <n(t)> a \left[ 1 - e^z + (1-b)z - \frac{b}{A}(1 - e^{zA}) \right] \quad (8)$$

归一化脉冲输出能量<sup>[3]</sup>:

$$E_{12} = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt = a(z_1 - z_2) \quad (9)$$

若  $n_i$  和  $n_f$  分别代表光子数密度达到最大值时  $\left[ \frac{d<n>}{dt} = 0 \right]$  和光子数密度趋近于 0 时 ( $<n> = 0$ ) 的粒子反转数密度, 则相应时刻的  $z_1 = \ln(n_i/n_i)$  和  $z_f = \ln(n_f/n_i)$  满足如下条件:

$$\exp(z_1) - b \exp(z_1 A) - (1-b) = 0 \quad (10)$$

$$1 - \exp(z_f) - \frac{b}{A} [1 - \exp(z_f A)] + (1+b)z_f = 0 \quad (11)$$

则归一化峰值功率:

$$P_t = a \left\{ 1 - \exp(z_1) - \frac{b}{A} [1 - \exp(z_1 A)] + (1-b)z_1 \right\} \quad (12)$$

## 2 脉冲宽度

通常计算脉冲宽度时, 都假设脉冲波形为对称三角波形, 则有脉宽:  $w = E_{if}/P_t$  (13)

式中,  $E_{if}$  为脉冲输出能量, 下标  $j, f$  分别代表脉冲起始和结束的时刻。由于实际的被动调 Q 脉冲波形并不是对称三角波形, 按上式计算出来的脉宽就与实验结果有较大误差。ZAYHOWSKI 曾提出对不同的脉冲波形定义修正常数  $S_p$  (见表 1), 以使实验结果与计算结果相符<sup>[4]</sup>:

$$w = S_p E_{if}/P_t \quad (14)$$

Table 1 Pulse shape functions

pulse shape	Lorentzian	Gaussian	sech <sup>2</sup>	sech
$S_p$	0.64	0.94	0.88	0.84

但要应用这种方法必须首先知道脉冲波形, 而这恰恰是准确计算脉冲宽度的难点所在。因此, 作者应用一种不需要知道脉冲波形及其对称特性的方法来准确计算脉冲宽度。

设某时刻粒子反转数密度为  $n_i$ , 则该时刻腔内光子数密度  $<n_i>$  可根据 (6) 式求得, 将  $<n_i>$  代入 (4) 式再分别对  $t$  和  $n$  进行积分即可求得任意反转粒子数密度  $n(t)$  所对应的时间:

$$Q = \int_{n_i}^{n_t} \frac{1}{cRn} dn \quad (15)$$

并代入  $z = h[n(t)] - h(n_i)$  可得:

$$t = \frac{lc}{cRn_i} \int_{Q}^{n_i} \left[ 1 - e^z + (1-b)z - \frac{b}{A}(1 - e^{zA}) \right]^{-1} dz \quad (16)$$

(16) 式没有解析解, 但可以求得数值解。

如图 1 所示, 在脉冲的上升沿和下降沿分别对  $Q$  到  $P_t$  范围内的脉冲时间进行积分, 可得到准确

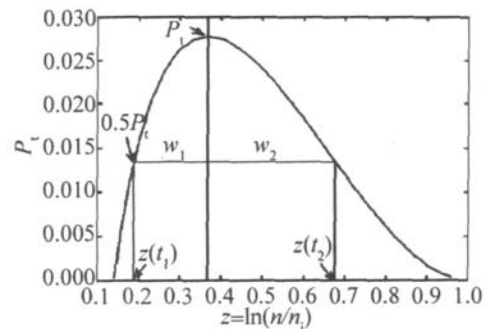


Fig 1 Temporal profile of a single pulse  $P_t$  versus the time-dependent variable  $z$

的脉冲上升沿时间  $w_1$  和下降沿时间  $w_2$ , 因此不必考虑脉冲的具体形状即可得到波形不对称时的脉宽为:

$$t_p = w_1 + w_2 \quad (17)$$

对特定的激光器 (见表 2), 当  $R = 85\%$  时, 分别用 (14) 式和 (17) 式, 求得的波形不对称时的脉宽与初始透过率的关系曲线, 如图 2 所示。

Table 2 Parameters for the Nd:YAG Cr<sup>4+</sup> BYAG laser

parameters	values	parameters	values
R	6.5 @ 10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup>	L	0.015
R <sub>13</sub>	3.0 @ 10 <sup>-18</sup> cm <sup>2</sup>	R <sub>24</sub>	2.2 @ 10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup>
l	5mm		

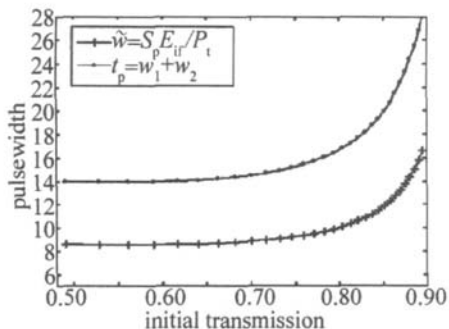


Fig 2 Relationship between the pulsewidth and T<sub>0</sub>

当 T<sub>0</sub> = 70% 时, 波形不对称时的脉宽与输出镜反射率的关系曲线, 如图 3 所示。

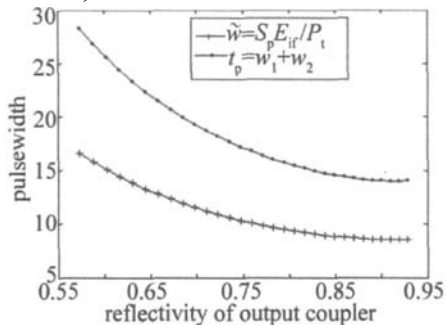


Fig 3 Relationship between the pulsewidth and R

对于表 2 中的激光器, 当 R = 80%, T<sub>0</sub> = 70% 时, 若假设其脉冲形状对称, 则据 (14) 式计算出的波形对称时的脉宽为 w = 15.43 而考虑脉冲形状非对称后用 (17) 式计算的波形不对称时的脉宽为 t<sub>p</sub> = 9.33 与已有的实验结果对比可知<sup>[1]</sup>, 用新方法计算的脉冲宽度结果更准确。

由图 2 图 3 可见, 计算被动调 Q 脉冲宽度时, 脉冲的不对称性对计算结果影响显著。不考虑脉冲对称性计算的脉宽通常比实验结果偏大。

### 3 脉冲波形的不对称性及其优化

利用分别描述脉冲能量和时间分布的两个 / 对称因子  $\beta_e, \beta_t$  来分析脉冲对称性 (下标 e, t 分别表示能量和时间):

$$\beta_e = E_{if} / E_{it} \quad (18)$$

$$\beta_t = w_2 / w_1 \quad (19)$$

式中, w<sub>1</sub>, w<sub>2</sub> 分别为脉冲上升沿从半高度到顶点的时间和下降沿从顶点到半高度的时间, 如图 1 所示。E<sub>ie</sub>, E<sub>if</sub> 分别是脉冲在这两个时间段内的输出能量, 下标 i, t 分别代表脉冲起始、峰值和结束的时刻。对于特定的激光器 (见表 2), 当输出镜反射率一定时 (R = 80%),

可画出脉冲能量对称因子  $\beta_e$  和时间对称因子  $\beta_t$  与饱和吸收体初始透过率 T<sub>0</sub> 的关系曲线, 见图 4。

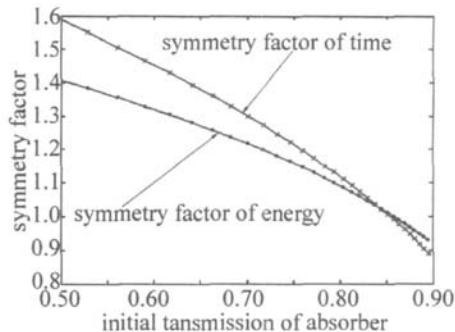


Fig 4 Relationship between the symmetry factor and T<sub>0</sub>

从图上可以看出, 无论从时间还是能量分布来看, 被动调 Q 脉冲波形都不对称。当 R = 80%, T<sub>0</sub> = 70% 时, 根据表 2 中的参量计算, 其上升沿归一化时间为 w<sub>1</sub> = 4.4897, 明显小于下降沿时间 w<sub>2</sub> = 6.4971。从能量分布的角度来看, w<sub>1</sub> 对应的归一化脉冲能量也要小于 w<sub>2</sub> 对应的归一化脉冲能量, E<sub>it</sub> = 0.2398, E<sub>if</sub> = 0.3121, E<sub>it</sub> < E<sub>if</sub>。

脉冲能量对称因子  $\beta_e$  和时间对称因子  $\beta_t$  与输出镜反射率 R 也有类似关系, 当饱和吸收体初始透过率一定时 (T<sub>0</sub> = 80%), 如图 5 所示, 由此可见, 通过使用

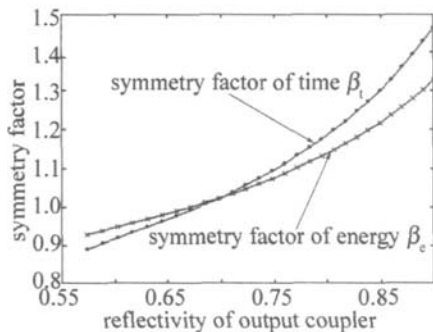


Fig 5 Relationship between the symmetry factor B and R

不同初始透过率的饱和吸收体和输出镜就可以方便地控制被动调 Q 激光器输出脉冲的对称特性。这是由于通过使用不同的饱和吸收体初始透过率和输出镜反射率, 可以控制腔内初始粒子反转数及其被倒空的速度。增加腔倒空速率可以缩短脉冲下降沿宽度, 但同时也会使脉冲上升沿加宽; 而减小腔倒空速率所产生的影响正好相反。要产生形状对称的脉冲, 则需使反转粒子数净增加速度 (即增益速度与腔倒空速度之差, 决定脉冲上升沿) 刚好等于腔倒空速度 (决定脉冲下降沿)。而饱和吸收初始透过率和输出镜反射率共同决定了腔倒空速度, 所以, 选择合适的饱和吸收体和输出镜就可以优化脉冲对称性和脉冲宽度。

在前面定义的参量 b 中, 同时包含了初始透过率和反射率两个参量, 可利用 b 作为优化被动调 Q 脉冲形状的过渡参量, 求得最优的初始透过率和反射率组

合。

利用表 2 中的参量, 可以分别画出脉冲对称因子和脉宽与  $b$  的关系曲线, 见图 6 图 7。

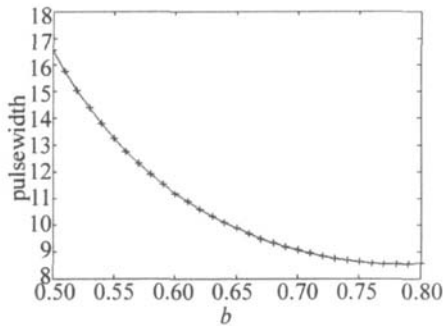


Fig. 6 Relationship between the pulsewidth and parameter  $b$

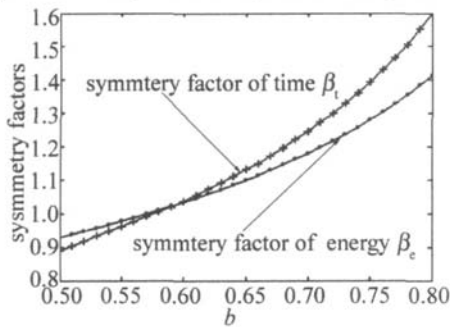


Fig. 7 Relationship between the symmetry factors and parameter  $b$

由图 6 可知, 在  $b=0.78$  时, 脉冲宽度最小, 从而得到脉宽最小时饱和吸收体初始透过率与输出镜反射率之间的关系, 为选择最优的吸收体和输出镜组合提供依据。

由图 7 可知, 在特定的  $b$  值处, 脉冲的时间对称因子和能量对称因子都能达到 1, 此时脉冲对称。针对不同的应用要求, 可以实现脉冲上升沿时间与下降沿时间相等, 或者上升沿输出能量与下降沿输出能量相等。

## 4 结论

通过以上分析可以看出, 通常计算脉冲宽度的方法由于没有考虑脉冲形状对脉宽的影响, 往往实验结果与计算结果相差较大, 而作者采用的新方法考虑了脉冲不对称的影响, 能够更加准确地计算脉冲宽度。根据对脉冲形成的物理过程的分析, 提出了利用饱和吸收体初始透过率和输出镜反射率共同决定的过渡参量  $b$  来调整脉冲波形、优化脉宽的方法。

## 参考文献

- [1] LIU J G, SHEN D Y, TAM S Ch, et al Modeling pulse shape of Q2 switched lasers [ J ]. IEEE J Q E, 2001, 37(7): 882896
- [2] DEGNAN J J Theory of the optimally coupled Q2 switched laser [ J ]. IEEE J Q E, 1989, 25(2): 2142220
- [3] DEGNAN J J Optimization of passively Q2 switched lasers [ J ]. IEEE J Q E, 1995, 31(11): 189021901
- [4] ZAYHOWSKI J J, KELLEY P L Optimization of Q2 switched lasers [ J ]. IEEE J Q E, 1991, 27(9): 22202225
- [5] XIAO G H, BASSM. A generalized model of passively Q2 switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber [ J ]. IEEE J Q E, 1997, 33(1): 41244
- [6] ZHU Ch H, LI Zh J, CHEN Sh Sh, et al Study on periodicity of giant pulse with passively Q2 switched laser [ J ]. Laser Technology, 2000, 24(2): 85289 ( in Chinese ).
- [7] LU Ch Y, WANG X B, GUO Y L, et al Study on directional prism in2 proving the output stability of Q2 switched by  $\text{Cr}^{4+}$  BYAG [ J ]. Laser Technology, 2005, 29(2): 1872189 ( in Chinese ).
- [8] CHEN X Y, ZHAO G, WANG Y Zh. Study on miniature  $\text{Cr}^{4+}$  BYAG Q2 switched repetitively conductive cooling (Ce Nd) BYAG laser [ J ]. Laser Technology, 2000, 24(2): 1142118 ( in Chinese ).
- [9] ZHANG X Y, ZHAO Sh Zh, WANG Q P, et al Optimization of  $\text{Cr}^{4+}$  2 doped saturable absorber Q2 switched lasers [ J ]. IEEE J Q E, 1997, 33(12): 228622293.
- [10] SIEGMAN A E. Laser [ M ]. Mill Valley, CA: University Science, 1986: 1037

(上接第 426 页)

现象, 并且随着光阑截断参量的减小, 光束空间相干长度的增大, 传输距离的增大, 多峰振荡逐渐增强, 在远场区偏振度呈稳定分布。高斯谢尔模型在自由空间传输时, 近场区偏振度分布均匀, 与源平面上偏振度相同, 无振荡现象, 并且随着空间相干长度的减小而逐渐增大。因此, 利用光阑可对部分相干光的轴向偏振传输特性进行控制, 对实际应用有重要的参考价值。

## 参考文献

- [1] SESHERI J R. Partially coherent Gaussian Schell model electromagnetic beams [ J ]. J O S A, 1999, A16(6): 73280
- [2] PAN L Z. Far2field behavior of partially polarized Gaussian Schell model beams diffracted through an aperture [ J ]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(8): 125021255 ( in Chinese ).
- [3] GORIF, SANTARSEROM, V CALVIS, et al Beam coherence partial2ly matrix [ J ]. Journal of Europe Optic Society, 1998, A7(5): 51253.

- [4] GORIF. Matrix treatment for partially polarized, partially coherent beams [ J ]. Opt Lett, 1998, 23(4): 2412243
- [5] GORIF, SANTARSEROM, PIQUERO G, et al Partially polarized Gaussian Schell model beams [ J ]. Journal of Optics, 2001, A3(1): 129
- [6] MANDEL L, WOLF E. Optical coherence and quantum optics [ M ]. London: Cambridge University Press, 1995: 1132120
- [7] PIQUERO G, GORIF, ROMAN NI P, et al Synthesis of partially polarized Gaussian Schell model sources [ J ]. Opt Commun, 2002, 208: 9216
- [8] ZHANG Y, WEN Q, ZHANG B. The spectral properties of partially coherent flat2topped light beams propagating in linear gain or loss media [ J ]. Acta Physics Sinica, 2006, 55(9): 496224966 ( in Chinese ).
- [9] PAN L Zh, LB B D. Effect of the aperture on propagation characteristics of nonuniformly polarized beams [ J ]. Laser Technology, 2003, 27(5): 4032406 ( in Chinese ).
- [10] LUO Sh R, LB B D. Propagation of flattened Gaussian beams in un2 axial crystals [ J ]. Acta Physics Sinica, 2003, 52(12): 306123067 ( in Chinese ).