

文章编号: 0253-2239(2003)10-1215-5

# 自调 Q 激光器的理论分析

徐 震 何永学 吴念乐 李师群

(清华大学物理系量子信息与测量教育部重点实验室, 北京 100084)

**摘要:** 利用速率方程,对自调 Q 激光二极管抽运固体激光器进行了数值模拟。通过求解解析计算了自调 Q 脉冲的峰值功率、单脉冲能量、脉冲宽度、能量利用率、重复频率、平均输出功率等参量。根据自调 Q 二极管抽运固体激光器的特点,分别得到了使抽运阈值功率最小的最佳自调 Q 晶体长度和使光-光效率最大的最佳自调 Q 晶体长度。

**关键词:** 激光器; 激光二极管抽运固体激光器; 自调 Q; 最佳晶体长度

中图分类号: TN248.3<sup>+</sup>4 文献标识码: A

## 1 引 言

调 Q 技术又称 Q 突变技术或 Q 开关技术。调 Q 激光器依靠能量的贮存及快速释放来获得激光巨脉冲,是应用最为广泛的激光器之一。它能提供脉宽在数十纳秒乃至纳秒量级的高峰值功率的光脉冲。自调 Q 晶体是兼有增益和被动调 Q 的晶体。将 Cr 离子掺入其它激光晶体,形成双掺晶体,例如 Cr,Nd:YAG,Cr,Nd:GSGG 等,本身即是激光介质,又同时可以起着饱和吸收体作用。对于 Cr<sup>4+</sup> 离子和激光增益离子双掺的晶体做成的自调 Q 激光晶体已经有了广泛的理论和实验研究。对于自调 Q 激光器来说,增益介质和饱和吸收介质的长度是完全相等的,在谐振腔内的位置也是相同的,这是不同于用 Cr<sup>4+</sup>:YAG 作被动调 Q 的 Nd:YAG 激光器的地方。本文通过求解自调 Q 速率方程,得出调 Q 过程的一系列重要参量。并对在端面抽运条件下,使抽运阈值功率最小的最佳自调 Q 晶体长度和使光-光效率最大的最佳自调 Q 晶体长度问题分别进行讨论。

## 2 慢恢复饱和吸收体自调 Q 速率方程组

考虑饱和吸收体的激发态吸收后,速率方程<sup>[1]</sup>的形式为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \left[ K_g N_g - K_a N_a - \beta K_a (N_{a0} - N_a) - \frac{1}{\tau_c} \right] n, \\ \frac{dN_g}{dt} &= R_p - \frac{N_g}{\tau_g} - \gamma K_g N_g n, \\ \frac{dN_a}{dt} &= \frac{N_{a0} - N_a}{\tau_a} - K_a N_a n, \end{aligned} \right\} (1)$$

其中  $\gamma$  因子,对于三能级激光系统等于 2,对于四能级系统等于 1; $n$  为腔内光子数; $N_g$  为激光器的反转粒子数; $N_a$  为饱和吸收体的基态粒子数; $N_{a0}$  为  $N_a$  的初始值; $\tau_g$  为激光介质的辐射寿命; $\tau_a$  为饱和吸收体的辐射寿命; $\tau_c = t_r/\delta$ , $\delta$  为腔内损耗, $t_r$  为光在腔内往返一周所需时间; $R_p$  为抽运率; $K_g = 2\sigma_g/t_r A_s$  表示耦合系数,其中  $\sigma_g$  为激光介质的辐射截面, $A_s$  是激光束通过晶体上的面积; $K_a = 2\sigma_a/t_r A_s$  表示耦合系数,其中  $\sigma_a$  为饱和吸收体的基态吸收截面; $\beta = \sigma_{ESA}/\sigma_a$  是饱和吸收体激发态吸收截面  $\sigma_{ESA}$  和基态吸收截面  $\sigma_a$  之比。

## 3 自调 Q 晶体的最佳长度

### 3.1 抽运阈值最小的自调 Q 晶体的最佳长度

我们可以根据速率方程计算出使抽运阈值最小的自调 Q 晶体的最佳长度。当腔内没有光子时,利用速率方程可以计算出相应的反转粒子数  $N_g$ ,饱和吸收体基态粒子数  $N_a$ ,以及抽运阈值。

反转粒子数  $N_g$  满足

$$dN_g/dt = R_p - N_g/\tau_g. \quad (2)$$

对上式积分,令  $N_g(0) = 0$ ,则在腔内没有光子时,

$$N_g(t) = R_p \tau_g [1 - \exp(-t/\tau_g)], \quad (3)$$

E-mail: xuzhen99@mails.tsinghua.edu.cn

收稿日期:2002-08-08;收到修改稿日期:2002-10-11

饱和吸收体基态粒子数  $N_a$  满足

$$dN_a/dt = (N_{a0} - N_a)/\tau_a. \quad (4)$$

若  $t = 0$  时,  $N_a = N_{a0}$  则在腔内没有光子时,

$$N_a(t) = N_{a0}. \quad (5)$$

当  $dn/dt > 0$  时, 腔内的光子数开始迅速增加, 所以阈值条件是

$$K_g N_g = K_a N_{a0} + \delta/t_r. \quad (6)$$

对于实际情况, 增益介质和饱和吸收介质的掺杂浓度是固定的. 用  $n_{a0}$  表示饱和吸收介质基态粒子数密度;  $d$  表示晶体长度.

$$(2\sigma_g/t_r A_s) N_g = (2\sigma_a/t_r A_s) A_s dn_{a0} + \delta/t_r, \quad (7)$$

$$N_g = (A_s/2\sigma_g)(2\sigma_a n_{a0} d + \delta), \quad (8)$$

又考虑到是端面抽运, 因此

$$R_p = \frac{P_{\text{pump}}[1 - \exp(-ad)]}{h\nu_p}, \quad N_g = R_p \tau_g, \quad (9)$$

$$P_{\text{pump}} = \frac{h\nu_p A_s}{2\sigma_g \tau_g} \frac{2\alpha_a d + \delta}{1 - \exp(-ad)}. \quad (10)$$

其中  $P_{\text{pump}}$  为抽运功率,  $h\nu_p$  为抽运光子能量,  $\alpha$  为增益介质对抽运光的吸收系数.  $\alpha_a = \sigma_a n_{a0}$  为饱和吸收体对激光的吸收系数.

分析上式可以看出增益介质的吸收长度和饱和吸收体的吸收长度是完全相等的, 这是自调 Q 所特有的. 而在一般的被动调 Q 分析过程中, 两者并没有任何关系, 可根据需要进行调节. 在(10)式中, 饱和吸收体的基态粒子数起到损耗的作用, 晶体长度越小, 相应的对腔内激光的吸收越小, 但同时长度的减小也使晶体无法吸收更多的抽运光. 相反, 晶体长度增加, 虽然吸收的抽运光多了, 但对腔内激光的吸收也增加了, 所以必有某一晶体长度使抽运阈值最小.

令  $\partial P_{\text{pump}}/\partial d = 0$ , 可求出

$$\exp(ad) - ad = 1 + (\alpha/\alpha_a)(\delta/2), \quad (11)$$

通过上式, 根据给定的  $\alpha$ ,  $\alpha_a$  和  $\delta$  可求出最佳长度  $d$ .

图 1 显示了最佳长度与饱和吸收体吸收系数  $\alpha_a$  和损耗  $\alpha$  的关系, 其中晶体的参量可以由 Nd:YAG 来代替, 有  $\alpha = 3.4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\tau_g = 230 \text{ }\mu\text{s}$ , 抽运半径为  $100 \text{ }\mu\text{m}$ , 抽运波长是  $808 \text{ nm}$ , 有效增益截面  $\sigma_g = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ .

图 2 显示了抽运阈值同  $\alpha_a$  和  $\delta$  的关系, 图中虚线是选晶体长度为  $1/\alpha$  计算的, 实线是按最佳长度计算的, 抽运阈值是归一化值(单位是  $0.6 \text{ W}$ ). 可见按最佳长度计算的抽运阈值始终低于选晶体长度为  $1/\alpha$  的结果, 两者的差距与  $\alpha_a$  和  $\delta$  都有关, 只在某一点两者的结果相同.

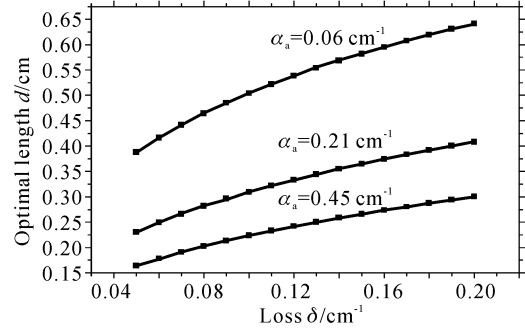


Fig. 1 The relation between optimal length and loss

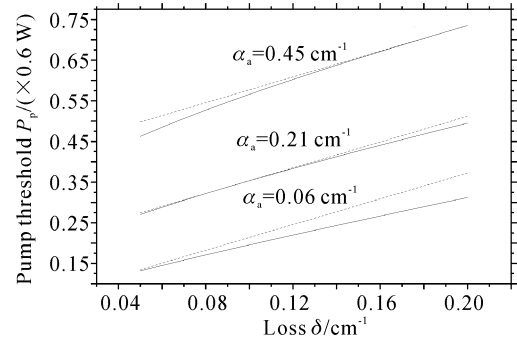


Fig. 2 The relation between the pump threshold and  $\delta$  with different  $\alpha_a$

### 3.2 自调 Q 激光器的数值模拟

利用速率方程, 我们可以计算出脉冲的峰值功率、单脉冲能量、脉冲宽度、能量利用率、重复频率、平均输出功率等. 目前对被动调 Q 的数值计算, 优化设计<sup>[2]</sup>和简化速率方程后的解析解<sup>[3]</sup>的文献很多. 因此在对自调 Q 激光器数值模拟时可以充分借鉴以前的成果<sup>[2~10]</sup>.

定义归一化时间  $\tau = t/\tau'_c$ , 其中  $1/\tau'_c = 1/\tau_c + \beta K_a N_{a0}$ . 对速率方程中各项作如下变换:  $\phi = nK_g \tau'_c$ ,  $G = N_g K_g \tau'_c$ ,  $A = N_a K_g \tau'_c$ ,  $\delta = K_a/K_g$ ,  $R = R_p \tau'_c K_g \tau'_c$ ,  $\tau'_g = \tau_g/\tau'_c$ ,  $\tau'_a = \tau_a/\tau'_c$ . 速率方程可重新写成以下简洁形式:

$$\left. \begin{aligned} d\phi/d\tau &= [G - \delta(1 - \beta)A - 1]\phi, \\ dG/d\tau &= R - G/\tau'_g - \gamma G\phi, \\ dA/d\tau &= (A_0 - A)/\tau'_a - \delta A\phi, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

用龙格-库达(Runge-Kutta)方法对自调 Q 激光器的速率方程精确计算, 可得到单脉冲形状及增益和损耗在脉冲形成中的变化, 如图 3(为方便显示, 光子数被放大了 15 倍).

当增益大于损耗, 光子数逐渐增加, 当光子数达到一定值时饱和吸收体开始饱和, 损耗减小, 光子数开始迅速增加, 增益随之减小, 到增益等于损耗时光子数达到最大. 此后增益小于损耗, 腔内光子由于

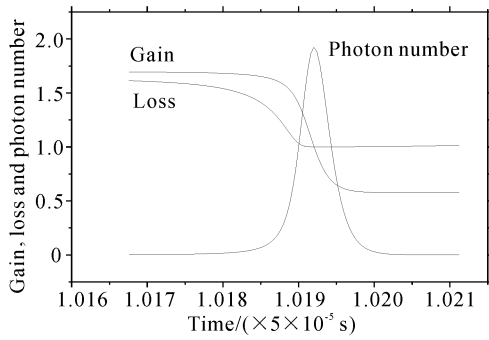


Fig. 3 The variation of gain, loss and photon number during the pulse generation (normalized)

损耗而迅速递减直至振荡停止。如果计算一段较长的时间,就可看到多脉冲的输出(图 4),增益由于持续的抽运而不断增长,当增益超过损耗后,产生一个光脉冲,增益减小至一个较低的水平。此后,饱和吸收体先由饱和状态恢复到未饱和,在损耗大于增益情况下,增益在持续的抽运下又开始新一周期的增长,如此反复产生多脉冲。

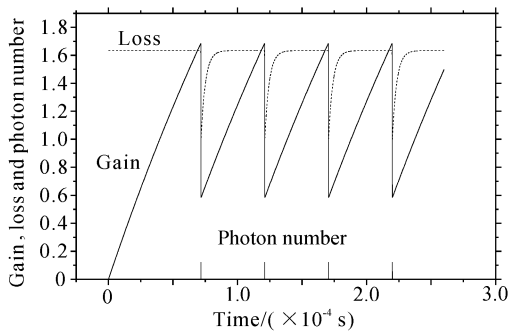


Fig. 4 The sequential output of pulses

### 3.3 自调 Q 脉冲各主要参量的计算

参照文献[3]中,在产生脉冲阶段忽略抽运项和弛豫项的影响,速率方程写成

$$\begin{cases} d\phi/d\tau = [G - \delta(1-\beta)A - 1]\phi, & (13a) \\ dG/d\tau = -\gamma G\phi, & (13b) \\ dA/d\tau = -\delta A\phi, & (13c) \end{cases}$$

由(13b)和(13c)两式得出

$$A/A_0 = (G/G_0)^{\delta/\gamma}. \quad (14)$$

其中  $G_0$  和  $A_0$  分别为  $G$  和  $A$  的初始值,将(14)式代入(13a)式并与(13b)式联立解出

$$\phi - \phi_0 = (1/\gamma) [G_0 - G - \ln(G_0/G)] - (1-\beta)A_0 [1 - (G_0/G)^{-\delta/\gamma}]. \quad (15)$$

在脉冲峰值处  $d\phi/d\tau = 0$ , 由(13a)式和(14)式得到峰值处的  $G_p$ :

$$G_p - \delta(1-\beta)A_0 (G_p - G_0)^{-\delta/\gamma} = 1, \quad (16)$$

将  $G_p$  代入(14)式得到峰值处的  $\phi_p$ :

$$\phi_p = \phi_0 + (1/\gamma) [(G_0 - G_p) - \ln(G_0/G_p)] - (1-\beta)A_0 [1 - (G_0/G_p)^{-\delta/\gamma}]. \quad (17)$$

因而可求得峰值功率  $P_{\text{peak}}$ :

$$P_{\text{peak}} = \frac{\ln(1/r)}{t_r} h\nu \frac{\phi_p}{K_g \tau_c}, \quad (18)$$

其中  $r$  为输出耦合镜的反射率。

由速率方程(13) 还可得到

$$d\phi = -(1/\gamma)dG + (1-\beta)dA - \phi d\tau. \quad (19)$$

对整个脉冲积分得,且在脉冲开始和结束时光子数近似为 0,即  $\phi_i \approx \phi_0 \approx 0$ 。

$$\int \phi d\tau = \frac{1}{\gamma} (G_0 - G_f) - (1-\beta)A_0 [1 - (G_0/G_f)^{-\delta/\gamma}], \quad (20)$$

由(15)式

$$G_0 - G_f = \ln(G_0/G_f) + \gamma(1-\beta)A_0 [1 - (G_0/G_f)^{-\delta/\gamma}], \quad (21)$$

将(21)式代入(20)式,可以写出更简洁的形式:

$$\int \phi d\tau = \frac{1}{\gamma} \ln\left(\frac{G_0}{G_f}\right). \quad (22)$$

当增益略大于损耗时,脉冲开始产生,因此增益  $G$  的初始值  $G_0$  为

$$G_0 = \delta(1-\beta)A_0 + 1, \quad (23)$$

脉冲能量

$$E = \int P dt = \frac{\ln(1/r)}{t_r} \int \frac{\phi}{K_g \tau_c} \tau_c' d\tau = \frac{\ln(1/r) h\nu}{K_g t_r \gamma} \ln\left(\frac{G_0}{G_f}\right), \quad (24)$$

粗略估算脉冲宽度为  $\tau_p = E/P_p$ , 若想得到准确的结果必需考虑脉冲的形状。脉冲的能量利用率

$$\gamma = (1/\gamma) \ln(G_0/G_f) (1/G_0).$$

理论分析和数值计算表明,如图 5 所示,饱和吸收体的初始透过率越低,脉冲宽度越小,同时脉冲宽度还随不同的耦合输出存在一个极小值。因此要获得短脉冲,需使用初始透过率较低的饱和吸收体。

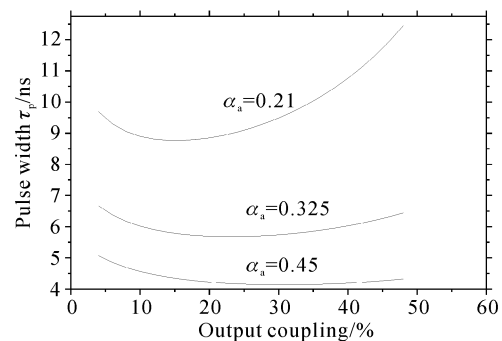


Fig. 5 The relation between pulse width and output coupling

使用初始透过率较高的饱和吸收体,调整耦合输出对脉冲宽度影响较为显著。

如图 6 所示,饱和吸收体的初始透过率越低,单脉冲能量越大。如果饱和吸收体的(a 过小(即初始透过率高),则不利于用调整输出耦合提高单脉冲能量。

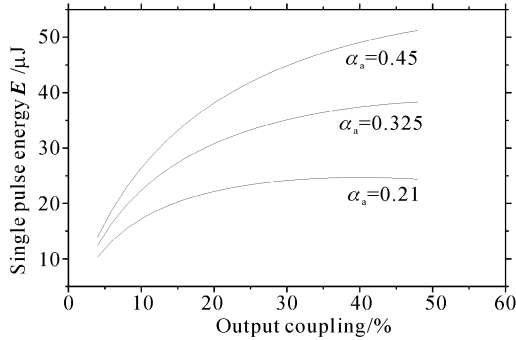


Fig. 6 The relation between single pulse energy and output coupling

以下我们将计算自调 Q 激光器连续脉冲输出的重复频率和平均输出功率。脉冲产生后增益由  $G_0$  减至  $G_f$ ,腔内不再有光子,损耗大于增益,上能级粒子数在抽运和弛豫项共同作用下逐渐增长,增益随时间变化的关系如下:

$$G(t) = G_f + (R\tau'_g - G_f)[1 - \exp(-t/\tau'_g)], \quad (25)$$

调 Q 激光器稳定输出后,每次脉冲前后的  $G_0$  和  $G_f$  都是相同的,因此当  $G(t) = G_0$  时,新的脉冲又产生了。这段抽运积累的时间  $\tau_{\text{pump}}$  为

$$\tau_{\text{pump}} = \tau'_g \ln\left(\frac{R\tau'_g - G_f}{R\tau'_g - G_0}\right), \quad (26)$$

在脉冲振荡期间,增益由  $G_0$  减至  $G_f$ ,这段时间为脉冲全宽。以下给出脉冲全宽的公式。将(13b)和(15)两式联立,可以给出只含  $G$  的微分方程:

$$dG/dt = g(G), \quad (27)$$

其中

$$g(G) = -G\{G_0 - G - \ln(G_0/G) - \gamma(1-\beta)A_0[1 - (G_0/G_f)^{-\delta/\gamma}]\}.$$

整理方程再两边积分,则

$$\int_0^t d\tau = \int_{G_0}^G \frac{dG}{g(G)}, \quad (28)$$

由上式,可以计算出脉冲的形状,并得到脉冲全宽  $\tau_{\text{full}}$ :

$$\tau_{\text{full}} = \int_{G_0}^{G_f} \frac{dG}{g(G)}, \quad (29)$$

脉冲的重复频率  $f$  为

$$f = 1/(\tau_{\text{pump}} + \tau_{\text{full}}), \quad (30)$$

连续脉冲输出的平均功率  $\bar{P}_{\text{out}}$  等于单脉冲能量乘以重复频率:

$$\bar{P}_{\text{out}} = E \times f = E/(\tau_{\text{pump}} + \tau_{\text{full}}). \quad (31)$$

至此自调 Q 激光器的峰值功率、单脉冲能量、脉冲宽度、能量利用率、重复频率、平均输出功率都可以计算得出。

### 3.4 光-光效率最大的自调 Q 晶体的最佳长度

对于自调 Q 激光器来说,由于饱和吸收体激发态的吸收,还存在使光-光功率最大的最佳自调 Q 晶体长度。为得到这一结论可作以下近似:1) 脉冲全宽远小于抽运积累时间,即  $\tau_{\text{full}} \ll \tau_{\text{pump}}$ ;2) 脉冲增益 ( $G_0, G_f$ ) 远小于抽运,即  $G_0, G_f \ll R\tau'_g$ ;3) 由图 3、图 4 可看出  $G_f \approx G_0/3$ 。

这三条近似在实际情况下是可以满足的,因为自调 Q 脉冲全宽是纳秒量级的,而抽运积累时间大约十几微秒以上;增益是与激光上能级反转粒子数成正比的,光脉冲的振荡基本上耗尽了上能级反转粒子数,使其降低了几个数量级。因此脉冲间的间隔时间  $\tau$  近似等于抽运积累时间  $\tau_{\text{pump}}$ , 即  $\tau \approx \tau'_g \ln\left(\frac{R\tau'_g - G_f}{R\tau'_g - G_0}\right)$ 。由上可得脉冲重复时间  $\tau \approx (G_0 - G_f)/R$ , 则有  $\tau \approx \frac{2}{3} \frac{G_0}{R}$  重复频率  $f \approx \frac{3}{2} \frac{R}{G_0}$ , 即重复频率与抽运功率成正比,这在实验中已得到了证实。实际的脉冲重复时间  $t$  等于归一化的脉冲重复时间  $\tau$  乘以  $\tau'_c$ , 即  $t = \tau \times \tau'_c$ 。

脉冲平均输出功率为

$$\bar{P}_{\text{out}} = \frac{E}{t} = \frac{\ln(1/r)h\nu}{K_g t_r \gamma} \times \frac{\ln(G_0/G_f)}{G_0} \times \frac{R}{\tau'_c}, \quad (32)$$

由  $R$  的定义和(9)式,可得

$$\bar{P}_{\text{out}} = \frac{3}{2} \frac{\ln(1/r)h\nu}{t_r h\nu_p} \eta [1 - \exp(-ad)] \tau'_c P_{\text{pump}}, \quad (33)$$

而  $1/\tau'_c = 1/\tau_c + \beta K_a N_{a0}$ , 并由  $K_a, N_{a0}$  的定义,则有

$$\tau'_c = t_r / (\beta 2\alpha_a d + \delta), \quad (34)$$

将(34)式代入(33)式中,可得

$$\bar{P}_{\text{out}} = \ln(1/r) \frac{h\nu}{h\nu_p} \eta \left[ \frac{1 - \exp(-ad)}{\beta 2\alpha_a d + \delta} \right] P_{\text{pump}}. \quad (35)$$

上式表明,存在最佳长度  $d$  使得  $\bar{P}_{\text{out}}/P_{\text{pump}}$  最大。其物理意义为,晶体长度的增加使得晶体能吸收更多的抽运光,并使能量利用率增加,但饱和吸收体上能级激发态吸收引起的损耗也增强了,将有一个合适的长度使平均输出功率最大。自调 Q 激光器的光-光效率(平均输出功率除以抽运功率)为

$$\eta_{e-e} = \bar{P}_{out}/P_{pump} = \ln\left(\frac{1}{r}\right) \frac{h\nu}{h\nu_p} \frac{\ln(G_0/G_r)}{\gamma G_0} \left[ \frac{1 - \exp(-ad)}{\beta 2\alpha_a d + \delta} \right], \quad (36)$$

由(23)式及  $A = N_a K_g \tau'_c$  和  $\delta = K_a/K_g$ , 可得

$$G_a = K_a(1 - \beta)N_{a0}\tau'_c + 1. \quad (37)$$

又由式(34)及  $K_a, N_{a0}$  的定义, 可得

$$G_0 = (1 - \beta) \frac{2\alpha_a d}{t_r} \frac{t_r}{\beta 2\alpha_a d + \delta} + 1 = \frac{\delta + 2\alpha_a d}{\delta + \beta 2\alpha_a d}, \quad (38)$$

代回(36)式, 并利用  $G_r \approx G_0/3$ , 则有

$$\eta_{e-e} = \ln\left(\frac{1}{r}\right) \frac{\nu}{\nu_p} \frac{\ln 3}{\gamma} \left[ \frac{1 - \exp(-ad)}{2\alpha_a d + \delta} \right]. \quad (39)$$

令  $\partial\eta_{e-e}/\partial d = 0$ , 可求出

$$\exp(ad) - ad = 1 + (\alpha/2\alpha_a)L. \quad (40)$$

我们发现上式与(11)式一致, 两式中的  $\delta$  和  $L$  的物理意义是相同的。因而我们同样可以得出当光-光效率最大时自调 Q 晶体的最佳长度  $d$  与损耗的关系也如图 1 所示。

**结论** 本文通过简化自调 Q 速率方程, 在对自调 Q 激光二极管抽运固体激光器进行了数值模拟的基础上, 通过求其解析解计算出了自调 Q 脉冲的峰值功率、单脉冲能量、脉冲宽度、能量利用率、重复频率、平均输出功率等重要参量。并分别得到了使抽运阈值功率最小的最佳自调 Q 晶体长度和使光-光效率最大的最佳自调 Q 晶体长度, 两者的结果是一致的。由于自调 Q 激光器存在最佳晶体长度, 因此在设计自调 Q 激光器时不仅要考虑谐振腔结构、输出耦合、

饱和吸收体的初始透过率等因素, 还要考虑自调 Q 晶体长度的影响。

### 参 考 文 献

- 1 Siegman A E. *Lasers*. Mill Valley, CA Univ. Sci. Books, 1986. 1024~1026
- 2 Zayhowski J J, Kelley P L *et al.*. Optimization of Q-switched lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(9):2220~2225
- 3 Wu Nianle, Lu Yajun. Lu Xinghua *et al.*. Analytical solution for passive Q-switching with Cr-ion doped saturable absorber. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1996, **16**(12):1813~1818
- 4 Shimony Y, Burshtein Z, Baranga A B *et al.*. Repetitive Q-switching of a CW Nd:YAG laser using Cr:YAG saturable absorber. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32**(2):305~310
- 5 Xiao G, Bass M. A generalized model for passively Q-switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, **33**(1):41~44
- 6 Kuo Y, Huang M, Birnbaum M. Tunable Cr:YSO Q-switched Cr:LiCAF laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(4):657~663
- 7 Degnan J J. Optimization of passively Q-switched lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **31**(11):1890~1901
- 8 Zhang X, Zhao S, Wang Q *et al.*. Optimization of Cr<sup>4+</sup>-doped saturable-absorber Q-switched lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, **33**(12):2286~2294
- 9 Powell H T, Wolga G J. Repetitive passive Q switching of single-frequency lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971, **7**(6):213~219
- 10 Baldwin G D. Output power calculations for a continuously pumped Q-switched YAG:Nd<sup>3+</sup> laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971, **7**(6):220~224

## Theoretical Analysis for Self-Q-Switched Laser Diode Pumped Solid-State Laser

Xu Zhen He Yongxue Wu Nianle Li Shiqun

(Key Laboratory for Quantum Information and Measurement of Ministry of Education;  
Department of Modern Applied Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

(Received 8 August 2002; revised 11 October 2002)

**Abstract:** The behavior of self-Q-switched diode pumped solid-state laser (DPSSL) has been investigated by numerical simulation by using the rate equations of solid-state lasers. Analytical formulas for the peak power, pulse energy, pulse width, energy extraction efficiency, repetition rate and average output power are derived. The optimal length of self-Q-switch crystal with minimized threshold pump power and the optimal length with maximized light-light efficiency are obtained.

**Key words:** laser; laser diode pumped solid-state laser; self-Q-switched; optimal length of crystal