

## 椭圆高斯分布半导体激光器泵浦被动调 Q 激光器的优化

罗小贤, 赵柏秦, 纪亚飞, 庞 艺

(中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

**摘要:** 在考虑泵浦光束和初始反转粒子数椭圆高斯分布的条件下, 确定了新的调 Q 耦合速率方程。在椭圆高斯分布近似下, 通过数值分析的方法针对脉冲能量进行优化, 首次得到了归一化的脉冲能量和反射镜反射率等关键参数与无量纲变量  $z$  的关系曲线。文中以半导体激光器贴近端面泵浦,  $\text{Cr}^{++}:\text{YAG}$  作为饱和吸收体的  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  被动调 Q 激光器为例进行了脉冲能量优化计算, 在小信号透过率为 75%, 反射率 91.8% 时, 对应最大脉冲能量 1.5  $\mu\text{J}$ , 峰值功率 81 W, 脉冲宽度 18.4 ns。选用小信号透过率为 73.4% 的饱和吸收体和反射率为 87% 的反射镜进行实验验证, 得到的脉冲能量为 1.25  $\mu\text{J}$ , 峰值功率为 76.4 W, 脉冲宽度为 16.3 ns。理论计算与实验结果基本相符。

**关键词:** 椭圆高斯分布; 调 Q 速率方程; 数值计算; 优化

**中图分类号:** O436.1   **文献标志码:** A   **DOI:** 10.3788/IRLA201746.0305003

## Optimization of passively Q-switched lasers pumped by ellipse Gaussian distribution LD

Luo Xiaoxian, Zhao Baiqin, Ji Yafei, Pang Yi

(Institute of Semiconductor, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

**Abstract:** New coupler Q switch rate equations were obtained by taking account that the intracavity photo density and the initial population-inversion density are both ellipse Gaussian distributed. The space dependent rate equations were solved numerically. The key parameters like maximum energy, optimized reflectivity, and optimized small signal transparency were determined under the ellipse Gaussian distribution approximation, and a group of general curves were generated for the first time. The optimal calculations for a diode laser near end pumped passively  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  laser was presented to demonstrate the use of the curves and related formulas, the maximal pulse energy of 1.5  $\mu\text{J}$ , peak power 81 W, and pulse width 18.4 ns can be obtained when small signal transparency  $T_0$  is 75% and reflectivity 91.8% after calculation. The pulse energy of 1.25  $\mu\text{J}$ , peak power 76.4 W and pulse width 16.3 ns was obtained by using a saturable absorber with 73.4% small signal transparency and a 87% reflector in experiments. Experiments agree with theoretical results well.

**Key words:** ellipse Gaussian distribution; Q-switch rate equation; numerical computing; optimization

收稿日期: 2016-07-05; 修订日期: 2016-08-10

作者简介: 罗小贤(1988-), 男, 博士生, 主要从事窄脉冲被动调 Q 固体激光器方面的研究。Email: luoxiaoxian11@mails.ucas.ac.cn

导师简介: 赵柏秦(1961-), 男, 研究员, 博士生导师, 博士, 主要从事新型光电子器件及传感器方面的研究。Email: bqzhao@semi.ac.cn

## 0 引言

调 Q 固体激光器因其具有高功率、高重复、窄脉宽等特性,在遥感、测距、激光手术等领域有着广泛的应用<sup>[1-2]</sup>。被动调 Q 激光器与主动调 Q 激光器相比具有结构简单,更容易小型化的优势。中国科学院长春光学精密机械研究所余锦利用国产量子阱二极管泵浦,在重复频率为 158.7 kHz 的情况下,得到了脉冲宽度为 32 ns,输出脉冲能量为 0.19 μJ 的被动调 Q 固体激光器。董磊等人<sup>[3]</sup>利用声光调 Q 的方式获得了脉宽 28 ns,峰值功率 6.5 kW 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器<sup>[4]</sup>。为了获得更高的峰值功率、更大的单脉冲能量,更窄的脉冲宽度,科研人员提出了一系列的优化方法。Degnan 通过求解耦合速率方程首次得到了最佳化参数跟无量纲参量  $z$  的关系式。Xiao 等人<sup>[5]</sup>在考虑饱和吸收体激发态吸收的情况下进一步进行了优化。Zhang<sup>[6]</sup>建立了在泵浦光和阈值反转粒子数高斯分布条件下的调 Q 激光器速率方程模型。李德春<sup>[7]</sup>在此基础上进行了调 Q 优化的求解<sup>[8]</sup>。但对于半导体激光器贴近端面泵浦的固体激光器来说,泵浦光并不是一个标准的圆形高斯分布,而是一个椭圆高斯分布。针对椭圆分布的调 Q 耦合速率方程的模型还未见报道。

文中在泵浦光束和阈值反转粒子数椭圆高斯分布的近似下,重新推导了调 Q 激光器耦合速率方程。并利用数值计算的方法,确定了在一定的初始阈值反转粒子数条件下,最大脉冲能量时对应的饱和吸收体小信号透过率和反射镜反射率,得到了一系列关键参数与无量纲变量  $z$  的关系曲线。以 Nd:YVO<sub>4</sub> 被动调 Q 激光器为例进行了实际计算。并选用与能量最优化接近的可饱和吸收体和反射镜进行实验验证。

## 1 激光器速率方程和求解

在考虑了泵浦光、增益介质反转粒子数密度、饱和吸收体基态粒子数密度、谐振激光横向空间分布的条件下,调 Q 激光器的三个耦合速率方程可以修正为如下形式:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \phi(x, y, t)}{\partial t} dx dy = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, y, t) dx dy}{t_r} \{ 2\sigma n(x, y, t) l - 2\sigma^s n_g(x, y, t) d - 2\sigma^e [n_{g0} - n_g(x, y, t)] d -$$

$$\ln\left(\frac{1}{R}\right) - L \} dx dy \quad (1)$$

式中:  $\sigma$  为激质晶体受激发射截面面积;  $\sigma^s$ 、 $\sigma^e$  分别为饱和吸收体基态和激发态受激吸收截面;  $t_r$  为激光往返谐振腔时间;  $R$  为输出腔面反射率;  $\gamma$  为反转衰减因子;  $l$  为激质晶体长度;  $d$  为饱和吸收体长度;  $c$  为真空光速;  $S_g$ 、 $S_s$  分别为激质晶体和可饱和吸收体中谐振激光横截面积;  $L$  为光波往返谐振腔的散射等其他损耗。

$$\frac{\partial n(x, y, t)}{\partial t} = -\gamma \sigma c n(x, y, t) \phi(x, y, t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_g(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{S_g}{S_s} \sigma^s c n_g(x, y, t) \phi(x, y, t) \quad (3)$$

式中:  $\phi(x, y, t)$ 、 $n(x, y, t)$ 、 $n_g(x, y, t)$  分别为光子数密度、反转粒子数密度、饱和吸收体基态粒子数密度的时间空间分布函数。选取反转粒子数达到初始阈值点作为时间零点可得到如下初始条件:

$$n(x, y, 0) = n(0, 0, 0) \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_{px}^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega_{py}^2}\right) \quad (4)$$

$$\phi(x, y, 0) = \phi(0, 0, 0) \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_L^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega_L^2}\right) \quad (5)$$

$$n_g(x, y, 0) = n_{g0} \quad (6)$$

式中:  $\omega_{px}$ 、 $\omega_{py}$ 、 $\omega_L$  分别表示泵浦光束水平方向和垂直方向的光斑半径和谐振激光半径。将公式(4)~(6)代入公式(2)、(3)并积分可得:

$$n(x, y, t) = n(0, 0, 0) \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_{px}^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega_{py}^2}\right) \exp\left[-\sigma \gamma c \int_0^t \phi(0, 0, t) dt \exp\left[-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2}\right]\right] \quad (7)$$

$$n_g(x, y, t) = n_{g0} \exp\left\{-\frac{S_g}{S_s} \sigma^s c \int_0^t \phi(0, 0, t) dt \cdot \exp\left[-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2}\right]\right\} \quad (8)$$

将公式(7)、(8)代入公式(1)并化简可得:

$$\frac{\partial \phi(0, 0, t)}{\partial t} = \frac{4\sigma n(0, 0, 0) l \phi(0, 0, t)}{\pi \omega_L^2 t_r} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\gamma \sigma c \int_0^t \phi(0, 0, t) dt \exp\left[-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2}\right]\right] \exp\left[-2x^2\left(\frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{px}^2}\right)\right] \exp\left[-2y^2\left(\frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{py}^2}\right)\right] dx dy - \frac{4(\sigma^s - \sigma^e) d \phi(0, 0, t) n_{g0}}{\pi \omega_L^2 t_r}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ -\frac{S_s \sigma^e c}{S_s} \int_0^t \phi(0, 0, t) dt \exp \left[ -\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2} \right] \right] \exp \left[ -\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2} \right] dx dy - \frac{\phi(0, 0, t)}{t_r} \left[ \ln \left( \frac{1}{R} \right) + \frac{\sigma^e}{\sigma^g} \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L \right] \quad (9)$$

$$\delta = \frac{\sigma^e}{\sigma^g} \quad (17)$$

$$N = \frac{\ln \left( \frac{1}{R} \right) + \delta \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L}{\ln \left( \frac{1}{R} \right) + \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L} \quad (18)$$

$$\alpha = \frac{S_s \sigma^g}{S_s \sigma^g} \quad (19)$$

其中:

$$T_0 = \exp(-\sigma^g n_{g0} d) \quad (10)$$

令公式(9)为 0 可以得到初始阈值反转粒子数:

$$n(0, 0, 0) = \frac{\ln \left( \frac{1}{R} \right) + \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L}{2\sigma t} \frac{\sqrt{(\omega_L^2 + \omega_{px}^2)(\omega_L^2 + \omega_{py}^2)}}{\omega_{px} \omega_{py}} \quad (11)$$

令归一化时间为:

$$\tau = \frac{t}{t_r} \left[ \ln \left( \frac{1}{R} \right) + \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L \right] \quad (12)$$

设辅助变量  $h$  为:

$$h = \exp \left[ -\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2} \right] \quad (13)$$

将公式(12)、(13)代入公式(9)可得:

$$\frac{\partial \phi(0, 0, \tau)}{\partial \tau} = \frac{2\sqrt{(\omega_L^2 + \omega_{px}^2)(\omega_L^2 + \omega_{py}^2)}}{\omega_{px} \omega_{py}} \frac{\phi(0, 0, \tau)}{\pi \omega_L^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ -2x^2 \left( \frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{px}^2} \right) \right] \exp \left[ -2y^2 \left( \frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{py}^2} \right) \right] \exp \left\{ -\gamma \sigma c \int_0^{\tau} \phi(0, 0, t) dt \exp \left[ -\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2} \right] \right\} dx dy - \frac{2(\sigma^g - \sigma^e) d \phi(0, 0, t) n_{g0}}{\left[ \ln \left( \frac{1}{R} \right) + \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L \right]} \int_0^1 \exp \left[ -\frac{S_s \sigma^e c h}{S_s} \int_0^{\tau} \phi(0, 0, t) dt \right] dh - \phi(0, 0, \tau) \frac{\ln \left( \frac{1}{R} \right) + \frac{\sigma^e}{\sigma^g} \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L}{\ln \left( \frac{1}{R} \right) + \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L} \quad (14)$$

增加辅助变量如下:

$$\beta = \frac{\omega_{px} \omega_{py}}{\sqrt{(\omega_L^2 + \omega_{px}^2)(\omega_L^2 + \omega_{py}^2)}} \quad (15)$$

$$\Phi(x, y, \tau) = \phi(x, y, \tau) \frac{2\gamma \sigma l'}{\ln \left( \frac{1}{R} \right) + \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L} \quad (16)$$

$$A(\tau) = \int_0^{\tau} \Phi(0, 0, \tau) d\tau \quad (20)$$

式中:  $l'$  为谐振腔光程长度。将公式(15)~(20)代入公式(14), 并对  $h$  积分可得:

$$\frac{\partial \Phi(0, 0, \tau)}{\partial \tau} = \frac{2\Phi(0, 0, \tau)}{\pi \omega_L^2 \beta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ -2x^2 \left( \frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{px}^2} \right) \right] \exp \left[ -2y^2 \left( \frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{py}^2} \right) \right] \exp \left\{ -A(\tau) \exp \left[ -\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2} \right] \right\} dx dy - (1-N) \frac{1 - \exp[-\alpha A(\tau)] \Phi(0, 0, \tau) - N \Phi(0, 0, \tau)}{\alpha A(\tau)} \quad (21)$$

输出功率为单位时间内通过输出腔面损失的光子数的能量, 对功率进行积分可以得到脉冲能量, 脉冲宽度近似为单脉冲能量和峰值功率的比值:

$$P_m = \frac{h\nu A l_c}{2t_r} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \phi_m = \frac{h\nu \pi \omega_L^2 l_c}{4\sigma \gamma t_r l'} \left[ \ln \left( \frac{1}{R} \right) + \ln \left( \frac{1}{T_0^2} \right) + L \right] \ln \left( \frac{1}{R} \right) \Phi_m \quad (22)$$

$$E = \frac{\pi \omega_L^2}{2} h\nu \ln \left( \frac{1}{R} \right) \int_0^{\infty} \phi dt = \frac{\pi \omega_L^2 h\nu}{4\sigma \gamma} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \int_0^{\infty} \Phi(0, \tau) d\tau \quad (23)$$

$$w = \frac{E}{P_m} \quad (24)$$

式中:  $A$  为谐振腔内光子横截面积;  $l_c$  为谐振腔长;  $p_m$ 、 $\phi_m$ 、 $\Phi_m$  分别为脉冲峰值功率、最大光子数密度和归一化最大光子数密度。这里考虑到短腔长激光器的腔长和光程不相等, 所以比通常功率的表达式多出了个  $\frac{l_c}{l'}$  的比值。

## 2 最大化脉冲能量

调 Q 激光器的优化主要是在一定的泵浦条件

下, 调整小信号透过率和输出镜反射率来最大化输出峰值功率、脉冲能量或者最窄化脉冲宽度。为了跟圆对称高斯优化的文章进行对比, 笔者这里根据上节推导出的表达式, 也以最大化脉冲能量为例来展示具体优化计算过程。定义如下辅助变量:

$$x = \frac{(1-\delta)\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{2\beta\sigma n(0,0,0)l} \quad (25)$$

$$y = \frac{(1-\delta)\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)}{2\beta\sigma n(0,0,0)l} \quad (26)$$

$$z = \frac{(1-\delta)L}{2\beta\sigma n(0,0,0)l} + \delta \quad (27)$$

公式(11)和(9)可以简化为:

$$x+y+z=1 \quad (28)$$

$$\frac{\partial \Phi(0,0,\tau)}{\partial \tau} = \frac{2\Phi(0,0,\tau)}{\pi\omega_L\beta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-2x^2\left(\frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{px}^2}\right)\right] \exp\left[-2y^2\left(\frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_{py}^2}\right)\right] \exp\left[-A(\tau)\exp\left[-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_L^2}\right]\right] dx dy - \Phi(0,0,\tau)[1-(x+z)] \frac{1-\exp[-\alpha A(\tau)]}{\alpha A(\tau)} - \Phi(0,0,\tau)(x+z) \quad (29)$$

定义如下归一化的峰值功率、脉冲能量和脉冲宽度:

$$e = \frac{4\sigma\gamma}{\pi\omega_L^2 h\nu} \frac{(1-\delta)}{2\beta\sigma n(0,0,0)l} E \quad (30)$$

$$p = \frac{4\sigma\gamma t_l l'}{\pi\omega_L^2 h\nu l_c} \frac{(1-\delta)}{[2\beta\sigma n(0,0,0)l]^2} P_m \quad (31)$$

$$w = \frac{2\beta\sigma n(0,0,0)l^* l_c}{t_l l'} W \quad (32)$$

将  $P_m$ 、 $E$ 、 $W$  的表达式带入公式(30)~(32)可得:

$$e = x \int_0^{\infty} \Phi(0,0,\tau) d\tau \quad (33)$$

$$p = x\Phi_m \quad (34)$$

$$w = \frac{e}{p} \quad (35)$$

在归一化无量纲量  $z$  为定值时, 通过数值计算方式求解公式(29), 得到归一化光子数密度跟  $x$  的关系, 带入公式(33)得到归一化脉冲能量和  $x$  的关系, 求得脉冲能量最大时  $x$  对应的值, 再通过公式(28)计

算出优化的  $y$  值。最后利用公式(25)、(26)可以得到脉冲能量最大化时对应的饱和吸收体小信号透过率和反射镜反射率。通过求解公式(30)~(32)可以得到对应的脉冲能量、峰值功率和脉冲宽度。

为了与标准高斯光束近似的计算结果进行比较, 笔者对椭圆长短轴半径相等(设为  $\omega_p$ )的情况进行了计算。此时椭圆分布退化为标准的高斯分布。图 1、2 分别对应时优化的  $x_{opt}$  值和归一化能量  $e_{max}$  与无量纲变量  $z$  的关系。与高斯光束近似结果基本一致<sup>[9]</sup>。

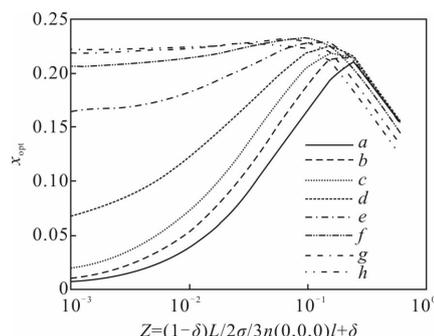


图 1 被动调 Q 激光器脉冲能量最大化时  $x_{opt}$  和  $z$  的关系  $a, b, c, d, e, f, g, h$  分别对应  $(\omega_L/\omega_p)^2=0, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8$

Fig.1 Dependency of  $x_{opt}$  on  $z$  when the laser is an energy maximized passively Q-switch laser  $(\omega_L/\omega_p)^2=0, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8$  for  $a, b, c, d, e, f, g, h$

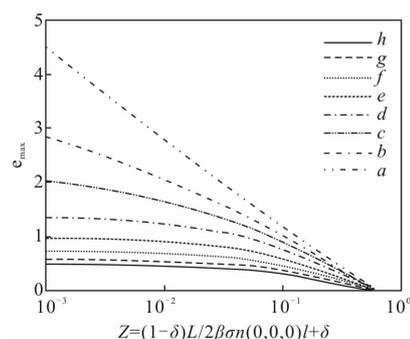


图 2 被动调 Q 激光器脉冲能量最大化时  $e_{max}$  和  $z$  的关系  $a, b, c, d, e, f, g, h$  分别对应  $(\omega_L/\omega_p)^2=0, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8$

Fig.2 Dependency of  $x_{opt}$  on  $z$  when the laser is an energy maximized passively Q-switch laser  $(\omega_L/\omega_p)^2=0, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8$  for  $a, b, c, d, e, f, g, h$

由公式(25)可知反射率  $R$  和  $x$  呈负相关。当  $\frac{\omega_L}{\omega_p}$  一定时, 由图 1 可知随着  $z$  的增大, 最佳反射率先下降后增大, 拐点在 0.1 附近。当  $z$  较小时 ( $<0.1$ ),  $z$  一定时, 最佳反射率随着  $\frac{\omega_L}{\omega_p}$  比值的增大而下降;  $z$  较大

时,变化趋势相反。由图 2 可以看出  $z$  一定时,脉冲能量随着  $\frac{\omega_L}{\omega_p}$  的下降而单调增大。

图 3、图 4 分别是在椭圆高斯分布情况下,  $x_{opt}$  以及归一化能量  $e_{max}$  和  $z$  的关系。中曲线  $a$  对应  $(\omega_L/\omega_{px})^2=0.125, (\omega_L/\omega_{py})^2=0.5$ , 曲线  $b$  对应  $(\omega_L/\omega_{px})^2=2, (\omega_L/\omega_{py})^2=0.5$ , 曲线  $c$  对应  $(\omega_L/\omega_{px})^2=2, (\omega_L/\omega_{py})^2=8$ 。将图 3 和图 4 中的曲线分别和图 1 图 2 中的曲线进行对比可以发现, 椭圆分布的结果介于高斯近似光斑半径分别取垂直方向和水平方向半径之间, 当泵浦光斑水平垂直方向半径均大于激光半径时, 椭圆对称和圆形对称的差别较大, 当泵浦光斑水平垂直方向半径均小于激光半径时, 两者结果相差不大。

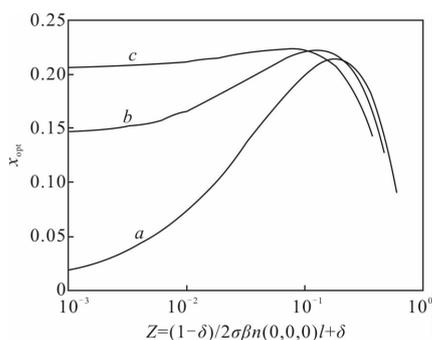


图 3 椭圆近似时, 脉冲能量最大化时  $x_{opt}$  和  $z$  的关系曲线  
Fig.3 Plot of  $x_{opt}$  vs  $z$ , for maximizing pulse energy at ellipse Gaussian distribution assumption

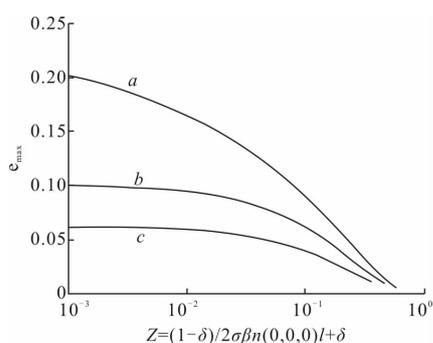


图 4 归一化最大脉冲能量  $e$  跟  $z$  的关系曲线  
Fig.4 Plot of normalized maximizing pulse energy  $e$  vs  $z$

### 3 应用和实验验证

在上一节展示了能量最大化时归一化的  $x_{opt}, e_{max}$  和无量纲  $z$  的关系曲线。这一节笔者以一个半导体激光器贴近端面泵浦的使用  $Cr^{4+}:YAG$  饱和吸收体

被动调 Q 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器为例, 展示整个优化过程。实验装置如图 5 所示。Nd:YVO<sub>4</sub> 掺杂浓度为 1 atm.%, 长为 2 mm, 采用  $\pi$  偏振泵浦, 辐射截面为  $2.5e-18 \text{ cm}^2$ , 贴近半导体激光器一端镀 1 064 高反膜, 808 高透膜, 充当平凹腔的平面镜, 整个谐振腔长为 6 mm, 光程为 9.15 mm, 可以看出小型化的固体激光器不能认为光程和谐振腔长度一致。根据谐振腔理论可以算出谐振激光平均半径约为  $130 \mu\text{m}$ 。根据半导体激光器的发散角和出光面尺寸和晶体厚度可以计算出  $\omega_{px}$  约为  $200 \mu\text{m}$ ,  $\omega_{py}$  约为  $500 \mu\text{m}$ 。

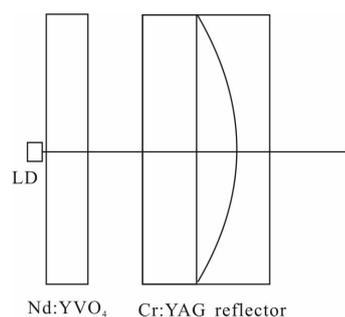


图 5 Nd:YVO<sub>4</sub> 被动调 Q 激光器结构示意图

Fig.5 Schematic of Nd:YVO<sub>4</sub> passively Q-switched solid state laser

激光器的其他相关参数见表 1<sup>[10]</sup>。调 Q 激光器的设计重复频率  $F$  为 40 kHz。根据公式  $n_i = \frac{P_{LD}}{h\nu S_g l F}$ <sup>[11]</sup> 计算可得初始阈值反转粒子数密度为  $8.52e17 \text{ cm}^{-3}$ 。

表 1 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器相关参数

Tab.1 Parameters of Nd:YVO<sub>4</sub> laser

Parameters	Value
$\sigma/\text{cm}^2$	$2.5e-18$
$\sigma^e/\text{cm}^2$	$4.3e-18$
$\sigma^f/\text{cm}^2$	$8.2e-19$
$\gamma=f_a+f_b$	$0.48+0.23=0.71$
$\beta$	0.55
$S_g/S_s$	0.82
$\alpha_g$	2.0
$L$	0.03
$P_{LD}/W$	1.0

带入公式(27)可得  $z=0.226$ 。根据  $x_{opt}$  和  $z$  的曲线关系, 可得能量最大化时对应的  $x_{opt}=0.101, y_{opt}=0.674, e_{max}=0.125, p=9.2e-4, w=136.6$ 。代入相应公式可以得到脉冲能量最大化时  $R_{opt}=91.8%, T_{opt}=75%, E=1.5 \mu J, P=81 W, W=18.4 ns$ 。

选用了反射率为 87% 的反射镜, 和小信号透过率为 73.4% 可饱和吸收体, 按照图 5 组装 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器。得到的脉冲波形如图 6 所示, 脉冲能量 1.25  $\mu J$ 、峰值功率达到 76.4 W、脉宽 16.3 ns。

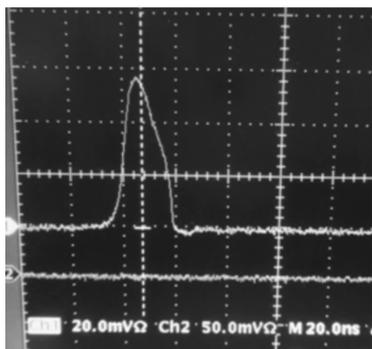


图 6 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器脉冲波形

Fig.6 Pulse waveform of Nd:YVO<sub>4</sub> laser

为了对比分析椭圆对称和圆对称高斯分布的计算结果, 针对此固体激光器参数, 采用正向计算, 根据公式(11)可得初始反转粒子数密度为  $9.71e17$ , 带入公式(25)、(27)可得  $x=0.143, z=0.22$ 。带入公式(29)可就得归一化光子数密度表达式, 再带入相应公式即可求得激光器相关参数。结果如表 2 所示。其中标准高斯光束的半径取为垂直和水平方向椭圆高斯光束半径的平均值。从表中可以看出椭圆高斯的计算结果比标准高斯的计算结果更接近实验结果。

表 2 计算和实验结果

Tab.2 Computing and experiments result

Scenario	$E/\mu J$	$P/W$	$W/ns$
1 dimension Gaussian distribution assumption	2.15	164	13.1
2 dimension Gaussian distribution assumption	1.57	102.6	15.3
Experiments	1.25	76.4	16.3

## 4 结论

在泵浦光和初始阈值反转粒子数椭圆高斯分布的近似下, 文中重新推导了调 Q 耦合速率方程。相比传统的高斯分布而言, 在直接贴近端面泵浦的情形下, 椭圆高斯的近似更接近光束的实际分布。利用数值计算的方法, 可以得到一系列脉冲能量最大化时的关键参数如归一化脉冲能量、峰值功率、脉冲宽度、小信号透过率以及输出镜反射率和无量纲量  $z$  的关系曲线。以半导体激光器贴近端面泵浦 Cr<sup>4+</sup>:YAG 作为饱和吸收体的 Nd:YVO<sub>4</sub> 被动调 Q 激光器为例对理论公式和曲线进行了实际计算。并选用了与计算结果接近的饱和吸收体和反射镜进行了实验验证。实验结果和理论计算基本相符, 证明了新模型的合理性。最后针对实际参数, 分别使用标准高斯分布和椭圆高斯分布进行正向计算, 椭圆高斯的计算结果更接近实际实验结果。新的模型对于贴近端面直接泵浦的固体激光器的优化设计具有一定的参考意义。

## 参考文献:

- [1] Kajava T T, Gaeta A L. Q switching of a diode-pumped, Nd:YAG laser with GaAs[J]. *Opt Lett*, 1996, 21(16): 1244-1246.
- [2] Dai Qin, Cui Jianfeng, Mao Youning, et al. Passively Q-switched narrow-pulse high-energy all solid-state lasers pumped by LD pulse [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(7): 2066-2069. (in Chinese)  
岱钦, 崔建丰, 毛有明, 等. LD 脉冲泵浦被动调 Q 窄脉冲大能量全固态激光器 [J]. *红外与激光工程*, 2014, 43(7): 2066-2069.
- [3] Yu Jin. High repeat frequency pulse Q-switch Nd:YVO<sub>4</sub>/Cr:YAG pumped by quantum LD [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2000, 8(1): 23-25. (in Chinese)  
余锦. 量子阱二极管泵浦的 Nd:YVO<sub>4</sub>/Cr:YAG 高重复率被动调 Q 激光器[J]. *光学精密工程*, 2000, 8(1): 23-25.
- [4] Dong Lei, Liu Xinyue, Chen Hao. Properties of pulse single-frequency laser and extra-cavity double frequency green laser [J]. *Chinese Optics*, 2015, 8(5): 800-805.
- [5] Degnan J J. Optimization of passively Q-switched lasers [J]. *Quant Electron*, 1995, 31(11): 1898-1891.
- [6] Xiao G, Bass M. A generalized model for passively Q-switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber[J]. *Quantum Electron*, 1997, (33): 41-44.

- [7] Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu, et al. Modeling of passively Q-switched lasers [J]. *Opt Soc Amer B*, 2000, (17): 1166–1175.
- [8] Li Dechun, Zhao Shengzhi, Li Guiqiu, et al. Optimization of passively Q-switched lasers by taking into account intracavity laser spatial distribution[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2005, 37: 927–942.
- [9] Li Dechun. Optimization of the key parameters of all solid-state Q-switched lasers [D]. Jinan: Shandong University, 2007. (in Chinese)  
李德春. 全固态调 Q 激光器关键性能参数的优化 [D]. 济南: 山东大学, 2007.
- [10] Dong Xiaolong, Gao Lanlan, Zhang Fan, et al. Simulation of actively Q-switched pulse parameters in Nd:YVO<sub>4</sub> and Nd:YAG [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(7): 1986–1990. (in Chinese)  
董小龙, 高兰兰, 张帆, 等. Nd:YVO<sub>4</sub> 与 Nd:YAG 主动调 Q 脉冲参数模拟[J]. 红外与激光工程, 2015, 44(7): 1986–1990.
- [11] Liu Shenliang, Zhang Ning, Li Jiageng, et al. Impact of Cr<sup>4+</sup>:YAG small signal transmission on passively Q-switched laser pulse[J]. *Laser and Optoelectronics Progress*, 2007, 44(6): 38–42. (in Chinese)  
刘深亮, 张宁, 李加庚, 等. Cr<sup>4+</sup>:YAG 小信号透射率对被动调 Q 激光脉冲的影响 [J]. 激光与光电子学进展, 2007, 44(6): 38–42.