

# 二极管激光侧面泵浦 Nd : YAG 的色心 调 Q 激光器

胡文涛 周复正 陈有明 沈丽青 姜中宏

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

**提要** 报道准连续 60 W 线列阵二极管激光器侧面泵浦的 Nd : YAG 激光器及用 LiF : F<sup>2-</sup> 晶体作饱和吸收体的被动调 Q 激光器。在重复频率为 10 Hz, 泵浦脉宽为 400  $\mu$ s, 峰值功率为 60 W 的泵浦速率下, 激光弛豫振荡每周期输出的能量为 3 mJ, 相应的全光光效率为 12.5%。在调 Q 方式下运转时, 每周期可得到 3 个能量为 400  $\mu$ J, 脉宽为 11.5 ns 的脉冲。通过腔结构的调整, 实验中还获得能量为 200  $\mu$ J 的单横模的单脉冲输出。通过数值模拟讨论了脉冲的形成过程和脉冲特性, 并对进一步的研究工作提出了改进方案。

**关键词** 二极管激光泵浦, 被动调 Q 激光

## 1 引 言

在以往报道的二极管泵浦激光(DPL)器件中, 调 Q 通常是用主动方式实现的, 即采用声光或电光调制器。在某些特殊的应用场合, 采用饱和吸收体的被动调 Q 方式有其独特的优越性, 主要体现在被动调 Q 开关简单, 代价低廉, 无需声光开关的射频驱动和电光开关的高压调制, 这使 DPL 的结构紧凑性得到充分体现。同时被动调 Q 得到的脉冲宽度和能量都能与主动机制得到的结果相比拟。

LiF : F<sup>2-</sup> 晶体用于 DPL 的调 Q 已有过报道。J. A. Morris 等人<sup>[1]</sup>研究了 LD 端面泵浦的 Nd : YAG 激光器的色心调 Q, 用功率为 1 W 的 LD 连续泵浦, 调 Q 重复率为 4 kHz, 单脉冲能量为 20  $\mu$ J, 脉宽为 22 ns; R. Beach 等人<sup>[2]</sup>则研究了用大功率 LD 面列阵(具有微通道板冷却系统)泵浦 Nd : YLF 激光器的色心调 Q, 在 30 Hz 的重复频率下, 泵浦脉宽为 500  $\mu$ s, 得到包含 7 个脉冲的脉冲串, 总能量为 115 mJ, 单脉冲宽度为 12 ns。

本文报道 LiF : F<sup>2-</sup> 晶体用于 Q-CW 60 W 激光二极管阵列(LDA)侧面泵浦 Nd : YAG 固体激光器的被动调 Q 的实验结果, 在重复率为 10 Hz, 泵浦脉宽为 400  $\mu$ s 的条件下, 得到三个等间隔脉冲, 单脉冲能量为 400  $\mu$ J, 脉宽为 11.5 ns, 相应的峰值功率为 34.8 kW。

## 2 实 验

大功率 LDA 侧面泵浦的 Nd:YAG 被动调 Q 激光器的实验装置如图 1 所示。泵浦源是 SDL 公司出品的准连续 60 W 线列阵二极管激光器, 发光面尺寸为  $10 \text{ mm} \times 1 \text{ }\mu\text{m}$ , 光束发散角为  $8^\circ \times 38^\circ$ , LDA 的发射光谱中心波长在  $804 \text{ nm}$ , 宽度为  $3 \text{ nm}$ , 落在 Nd:YAG 主吸收峰的腰上, 实验中未采用温控系统来校正发射谱的中心位置。LDA 发出的光未经任何光学系统直接耦合到介质中, 即采用简便的紧密泵浦方式, LDA 的发光面到介质表面的距离约为  $200 \text{ }\mu\text{m}$ 。实验中曾用直径为  $2 \text{ mm}$  的未镀膜玻璃棒透镜来准直光束, 但由于调整上的原因未取得满意的效果。晶体加工成尺寸为  $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 16.4 \text{ mm}$  的小板条, 两个端面加工成  $29^\circ$  的斜面, 这使光线以布儒斯特角入射而减少损耗, 光线在介质内全反射四次, 成 Zig-Zag(之字形) 结构, 这种光学结构可以消除由于介质对泵浦光吸收的指数特征引起的增益不均匀。与 LDA 相对, 紧靠晶体侧面贴一块泵浦光波段的全反镜, 使单程通过晶体时未被吸收的部分泵浦光被反射回来形成双程吸收以提高利用率。谐振腔由一块曲率半径为  $0.5 \text{ m}$  的  $1.06 \text{ }\mu\text{m}$  全反镜, 和一块对  $1.06 \text{ }\mu\text{m}$  的透过率为  $12\%$  的平面输出镜构成, 两腔镜的距离为  $71 \text{ mm}$ 。在未放入  $\text{LiF:F}^{2-}$  晶体时, 该器件在  $60 \text{ W}$ ,  $400 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $10 \text{ Hz}$  的泵浦速率下(泵浦脉冲能量为  $24 \text{ mJ}$ ), 激光弛豫振荡每周期的能量为  $3 \text{ mJ}$ , 相应的全光光效率为  $12.5\%$ 。

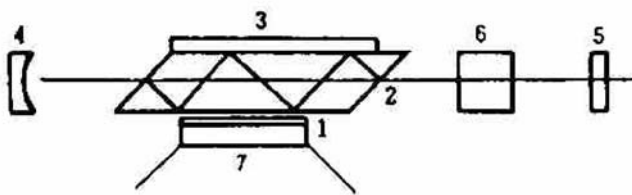


Fig. 1 Experimental configuration used for the passive Q-switching experiments

1, laser-diode-array; 2, Nd:YAG slab; 3, Aluminum reflector ( $808 \text{ nm}$ ); 4, High reflector ( $1.06 \text{ }\mu\text{m}$ ); 5, output coupler; 6,  $\text{LiF:F}^{2-}$ ; 7, Heat sink

在调 Q 实验中用作饱和吸收体的  $\text{LiF:F}^{2-}$  晶体, 尺寸为  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ , 在  $1.06 \text{ }\mu\text{m}$  处的初始透过率为  $76\%$ 。晶体表面垂直于光轴放置, 此时两表面大约存在  $6\%$  的反射损耗, 往返一次损耗  $12\%$ , 与腔的输出透过率相近, 这一损耗将会降低调 Q 的能量萃取效率。调制器的调制深度就是晶体漂白前的双程吸收损耗, 约为  $36\%$ 。(假设漂白时的吸收损耗为零) 实验中在  $\text{LiF:F}^{2-}$  晶体调整良好, 使插入损耗最低的情况下, 在每个泵浦周期内得到 3 个脉冲, 第一个脉冲出现在泵浦开始后的  $250 \text{ }\mu\text{s}$  左右, 此后每隔  $70 \text{ }\mu\text{s}$  出现一个脉冲, 3 个脉冲的能量和脉宽几乎相同, 能量为  $400 \text{ }\mu\text{J}$ , 脉宽为  $11.5 \text{ ns}$ 。激光的模式为多横模结构。重新调整  $\text{LiF:F}^{2-}$  晶体, 增大腔内无效损耗, 可以在邻近泵浦结束的时刻得到单脉冲输出, 此时脉冲能量为  $400 \text{ }\mu\text{J}$ , 脉宽为  $11.5 \text{ ns}$ , 对应的峰值功率为  $34.8 \text{ kW}$ , 此时再调整腔结构, 抑制高阶模振荡, 得到能量为  $200 \text{ }\mu\text{J}$  的基横模单脉冲。图 2 为 10 个调 Q 脉冲叠加的波形, 由此可见脉冲的振幅和脉宽的波动是很小的, 图中只有一个脉冲出现较大偏差, 这是偶然因素(如外界的振动)引起的。

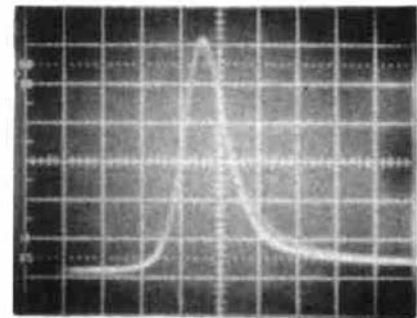


Fig. 2 Time profile of the passively Q-switched laser pulse. An accumulation of 10 pulses

### 3 分析与讨论

我们根据速率方程通过数值计算来模拟被动调  $Q$  脉冲的形成过程和脉冲特性。A. Szabo 等人曾较为系统地研究过增益介质与饱和吸收体均匀混合的系统的调  $Q$  过程<sup>[3]</sup>, 我们在此基础上导出具有分立饱和吸收体的被动调  $Q$  系统的速率方程。定义增益介质的归一化反转粒子数为

$$n_a = \frac{N_{a2} - N_{a1}}{N} \quad (1)$$

其中,  $N_{a2}, N_{a1}$  为激光上、下能级的粒子数密度,  $N_a$  为介质的有效离子浓度。饱和吸收体(二能级系统)的归一化反转粒子数密度为

$$n_s = (N_{s2} - N_{s1})/N_s \quad (2)$$

其中,  $N_{s2}, N_{s1}$  为激发态和基态的粒子数密度,  $N_s$  为色心浓度。

在调  $Q$  脉冲开始形成后, 忽略与脉冲宽度相比为慢变化的各个过程(如光泵、吸收体激发态粒子数的衰减等)的影响, 我们得到关于增益介质反转粒子数密度( $n_a$ )、饱和吸收体反转粒子数密度( $n_s$ )和腔内光子密度( $\Phi$ )随时间变化的速率方程

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left( \alpha_a \frac{l_a}{t_1} + \alpha_s \frac{l_s}{t_1} - \frac{1}{T} \right) \Phi \quad (3)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = \left( -2\alpha_a \frac{l_a}{t_1 N_a} \right) \Phi \quad (4)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = \left( -2\alpha_s \frac{l_s}{t_1 N_s} \right) \Phi \quad (5)$$

其中,  $\alpha_a$  为介质的增益系数,  $\alpha_s$  为饱和吸收体的吸收系数,  $l_a$  为增益介质的长度,  $l_s$  为饱和吸收体的厚度,  $t_1$  为腔单程渡越时间,  $T$  为腔内光子寿命。为简化上述方程组, 我们令  $\varphi = 2\Phi/(n_t \times N_a)$ ,  $n_a' = n_a/n_t$ ,  $\tau = t/T$ ; 其中,  $n_t$  是饱和吸收体被漂白后的谐振腔阈值。再令  $\sigma = \alpha_s/\alpha_a$  为饱和吸收体和增益介质的受激发射截面之比。这样, 上述联立方程可化为

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \left( n_a' + n_s \times \frac{\sigma N_s}{n_t N_a} \frac{l_s}{l_a} - 1 \right) \varphi \quad (6)$$

$$\frac{dn_a'}{d\tau} = -n_a' \varphi \quad (7)$$

$$\frac{dn_s}{d\tau} = -\sigma n_s \varphi \quad (8)$$

当脉冲开始形成时, 增益介质的反转粒子数密度达到高损耗状态下的阈值(饱和吸收体的透射率为初始透射率), 而饱和吸收体的粒子基本上仍处于基态, 因此我们给出初始条件:  $n_a' = n_{a1}'$ ,  $n_s = n_{s1} = -1$ , 令  $d\varphi/d\tau = 0$ , 则有

$$\frac{\sigma N_s}{n_t N_a} \frac{l_s}{l_a} = n_{a1}' - 1 \quad (9)$$

将(9)式代入(6)式得

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = [n_a' + (n_{a1}' - 1) n_s (l_s/l_a) - 1] \varphi \quad (10)$$

即可由(7)、(8)、(10)组成的联立方程来模拟脉冲形成过程和脉冲特性。

在我们的实验条件下, 腔的输出透过率为 12%, 色心晶体的双程反射损耗为 12%, 晶体饱和吸收调制深度为 36%, 则晶体漂白后腔的总损耗为 24%, 漂白前的总损耗为 60%, 因此, 脉

冲开始建立时的初始反转粒子数密度与漂白后腔的阈值反转粒子数密度的比值为： $n_{ai}' = n_{ai}/n_t = 60/24 = 2.5$ 。我们取  $\sigma_a = 3.2 \times 10^{-19}$ ,  $\sigma_s = 2.0 \times 10^{-17}$ 。利用以上数据进行模拟计算,得到如图 3 所示的结果,从中可以看出脉冲形成的时间、脉冲宽度、反转粒子数密度的变化规律等。图中反转粒子数的单位为  $n_t$ ,光子数密度的单位为  $n_t \cdot N_a/2$ 。峰值光子数密度为 0.58 个单位,据此来计算峰值功率

$$W_p = \frac{h\nu V \Phi_p \Gamma_0}{2t_1} \quad (11)$$

式中,  $h\nu$  是光子能量,  $V$  是基模体积,  $\Phi_p$  是峰值光子数密度,  $\Gamma_0$  是输出透射率。在我们的腔结构下,基模半径约为  $235 \mu\text{m}$ ,  $t_1$  为  $0.316 \text{ ns}$ ,求得  $W_p = 32 \text{ kW}$ 。

理论计算得到的调 Q 脉冲波形展宽后如图 4 所示,图 4 中的时间座标单位为腔光子寿命  $T$ ,当脉冲产生时  $T = 2t_1/\Gamma$ ,这里的  $\Gamma$  表示漂白时的腔损耗(24%),故  $T = 2.63 \text{ ns}$ ,曲线上的脉宽为 3.25 个时间单位,即  $8.5 \text{ ns}$ 。那么相应的每个脉冲的能量为  $270 \mu\text{J}$ 。这些模拟结果与实验结果基本相符。

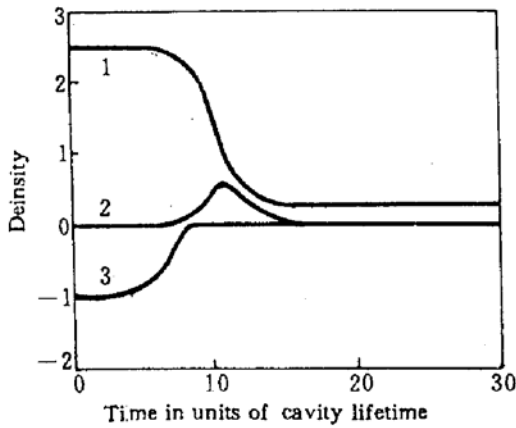


Fig. 3 Analog computer solution showing the time variation of the normalized photon density (2) and the normalized amplifier (1) and saturable absorber (3) population difference during the giant pulse

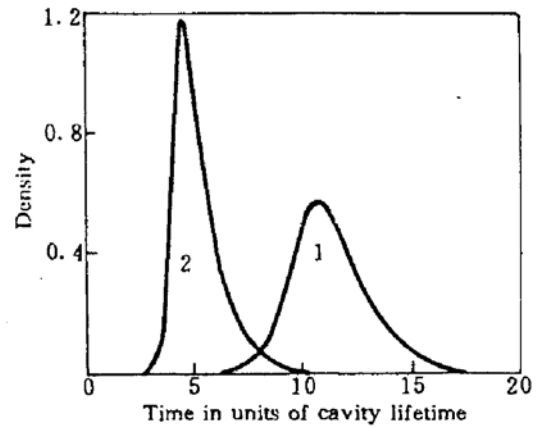


Fig. 4 Calculated pulse temporal shape under two different initial transmission of absorber and cavity loss. Density is in the same units, but time is in units of one's own cavity lifetime

在泵浦速率不变的前提下,改变两个参数可以获得最佳的调 Q 脉冲<sup>[4]</sup>。这两个参数是输出镜的透射率和 Q 开关的调制深度(取决于色心晶体的初始透射率)。从实验结果可以看到:当输出能量较大时,对应的是多脉冲状态。这说明 LiF:F<sup>2-</sup> 晶体的静态透射率过高,调制深度不够,静态透射率应选在 60~70% 之间。假设输出透射率不变,将被动 Q 开关的静态透射率降到 65% 左右,适当增大 LiF 晶体的截面,保持或适当减小其厚度。色心晶体以布儒斯特角置入光路,这样可以将反射损耗基本消除,使调 Q 脉冲的能量萃取效率大为改善。图 4 中的脉冲 2 是在如下参数下的计算结果:色心晶体的反射损耗消除,晶体的初始吸收率由原来的 18% 提高到 24%,输出透过率仍为 12%,这时的阈值泵浦能量与前者相同,但结果表明峰值功率增大一倍,脉宽为  $7.89 \text{ ns}$ ,脉冲能量为  $500 \mu\text{J}$ 。

如果充分利用  $400 \mu\text{s}$  的泵浦能量,进一步降低色心的初始透过率,优化输出透过率(数值计算表明存在最佳透过率),则单脉冲能量还可以提高两倍以上。

## 参 考 文 献

- 1 J. A. Morris, C. R. Pollock. Passive  $Q$ -Switching of a Diode-Pumped Nd : YAG Laser with a Saturable Absorber. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(8) : 440~442
- 2 R. Beach, J. Davin, S. Mitchill *et al.*. Passive  $Q$ -Switched Transverse-Diode-Pumped Nd : YLF Laser Oscillator. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(2) : 124~126
- 3 A. Szabo, R. A. Stain. Theory of Laser Giant Pulsing by a Saturable Absorber. *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**(5) : 1562~1566
- 4 J. J. Zayhowski, P. L. Kelley. Optimization of  $Q$ -Switch Lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1991, **QE-27**(9) : 2220~2225

**Passive  $Q$ -switched Transverse-diode-pumped Nd : YAG Laser Oscillator**

Hu Wentao Zhou Fuzheng Chen Youming Shen Liqing Jiang Zhonghong

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800*)

**Abstract** Passive  $Q$ -switched laser has been achieved in Nd : YAG transversely pumped by a  $Q$ -CW 60 W laser-diode-array. While the laser diode was working on a repetition rate of 10Hz at power as high as 60 W and pulse width of 400  $\mu$ s, a free running stable oscillation with output energy of 3mJ was obtained. Making use of a LiF : F<sup>2-</sup> crystal as a saturable absorber,  $Q$ -switching operation was succeeded. There were three multiple-transverse-mode pulses with energy of 400  $\mu$ J and width of 11.5 ns for every individual pulse within per period. Some suggestions are presented here in order to obtain highly efficient single pulse with single-transverse-mode.

**Key words** transverse diode pumping,  $Q$ -switched laser