

# LDA 端面泵浦的 Nd:YAG 激光器 增益开关的动态特性研究\*

李振华 范琦康 邱文法  
(浙江大学光科系, 杭州 310027)

周 复 正  
(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

## 提 要

通过速率方程理论对应用增益开关技术的 LD 端面泵浦 Nd:YAG 激光器的动态特性进行了较详细的研究. 实验以输出波长 808 nm 的 LD 列阵作端面泵浦源, 得到了脉冲宽度小于 200 ns, 峰值功率接近 200 mW 的 1.064  $\mu\text{m}$  激光输出. 实验结果与理论计算结果基本符合.

关键词 LD 泵浦, YAG, 增益开关.

## 1 引 言

增益开关技术作为一种获取高峰值功率激光脉冲输出的新方法, 最近已在半导体激光器泵浦的固体激光器中得到应用<sup>[1]</sup>. 开始用一个长的低光泵脉冲把固体介质中的 Nd 离子激发到接近阈值水平, 然后快速转入高光泵脉冲, 使反转粒子数快速超过阈值. 此时受激辐射迅速增强, 从而得到一个高输出激光巨脉冲. 低光泵脉冲也可以略高于激光器的阈值, 此时激光器以单纵模振荡, 在转入高泵浦脉冲时, 已起振的纵模将会优先通过受激辐射而迅速增强, 并抑制了其它模振荡, 从而获得较高峰值功率的单频激光脉冲<sup>[1]</sup>. 本文通过对激光器的速率方程进行数值求解, 从理论上对增益开关激光器的工作特性作了详细讨论. 实验中用输出功率大于 200 mW 的 LD 列阵端面泵浦 Nd:YAG 晶体, 得到了脉冲宽度小于 200 ns, 峰值功率接近 200 mW 的 1.064  $\mu\text{m}$  激光输出. 理论计算同实验结果作了比较, 两者基本符合.

## 2 基本理论

四能级系统端面泵浦激光器在基横模运转状态下的速率方程为<sup>[2]</sup>:

$$\frac{dN_2}{dt} = Q - \frac{N_2}{\tau_f} - \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{c\sigma}{n_s} \Phi F_0, \quad (1)$$

收稿日期: 1991年9月13日; 收到修改稿日期: 1991年11月11日

\* 本课题由浙江省科学基金资助.

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{N_1}{\tau_{10}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} + \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1\right) \frac{c\sigma}{n_s} \Phi F_0. \quad (2)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c\sigma}{n_s} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1\right) \Phi F_0 - \frac{c\delta_0}{2l'} \Phi + g \cdot \frac{N_2}{\tau_{21}}. \quad (3)$$

其中  $N_2$ 、 $N_1$  为激光上、下能级的粒子数,  $\Phi$  为腔内总的光子数,  $Q$  为总泵浦速率.

$$F_0 = \iiint g_0(x, y, z) \phi_0(x, y, z) dV,$$

表征泵浦模  $g_0(x, y, z)$  和振荡模  $\phi_0(x, y, z)$  的匹配程度.  $\tau_f$  为荧光寿命,  $g_2$ ,  $g_1$  为激光上、下能级简并度,  $\sigma$  受激发射截面,  $n_s$  为介质对激光波长的折射率,  $\tau_{21}$  为激光辐射寿命,  $\tau_{10}$  为激光下能级至基态驰豫时间,  $\delta_0$  为往返腔耗,  $l'$  为等效光学腔长,  $g$  为自发辐射光子落在激光振荡模内的比例因子. 假定谐振腔基模光斑半径为  $w_0$ , 腔长为  $l$ , 则  $g = \left(\frac{w_0}{l}\right)^2$ .

令:

$$Y_1(t) = N_1(t)/N_{th}, \quad (4)$$

$$Y_2(t) = N_2(t)/N_{th}, \quad (5)$$

$$Y_3(t) = \Phi(t)/N_{th} \quad (6)$$

$N_{th}$  为阈值反转粒子数,

$$N_{th} = n_s \delta_0 / 2l' \sigma F_0 = \left(N_2 - \frac{g_1}{g_2} N_1\right)_{th}, \quad (7)$$

则方程组 (1) ~ (3) 可改写为:

$$dY_2(t)/dt = Q/Q_{th} \cdot \tau_f - Y_2(t)/\tau_f - [Y_2(t) - g_2/g_1 \cdot Y_1(t)] \cdot \frac{Y_3(t)}{\tau_c}. \quad (8)$$

$$\frac{dY_1(t)}{dt} = -\frac{Y_1(t)}{\tau_{10}} + \frac{Y_2(t)}{\tau_{21}} + \left[Y_2(t) - \frac{g_2}{g_1} Y_1(t)\right] \frac{Y_3(t)}{\tau_c}, \quad (9)$$

$$\frac{dY_3(t)}{dt} = \left[Y_2(t) - \frac{g_2}{g_1} Y_1(t)\right] \frac{Y_3(t)}{\tau_c} - \frac{Y_3(t)}{\tau_c} + g \cdot \frac{Y_1(t)}{\tau_{21}}. \quad (10)$$

其中  $Q_{th}$  为阈值泵浦速率,  $Q_{th} = \frac{N_{th}}{\tau_f}$ .  $\tau_c$  为光子腔内的寿命,  $\tau_c = \frac{2l'}{c\delta_0}$ . 对于工作介质为 Nd:YAG 情况, 波长为 1064 nm 的激光跃迁, 起始于  ${}^4F_{3/2}$  能级的  $R_2$  分量, 终止于  ${}^4I_{11/2}$  的  $Y_3$  分量,  $g_2 = g_1 = 1$ ,  $\tau_f = 230 \mu\text{s}$ ,  $\tau_{21} = 500 \mu\text{s}$ ,  $\tau_{10} = 30 \text{ ns}$ <sup>[3,4]</sup>, 根据方程 (8) ~ (10), 给定不同的初始条件, 可以利用数值计算方法求出不同时刻腔内的相对反转粒子数和相对光子数.

激光器的峰值输出功率:

$$P_{\max} = \Phi_{\max} \cdot \left(\frac{cT}{2l'}\right) h\nu_s, \quad (11)$$

其中  $\Phi_{\max}$  等于  $Y_{3 \max} \cdot N_{th}$ ,  $T$  为输出镜透过率.

输出脉冲能量:

$$E_p = \int_0^{t'} P dt = N_{th} \left(\frac{cT}{2l'}\right) h\nu_s \int_0^{t'} Y_3(t) dt, \quad (12)$$

巨脉冲半宽度

$$\Delta t_w = \frac{E}{P_{\max}} = \int_0^{t'} Y_3(t) dt / Y_{3 \max}. \quad (13)$$

由(11)~(13), 可以从理论上计算增益开关的输出特性.

### 3 实验和理论计算结果

实验中激光工作物质 Nd:YAG 长 4 mm, 直径为  $\phi 3$  mm, 用线列阵 LDA 作泵浦源, 其发光面积为  $80 \times 1 \mu\text{m}$ . 通过制冷器使 LDA 发射光落在 Nd:YAG 的主吸收峰 808 nm 处. 实验装置图 1 所示:

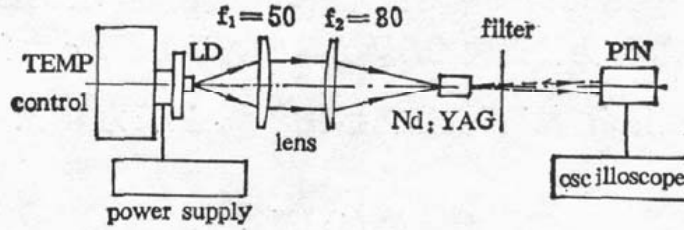
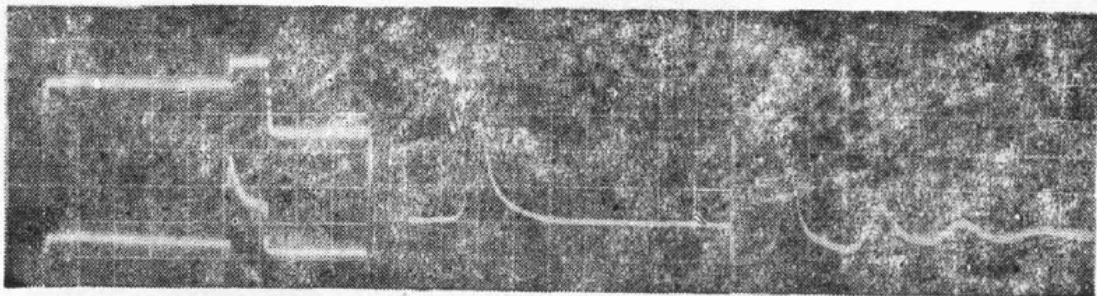


Fig. 1 Schematic diagram of the laser-diode array-pumped Nd:YAG laser

LDA 发出的 808 nm 泵浦光经过焦距为 50 mm 的准直透镜后变为准平行光, 再经过焦距为 80 mm 的会聚透镜, 将泵浦光耦合到 Nd:YAG 晶体中去. CCD 测得泵浦光斑约为  $100 \mu\text{m}$ . 激光腔镜直接镀在 Nd:YAG 晶体两端面上, 其前端面为平面, 对  $1.064 \mu\text{m}$  反射 99.6%, 对  $0.808 \mu\text{m}$  透过大于 85%, 后端面为曲率半径  $R=20$  mm 的球面, 对  $1.064 \mu\text{m}$  反射约 99.4%, 对  $0.808 \mu\text{m}$  的反射大于 80%, 激光输出由 PIN 管接收并通过示波器监视, 泵浦脉冲的重复频率为 1 Hz.

作为增益开关的第一阶梯光泵脉冲, 其脉冲宽度为  $250 \sim 300 \mu\text{s}$ , 略大于 Nd:YAG 的荧光寿命, 使激光器工作于近阈值状态. 在第一阶梯后再在 LDA 上迭加高驱动电流, 形成窄宽度的第二阶梯泵浦脉冲, 使激光器快速转入高增益工作状态. 通常第二电脉冲  $I > 2I_{\text{thLD}}$ , 实现  $\text{Nd}^{3+}$  的快速高抽运, 激射出一个窄的高功率单脉冲. LD 的电驱动脉冲波形和输出光波形以及 Nd:YAG 激光器输出波形如图 2 所示, 当  $I=900$  mA 时,  $P_{\text{max}}=160$  mW,  $\Delta t_w=190$  ns.

图 2(a) 为电驱动脉冲波形(上), 和 LDA 发射光波形(下). 图 2(b) 为 Nd:YAG 激光单脉冲输出波形. 由于此时第二阶梯电脉冲的高度较低(400 mA), 因此激光脉冲宽度较大 ( $1 \mu\text{s}$ ).



(a)  $50 \mu\text{s}/\text{div}$  (b)  $2 \mu\text{s}/\text{div}$  (c)  $2 \mu\text{s}/\text{div}$

Fig. 2 Oscillograms (a) driving current pulse (up) and output of LDA (down) (b) Nd:YAG laser single output pulse (c) Nd:YAG laser multiple output pulses

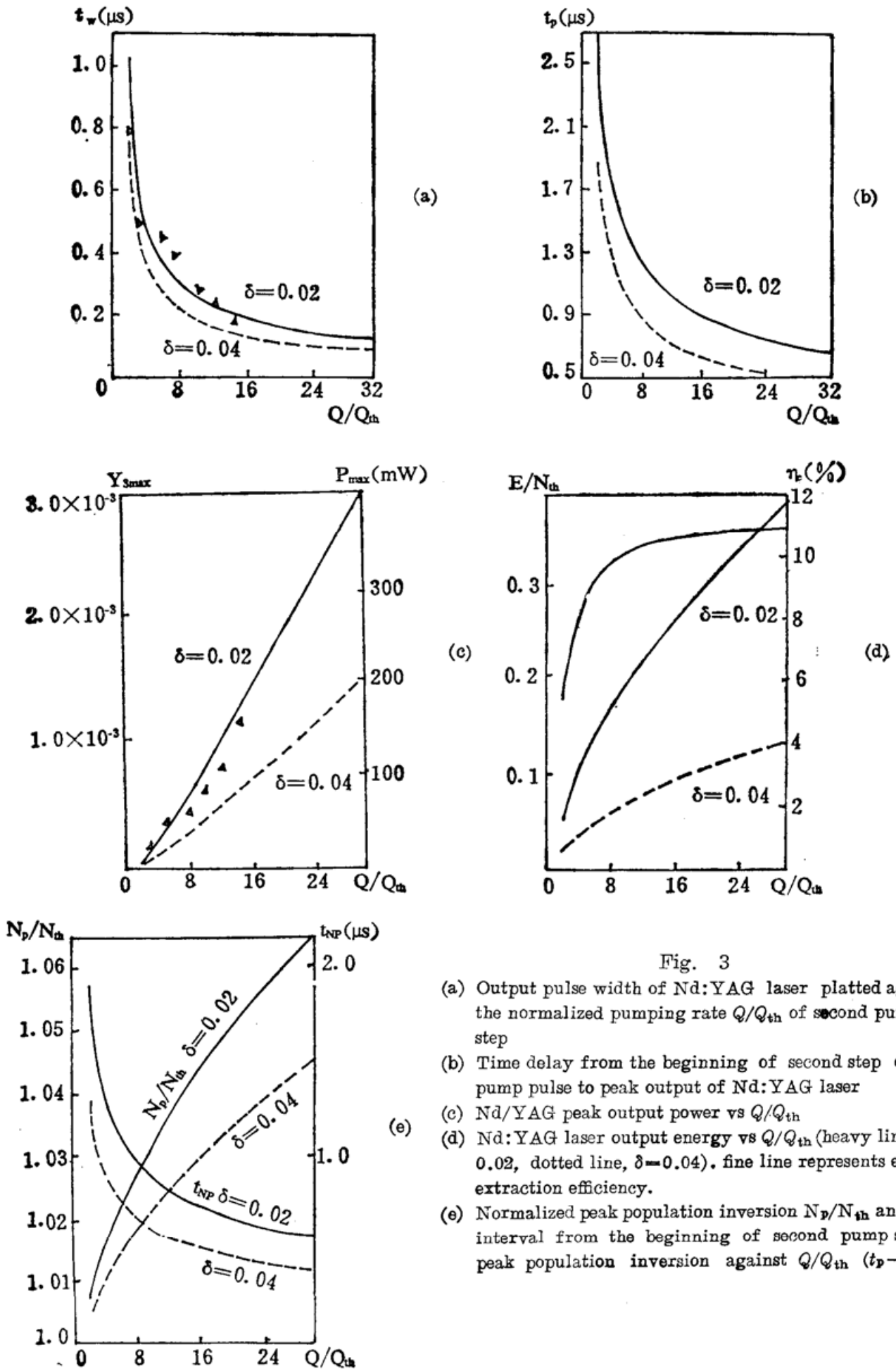


Fig. 3

- (a) Output pulse width of Nd:YAG laser plotted against the normalized pumping rate  $Q/Q_{th}$  of second pumping step
- (b) Time delay from the beginning of second step of the pump pulse to peak output of Nd:YAG laser
- (c) Nd:YAG peak output power vs  $Q/Q_{th}$
- (d) Nd:YAG laser output energy vs  $Q/Q_{th}$  (heavy line,  $\delta = 0.02$ , dotted line,  $\delta = 0.04$ ). fine line represents energy extraction efficiency.
- (e) Normalized peak population inversion  $N_p/N_{th}$  and time interval from the beginning of second pump step to peak population inversion against  $Q/Q_{th}$  ( $t_p - t_{NP}$ )

如果固定第二阶梯电脉冲的高度不变,只改变其宽度,则随着第二阶梯电脉冲宽度的增加,激光脉冲的峰值功率增加,但由于泵浦的同时受激辐射作用迅速增强而使反转粒子数降低,所以存在着一个第二阶梯电脉冲宽度的最佳值,此时第二阶梯电脉冲的后沿正好对应于反转粒子数重又等于阈值情况,输出激光巨脉冲的峰值功率达到最大值.如果继续增加泵浦脉冲宽度,并不能提高激光脉冲的峰值功率,而只会形成多脉冲输出,如图 2(c)所示,所以增益开关的作用相当于以一个窄泵浦脉冲取出尖峰振荡的第一个峰.第二阶梯越高,相应的到达峰值时间  $t_p$  (即所选定的第二阶梯电脉冲宽度)也越短,如图 3(b)所示.实验中,调节第二电脉冲宽度,以激光输出峰值最大,并仅出现一个激光巨脉冲为最佳.

通过改变第二阶梯电脉冲的高度,即改变第二泵浦光脉冲的抽运速率  $Q$ ,在实验上获得了增益开关状态下激光器的峰值脉冲功率,脉冲能量,脉冲半宽度以及到达脉冲峰值所需时间  $t_p$  随  $Q$  的变化关系,并与理论计算比较,结果如图 3 所示.其中曲线为理论计算结果,△号代表实验点.

计算时,第二阶梯泵浦脉冲起始时初值为  $Y_1(t_0) \doteq 0$ ,  $Y_2(t_0) \doteq 1$ ,而  $Y_3(t_0)$  可由腔耗和自发辐射平衡求得.令第二阶梯泵浦脉冲结束时,腔内光子数密度达到最大值,即  $Q=0$  时,  $Y_3(t_p) = Y_{3\max}$ . 激光器的往返腔耗  $\delta_0$  是由腔镜的透射损耗和激活介质的散射、衍射损耗构成.实验中,根据弛豫振荡尖峰脉冲的重复频率来测定  $\delta_0$ <sup>[5]</sup>.由  $\tau_R = 2\pi \left[ \tau_f \tau_c / \left( \frac{Q}{Q_{th}} - 1 \right) \right]^{1/2}$ , 其中  $\tau_R$  为尖峰振荡周期,可求得:

$$\delta_0 = \frac{2l'}{c} \tau_f / \left( \frac{Q}{Q_{th}} - 1 \right) \left( \frac{\tau_R}{2\pi} \right)^2 \quad (14)$$

当  $\frac{Q}{Q_{th}} = 1.1$  时,  $\tau_R = 15 \mu s$ ,由上式可估算出  $\delta_0$  约为 2%, 阈值反转粒子数可由(7)式求得,其中  $F_0 \doteq (lA_p^*)^{-1}$ ,  $A_p^*$  为有效泵浦截面,  $A_p^* \doteq \frac{\pi}{2} (\bar{w}_2^2 + \bar{w}_p^2) \approx \frac{\pi}{2} (w_{0s}^2 + w_{0p}^2)$ , 而  $w_{0p} \doteq 100 \mu m$ ,  $w_{0s} = \left[ \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{l}{n_s} \left( R - \frac{l}{n_s} \right) \right]^{1/4} \doteq 46 \mu m$ , 故  $N_{th} \doteq 5.95 \times 10^{12}$ , 由(11)式,  $P_{\max} \doteq 1.37 \times 10^5 Y_{3\max} (\text{mW})$ . 另外还计算了  $\delta = 4\%$  (虚线)情况作了比较.

实验中由于受 LD 管功率限制,  $Q/Q_{th}$  最大做到 14.2 倍.从图 3 可看出,实验与理论结果基本符合.

## 4 讨 论

从理论计算和实验结果可看出,增益开关的脉冲峰值功率  $P_{\max}$ , 脉冲能量  $E_p$  和能量利用率  $\eta_e$  都随泵浦速率  $Q$  的增大而增大,与往返腔耗  $\delta_0$  成反比.当  $\frac{Q}{Q_{th}} \gg 1$  时,  $P_{\max}$ 、 $E_p$  与泵浦速率  $Q$  成线性关系.巨脉冲的脉宽  $\Delta t_w$  和到达峰值所需时间  $t_p$  随  $Q$ 、 $\delta_0$  的增大而减小,这些特性都与  $Q$  开关情况类似.但是由于增益开关的反转粒子数积累过程同时伴随着受激辐射过程,因此它不可能达到较高的反转粒子数水平,即增益开关的峰值反转粒子数  $N_p$  (对应  $Q$  开关情况的  $N_{th}$ ) 随泵浦速率  $Q$  的增大而增长得十分缓慢.例如即使在泵浦速率

$\frac{Q}{Q_{th}} = 30$  情况下, 其  $N_p/N_{th}$  也只有 1.065, 而不象调 Q 情况初始反转数  $N_{in}$  只受开关性能及超辐射等影响而达到  $\frac{N_{in}}{N_{th}}$  与  $\frac{Q}{Q_{th}}$  同量级. 基于这个原因, 在同样泵浦速率下, 增益开关的峰值功率要远比 Q 开关情况小, 只相当于同样泵浦速率连续运转时输出功率的十几倍, 其脉宽要比 Q 开关巨脉冲大很多. 因此增益开关技术最有意义的的应用, 是作为种子激光器, 注入到 Q 调制激光器中, 实现单频巨脉冲输出. 目前这一研究还在进行中.

上光所金志良先生等提供了实验用 LDA, 姜晓燕同学也参加了实验工作. 还与浙江大学光科系的陆祖康教授等作了有益的讨论, 作者在此一并表示衷心地感谢.

### 参 考 文 献

- [1] Adelbert Ouyong, G. R. Hadley, Peter Esherick *et al.*, Gain Switching of a monolithic Single-frequency Laser-diode-excited Nd:YAG Laser. *Optics Letter*, 1985, **10**(10): 484~486
- [2] M. J. F. Digonnet, C. J. Gaeta, Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators. *Applied Optics*, 1985, **24** (3): 333~342
- [3] J. K. Neeland, V. Evtuhov, Measurement of the Laser Transition Cross Section for Nd<sup>3+</sup> in Yttrium Aluminum Garnet. *Physical Review*, 1967, **156** (2): 244~246
- [4] W. 克希奈尔著, 华光译. 固体激光工程, 北京, 科学出版社, 1983, 58~65
- [5] J. Ston, C. A. Burrus, Self-Contained LED-Pumped Single-Crystal Nd:YAG Fiber Laser. *Fiber and Integrated Optics*, 1979, **2**(1): 19~25

## Gain-switching dynamics of LDA end-pumped Nd:YAG lasers

LI ZHENHUA    FAN QIKANG    QIU WENFA

(Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027,

ZHOU FUZHENG

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

(Received 13 September 1991; revised 11 November 1991)

### Abstract

Gain-switching dynamics of laser diode array (LDA) end-pumped Nd:YAG lasers was studied in detail by means of mathematical calculation of the rate equations. Pulsed laser output at 1.064  $\mu\text{m}$  wavelength with peak power of nearly 200 mW and pulse width less than 200 ns has been obtained by gain switching of a LDA ( $\lambda_p = 0.808 \mu\text{m}$ ) end-pumped Nd:YAG laser. The experimental results are in agreement with those of theoretical calculations.

**Key words** LD pump, YAG, gain-switching.