

# 单纵模激光的再生放大\*

沈小华 陈绍和 葛夏平 马忠林 邓锡铭

(中国科学院上海光机所 高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

**提要** 调Q激光器的输出单纵模脉冲经衰减和削波后,被注入到一Nd:YLF调Q副腔里,注入脉冲能量1.2 nJ,放大以后的脉冲能量1.5 mJ,增益达 $10^6$ ;脉宽由6 ns压缩到4.5 ns。实验和理论分析均表明,当注入信号脉宽短于放大器腔来回一周的时间时,副腔对单纵模激光的放大是一种再生放大行为,单纵模激光的再生放大消除了注入锁定中苛刻的腔长匹配要求。

**关键词** 单纵模激光,再生放大,注入种子,信噪比

在调Q激光器中,输出为单纵模与高峰值功率之间是矛盾的。因为高峰值功率的固体激光器中一般有多个高于阈值的纵模,为此要保持单纵模输出必须在腔内插入如F-P这样的限模元件。这些元件不仅增加了腔内损耗,而且损耗阈值较低,使调Q激光器失去高功率的特征<sup>[1]</sup>。更严重的是,不管是多个标准具限模<sup>[2]</sup>,还是采用准连续加负反馈控制的技术<sup>[3]</sup>,都不能保证长期稳定的单纵模输出。获得高峰值功率单纵模激光的一种有效方法是一个低功率单纵模激光器的输出注入到一个高峰值功率的副腔里,实现单纵模激光的注入锁定<sup>[4]</sup>。但是注入锁定要求注入信号的频率与副腔内最接近的纵模频率之间的失谐必须小于某个值,否则注入锁定将失败。因此,在注入锁定中必须有一套对主腔和副腔腔长反馈控制的电子系统,这套系统技术复杂,而且仍不能保证注入锁定的长期稳定性。如果注入种子脉冲的宽度小于副腔的来回一周的时间,则注入信号在副腔(再生放大器)内自身不发生干涉,副腔的腔作用消失,因此没有腔长的匹配要求,此时应该称其为单纵模激光的再生放大<sup>[1]</sup>。由于不需要腔长的匹配,单纵模激光的再生放大不仅简化了系统的结构,而且比注入锁定容易实现长期稳定的运行。

## 1 再生放大理论

种子脉冲在再生放大器的放大过程实质上是注入光场与激活介质相互作用的能量转换过程。这个过程时间非常短,该时间范围内的光泵作用可以忽略,这样只需用光场的电场 $E$ 、激活介质的宏观极化强度 $P$ 和反转粒子数密度 $\Delta N$ 三个参量来描述这个相互作用过程<sup>[5,6]</sup>。相互作用方程为

\* 国家高技术 863 基金资助项目。

收稿日期: 1995年1月19日; 收到修改稿日期: 1995年3月15日

$$-\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \mu_0 \alpha \frac{\partial E}{\partial t} + n^2 \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial P}{\partial t} + \Omega^2 P = -\frac{2\Omega}{\hbar} \frac{|\mu|^2}{3} \Delta N E \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{\Delta N}{T_1} = \frac{2}{\hbar \Omega} \frac{\partial P}{\partial t} E \quad (3)$$

式中  $\epsilon_0, \mu_0$  为真空中的介电常数和磁导系数,  $n$  为激活介质的折射率,  $\alpha$  为损耗系数,  $T_1, T_2$  分别为纵向、横向弛豫时间,  $\Omega$  为激光跃迁频率,  $\mu$  为光场与激活介质相互作用的电偶极矩,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  为普朗克常数。

如果种子脉冲宽度短于副腔来回一周的时间, 注入种子脉冲在腔内自身不发生干涉。腔便不起作用, 则注入种子的频率与放大器腔本征纵模频率的差异不需考虑, 副腔对注入信号的放大过程是一种再生放大。对于固体激光器, 电场的振幅  $A$ 、相位  $\varphi$  与电极化的振幅  $\rho$ 、相位  $\psi$  相对于激光跃迁频率来说都可以看作是时间的缓变函数。在这个慢变化近似条件下, 从(1)~(3)可以得到如下关于光强和反转粒子数之间的运动方程

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{n}{c} \frac{\partial I}{\partial x} = (\sigma N - \alpha) I \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = -\frac{2\sigma \Delta N}{\hbar \Omega} I \quad (5)$$

上式中  $I = 1/2c\epsilon_0 |A|^2$ ,  $I$  代表放大器内的光强,  $\epsilon$  为激活介质的介电常数。种子脉冲在再生放大过程中, 在激活介质内的损耗  $\alpha$  一般很小, 可以忽略。 $\alpha = 0$  时, (4)、(5) 式组成的偏微分方程有严格的解析解

$$I(x, t) = \frac{I_0(t - x/c)}{1 - \left\{ 1 - \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta N_0(x') dx'\right] \right\} \exp\left[-\frac{2\sigma}{\hbar \Omega} \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(x') dt'\right]} \quad (6)$$

$$\Delta N(x, t) = \frac{\Delta N_0(x) \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta N(x') dx'\right]}{\exp\left[\frac{2\sigma}{\hbar \Omega} \int_{-\infty}^{t-x/c} I(t') dt'\right] + \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta N_0(x') dx'\right] - 1} \quad (7)$$

$\Delta N_0(x)$  为  $x$  处初始反转粒子数密度,  $I_0(t)$  为进入激活介质以前种子脉冲的光强时间分布。从式(6)和(7)能够得到激光脉冲与激活介质相互作用后任何时刻和位置的光强和反转粒子数密度。但在再生放大器里, 关心的是经完整的一次或多次放大后激活介质的反转粒子数和激光强度, 因此应把(6)、(7)式改写成种子脉冲经一次放大后激光脉冲的光强分布和反转粒子数

$$I(t) = \frac{I_0(t)}{1 - \left\{ 1 - \exp\left[-\sigma \int_0^L \Delta N_0(x) dx\right] \right\} \exp\left[-\frac{2\sigma}{\hbar} \int_{-\infty}^t I_0(t') dt'\right]} \quad (8)$$

$$N(x) = \frac{\Delta N_0(x) \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta N(x') dx'\right]}{\exp\left[\frac{2\sigma}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt\right] + \exp\left[-\sigma \int_0^x \Delta N_0(x') dx'\right] - 1} \quad (9)$$

$L$  为激活介质的长度。再加入再生关系, 就能够计算再生放大过程中脉冲强度的演变和激活介质内反转粒子数的衰减过程。在再生放大器里, 光强和反转粒子数的再生关系

$$\Delta N_0^{n+1}(x) = \Delta N^n(x) \quad (10)$$

$$I_0^{n+1}(t) = \eta I^n(t) \quad (11)$$

$1 - \eta$  为再生放大器腔内的单程损耗。(8) ~ (11) 式是下面分析注入放大的基本方程。

再生放大器的单程增益为  $G_s = S \int_{-\infty}^{+\infty} I^*(t) dt / [S \int_{-\infty}^{+\infty} I^{*-1}(t) dt]$ 。如图 1, 再生放大器对注入小信号放大的前面多程几乎不消耗反转粒子数, 单程增益就是小信号增益, 只在脉冲能量达到一定量时, 因反转粒子显著消耗, 导致增益下降。

在再生放大器中为了使注入信号有效地抽取积贮在放大介质内的能量, 再生放大过程一般都要持续到净增益接近于 1。在再生放大过程中, 当单程增益小于小信号的增益以后, 激活介质对脉冲的前、后沿有不同的增益, 这样放大过程将使脉冲形状发生改变。我们计算了高斯形状的锁模脉冲、调 Q 脉冲、台阶脉冲等三种形状在饱和放大以后的脉冲形状变化, 如图 2。结果发现, 高斯脉冲只是峰值位置向前移, 因峰值前、后形状对称, 脉冲形状不发生改变; 而调 Q 脉冲的前沿变陡、脉冲半宽度变小; 对于主脉冲前有一个小脉冲的台阶脉冲, 由于小脉冲的放大倍数高于主脉冲, 使主、副脉冲幅度的对比度降低。

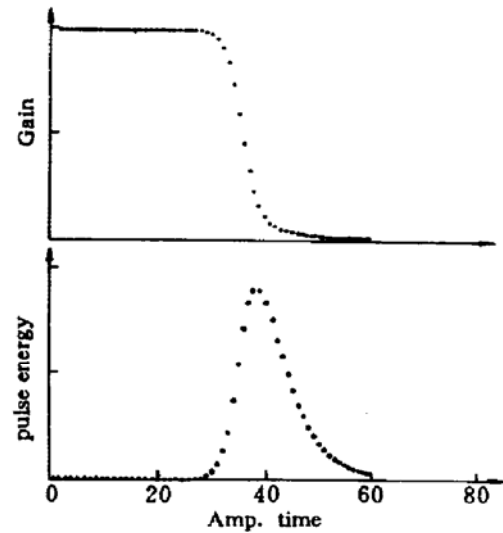


Fig. 1 Pulse energy and gain versus time of amplification

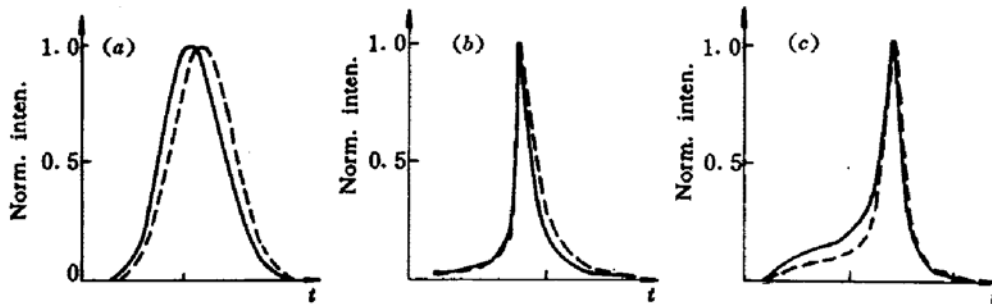


Fig. 2 Pulse profiles are verified by the calculation of regenerative amplification dashed line-injected pulses; solid line-amplified pulses; (a) Gauss pulse; (b) Q-switched pulse; (c) setup pulse.

当信号被注入到再生放大器时, Q 开关打开, 在放大器腔内存在着的自发辐射产生的噪声也同时得到放大。为了使再生放大后的信号主要体现注入信号的本质, 注入信号的强度必须高于自发辐射噪声强度一定量级。自发辐射强度  $I_s^{[7]}$  为

$$I_s = 2h\nu\Delta\nu(G - 1)\Psi/\lambda^2$$

式中  $\Delta\nu$  为激活介质的荧光线宽,  $\Psi$  为激活介质与限模小孔所成的立体角, 按此公式估算  $I_s$  一般为  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  量级。

## 2 再生放大实验研究

单纵模激光的再生放大实验装置由三部分组成, 如图 3。一台色心调 Q 的 Nd:YLF 激光器作为单纵模激光脉冲的种子源, 工作波长为  $1.053 \mu\text{m}$ , 输出脉冲半宽度为  $40 \text{ ns}$ , 峰功率为几个 kW, 输出光为 P 偏振。该脉冲宽度大于再生放大器来回一周的时间, 而且其峰值功率远远高于注入再生放大器所需的阈值注入功率, 因此, 在注入再生放大器以前, 有必要对注入脉冲

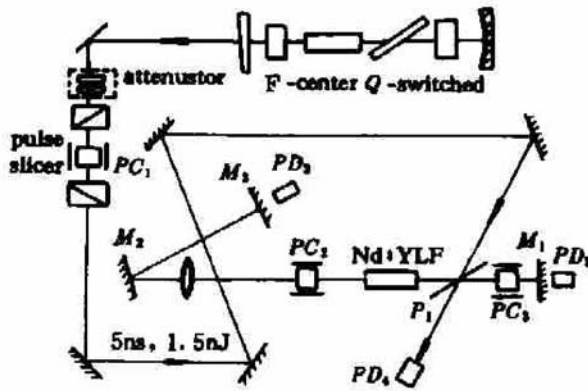


Fig. 3 Experimental apparatus of a regenerative amplifier

为了降低注入种子光束在空间上与再生放大器基模光束的匹配要求,在腔内插入一个  $f = 1 \text{ m}$  的透镜,这样原来的临界腔变成稳定腔。透镜离  $M_3$  为  $1.2 \text{ m}$ 。透镜偏向  $M_3$  一端,主要是为了使有两个  $\text{LiNbO}_3$  晶体的一端有较大的光束束腰。

在再生放大器里,用  $PC_2$  控制腔内的  $Q$  值和种子脉冲的注入, $PC_3$  用来腔倒空取出放大后的脉冲。工作过程是这样的:开始时,在  $PC_2$  上加  $1/4$  波电压, $PC_3$  上不加电压;再生放大器处于低  $Q$ ,从而抑制它的自振;注入脉冲经  $M_3$  反射再次通过  $PC_2$  后,原来的  $S$  偏振变成  $P$  偏振,这时能通过  $P_1$  分光镜。在注入脉冲第二次通过  $PC_2$  后,再生放大器变成高  $Q$ ,这样注入种子脉冲能在再生放大器里存在,并被来回放大。

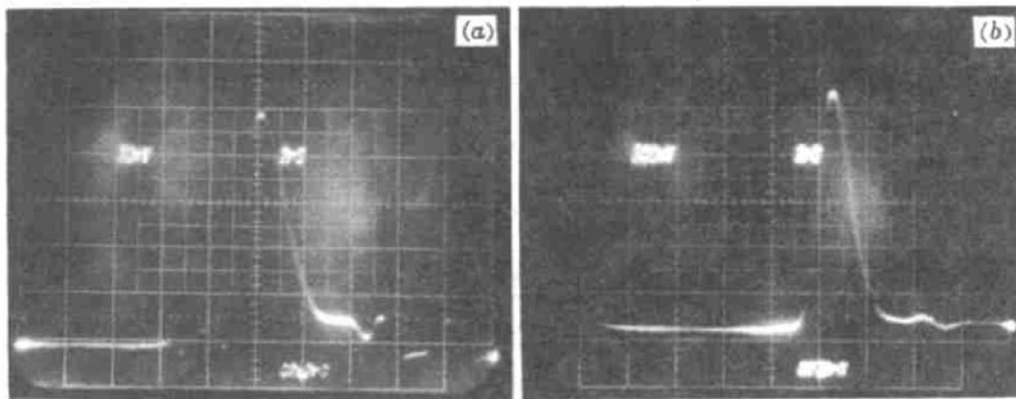


Fig. 4 Comparison between a regenerative amplified pulse and an injected pulse (2 ns/div.)

(a) injected pulse; (b) amplified pulse

$PD_2$  接受从  $M_1$  漏出的光,当放大到接近峰值时, $PD_2$  触发  $PC_3$ ,在  $PC_3$  上加一  $1/4$  波电压,使腔内放大的脉冲偏振方向转过  $90^\circ$ ,通过  $P_1$  倒出,完成了整个再生放大过程。

图 5 是在  $PC_1$ 、 $PC_2$ 、 $PC_3$  开关上加的电压随时间的变化示意图。

图 6(a) 是  $PC_3$  不工作时,用  $PD_4$  接收从  $P_1$  漏出的光信号,在示波器上看到的一串每隔  $20 \text{ ns}$  的脉冲序列,这个时间间隔就是放大器的双程时间。如果脉冲被放大到接近峰值时用  $PD_2$  的光信号触发  $PC_3$ ,在  $PC_3$  上加一个  $1/4$  波电压,该电脉冲的上升沿为  $1 \sim 3 \text{ ns}$ ,已被放大的脉冲经  $P_1$  倒出。图 6(b) 是从  $M_3$  漏出的再生放大器

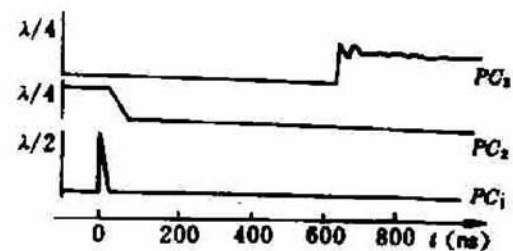


Fig. 5 High voltage on  $PC_1 \sim PC_3$  Pockels cell

进行衰减和整形。脉冲整形器是双  $\text{KD}^* \text{P}$  的普克尔盒,整形后的脉冲宽度为  $6 \text{ ns}$ ,如图 4(a)。经过整形器以后为  $S$  偏振光。由一块  $1/2$  波片和普克尔盒的第一块洛匈棱镜组成一衰减器,通过转动  $1/2$  波片的角度改变注入再生放大器的脉冲能量。经强度衰减和整形后的种子脉冲由偏振分光镜  $P_1$  耦合到再生放大器, $P_1$  对  $S$  偏振光全反,对  $P$  偏振光增透。 $M_1$ 、 $M_2$ 、 $M_3$  三块平面镜组成一个折叠的三镜平面腔,这三块镜都是对  $1.053 \mu\text{m}$  光高反的平面镜,腔长为  $3.1 \text{ m}$ ,双程时间为  $20 \text{ ns}$ 。为了

腔内的光信号,85%的脉冲能量已经被倒出。图4(a)是倒出的单脉冲波形。与注入光信号相比经再生放大以后脉冲形状变窄,脉冲半宽度由6 ns减小到4.5 ns。

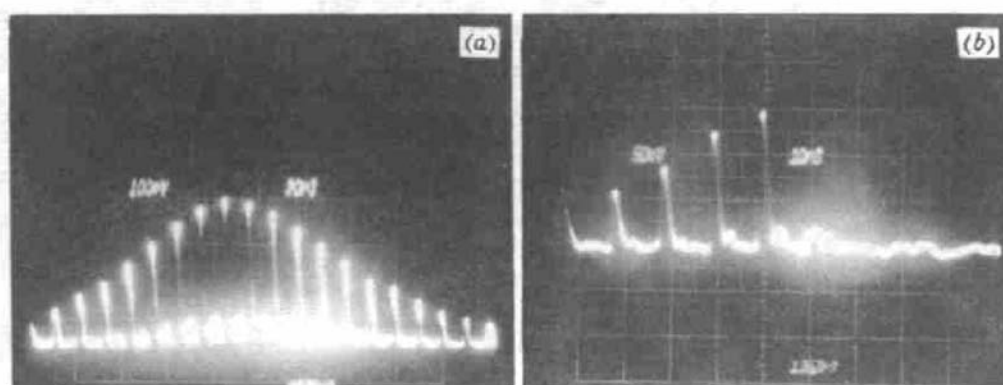


Fig. 6 Pulse trains in a regenerative amplifier (10 ns/div.)

(a) no dumped; (b) cavity-dumped

从理论上说,只要注入信号强度大于再生放大器腔内已经存在的自发辐射噪声,再生放大器输出光的特征就主要重复注入光的特征。低 $Q$ 时再生放大器自发辐射噪声 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ,因此注入光强可以非常低。通过转动 $1/2$ 波片,调整光偏振方向与洛匈棱镜的通光方向之间的夹角,可以改变注入光的强度。实验发现当注入光强改变几个量级,而倒空出的脉冲强度并无明显变化,但脉冲放大到峰值的时间发生改变。

因注入脉冲的强度可以很低,我们用标定过的光二极管能量计在示波器上测量脉冲能量,测量得到能有效再生放大的最小注入能量为 $1.2\text{ nJ}$ ,功率密度为 $2\text{ W}/\text{cm}^2$ 。测量经再生放大器放大以后倒出的脉冲能量为 $1.5\text{ mJ}$ ,则该再生放大器的增益为 $10^6$ 。

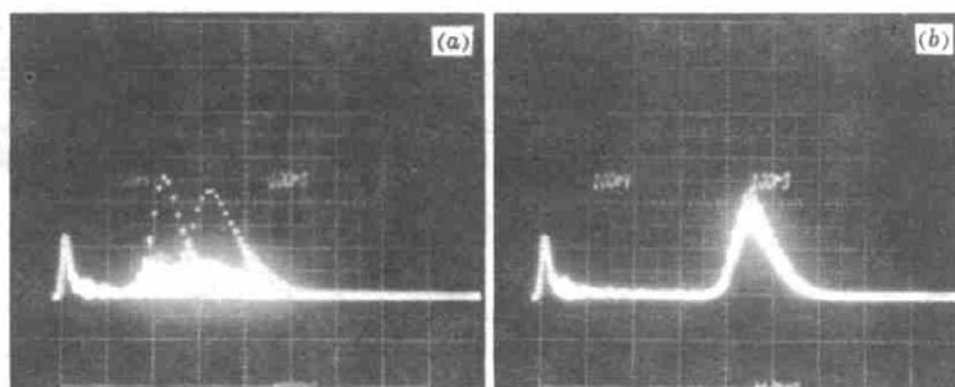


Fig. 7 Build time of pulse trains (100 ns/div.)

(a) injected seed; (b) no injected seed

从脉冲注入到产生如图6这样的脉冲序列,在放大器腔内需经历几十次来回放大。图7为 $PD_1$ 接收到的信号与 $PD_3$ 的信号叠加后在示波器上的波形,用电缆延迟的方法扣除了注入光信号传输到 $P_1$ 分光镜所需的时间。图7中第一个窄的小脉冲来自 $PD_1$ ,后面两个脉冲包络来自 $PD_3$ ,它们对应于两个不同的小信号增益时形成的脉冲序列。因此,第一个小脉冲到脉冲序列之间的时间可以认为是从信号注入到再生放大到峰值所需的时间。在注入信号的脉冲能量固定在 $200\text{ nJ}$ ,脉宽 $5\text{ ns}$ ,再生放大器腔长为 $3.1\text{ m}$ 时,研究不同增益时的再生放大脉冲建立时间。图7(a)中,形成前面那个脉冲序列对应的小信号单程增益 $G = 1.7$ ,再生放大到峰值的时间约 $450\text{ ns}$ ,注入脉冲在腔内来回了22次;后面的那个脉冲序列的 $G$ 为 $1.5$ ,建立时间延长到

620 ns,需要在腔内来回 33 次。图 7 (b) 是无注入信号时,  $G = 1.5$ , 放大器腔建立一个本身的调  $Q$  脉冲所需的时间约 900 ns。高  $Q$  时, 放大器腔内单程损耗约 8%, 图 7 中, 再生放大器的小信号增益都为 1.5, 根据再生放大脉冲和放大器调  $Q$  脉冲的建立时间, 在注入脉冲能量为 200 nJ (强度为  $10^4 \text{ W/cm}^2$ ) 时, 估算再生放大以后的信噪比约为  $2 \times 10^6$ 。

再生放大与注入锁定的根本区别在于最后从副腔输出的激光频率是由主腔还是副腔决定, 为验证这一点, 我们用 F-P 测量副腔输出激光的频谱。标准具的自由光谱宽度为 1900 MHz, 分辨率为 50 MHz。色心调  $Q$  激光器(主腔)的腔长为 0.5 m, 它的纵模间隔为 300 MHz; 副腔的长度调整为 1.4 m, 它的纵模间隔为 110 MHz。用压电晶体调节主腔和副腔的长度。当主腔的长度被调节时, 从副腔输出的激光的干涉条纹随压电晶体上电压的调节连续移动, 频移范围约为 155 MHz; 当调节副腔的长度时没有发现干涉条纹的移动, 从而说明输出激光的频率不受副腔腔长的控制, 完全由主腔决定, 这个过程是一种单纵模激光脉冲的再生放大。

### 参 考 文 献

- 1 Norman P. Barnes, James C. Barnes. Injection Seeding I; Theory. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1994, QE-29(10): 2670~2683
- 2 A. J. Egorov, V. V. Korobkin, R. V. Serov. Single longitudinal  $Q$ -switched neodymium laser. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1975, 5:291~293
- 3 D. J. Kuizenga. Short-pulse oscillator development for the Nd:glass laser fusion system. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, QE-17(9):1694~1708
- 4 Y. K. Park, G. Giuliani, Robert L. Byer. Single axial mode operation of a  $Q$ -switched Nd:YAG Oscillator by injection seeding. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1984, QE-20(2):117~125
- 5 R. H. Pantell, H. E. Pathoff. Fundamentals of Quantum Electronics, New York; Wiley, 1969
- 6 J. E. Murray, W. H. Lowdermilk. Nd:YAG regenerative amplifier. *J. Appl. Phys.*, 1980, 51(7):3548
- 7 H. Kogelnik, A. Yariv. Considerations of noise and schemes for its reduction in laser amplifiers. *Proc. of the IEEE*, 1964, 51:165~172

## Regenerative Amplification of a Single-longitudinal-mode Laser Pulse

Shen Xiaohua Chen Shaohu Ge Xiaping Ma Zhonglin Deng Ximing

(National Laboratory on High Power Laser & Physics,

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

**Abstract** A single longitudinal mode (SLM) pulse from a  $Q$ -switched laser, after being attenuated and sliced, was injected into a Nd:YLF  $Q$ -switched slave cavity. Its energy was amplified to 1.5 mJ from 1.2 nJ and its pulse width was compressed to 4.5 ns from 6 ns after amplification. A gain of  $10^6$  of the amplifier is reached. It was tested and verified by our experiments and theoretic analyses that the match of cavity lengths between a master cavity and a slave cavity was unnecessary if the pulse width of an injecting seed is shorter than a round trip time of the slave cavity. The course should be called regenerative amplification of SLM laser, not injected-locking.

**Key words** single-longitudinal-mode laser, regenerative amplification, injected seed, rate of signal to noise