

超短脉冲激光再生与多程放大器的理论分析与实验建立 I. 理论部分

吴秋阳 王文耀 杨晓东 王益民 张正泉 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

摘 要 从半经典理论的麦克斯韦-布洛赫方程出发, 对种子激光脉冲在再生和多程放大器中的放大过程进行了分析, 结合实际的物理条件得出了放大器的峰值输出的解析表达式, 并详细地分析了放大器的损耗和增益对峰值输出的提高和稳定的影响, 得出了一些对实际搭建工作具有指导意义的结论.

关键词 麦克斯韦-布洛赫方程, 激光放大器, 峰值输出, 稳定性.

1 引 言

以强激光场与原子、分子、等离子体等相互作用中的非线性效应和许多的新物理现象为主要研究对象的强光光学近年来在国内外成为光学研究中最主要的方面之一. 这一领域的研究, 包括高次谐波的产生、多光子电离、超短脉冲 X 射线的产生以及 X 射线激光的发展等, 甚至通过激光受控核聚变的研究涉及到人类未来能源的问题. 而在这些研究中, 超短超强的激光脉冲是必不可少的手段, 要获得符合实验要求的激光脉冲, 必须将飞秒振荡器中得到的高重复频率(几十兆赫兹)和低单脉冲能量(~ 10 nJ)的光作为种子注入多级放大装置. 目前

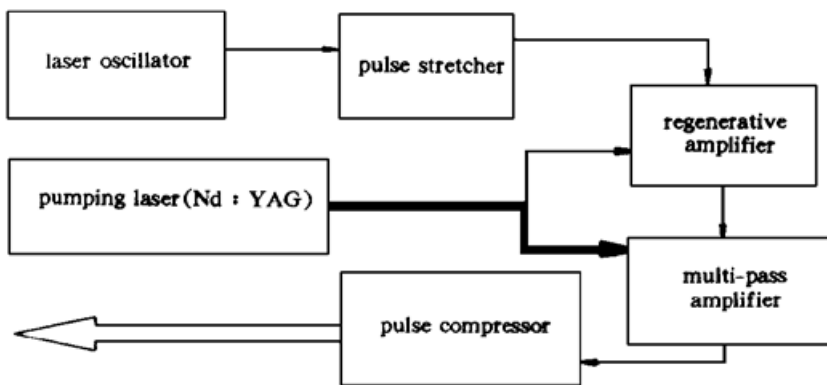


Fig. 1 Typical optical setup of the ultrashort pulsed, high peak power laser amplification system

所采用的放大器主要使用固体工作物质如: 钛宝石、Cr:LiSAF 和钕玻璃^[1-5]等, 而且以再生放大器作为前端放大和多程放大器作为主要放大级的结构也被广泛采用, 整体结构框图如图 1 所示.

本文首先从理论上分析了再生放大器和多程放大器的放大原理和工作特性, 着重研究了放大器输出的稳定性问题. 这对实际工作有非常重要的指导意义.

2 激光放大的理论

本文分析采用了光与物质相互作用的半经典理论. 具体出发点是下列描述行波场与二能级原子相互作用的麦克斯韦-布洛赫(Maxwell-Bloch)方程^[6]:

$$c(\mathbf{e}_k \nabla) E_0^{(+)}(x, t) + E_0^{(+)}(x, t) + kE_0^{(+)}(x, t) = \frac{i\omega}{2\epsilon_0} P_0^{(+)}(\omega, t) \quad (1)$$

$$P_0^{(+)}(x, t) = [-i(\omega_0 - \omega) - \gamma_{\perp}] P_0^{(+)}(x, t) + \frac{1}{i\hbar} [E_0^{(+)}(x, t) \theta_{ab}] \theta_{ba} D(x, t) \quad (2)$$

$$D(x, t) = -\gamma_{\parallel} [D(x, t) - D_0] - \frac{2}{i\hbar} [E_0^{(+)}(x, t) P_0^{(-)}(x, t) - E_0^{(-)}(x, t) P_0^{(+)}(x, t)] \quad (3)$$

注意上述(1)~(3)式的推导中已经使用了慢变振幅和旋转波近似, 适用于研究激光脉冲传播的行波作用过程. 其中, \mathbf{e}_k 为单位向量, ϵ_0 为真空中的介电常数, $E_0^{(+)}$ 、 $P_0^{(+)}$ 分别为光场和极化强度的慢变振幅, $D(x, t)$ 为反转粒子数, k 表示光场的损耗, γ_{\perp} 和 γ_{\parallel} 分别为极化强度和反转粒子数的弛豫常数, $\theta_{ab} = \theta_{ba}^*$ 为电偶极矩的矩阵元, ω 为激光角频率, ω_0 为原子跃迁的角频率, c 表示光速.

考虑到放大介质的有效折射率 n_c , 上述(1)~(3)式可简化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{n_c}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{n_c}{c_0} k\right) E_0^{(+)} = i \frac{n_c \omega}{2c_0 \epsilon_0} P_0^{(+)} \quad (4)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + i(\omega_0 - \omega) + \gamma_{\perp}\right] P_0^{(+)} = \frac{|\theta|^2}{i\hbar} E_0^{(+)} D \quad (5)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma_{\parallel} (D - D_0) - \frac{2}{i\hbar} [E_0^{(+)} P_0^{(-)} - E_0^{(-)} P_0^{(+)}] \quad (6)$$

其中, c_0 为真空中的光速.

对作者将要建立的放大系统的实际情况进行分析可以得出以下五点:

1) 由 Mira-900 钛宝石激光器产生的锁模脉冲序列首先要经过展宽器得到宽度为亚纳秒量级($\sim 10^{-10}$ s)的脉冲序列, 然后作为种子注入再生放大器; 而对于再生放大器中使用的钛宝石晶体, 其均匀展宽谱线的半高全宽达到 $300 \text{ nm}^{[7]}$ 量级, 对应的 $\gamma_{\perp} = \frac{1}{T_2} = \frac{\Delta\omega_0}{2}$, 其中 $\Delta\omega_0$ 为钛宝石晶体的均匀加宽的线宽. 在 $10^{-14} \sim 10^{-15}$ s 量级, 远小于被放大的激光脉冲的宽度;

2) 如果针对钛宝石增益谱的中心来选择振荡器的工作波长, 就有 $\omega_0 = \omega$;

3) 钛宝石激光器的上能级弛豫寿命是 $\tau = 3.15 \mu\text{s}^{[7]}$, 这一时间远大于种子光在介质内被放大所需要的时间 τ_A , 即 $\tau_A \ll \tau$, 因而含 $\gamma_{\parallel} = 1/\tau$ 的项可以忽略不计, 实际上就是忽略放大过程中由于自发辐射而损耗的反转粒子数;

4) 根据 1) 的考虑, 可以采用绝热近似, 认为放大过程中钛宝石的极化场 \mathbf{P} 能迅速地跟随光场变化, 即有 $\mathbf{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E}(\omega)$, 其中 $\chi(\omega) = \chi_1 + i\chi_2$ 是复数极化率, 实部表示色散, 虚部表示增益(衰减);

5) 在一个光振荡周期内, 腔内平均光强 I 与光场 E 的关系是:

$$I = \frac{c_0 n_c \epsilon_0 |E|^2}{2}$$

其中 $|E|^2 = E^{(+)} E^{(-)}$; 并且工作物质的辐射截面可以表示为 $\sigma = -\omega \chi_2 / c_0 n_c D$.

根据上述五个条件, 先将(4)式求共轭并乘以 $E_0^{(-)}$, 再与(4)乘以 $E_0^{(+)}$ 相加后整理出:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{n_c}{c_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) I = (\sigma D - \frac{n_c k}{c_0}) I \quad (7)$$

对(6)式作类似处理得到

$$\frac{\partial D}{\partial t} = - \frac{2D\sigma I}{h\omega} \quad (8)$$

采用跟随种子脉冲运动的坐标系 $\zeta = x$, $\eta = t - \frac{x}{c_0/n_c}$, 并且令

$$I(x, t) = \frac{1}{2} I'(\zeta, \eta), \quad D(x, t) = D(\zeta, \eta), \quad \frac{n_c k}{l_0} = k',$$

然后在数学处理中略去撇号, (7)、(8)两式变为

$$\frac{\partial I}{\partial \zeta} = (\sigma D - k) I \quad (9)$$

$$\frac{\partial D}{\partial \eta} = - \frac{ID}{J_s} \quad (10)$$

其中 $J_s = h\omega/\sigma$ 为饱和能流. (9)、(10) 两式是分析种子光在腔内放大过程的基础. 考虑在放大器的损耗 k 很小的情况下, 将(10)式在点 $\zeta = x$ 处积分, 可得出

$$D = D(\zeta, 0) \exp \left\{ - \int_0^\eta (\zeta, u) du \right\} / J_s = D(\zeta, 0) \exp \left[- J(\zeta, \eta) / J_s \right]$$

其中 $J = \int_0^\eta I(\zeta, u) du$, 再将上式代入(9)式中并对 η 积分, 并注意到 $dJ/du = I(\zeta, u)$, 可以得到

$$\begin{aligned} \int_0^\eta \frac{\partial I}{\partial \zeta} du &= \sigma D(\zeta, 0) \int_0^\eta I(\zeta, u) \exp(-J/J_s) du = \\ &= \sigma D(\zeta, 0) \int_0^\eta \exp(-J/J_s) dJ = \sigma D(\zeta, 0) J_s [1 - \exp(-J/J_s)] \end{aligned}$$

又注意到 $\frac{\partial I}{\partial \zeta} = \int_0^\eta \frac{\partial I}{\partial \zeta} du$, 得到

$$\frac{\partial I}{\partial \zeta} = - \sigma D(\zeta, 0) J_s [1 - \exp(-J/J_s)]$$

上式积分得 $J(x) = J_s \ln \{ G(x) [\exp(J_0/J_s) - 1] + 1 \}$ (11)

其中 $G(x) = \exp \left[\sigma \int_0^l D(\zeta, 0) d\zeta \right]$ 表示放大器的单程总增益, l 是放大介质的长度.

对于笔者感兴趣的再生放大器和多程放大器, 如果将一程放大作为一个整体来看待, 同时考虑到单程放大中的损耗 L , 那么经第 $(n+1)$ 程放大后得到的光能流 J_{n+1} 仅取决于前一程(第 n 程)放大后的能流 J_n 和剩下的增益 G_n , 每一程放大均遵循(11)式所描述的规律, 这样就得到递推关系:

$$J_{n+1} = (1 - L) J_s \ln \{ G_n [\exp(J_0/J_s) - 1] + 1 \} \quad (12)$$

其中

$$G_n = \exp \left[\sigma \int_0^l D(x) dx \right] \quad (13)$$

3 放大器峰值输出的获得及其稳定性

上面(12)式所表示的是经过完整的一程放大后种子光的能流, 而(11)式则表示某一程放大过程中种子能流的变化. 在实际实验中, 先用泵浦光脉冲对放大介质进行泵浦, 经过一段很短的延时后再将种子注入, 根据上节中所述的 3) 的条件, 忽略自发衰减和横向弛豫, 将增益的衰减完全看作是由于种子不断地从工作物质中抽取能量, 消耗反转粒子数所引起的, 这样由能量守恒就可以得出第 $(n+1)$ 程放大后所剩的反转粒子数 D_{n+1} :

$$D_{n+1} = D_n - \frac{1}{h\omega l} [J_{n+1}/(1-L) - J_n]$$

从而 $G_{n+1} = G_n \exp(-\Delta J_n/J_s)$ (14)

其中 $\Delta J_n = J_{n+1}/(1-L) - J_n$. 将(12)和(14)两式联立就得出了放大过程中种子能流和介质增益的变化所满足的递推关系式. 由于主要关心的是放大器的峰值输出, 可以将这两个式子分别简化为

$$J_{n+1} = G_n J_n (1-L)$$

$$G_{n+1} = G_n [1 - J_n(G_n - 1)/J_s]$$

$$\Delta J_n = J_{n+1} - J_n = J_n [G_n(1-L) - 1]$$

进一步得到

$$\Delta G_n = G_{n+1} - G_n = - [G_n J_n (G_n - 1)/J_s]$$

而每程放大之间 J_n 、 G_n 的变化是很小的, 于是得到

$$dJ_n/dG_n = - J_s [G_n(1-L) - 1]/G_n(G_n - 1)$$

再积分得到

$$J_n = J_s \ln \left[\frac{G_0}{G_n} \left(\frac{G_n - 1}{G_0 - 1} \right)^L \right] + J_0$$

显然, 当增益衰减与损耗的乘积为 1 时就不能再对种子进行放大, 也就是说在 $G(1-L) = 1$ 的条件下得到峰值能流 J_p :

$$J_p = J_s \ln \left[1 - LG_0 \left[\frac{L}{(1-L)(G_0-1)} \right]^L \right] + J_0 \quad (15)$$

在强光光学的实验研究中, 对激光脉冲能量的稳定性有极高的要求, 因而需要研究一下放大器的有关参数对输出稳定性的影响. 经过简单的数学计算, 可以推出峰值能流 J_p 对初始放大光脉冲的能流 J_0 、增益 G 和损耗 L 的变化的灵敏度 S_{J_0} 、 S_l 和 S_g :

$$S_{J_0} = \frac{\partial J_p}{\partial J_0} \frac{J_0}{J_p} = \frac{J_0}{J_p} \quad (16)$$

$$S_l = \frac{\partial J_p}{\partial L} \frac{L}{J_p} = \frac{J_s}{J_p} \ln \left[\frac{L}{(1-L)(G_0-1)} \right] \quad (17)$$

$$S_g = \frac{\partial J_p}{\partial G_0} \frac{G_0}{J_p} = \frac{J_s}{J_p} \left(1 - \frac{LG_0}{G_0-1} \right) \quad (18)$$

4 结果分析与讨论

1) 图 2 所示为根据(12)、(14)两式由计算机数值计算得出的结果, 其中曲线表示单程增益 G_n 的变化与程数的关系, 而竖直线表示的则是经过逐程放大后种子激光能流的变化, 竖直线的高度表示能流的相对大小. 由图可以看出, 对种子的放大主要集中在峰值前的最后几段, 在这几程中种子能量增加很快, 相应地对放大介质中所积累的反转粒子数的消耗最大, 也就是说种子脉冲对放大介质中存贮能量的抽取主要在这几程, 这正好对应于图中曲线所示

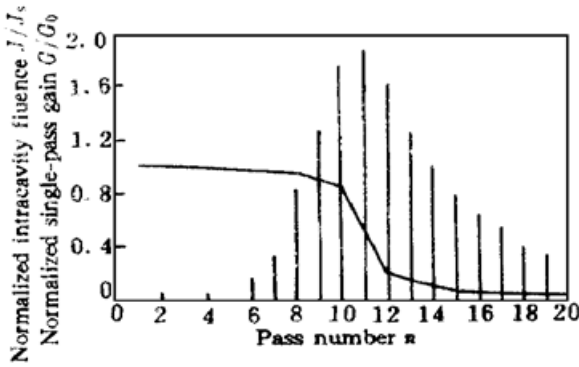


Fig. 2 Normalized intracavity fluence J/J_s & single-pass gain G/G_0 vs. pass number in the amplifier. The curve is G/G_0 and the vertical line is fluence

增益 G 的迅速减小. 当增益 G 减小到与损耗的乘积等于 1 时, 种子被放大至峰值能量. 对于再生放大器, 这一程正好是腔倒空的时间, 若再经过更多程数, 能量不但不增加, 反而减小, 这是因为腔对光的损耗已经超过了放大介质所能提供的增益; 对于多程放大器, 这就提供了合理选择放大程数的依据.

损耗, 都能提高腔的放大输出, 从而获得更大的放大倍数. 但在实际应用中, 由于放大介质的饱和通量和损伤阈值等客观限制, 欲获得高的输出能量, 要么采用饱和通量和损伤阈值都很高的介质, 要么通过提高展宽器的展宽比以获得时间上更宽的种子脉冲, 从而也就要求振荡器输出的种子脉冲要有足够的谱宽, 而为了支持这种宽谱放大, 又进一步要求放大介质有很宽的增益谱, 这些综合起来实际上就是对系统整体的要求.

2) 图 3、图 4 是根据式 (15) 绘制的, 分别表示在不同的单程损耗和初始增益下所能得到的峰值输出的变化曲线. 由这两图可以看出, 随着初始增益 G_0 的增加或单程损耗 L 的减小, 峰值输出是单调增加的. 这说明增大初始增益 G_0 或者减小腔的

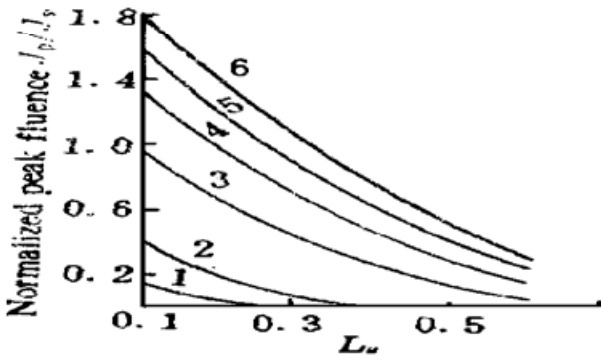


Fig. 3 Normalized peak fluence vs. total single-pass loss under different initial gain (total initial gain curve-1: $G_0 = 1.5$; 2: $G_0 = 2$; 3: $G_0 = 4$; 4: $G_0 = 6$; 5: $G_0 = 8$; 6: $G_0 = 10$). These curves are obtained by equation (15)

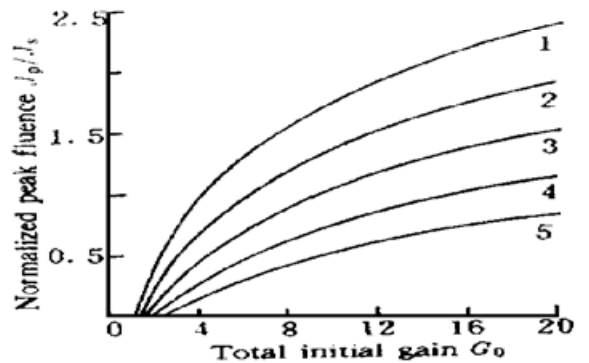


Fig. 4 Normalized peak fluence vs. total initial gain under different single-pass loss (total single-pass loss curve-1: $L_s = 0.1$; 2: $L_s = 0.2$; 3: $L_s = 0.3$; 4: $L_s = 0.4$; 5: $L_s = 0.5$). These curves are obtained by equation (17)

3) 作为第一级放大的再生放大器, 输入的种子 J_0 来自飞秒振荡器经展宽器展宽后的输出, 远小于钛宝石的饱和能流 J_s , 即 $J_0 \ll J_s$, 由 (16) 式可以得出 $S_{J_0} \approx (10^{-3} - 10^{-7})$, 因而对于再生放大器而言, 峰值输出的稳定性受种子能量变化的影响是非常小的, 这与峰值输出的获得主要集中在放大的最后几程是一致的, 所以可以认为种子能量的起伏对再生放大器的稳定性没有决定性影响. 但是对于再生放大器之后的多程放大器, 由于放大介质同样是钛宝石, J_s 相同, 而作为种子输入的 J_0 却是来自再生放大器的峰值输出, 即使由于晶体损伤阈值等问题的考虑, 经过扩束处理后才作为种子输入多程放大器, 但此时 J_0 与 J_s 相比已经显得不是太小, 所以系统中多程放大器的输出稳定性与种子输入 (即再生放大器峰值输出) 的稳定性有较大关系, 要获得稳定的整体输出, 再生放大器的稳定工作是非常重要的.

4) 图 5、图 6 是分别根据 (17) 式、(18) 式绘出的单程损耗和初始增益对峰值输出稳定性的影响. 由两图可以看出, 腔的损耗和增益对输出稳定性的影响要大得多. 在初始增益一定

的条件下, 损耗越大, 输出的稳定性就越依赖于损耗的稳定, 而且依赖性增加很快. 实际上, 这就对光路的机械和光学稳定性, 以及放大装置的工作环境都提出了比较高的要求; 相反, 在损耗一定的条件下, 初始增益越大, 输出的稳定性越好, 而且当增益大到一定程度(例如 $G_0 \geq 8$) 时, 增益的相对变化对输出的稳定性影响变得非常小. 因而, 要获得能量稳定的输出, 初始增益的稳定、光路的稳定和优化是尤为重要的. 在实际使用中, 当放大器的光路调整好一般不会有大的变动, 加上对工作环境的适当控制, 损耗一般是稳定的, 那么输出的稳定将是最终归结于初始增益的提高和稳定.

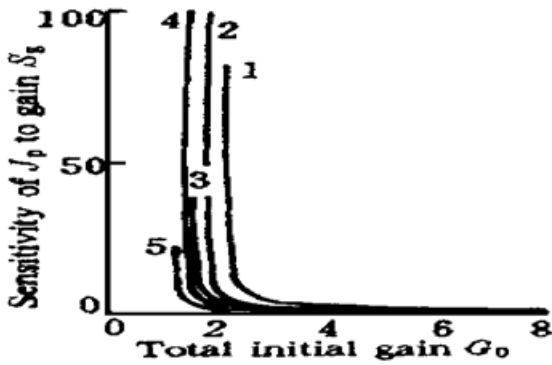


Fig. 5 Sensitivity of peak fluence vs. total initial gain under different single-pass loss (total single-pass loss curve-1: $L_s = 0.1$; 2: $L_s = 0.2$; 3: $L_s = 0.3$; 4: $L_s = 0.4$; 5: $L_s = 0.5$). These curves are obtained by equation (15)

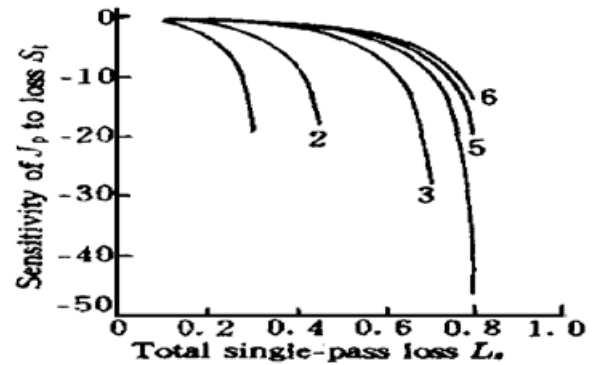


Fig. 6 Sensitivity of peak fluence vs. total single-pass loss under different initial gain (total initial gain curve-1: $G_0 = 1.5$; 2: $G_0 = 2$; 3: $G_0 = 4$; 4: $G_0 = 6$; 5: $G_0 = 8$; 6: $G_0 = 10$). These curves are obtained by equation (18)

5) 根据作者的实验设施, 对放大器工作物质钛宝石的泵浦来自倍频 Nd·YAG 激光器输出的 532 nm 光, 脉宽是 7~10 ns, 远短于钛宝石上能级的自发辐射寿命, 而且种子光是在泵浦结束后再经过一段很短的延时后输入的, 所以作为简洁的考虑^[8], 泵浦结束后, 在种子输入前, 工作物质积累的反转粒子数为

$$D_0(x) = \eta E_p(x) / h\nu_p l A$$

其中 $\eta = \eta_a \eta_t \eta_q$ 是包含吸收效率、传输效率和量子效率在内的总的泵浦效率, $h\nu_p$ 是泵浦光的单光子能量, $E_p(x)$ 是泵浦光能量, A 是泵浦光束截面. 进一步考虑到泵浦光在介质内传输时被吸收、散射等衰减效应, 有

$$E_p(x) = E_{p_0} \exp(-\gamma x)$$

简单的推导可以给出关系 $G_0 \propto \exp E_{p_0}$, 即初始增益与泵浦光到达介质端面上时的能量成指数关系的. 可见泵浦源 Nd·YAG 的稳定工作, 对于放大器输出的稳定是极为重要的. 表面上看, 提高 E_{p_0} , 就可以提高 G_0 , 但实际上由于泵浦源所能提供的能量有限, 而且再生放大器中存在多种低损伤阈值的光学元件(如普克尔盒, 偏振片等), 使得必须在再生和多程放大器之间合理地分配泵浦能量以期获得最大而且最稳定的整体输出. 一般原则是先利用再生放大器将种子能量放大至毫焦耳量级, 而将主要的能量放大留在多程放大器上来实现, 所以从所需的泵浦能量来看, 再生放大器要少于多程放大器.

结 论 本文从描述行波与物质相互作用的半经典理论麦克斯韦-布洛赫方程出发, 分析了种子光在再生和多程放大器中的放大过程, 并根据实际条件, 得出了放大器峰值输出的表达式, 进而详细讨论了有关参数对峰值输出稳定性的影响. 笔者认为: 充分利用所有的泵浦光

能量, 合理地在再生放大器和后继的多程放大器之间分配泵浦能量, 对再生放大器的种子注入和倒出时间的延迟进行适当调整, 同时优化腔结构, 尽可能降低损耗, 控制和保持环境的稳定, 就能够充分利用放大器来获得大而稳定的输出.

参 考 文 献

- [1] Sturant B C, Herman S, Perry M D. Chirped-pulse amplification in Ti:Sapphire beyond $1\ \mu\text{m}$. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(3): 528~ 538
- [2] Blanchot N, Rouyer C, Sauteret C *et al.*. Amplification of sub-100-TW femtosecond pulses by shifted amplifying Nd:glass amplifiers: theory and experiments. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(4): 395~ 397
- [3] Stuart B C, Perry M D, Miller J *et al.*. 125-TW Ti:Sapphire/Nd:glass laser system. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(4): 242~ 244
- [4] Chambaret J P, Blance C L, Cheriaux G *et al.*. Generation of 25-TW, 32fs pulses at 10 Hz. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(23): 1921~ 1923
- [5] Ditmire T, Nguyen H, Perry M D. Design and performance of a multiterawatt Cr:SAF laser system. *J. Opt. Soc. Am (B)*, 1994, **11**(4): 580~ 589
- [6] 李福利. 高等激光物理学. 合肥: 中国科技大学出版社, 1992. 71~ 72
- [7] 徐 冰. Ti:Al₂O₃ 激光器的输出时间特性研究(硕士论文). 上海: 上海光学精密机械研究所, 1990. 20~ 21
- [8] 吴秋阳, 徐 冰, 张正泉等. 增益开关型四能级激光器的时间特性分析. 中国激光, 1998, **25**(8): 673~ 676

Theoretical Analysis and Experimental Establishment of the Regenerative and Multi-pass Ultrashort Pulsed Laser Amplifiers: I. Theory

Wu Qiuyang Wang Wenyao Yang Xiaodong Wang Yimin
Zhang Zhengquan Xu Zhizhan

(Laboratory of High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 9 January 1998; revised 16 March 1998)

Abstract Based on the semi-classical theory and Maxwell-Bloch equations, the amplification of the seed pulse in the laser regenerative and multi-pass amplifiers is analyzed. The analytical expression of the peak fluence is obtained by assuming some actual physical conditions. A relationship between the enhancement and stability of the peak output and the gain, loss of the amplifier is discussed in detail. The results are instructive to the actual establishment.

Key words Maxwell-Bloch equations, laser amplifier, peak fluence, stability.