

啁啾脉冲激光放大中的自相位调制效应^{*}

沈宇震 王清月 邢歧荣 石季英

(天津大学精密仪器系, 天津 300072)

(1995年3月20日收到)

利用光与物质相互作用的半经典理论建立了啁啾脉冲激光放大的输运方程, 数值分析了多程放大过程中自相位调制对啁啾脉冲时域特性和频域特性的影响. 研究表明, 由于自相位调制引起附加频率啁啾产生, 啁啾脉冲瞬时频率发生变化, 放大特性受到影响. 通过对增益饱和状态下自相位调制效应的研究, 提出利用入射脉冲的线性频率啁啾抑制自相位调制的影响.

PACC: 4265J; 4280W

1 引 言

啁啾脉冲激光放大是近几年发展起来的一种超短脉冲激光放大技术^[1], 其基本思想是, 锁模激光器产生的超短激光脉冲首先经色散系统展宽至皮秒或纳秒数量级, 展宽后的脉冲峰值功率下降3—4个数量级并具有很大的线性啁啾, 低峰值功率的啁啾脉冲经放大介质多程放大或再生放大抽取足够的能量后, 再经啁啾补偿将脉宽压窄. 因此, 利用啁啾脉冲激光放大技术既能够有效抑制非线性效应和增益饱和对激光放大造成的不利影响, 又能够获得窄脉宽、高峰值功率的激光输出. 目前, 利用这一技术已获得脉宽为100 fs、峰值功率为 8×10^{12} W的超短脉冲激光输出^[2], 这对于等离子体物理、X射线激光以及激光核聚变等近代物理学的几个新研究领域具有重要意义.

由于啁啾脉冲激光放大利用了多程放大或再生放大等激光放大技术, 虽然入射啁啾脉冲峰值功率较低, 但随着放大次数增加, 峰值功率提高到一定程度后, 非线性效应仍将对激光脉冲放大特性产生影响. 超短脉冲激光放大过程中的非线性效应主要表现为自相位调制, 它使光束质量下降, 是制约峰值功率进一步提高的主要因素. 由于啁啾脉冲不同时刻具有不同瞬时频率, 自相位调制在啁啾脉冲激光放大器中的作用不同于普通脉冲激光放大器. 目前, 已有关于小信号增益状态下啁啾脉冲激光放大以及自相位调制影响的理论研究报道^[3-5], 但增益饱和状态下的理论研究至今尚未见报道. 本文从光与物质相互作用的半经典理论出发推导出啁啾脉冲激光放大的输运方程, 利用输运方程理论研究了放大器从小信号增益到深度增益饱和整个变化过程中自相位调制对啁啾脉冲时域特性和频域特性的影响, 提出了改善啁啾脉冲放大特性的方法. 由于啁啾脉冲激光放大系统中的

^{*} 光电子信息工程开放研究实验室部分资助的课题.

展宽和压缩机制不同于放大, 因此本文未讨论这两个过程.

2 数学模型

根据 Maxwell 方程, 激光脉冲在放大介质中的传输方程为^[6]

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} = -i \frac{\omega_0}{2\epsilon c} P(z, t) - i \frac{B_2}{2} |E(z, t)|^2 E(z, t), \quad (1)$$

式中 $E(z, t)$ 为激光脉冲电场强度, $P(z, t)$ 为放大介质感应电极化强度, ω_0 为激光脉冲中心频率, ϵ 为介电常数, c 为真空中光速, $B_2 = 2\pi n_2/\lambda_0$, λ_0 为真空中激光脉冲中心波长, n_2 为放大介质非线性折射系数, 折射率的非线性效应引起附加相位 $\phi(t)$ 产生^[7]

$$\phi(t) = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} \int |E(z, t)|^2 dz. \quad (2)$$

这种现象称为自相位调制. 由于 $\phi(t)$ 为时间和空间的函数, 因此, 自相位调制的强弱表征了放大过程中非线性效应对激光脉冲时域特性和频域特性影响的大小.

根据 Schrödinger 方程, 放大介质感应电极化强度和反转粒子数密度的变化方程为^[6]

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} + \frac{\Delta\omega_a}{2} \left(1 + i \frac{2(\omega_0 - \omega_a)}{\Delta\omega_a} \right) P(z, t) = i \frac{K}{2\omega_0} N(z, t) E(z, t), \quad (3)$$

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = i \frac{2^*}{4\hbar} (E^*(z, t) P(z, t) - E(z, t) P^*(z, t)), \quad (4)$$

式中 $N(z, t)$ 为反转粒子数密度, ω_a 为放大介质原子跃迁中心频率, $\Delta\omega_a$ 为原子线宽, 对于均匀加宽介质, $2/\Delta\omega_a = T_2$, T_2 为原子在光场作用下的横向弛豫时间, K 为与原子跃迁有关的常数, $\hbar$ 为普朗克常数, 2^* 为表示反转粒子数饱和程度的系数, 对不同增益介质取 1 或 2.

在方程(1), (3)和(4)的建立过程中, 考虑到入射激光脉冲宽度远小于放大介质荧光寿命, 忽略了光泵抽运和自发辐射在激光脉冲作用期间对反转粒子数的影响; 考虑到啁啾脉冲放大系统中入射激光脉冲为皮秒或纳秒数量级, 忽略了群速色散在放大过程中对脉冲加宽的影响.

设啁啾脉冲电场强度和放大介质感应电极化强度为

$$E(z, t) = E_0(z, t) \exp[i(\omega_0 t + \phi_m(t))] = E_0(z, t) \exp[i(\omega_0 t + \frac{1}{2} b(t/\tau)^2)], \quad (5)$$

$$P(z, t) = P_0(z, t) \exp[i(\omega_0 t + \phi_m(t))] = P_0(z, t) \exp[i(\omega_0 t + \frac{1}{2} b(t/\tau)^2)], \quad (6)$$

式中 $\phi_m(t)$ 为线性啁啾引起的相位变化, b 为线性啁啾系数, b 的取值表征线性啁啾的大小, τ 为啁啾脉冲宽度, $b \approx \tau \Delta\omega_1/2$, $\Delta\omega_1$ 为啁啾脉冲频谱带宽. 若原子在光场作用下横向弛豫时间 T_2 小于光场作用时间, 在 T_2 期间入射信号幅度变化很小, 则^[5]

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} \ll \frac{\Delta\omega_a}{2} P(z, t) = \frac{P(z, t)}{T_2}. \quad (7)$$

由(3), (5), (6)式可得

$$P(z, t) = i \frac{K}{\omega_0 \Delta \omega_a} \left\{ 1 + \frac{1}{1 + i[2(\omega_i(t) - \omega_a)/\Delta \omega_a]} \right\} N(z, t) E(z, t), \quad (8)$$

式中 $\omega_i(t)$ 为啁啾脉冲瞬时频率, $\omega_i(t) = \omega_0 + \partial \phi_m(t)/\partial t$, 利用(8)式可得均匀加宽条件下啁啾脉冲激光放大的输运方程

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} = \frac{\alpha(\omega_i(t)) + i\alpha_i(\omega_i(t))}{2} E(z, t) - i \frac{B_2}{2} |E(z, t)|^2 E(z, t), \quad (9)$$

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = - \frac{2^*}{\hbar \omega} \sigma(\omega_i(t)) N(z, t) |E(z, t)|^2, \quad (10)$$

式中

$$\alpha(\omega_i(t)) = \frac{K}{\epsilon c \Delta \omega_a} \frac{1}{1 + [2(\omega_i(t) - \omega_a)/\Delta \omega_a]^2} N(z, t), \quad (11)$$

$$\alpha_i(\omega_i(t)) = -i \frac{K}{\epsilon c \Delta \omega_a} \frac{2(\omega_i(t) - \omega_a)/\Delta \omega_a}{1 + [2(\omega_i(t) - \omega_a)/\Delta \omega_a]^2} N(z, t), \quad (12)$$

$$\sigma(\omega_i(t)) = \frac{K}{\epsilon c \Delta \omega_a} \frac{1}{1 + [2(\omega_i(t) - \omega_a)/\Delta \omega_a]^2}, \quad (13)$$

$\alpha(\omega_i(t))$ 和 $\alpha_i(\omega_i(t))$ 为增益系数的实部和虚部, 它们分别引起啁啾脉冲振幅和相位变化, $\sigma(\omega_i(t))$ 为受激辐射截面, $\alpha(\omega_i(t)) = \sigma(\omega_i(t)) N(z, t)$. 因此, 对于啁啾脉冲, 放大介质增益系数和受激辐射截面是瞬时频率的函数. 方程(9)和(10)与利用速率方程理论得到的没有啁啾的行波放大输运方程形式一致.

利用分步傅里叶方法, 方程(9)的解为^[7]

$$E(z, t) = E(0, t) |G(t)|^{1/2} \exp[i(\omega_0 t + \phi_m(t) + \phi_a(t) + \phi_{\text{SPM}}(t))], \quad (14)$$

式中

$$G(t) = \exp\left(\int \alpha(\omega_i(t)) dz\right), \quad (15)$$

$$\phi_a(t) = \frac{1}{2} \int \alpha_i(\omega_i(t)) dz, \quad (16)$$

$$\phi_{\text{SPM}}(t) = - \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} \int |E(z, t)|^2 dz, \quad (17)$$

$G(t)$ 为功率增益, $\phi_a(t)$ 为增益相移, $\phi_{\text{SPM}}(t)$ 为自相位调制引起的相移. 增益变化以及自相位调制引起附加频率啁啾 $\sigma_a(\omega_i(t))$ 和 $\sigma_{\text{SPM}}(\omega_i(t))$ 产生

$$\sigma_a(\omega_i(t)) = \partial \phi_a(t) / \partial t, \quad (18)$$

$$\sigma_{\text{SPM}}(\omega_i(t)) = - \partial \phi_{\text{SPM}}(t) / \partial t, \quad (19)$$

$\phi_a(t)$ 只与单程增益有关, 与光强变化无关, $\sigma_a(\omega_i(t))$ 与入射啁啾脉冲的频率啁啾相比, 有 $\sigma_a(\omega_i(t)) / (\partial \phi_m(t) / \partial t) \approx \alpha_0 L (\Delta \omega_i / \Delta \omega_a) / 4b$, α_0 为啁啾脉冲中心频率的小信号增益系数, L 为放大介质长度. 由于 $\Delta \omega_i \ll \Delta \omega_a$, 对于啁啾脉冲激光放大, b 的取值一般为几百甚至上千, 因此, 即使经过几十次放大, $\sigma_a(\omega_i(t))$ 仍远小于 $\partial \phi_m(t) / \partial t$, 增益相移在放大过程中的作用可以忽略. 根据(14)式, 光场变化和瞬时频率可改写为

$$E(z, t) = E_0(0, t) |G(t)|^{1/2} \exp[i(\omega_0 t + \phi_m(t) + \phi_{\text{SPM}}(t))], \quad (20)$$

$$\omega_i(t) = \omega_0 + \partial(\phi_m(t) + \phi_{\text{SPM}}(t))/\partial t. \quad (21)$$

以下通过求解啁啾脉冲激光放大的输运方程以及利用(20)式的傅里叶变换研究在多程放大过程中自相位调制对啁啾脉冲时域特性和频域特性的影响.

3 数值分析

以 Ti:Sapphire/Cr:LiSAF 啁啾脉冲激光放大器^[2]为例, 设 Ti:Sapphire 锁模激光器产生的脉冲宽度为 100 fs、峰值功率为 20 kW 的超短激光脉冲经光栅对-望远镜构成的正色散系统展宽 2000 倍, 则 $b \approx \tau \Delta \omega_1 / 2 \approx 300$, 形成的啁啾脉冲为双曲正割函数

$$E(0, t) = E_0 \operatorname{sech}(-t/\tau) \exp[i(\omega_0 t + \frac{1}{2} b(t/\tau)^2)]. \quad (22)$$

啁啾脉冲经闪光灯抽运的 Cr:LiSAF 多程放大, 放大介质长为 0.65 m, $\alpha_0 = 2.8$. 由于展宽后的啁啾脉冲峰值功率很低, 放大器开始处于小信号增益状态, 随着啁啾脉冲被多次放大, 光强不断增加, 放大器逐渐进入增益饱和状态.

在小信号增益状态下, 反转粒子数密度与光强变化无关, $G(t)$ 和 $\phi_{\text{SPM}}(t)$ 为

$$G(t) = \exp(\alpha(\omega_i(t))L), \quad (23)$$

$$\phi_{\text{SPM}}(t) = -\frac{2\pi n_2 L}{\lambda_0} |E(0, t)|^2 G(t). \quad (24)$$

由于啁啾脉冲包络内不同时刻具有不同瞬时频率, 脉冲各部位的增益不同, 脉冲放大不均匀, 频率啁啾和增益变化共同作用的结果使啁啾脉冲的脉冲宽度和频谱带宽同时变窄, 如图 1, 2 所示. 在放大过程中, 随着光强变化, 自相位调制引起附加频率啁啾产生, 新的频谱成份对称地向低频和高频方向延伸, 其中脉冲前沿具有负啁啾, 后沿具有正啁啾, 脉冲中部具有近似线性的正啁啾, 如图 3 所示. 附加频率啁啾的对称性是由小信号增益状态下放大后的啁啾脉冲结构对称决定的. 由于 Cr:LiSAF 的非线性折射系数非常小, $n_2 = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{W}$, 展宽后的入射啁啾脉冲信号较弱, 因此, 在小信号增益状态下虽然激光脉冲不断被放大, 但光强变化引起的附加相位和附加频率啁啾很小. 理论计算表明, 在小信号增益范围内光强变化引起的最大附加频率啁啾约为 10^{10} Hz , 因此, $(\partial \phi_{\text{SPM}}(t)/\partial t) \ll (\partial \phi_m(t)/\partial t)$, 自相位调制不足以对啁啾脉冲时间特性和频谱特性产生影响, 啁啾脉冲在放大过程中的变化主要是入射啁啾脉冲在增益作用下的结果. 啁啾脉冲在小信号增益状态下经 20 次放大后功率增益达到 10^8 , 随着脉冲光强接近放大介质饱和光强, 放大器逐渐进入增益饱和状态. 以上分析表明, 若对经小信号增益状态放大的啁啾脉冲进行啁啾补偿能够获得高质量、高峰值功率的压缩脉冲.

在增益饱和状态下啁啾脉冲光强变化可由(9)式得出

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial t} = \sigma(\omega_i(t)) N(z, t) I(z, t), \quad (25)$$

$I(z, t)$ 为啁啾脉冲光强. 数值模拟表明, 在增益饱和作用下集中低频成份的脉冲前沿增益大于集中高频成份的脉冲后沿, 随着放大次数增加, 脉冲峰值前移, 频谱向低频长波方向移动, 如图 5, 6 所示. 随着啁啾脉冲光强进一步增加, 自相位调制效应加强. 由于增益饱

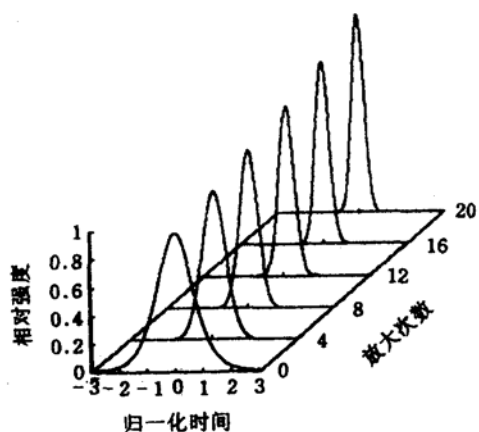


图1 小信号增益状态下啁啾脉冲在多程放大过程中时域特性的变化($b = 300$)

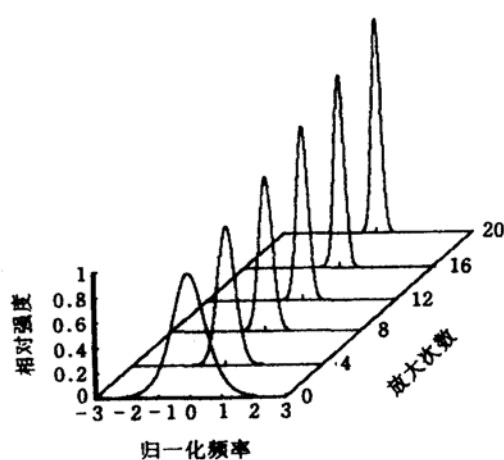


图2 小信号增益状态下啁啾脉冲在多程放大过程中频域特性的变化($b = 300$)

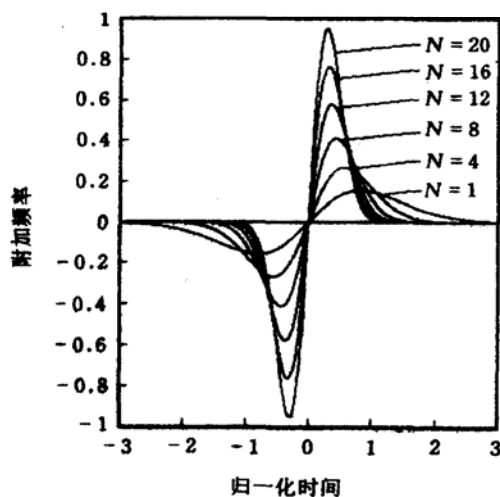


图3 小信号增益状态下自相位调制在多程放大过程中引起的附加频率啁啾 N 为放大次数

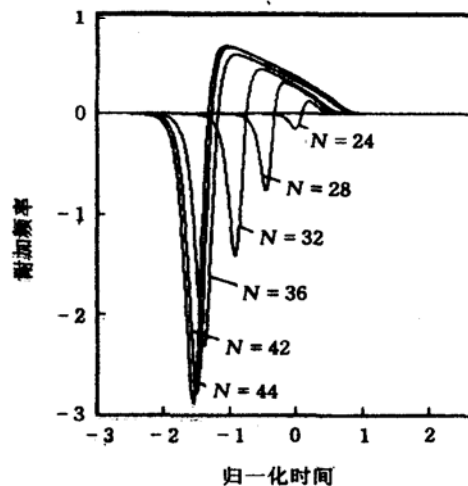


图4 增益饱和状态下自相位调制在多程放大过程中引起附加频率啁啾 图注同图3

和使脉冲前沿变陡后变缓,自相位调制引起的附加频率啁啾不再对称,低频成份远多于高频成份,如图4所示,同时,增益饱和又使低频成份较高频成份获得更大的增益,因此自相位调制使放大后的频谱进一步向长波方向移动并有所加宽,但频谱加宽受到增益变窄的限制.当光强增加到一定程度后,自相位调制产生的非线性附加频率啁啾开始与激光脉冲自身的线性频率啁啾相叠加,脉冲包络内不同时刻对应的瞬时频率发生变化,放大后的脉冲在时域和频域上产生振荡,如图5,6所示.振荡结构从物理意义上可进一步理解为,由于自相位调制引起附加频率啁啾产生,这使得同一频谱在脉冲包络内的不同时刻出现,具

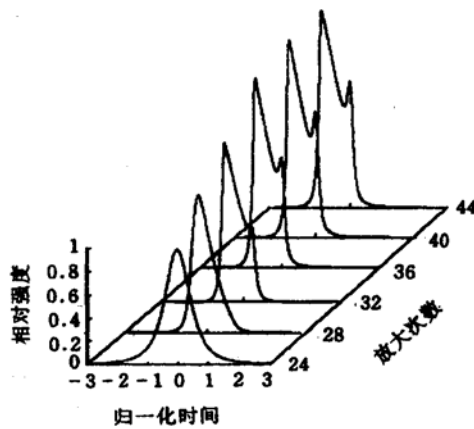


图5 增益饱和状态下啁啾脉冲在多程放大过程中时域特性的变化($b=300$)

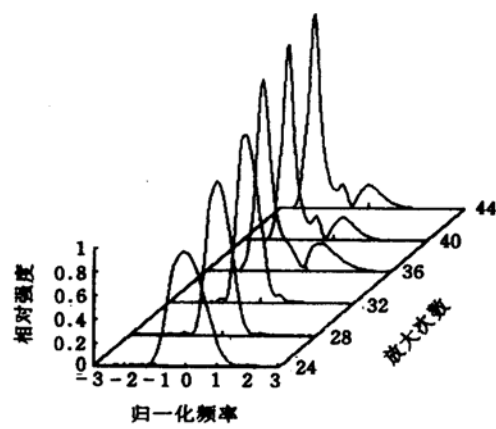


图6 增益饱和状态下啁啾脉冲在多程放大过程中频域特性的变化($b=300$)

有相同频率不同相位的光波相叠加,其中相位差为 π 的偶数倍的光波干涉相长,相位差为 π 的奇数倍的光波干涉相消,因此,脉冲频谱出现振荡,而时域中的振荡行为则是与频域中的振荡行为相伴随而产生的.啁啾脉冲在时域和频域上的振荡随光强增加而加剧,直到放大器进入深度饱和状态.

小信号增益和增益饱和状态下的数值分析结果表明,自相位调制引起的附加频率啁啾使啁啾脉冲瞬时频率发生变化,而增益又是瞬时频率的函数,频率啁啾和增益变化共同作用的结果使啁啾脉冲放大特性受到影响,这在增益饱和状态下光强增加到一定程度时表现得更为明显.如果在放大过程中 $(\partial\phi_{\text{SPM}}(t)/\partial t) \ll (\partial\phi_m(t)/\partial t)$,则瞬时频率由入射啁啾脉冲自身的线性频率啁啾决定,自相位调制的影响不足以使啁啾脉冲放大特性发生变化,小信号增益状态下啁啾脉冲放大的结果已表明这一点.为此可通过展宽系统引入更大的线性啁啾,入射脉冲相应被进一步展宽,光强降低.对于多程激光放大,在反转粒子数密度一定条件下,无论入射脉冲强度高,随着放大次数增加,最终都将趋于饱和,因此,从小信号增益到增益饱和整个放大过程看,放大器能够输出的最大光强以及相应的 $\partial\phi_{\text{SPM}}(t)/\partial t$ 是一定的,与入射脉冲强度无关,这表明入射啁啾脉冲强度的降低并不能减弱增益饱和状态下的自相位调制效应,这与小信号增益状态下的情况不同.由于 $\partial\phi_m(t)/\partial t$ 只与展宽系统中线性啁啾引入的大小有关,与放大过程中啁啾脉冲强度的变化无关,因此,只要入射脉冲具有足够大的线性啁啾,使得放大器的输出光强达到最大时仍能够满足 $(\partial\phi_{\text{SPM}}(t)/\partial t) \ll (\partial\phi_m(t)/\partial t)$,则放大过程中自相位调制的影响能够得到有效抑制.为证明以上分析,设入射啁啾脉冲光强不变,但线性啁啾系数为800.在进入增益饱和状态前, $b=800$ 啁啾脉冲的强度变化和放大特性与 $b=200$ 啁啾脉冲基本相同,数值模拟结果在这里不再重复.图7和图8为增益饱和状态下 $b=800$ 啁啾脉冲在放大过程中时域特性和频域特性的变化.数值模拟表明,由于放大过程中 $(\partial\phi_{\text{SPM}}(t)/\partial t) \ll (\partial\phi_m(t)/\partial t)$,自相位调制引起的啁啾脉冲频谱加宽和移动得到抑制,振荡结构得到消除,啁啾脉

冲在时域和频域中的变化主要是脉冲自身的线性频率啾啾和增益饱和共同作用的结果. 数值模拟结果进一步表明, 可以利用入射脉冲的线性频率啾啾消除自相位调制对啾啾脉

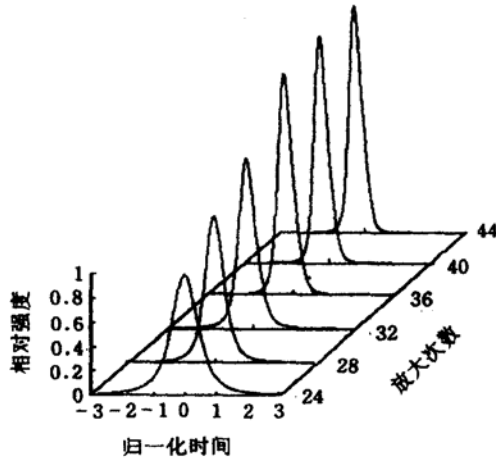


图7 增益饱和状态下啾啾脉冲在多程放大过程中时域特性的变化($b=800$)

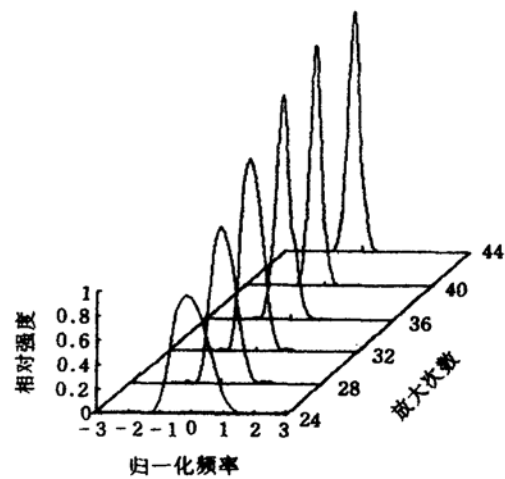


图8 增益饱和状态下啾啾脉冲在多程放大过程中频域特性的变化($b=800$)

冲放大特性的影响, 而啾啾脉冲放大特性的改善有利于获得高质量的压缩脉冲.

4 结 论

本文利用光与物质相互作用的半经典理论建立了啾啾脉冲激光放大的输运方程, 在此基础上理论研究了多程放大过程中自相位调制对啾啾脉冲时域特性和频域特性的影响. 研究结果表明, 由于自相位调制引起附加频率啾啾产生, 啾啾脉冲瞬时频率发生变化, 放大特性受到影响, 若在放大过程中满足 $(\partial\phi_{\text{SPM}}(t)/\partial t) \ll (\partial\phi_m(t)/\partial t)$, 自相位调制的影响能够得到有效抑制, 在小信号增益状态下, 这可利用降低入射啾啾脉冲峰值功率来实现, 但在增益饱和状态下, 自相位调制效应与入射啾啾脉冲峰值功率的大小无关. 进一步的研究表明, 入射脉冲的线性频率啾啾大小对抑制自相位调制的影响有重要作用, 这有利于改善增益饱和状态下啾啾脉冲放大特性. 目前, 啾啾脉冲激光放大器主要工作在小信号增益状态, 本文所得到的理论分析结果有助于扩大啾啾脉冲激光放大器的工作范围, 并对饱和光强较小和准分子啾啾脉冲激光放大器可能有重要意义.

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.*, **56**(1985), 216.
- [2] P. Beaud, M. Richardson, E. J. Miesak and B. T. Chai, *Opt. Lett.*, **18**(1993), 1550.
- [3] M. D. Perry and F. G. Patterson, *Opt. Lett.*, **15**(1990), 381.
- [4] Y-H Chuang, D. D. Meyerhofer, S. Augst, S. Uchida, *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**(1991), 1226.
- [5] Y-H Chuang, J. Peatross and D. D. Meyerhofer, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **1413**(1991), 32.
- [6] W. H. Lowdermilk and J. E. Murray, *J. Appl. Phys.*, **51**(1980), 2436.
- [7] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, Boston, 1989).

SELF-PHASE MODULATION IN CHIRPED-PULSE AMPLIFICATION

SHEN YU-ZHEN WANG QING-YUE XING QI-RONG SHI JI-YING

(*Department of Precision Instrument, Tianjin University, Tianjin 300072*)

(Received 20 March 1995)

ABSTRACT

Based on semiclassical approach, the transport equations of chirped-pulse amplification are presented. Time- and spectral-domain evolution of chirped pulse and effects of self-phase modulation in multipass amplification are numerically analyzed. Theoretical results show that the new frequency chirp induced by self-phase modulation changes the instantaneous frequency of chirped pulse and affects the quality of amplified pulse. The study of chirped-pulse amplification in the gain saturation regime shows that the linear frequency chirp of input pulse tends to suppress the effects of self-phase modulation.

PACC: 4265J; 4280W