

文章编号: 1001-4322(1999)02-0165-07

啁啾脉冲激光放大的数值分析^{*}

杨建军, 阮双琛, 侯 洵

(中科院西安光机所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘 要: 从 Maxwell 波动方程出发, 建立了描述脉冲在啁啾放大系统中传播的非线性薛定谔方程; 采用数值计算, 系统地分析研究了放大过程中的各种效应对脉冲的影响, 给出了啁啾脉冲在频域、时域内及放大压缩后脉冲信噪比的动态演化特征; 讨论了展宽器附加色散量在放大过程中的影响。

关键词: 啁啾脉冲放大; 增益窄化; 自相位调制; 增益饱和效应
中图分类号: TN241; TN781 **文献标识码:** A

超短脉冲激光技术在最近十年内得到了突飞猛进的发展。新型宽带可调谐固体激光晶体, 特别是钛宝石晶体的发展, 使得借助于克尔透镜锁模以及新型超宽带色散补偿器件——啁啾介质镜, 可从激光器直接产生持续时间小于 10fs 的光脉冲^[1]。依赖啁啾脉冲放大技术(CPA), 人们在 10Hz 重复频率的钛宝石激光放大器上获得了脉冲峰值功率为 50TW , 聚焦后可得 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 的功率密度^[2]。啁啾脉冲放大技术的基本原理是在放大之前先将飞秒光脉冲展宽至几百皮秒, 使其峰值功率降低 $3\sim 4$ 个数量级, 这种具有啁啾的宽脉冲经过放大介质时, 足以充分抽取能量并有效地抑制非线性效应和破坏行为, 经过放大的啁啾宽脉冲在具有与展宽器相反符号色散特性的压缩器后, 恢复到原来的飞秒级脉冲宽度, 从而可获得短时间高能量的光脉冲。啁啾展宽脉冲在整个放大过程中不仅仅自身能量被增大, 它还要受到多种因素的影响, 如增益窄化效应、自相位调制效应、增益饱和效应以及放大过程中未能得到完全补偿的高阶色散效应, 使得放大的光脉冲质量下降; 脉冲时间形状、频谱分布以及压缩后脉冲的宽度发生畸变, 最终使输出光脉冲的信噪比降低。

1 理论模型

啁啾光脉冲在整个放大过程中受到各种因素的影响, 可将其大致概括为两种效应, 即幅度调制和相位调制, 如图 1 所示。

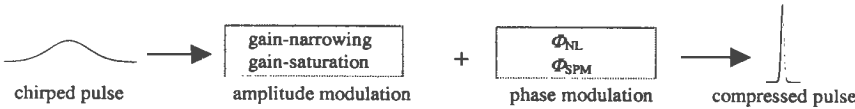


Fig. 1 A theoretical model for chirped-pulse amplification
图 1 啁啾脉冲激光放大的理论模型

由 Maxwell 方程, 激光脉冲在非线性色散介质中传输的基本方程^[3]为

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial E(z,t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial P(z,t)}{\partial t^2} \tag{1}$$

^{*} 国家科委攀登计划基金资助课题
1998 年 8 月 25 日收到原稿, 1999 年 1 月 22 日收到修改稿。

杨建军, 男, 1970 年 12 月出生, 博士。

式中 $E(z, t)$ 为光场, $P(z, t)$ 为介质的极化强度, c 为真空中的光速, μ 为真空中的磁导率。对非增益介质, P 可表示为 $P = P_L + P_{NL}$, P_L 为线性极化强度, P_{NL} 为非线性极化强度; 对增益介质, $P = P_L + P_{NL} + P_g$, P_g 为增益介质的感应极化强度。因此 (1) 式可表示为

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial E(z, t)}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial}{\partial t} (P_L + P_{NL} + P_g) \quad (2)$$

其中 P_L 和 P_{NL} 可由下列方程组描述

$$P_L(z, \omega) + \epsilon E(z, \omega) = n_L^2(\omega) \epsilon E(z, \omega) \quad (3)$$

$$P_{NL}(z, t) = 2n_{LN} |E(z, t)|^2 \epsilon E(z, t) \quad (4)$$

这里 $E(z, \omega)$ 是 $E(z, t)$ 的傅里叶变换, $P_L(z, \omega)$ 是 $P_L(z, t)$ 的傅里叶变换, n_L 是放大介质的线性折射率, n_{NL} 是非线性折射率, ϵ 为真空介电常数。对于均匀加宽的二能级系统, 介质的感应极化强度 P_g 和反转粒子数密度的变化关系为

$$\frac{\partial P_g}{\partial t} + \Delta\omega \frac{\partial P_g}{\partial t} + \omega^2 P_g = -KNE \quad (5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{N - N_0}{T_1} = \left[\frac{2^*}{h\omega} \right] E \frac{\partial P_g}{\partial t} \quad (6)$$

式中 ω 是介质原子跃迁中心频率, $\Delta\omega$ 是原子线宽, N 为反转粒子数密度, T_1 为上能级寿命, K 为与原子跃迁有关的常数, h 为普朗克常数, 2^* 为表示反转粒子数饱和程度的系数, 对于不同的放大介质取 1 或 2。

对于色散介质, 光脉冲的传播常数可在其中心频率 ω 处按泰勒级数展开

$$\beta(\omega) = \frac{\omega_L(\omega)}{c} = \beta + \beta'(\omega - \omega) + \frac{1}{2} \beta''(\omega - \omega)^2 + \frac{1}{6} \beta'''(\omega - \omega)^3 \quad (7)$$

设啁啾脉冲的电场强度和放大介质感应极化强度为

$$E(z, t) = \text{Re} E_0(z, t) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (8)$$

$$P_g(z, t) = \text{Re} P_0(z, t) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (9)$$

运用慢变包络近似 (SVEA), 且引入新的时间坐标 $t = t' - \beta z$, 将 (2) ~ (9) 式联立解得

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z} = & -i \frac{\omega}{2\epsilon} P_0(z, t) + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial t^2} - \\ & \frac{1}{6} \beta''' \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial t^3} - i \gamma |E_0(z, t)|^2 E_0(z, t) \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $\gamma = 2\pi n_{NL}/\lambda$ 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, 由 (5), (8), (9), (10) 联立解得

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z} = & a(\omega, z, t) E_0(z, t) + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial t^2} - \\ & \frac{1}{6} \beta''' \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial t^3} - i \gamma |E_0(z, t)|^2 E_0(z, t) \end{aligned} \quad (11)$$

式中 $a(\omega)$ 为介质的增益系数, $a(z, t, \omega) = \frac{\sigma N(z, t)}{1 + \left[\frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega} \right]^2} = g(\omega) N(z, t)$ (12)

其中 (11) 式就是描述啁啾光脉冲在放大介质中传播的非线性薛定谔方程。对于小信号放大, N 只是 z 的函数, 与 t 无关, 且 $a(\omega) L = \ln G(\omega)$, $G(\omega)$ 为净增益。 β'' 表示介质的二阶群速弥散量 GVD, β''' 表示三阶群速弥散量 TOD。

在以上各式的建立过程中, 考虑到入射激光脉冲宽度远小于增益介质的荧光寿命 (钛宝

石为 $3.2 \mu\text{s}$), 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。

2 数值分析

脉冲放大过程中从介质或其它光学元件中获得的弥散量 $\Phi_{\text{mat}}(\omega)$ (若只考虑至二阶), 可通过调节压缩光栅对间的距离或其衍射角来得到补偿, 即 $\delta = \Phi_{\text{com}}(\omega) + [\Phi_{\text{str}}(\omega) + \Phi_{\text{mat}}(\omega)] = 0$ 。因此若不作说明, 一般不考虑放大过程中的弥散量, 即令 (11) 式中 $\beta''=0, \beta'''=0$, 即

$$\frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z} = \frac{\alpha(\omega, z, t)}{2} E_0(z, t) - i \gamma |E_0(z, t)|^2 E_0(z, t) \quad (13)$$

另外, 我们假定从振荡器输出无啁啾的超短光脉冲为双曲正割函数, 即

$$E_0(0, t) = \text{sech}\left[1.763 \frac{t}{T}\right] \exp(-i\omega t) \quad (14)$$

脉冲宽度 $T=50\text{fs}$, 中心波长 $\lambda=810\text{nm}$, 展宽器提供的二阶弥散量 $\beta''=10^5\text{fs}^2$ 。

2.1 增益窄化效应

一般来说, 啁啾脉冲经再生放大后的能量约为几个 mJ, 因此脉冲在再生腔内的放大可视为小信号增益情况, 此时可不考虑脉冲的非线性作用, 令 $\gamma=0$, 则 (13) 式变为

$$\frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z} = \frac{\alpha(z, t)}{2} E_0(z, t) \quad (15)$$

该式可以用傅里叶方法得到解决, 则在腔内经 M 次放大后输出光场的频谱分布为

$$S_1(\omega) = |E_1(z, \omega)|^2 = |E_{\text{in}}(z, \omega)|^2 \exp[\alpha(\omega, z)^M] \quad (16)$$

式中 $E_{\text{in}}(z, \omega)$ 为啁啾展宽后脉冲光场的傅里叶变换。则放大后脉冲在时域内相应的光强可由 (16) 式的傅里叶反变换解得。另外由于是小信号增益, 此时 (12) 式的增益系数 $\alpha(\omega)$ 可表示为

$$\alpha(z, t, \omega) = \frac{\sigma N(z, t)}{1 + \left[\frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega}\right]^2} = \frac{\alpha_0}{1 + \left[\frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega}\right]^2} \quad (17)$$

其中 α_0 为 $\omega=\omega_0$ 时的小信号增益系数。

对于啁啾放大的光脉冲来说, 尽管放大介质的原子线宽很宽, 但只有在增益中心频率 ω_0 附近才有最大的受激辐射截面, 所以只有在中心频率附近窄的频带内, 增益才可以抵消腔内损耗, 从而使得脉冲损失一部分有效频谱成分, 这就是所谓的增益窄化效应。图 2 是不同增益窄化条件对放大光脉冲的频谱、形状及压缩后脉宽的影响。对于压缩脉冲二阶自相关曲线, 图中纵坐标采用了相对强度的对数。其中 (a) 图为小信号增益系数不同时的情况; (b) 图为放大介质具有不同增益带宽时的情况; (c) 图为光脉冲经展宽器后具有不同啁啾量时的情况, $\beta''=0$ 表示飞秒超短光脉冲未经展宽而直接放大的过程。

比较图 2 中的曲线, 我们发现: 对于啁啾脉冲放大, 随着增益系数 α_0 的增大和介质增益带宽 $\Delta\omega$ 的减小, 增益窄化效应会相应地增强, 导致放大过程中啁啾脉冲在时域和频域内同时变窄, 压缩后的脉冲宽度会相应地变宽。事实上随着放大次数的增加, 这些效应也将趋于增强。但此时增益窄化效应并未影响信噪比的变化。另外, 从图 2(c) 中可以比较得出, 展宽器附加啁啾量大小对放大过程中的增益窄化效应几乎没有影响, 这一点与文献[4]论述的并不一致。

2.2 自相位调制效应

在 (13) 式中, $\gamma |E_0(z, t)|^2 E_0(z, t)$ 项表示脉冲所受到的自相位调制, 则由该式解得

$$E_2(z, t) = E_{\text{in}}(z, t) \exp\left\{i \frac{\alpha z}{2}\right\} \exp[i\Phi_{\text{PM}}(z, t)] \quad (18)$$

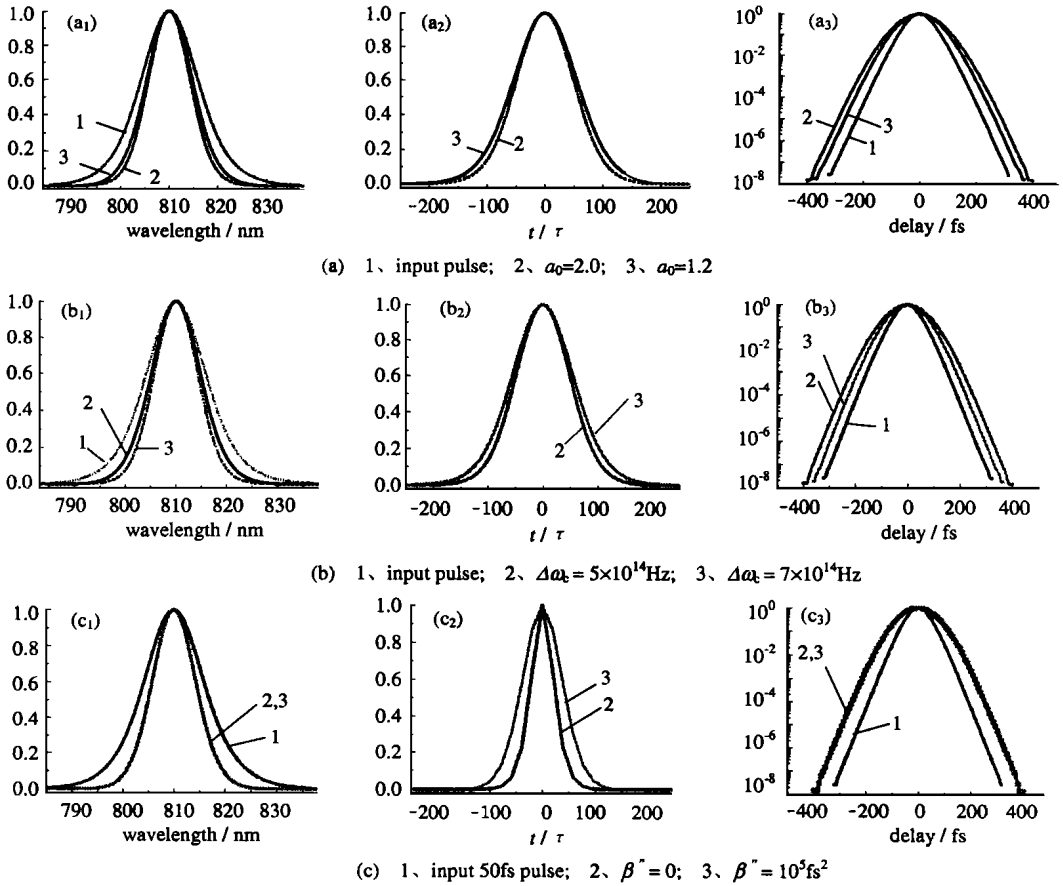


Fig. 2 Distorted spectrum (a1, b1, c1), temporal shape (a2, b2, c2) and recompressed autocorrelation trace (a3, b3, c3) for different a_0 , $\Delta\omega_k$ and chirped pulses

图 2 不同增益窄化条件对啁啾放大脉冲的频谱、时间形状及压缩后的自相关曲线的影响

式中 $\Phi_{\text{SPM}}(z, t) = \frac{\gamma}{a} |E_{\text{in}}(z, t)|^2 [\exp(az) - 1]$, 实际上就是衡量自相位调制大小的 B 积分值^[5]。通过数值计算, 获得在不同 B 值情况下脉冲频谱及其放大压缩后的情形如图 3。(a)、(b) 所示, 其中 $B = 2.0$, $\pi/8.0$; 图 3(c)、(d) 为从光栅展宽器中得到不同啁啾量的光脉冲在放大过程中, 经历相同 B 值 ($B = \pi$) 时, 其频谱及其放大压缩后的情形, 其中 $\beta'' = 0, 10^5 \text{ fs}^{-2}$ 。

从中我们可以得出 SPM 对放大光脉冲影响的几个特点: (1) SPM 将产生新的附加啁啾频率改变了脉冲原有的频谱。对于正啁啾的光脉冲来说, 一方面随着 B 值的增大, 其频谱将会向高频和低频方向拓宽; 另一方面, SPM 使频谱的形状发生严重畸变, 表现为边频振幅的衰减程度加大, 频谱的半宽值 (FWHM) 将变宽。值得注意的是这种频谱畸变与增益窄化效应引起的频谱畸变相比, 前者对频谱的影响主要表现在对频谱曲线的“顶端”拓宽效应; 而后者主要表现在对频谱曲线的“底座”割割效应, 因此两者之间是无法得到相互补偿的。(2) 由于 Φ_{SPM} 的分布与脉冲的光强的分布有关, 一般为双曲正割或高斯型分布, 而光栅对压缩器仅能提供与 $(\omega - \omega_0)^2$ 成正比的相位 Φ_{com} , 这样即使通过调节压缩光栅对的间距或衍射角也不可能使 SPM 产生的 Φ_{SPM} 得到好的补偿, 从而使得压缩后脉冲变宽, 峰值变得较为平坦, 能量对比度降低。从频域的角度来看, 由于 SPM 导致的附加啁啾频率被放大后, 经光栅压缩器不能得到好的啁啾

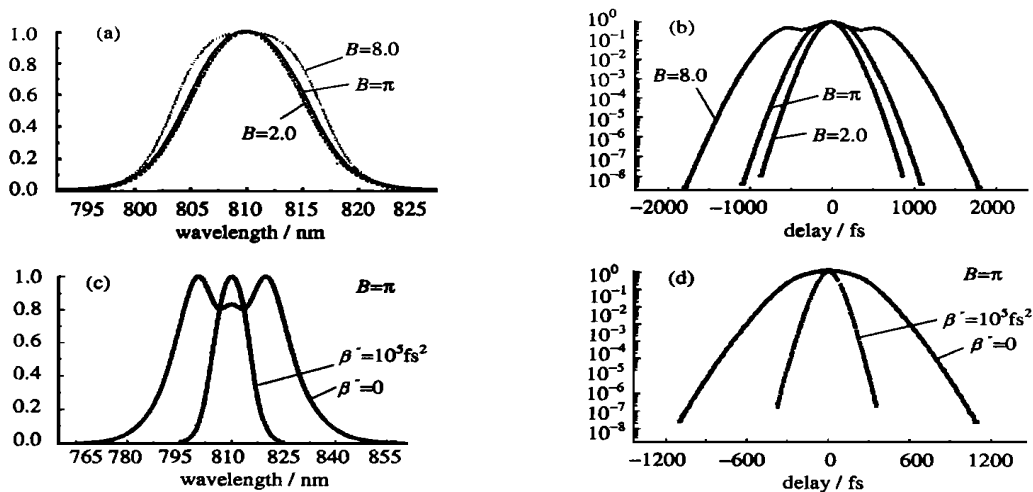


Fig. 3 Distorted chirped pulse spectrum and recompressed autocorrelation trace due to SPM for B

图 3 自相位调制 (SPM) 对放大过程中的脉冲频谱及其压缩后的影响

补偿,使得其所携带的能量扩散,形成很大的基底,削弱了脉冲的峰值强度。比较图 3(a)、图 3(b) 中的曲线,我们可得到更深刻的理解,显然随着 SPM 的增强,脉冲的频谱逐渐变宽,按照傅里叶变换法则,则放大压缩后的脉冲宽度应相应地变窄,但实际上恰恰相反,这就证实了 SPM 造成脉冲畸变的原因不仅仅是由于它对脉冲频谱的调制,最重要的是它对啁啾放大光脉冲的相位的非线性调制。因此如何弥补 SPM 造成的脉冲相位畸变就显得非常重要,这一点是文献[3]、[6]和[7]所忽略的。

2.3 增益饱和效应

能量的高效抽取是啁啾脉冲放大技术最大的优点。运用 Frantz-Nodvic 理论,计算了重复频率为 10Hz、532nm 泵浦的 Ti:sapphire 激光放大器的效率,为了充分利用 CPA 获得最大的能量抽取效率,系统必须运转于放大介质的饱和通量(约 $1\text{J}/\text{cm}^2$)之上^[8],即放大器将进入增益饱和状态。此时介质的增益不仅仅是增益截面的函数,同时由于上能级粒子数密度 $N(z, t)$ 被逐渐消耗掉,使得脉冲通过介质时获取的增益与时间 t 也有关系,则由(12)式得

$$G(t) = \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = \exp[\alpha \omega N_{\text{tot}}(t)] \quad (19)$$

式中 $N_{\text{tot}}(t)$ 为介质长度为 L 内总的反转粒子数密度。且有

$$\frac{\partial N_{\text{tot}}(t)}{\partial t} = \frac{I_{\text{in}}(t) - I_{\text{out}}(t)}{\sigma F_{\text{sat}}} = - \frac{I_{\text{in}}}{\sigma F_{\text{sat}}} \{ \exp[\alpha \omega N_{\text{tot}}(t)] - 1 \} \quad (20)$$

F_{sat} 为介质饱和通量。初始粒子数密度 $N_{\text{tot}}(t = -\infty)$ 可由放大介质的小信号增益 G_0 确定,即

$$G_0 = \exp[\sigma \cdot N_{\text{tot}}] \quad (21)$$

在此状态下,我们忽略介质的增益窄化效应,令 $\alpha \omega = \sigma$,则可解得放大后的脉冲光强为

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}}(t) \cdot \frac{1}{1 - \left[1 - \frac{1}{G_0} \right] \exp\left[- \frac{F_{\text{in}}(t)}{F_{\text{sat}}} \right]} \quad (22)$$

$F_{\text{in}}(t)$ 为脉冲在 t 时刻之前通过介质的光通量 $F_{\text{in}}(t) = \int_{-\infty}^t I_{\text{in}}(t') dt'$, 小信号增益表示为^[9]

$$G_0 = \alpha_{\text{eff}}(F_{\text{sat}}/F_0) \quad (23)$$

其中, $F_0 = \int_{-\infty}^{\infty} I_{in}(t') dt'$, $F_0 G_0$ 是无增益饱和放大后的总的光通量。 α_{sat} 是描述增益饱和效应强弱的参数, $\alpha_{sat} = 1$ 时表示放大后的光通量等于增益饱和通量, α_{sat} 值越小, 增益饱和效应越弱。考虑到在一般的放大器中, $G_0 \gg 1$, 则将(23)式代入(22)式解得

$$I_{out}(t) = I_{in}(t) \frac{G_0}{1 + (G_0 - 1) \frac{F_{in}(t)}{F_{sat}}} \approx I_{in}(t) \frac{G_0}{1 + G_0 \frac{F_{in}(t)}{F_{sat}}} = I_{in}(t) \frac{G_0}{\alpha_{sat} F_{in}(t)} \quad (24)$$

$F_{in}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{in}(t') dt' / \int_{-\infty}^{\infty} I_{in}(t') dt'$ 为归一化的光通量。 G_0 对压缩后脉冲的形状和信噪比的影响可以忽略不计, 从而 α_{sat} 近似独立地描述增益饱和效应对压缩脉冲的影响。

传统激光放大器增益饱和的作用是使脉冲的形状发生一定的改变, 脉冲的前沿变陡, 后沿拉长。由于增益与光强成正比, 脉冲中心部分的增益要比两翼大。若不考虑放大的自发辐射的影响, 放大后的信噪比应高于入射脉冲的信噪比。对于啁啾脉冲放大, 入射的脉冲具有很大的啁啾量, 使得在增益饱和作用下集中低频成分的脉冲前沿增益大于集中高频成分的脉冲后沿。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, 即发生频谱红移现象。

通过数值计算分析了不同增益饱和程度下脉冲形状、频谱及其压缩后的自相关曲线如图4所示。显然随着增益饱和程度的增加, 脉冲前移效应加强, 且形状畸变也越发明显: 前沿变陡, 后沿变缓。其相应的频谱形状也发生畸变, 红移现象趋于增强, 频谱的半宽值变宽。经光栅对压缩后, 其脉冲宽度变窄, 但存在一个较宽的底座, 使得脉冲的信噪比降低。

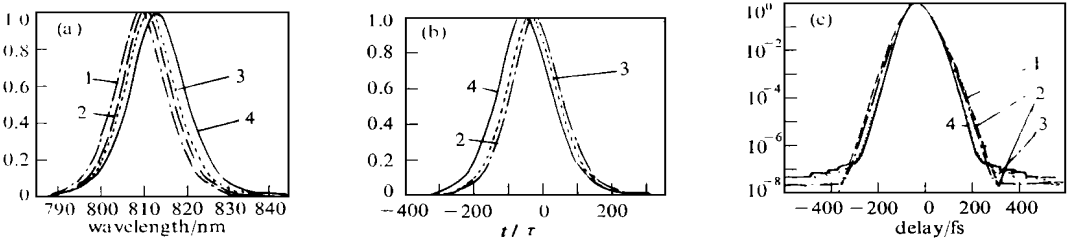


Fig 4 Distorted spectrum (a), temporal shape (b) and recompressed autocorrelation trace (c) in different gain-saturation
1、input 50fs pulse; 2、 $\alpha_{sat}=2.3$; 3、 $\alpha_{sat}=6.9$; 4、 $\alpha_{sat}=9.0$

图4 不同增益饱和状态下, 啁啾放大光脉冲的频谱 (a)、形状 (b) 及压缩后的自相关曲线 (c)

图5是展宽器后提供不同啁啾量, 光脉冲经饱和和放大的频谱及压缩后的畸变情况。

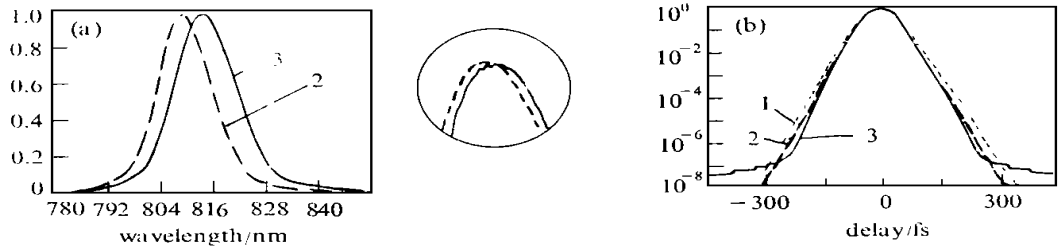


Fig.5 Distorted spectrum (a) and recompressed pulses (b) due to gain-saturation for different chirps
1、input 50fs pulse; 2、 $\beta''=10^4 \text{ fs}^2$; 3、 $\beta''=10^5 \text{ fs}^2$

图5 在增益饱和和放大状态下, 展宽器提供不同啁啾量时脉冲频谱分布 (a) 及其压缩后的自相关曲线 (b)

从图 5 可看出：在增益饱和放大状态下，展宽器提供的啁啾量对放大过程中脉冲形状、频谱及压缩后的信噪比有较大的影响。在相同的条件下，展宽器提供的啁啾量越大，脉冲的展宽比越大，而放大压缩后的信噪比就越小，脉冲质量下降。这说明在设计啁啾脉冲放大系统时，应综合考虑放大过程中各种因素对最终输出光信号性能的影响，以获得尽可能好的效果。

2.4 高阶色散量的影响

在前几部分的讨论中，我们仅将啁啾脉冲放大过程中的色散量考虑至二阶的情况，且使得展宽器提供的 GVD 量和放大介质及其它色散元件的 GVD 量，能通过调节光栅压缩器最终得到补偿。然而在实际的系统中，一方面放大介质和其中的光学元件将产生高阶色散量，另一方面这些高阶色散量一般又很难在光栅压缩器中得到彻底的补偿^[10]，这就不可避免地对放大压缩后的光脉冲质量造成一定的影响。若考虑放大光脉冲中的三阶群速弥散(TOD)和四阶群速弥散量(FOD)的影响，结果是压缩脉冲的宽度变大，信噪比降低。

参考文献

1 Xu L, et al. Ultrabroadband ring oscillato for sub-10fs pulse gernation. *Opt Lett*, 1996, **21**:1259~1261

2 Barty C P J, et al. Methods for generation of 10-Hz, 100TW optical pulses. *SPIE*, 1995, **2377**:311~322

3 Chang Y-H. Propagation of light pulses in a chirped-pulse-amplification laser, *IEEE J Q E*, 1993, **29**:270~280

4 赵尚弘, 王屹山, 陈国夫等. 钛宝石超短脉冲放大过程中的增益窄化效应. *光子学报*, 1997, **26**:197~200

5 Siegman A E. *Laser*. Calif, Univesity Science , Mill Valley, 1986

6 Chuang Y-H, Meyerhofer D D, Augst S, et al. Suppression of the pedestal in a chirped-pulse-amplification laser. *J Opt Soc Am B*, 1991, **8**:1226~1235

7 沈宇震, 王清月, 邢歧荣, 石季英. 啁啾脉冲激光放大中的自相位调制效应. *物理学报*, 199, **45**:214~221

8 杨建军, 阮双琛, 侯洵. 八通式单光栅展宽器的特性研究. *光子学报*, 1998, **27**:321~325

9 李传东, 张正泉, 徐至展. 增益饱和和在啁啾脉冲放大中影响. *光学学报*, 1996, **16**:299~304

10 Kane S, Squier J. Fourth-order-dispersion limitations of aberration free chirped-pulse amplification systems. *J Opt Soc Am B*, 1997, **14**:1237~1244

NUMERICAL CALCULATION ON
CHIRPED PULSE AMPLIFICATION

YANG Jian-jun, RUAN Shuang-chen, HOU Xun
State Key Laboratory of Transient Optics and Technology
Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica, 710068

ABSTRACT: A theoretical model of chirped-pulse-amplification is presented, and based on which we give the numerical analysis on the evolution of stretched pulse in the amplifier. Amplitude and phase modulation including: gain-narrowing, self-phase-modulation, gain-saturation and higher-order-dispersions experienced by the pulse in the CPA system are responsible for the distortions on the temporal shape, power spectra and recompressed autocorrelation trace of the amplified pulse. In addition, for the first time the contribution of stretching chirps from the stretcher on the distortions of the pulse is studied in detail.

KEY WORDS: chirped pulse amplification; gain-nairowing; self phase modulation; gain saturaition