

文章编号: 1001-4322(2003)06-0563-04

# 掺镜光纤放大器的啁啾脉冲失谐放大特性\*

刘建国<sup>1,2</sup>, 杨坤涛<sup>1</sup>, 隋展<sup>2</sup>, 李明中<sup>2</sup>, 丁磊<sup>2</sup>, 王建军<sup>2</sup>

(1. 华中科技大学 光电子工程系, 湖北 武汉 430074; 2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

**摘要:** 研究了掺镜光纤放大器对中心频率为 1 053nm 的啁啾脉冲放大特性, 发现针对高斯或超高斯脉冲, 采用合适的带宽及入射光强能够使增益饱和和失谐放大相互削弱, 从而得到一个良好的放大脉冲形状。计算了掺镜光纤放大器失谐放大带来的相位调制, 发现对压缩质量影响较小。

**关键词:** 掺镜光纤放大器; 啁啾脉冲; 失谐放大

**中图分类号:** TN248.8; TN242 **文献标识码:** A

掺镜光纤放大器(YDFA)由于其增益谱宽及泵浦转换效率高, 近年来已被成功用于啁啾脉冲的放大<sup>[1~3]</sup>, 其中在对入射脉冲中心波长位于放大器第二荧光峰处的啁啾脉冲的所谓“共振放大”中<sup>[2]</sup>, 无论输出的能量或脉冲的时域和频域特性都取得了理想的放大效果。

然而在一些应用中要放大的脉冲中心波长为 1.053μm。图 1 为放大器在锁模脉冲频谱范围内的荧光辐射截面图<sup>[4]</sup>。由图中可以看出, YDFA 最大辐射截面所在波长与入射脉冲中心波长不一致, 造成在小信号时, 中心波长两侧对称的频谱分量所得增益差别很大, 这也就是所谓“失谐放大”。实际上, 在一些研究中, 实验研究了对 1.060μm 失谐放大<sup>[3]</sup>, 但由于此处辐射截面变化不大, 且其中选择的带宽只有几个 nm, 失谐表现并不严重, 实验结论相对也比较理想。而在 1.053μm 失谐放大中则有不同, 由图中可以看出, 短波段增益曲线上升很快, 而实际需要放大的带宽尽可能宽, 若没有合适的措施, 放大后的脉冲形状将会严重畸变。由于后续脉冲压缩只能恢复由展宽器带来的相位调制, 放大过程中的脉冲畸变很大程度上影响放大器的噪声特性, 这样势必造成脉冲信噪比的大幅下降, 因此必须设法使掺镜光纤放大器放大后的啁啾脉冲有尽可能好的形状。这方面已有成熟的实验报导<sup>[1]</sup>, 但没有见到相关的理论分析。

本文从理论上分析了掺镜光纤放大器对中心波长为 1.053μm 的啁啾脉冲的放大特性, 发现存在一个输入脉冲光谱宽度、输入光强、增益系数等参量的优化组合, 任何一个参量的变化可能会导致输出脉冲形状的严重畸变。

## 1 理论模型

在以下分析中忽略放大器的损耗, 且只研究介质均匀加宽的情况。放大器的作用相当于对脉冲进行调幅及相位调制<sup>[5]</sup>。假设其幅度传递函数为  $G(\omega)$ , 相位传递函数为  $\phi(\omega)$ 。对于啁啾脉冲, 脉冲的频谱分量分别对应时域上某一时刻, 幅度与相位传递函数又可写为  $G(t)$  和  $\phi(t)$ 。

对于幅度传递函数  $G(t)$  有<sup>[6]</sup>

$$G(t) = \exp\left\{ \int g[z, t, \omega(z, t)] dz \right\} = \exp\left[ \int \omega(z, t) N_{\text{tot}}(z, t) dz \right] \quad (1)$$

式中:  $g$  为增益系数,  $\omega(z, t)$  为脉冲瞬间频率,  $N_{\text{tot}}(z, t)$  为发射截面。尚需作出说明的是, 关于  $N(z, t)$  与  $N_{\text{tot}}(z, t)$ , 由于掺镜光纤(YDF)的实际情况, 含义有很大变化。在掺镜光纤(YDF)中, 在 1.030 ~ 1.076μm 这一段,  $\sigma_{21} \gg \sigma_{12}$  ( $\sigma_{21}$  和  $\sigma_{12}$  分别为 YDF 发射及吸收截面), 同时, 若采用 980 泵浦,  $n_2 \approx n_1$ <sup>[4]</sup>, 于是,  $g =$

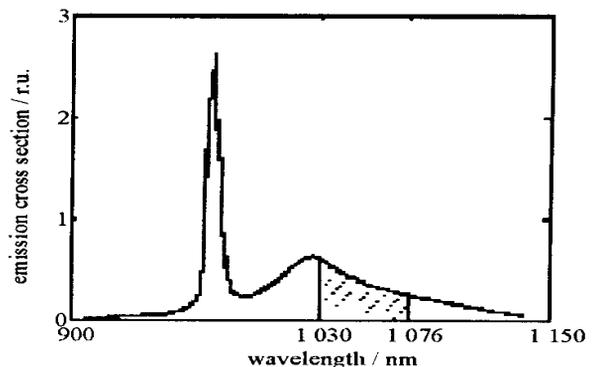


Fig. 1 Emission cross section of Yb in germanosilicate glass  
图 1 硅光纤中 Yb 的发射截面

\* 收稿日期: 2003-01-21; 修订日期: 2003-04-28

基金项目: 国防科技基础研究基金资助课题

作者简介: 刘建国(1972-), 男, 山西陵川人, 硕士研究生, 主要研究方向掺镜光纤放大器技术; 绵阳市 919-988 信箱。

$n_1 n_2 - n_1 n_2 = 0.5 n_1 N$ , 因此,  $N(z, t)$  不再是粒子反转密度, 而直接是上能级粒子密度, 相应  $N_{\text{tot}}(z)$  则为单位面积内上能级粒子数, 而  $N$  为 Yb 粒子的掺杂浓度。对于  $N_{\text{tot}}(t)$ , 在采用移动坐标系时

$$\frac{\partial N_{\text{tot}}(t)}{\partial t} = - \frac{I_{\text{in}}(t)}{U_{\text{sat}}} (e^{-\int_0^t \gamma(t) N_{\text{tot}}(t) dt} - 1) \quad (2)$$

放大器的相位调制  $\phi(t)$  可分为色散相位调制  $\phi_d(t)$ 、原子响应相位调制  $\phi_a(t)$  以及自相位调制  $\phi_{\text{spm}}(t)$ 。由于  $\phi_d(t)$  与后级压缩器的相位调制都是与  $(\gamma - \gamma_0)^n$  ( $n=1, 2, \dots$ ) 成正比, 且  $\phi_d$  比  $\phi_{\text{com}}$  (压缩器对啁啾脉冲的相位调制) 小 3 个数量级, 可以通过调节压缩光栅对的倾角来补偿, 因此不予考虑; 而在本研究对象信号光强较小, 故 YDF 的自相位调制非常微弱。这样放大器的相位调制只需考虑因为失谐放大造成的原子响应相位调制  $\phi_a(t)$ 。根据研究结果<sup>[7]</sup>

$$\phi_a(t) = \frac{1}{2} \int_0^L g_i(z, t, \gamma_i(z, t)) dz = \frac{1}{2} \left\{ - \frac{2 \int_0^L \gamma_i(z, t) dz}{a} \int_0^L \gamma_i(z, t) N(z, t) dz \right\} \quad (3)$$

引入  $N_{\text{tot}}(t)$ , 易得出

$$\phi_a(t) = - \frac{\phi_m(t) + \gamma_0 - a}{a} \int_0^L \gamma_i(z, t) N_{\text{tot}}(t) dz \quad (4)$$

式中:  $\phi_m = \partial \phi_m(t) / \partial t$ ,  $\phi_m(t)$  为锁模脉冲通过展宽器后的附加相位。(4) 式不仅适合于增益饱和区, 也适用于小信号放大。

假设掺镜光纤放大器的输入脉冲光场为

$$E_0(t) = A \exp[-\frac{1}{2} (\frac{t}{\tau})^{2m}] \exp\{i[\omega_0 t + \frac{1}{2} b (\frac{t}{\tau})^2]\} \quad (5)$$

式中  $m$  为常数:  $m > 1$ , 为超高斯脉冲;  $m = 1$ , 为高斯脉冲。

经放大后的脉冲为

$$E_{\text{amp}}(t) = A \exp[-\frac{1}{2} (\frac{t}{\tau})^{2m}] \exp\{i[\omega_0 t + \frac{1}{2} b (\frac{t}{\tau})^2]\} \{ \exp[-\int_0^L \gamma_i(z, t) N_{\text{tot}}(t) dz] \}^{1/2} \times \exp\{i[\int_0^L \gamma_i(z, t) N_{\text{tot}}(t) dz - \frac{bt}{a} (\frac{t}{\tau})^2 + \gamma_0 - a \int_0^L \gamma_i(z, t) N_{\text{tot}}(t) dz]\} \quad (6)$$

$$I_{\text{out}}(t) = |E_{\text{amp}}(t)|^2 = A^2 \exp[-(t/\tau)^{2m} + \int_0^L \gamma_i(z, t) N_{\text{tot}}(t) dz] \quad (7)$$

## 2 计算分析

设典型的取值如下: 锁模源提供的脉冲半宽为  $t_0 = 50\text{fs}$ ,  $\gamma_0 = 0.5\text{ns}$ , 则  $b = 10^4$ ;  $L = 25\text{m}$ ,  $N = 2 \times 10^{24}/\text{m}^3$ ,  $\gamma_0 = 385 \times 10^{-27}\text{m}^2$ , 则  $G_0 = \exp(0.5 \gamma_0 NL) = \exp(385/40)$ , 在  $1.053\mu\text{m}$  处  $U_{\text{sat}} = 0.5\mu\text{J}/\mu\text{m}^2$ , 入射啁啾脉冲能量取  $50\text{pJ} \sim 50\text{nJ}$ , 相应峰值光强  $10^9 \sim 10^{12}\text{W}/\text{m}^2$  放大器增益带宽取为从  $990\text{nm}$  到  $1.070\mu\text{m}$ , 中心波长为  $1.030\mu\text{m}$ , 入射脉冲中心波长  $1.053\mu\text{m}$ , 带宽  $1.030 \sim 1.076\mu\text{m}$ 。则  $\gamma_a = 142\text{Trad}$ ,  $\gamma_0 - \gamma_a = -40\text{Trad}$ 。泵浦波长取为  $980\text{nm}$ 。

关于  $t$  的取值范围, 因为掺镜光纤放大器在  $1.030\mu\text{m}$  处的放大截面是一尖峰, 为了充分考虑它对失谐放大的作用, 取脉冲全宽的两倍作为计算范围, 亦即从  $-2.0$  到  $2.0$ 。

由于啁啾脉冲的特性是频谱在时域上展开<sup>[8]</sup>, 各频段的强度放大情况可先在时域中进行分析, 从定性角度理解, 如果啁啾脉冲没压缩前时域内有好的脉冲形状, 则该脉冲的幅度谱也是优良的, 但相位谱则需专门分析, 因为相位调制不仅仅改变锁模性能, 也对最后的实际场强叠加 (从而产生不同光强分布) 起着举足轻重的作用。

### 2.1 输出脉冲的时域特性

#### 2.1.1 输入光强 $I_{\text{in}}(t)$ 不同的情况

图 2 完整的展现了掺镜光纤放大器放大啁啾脉冲中不同输入光强对输出脉冲形状的影响。当峰值光强很小时, 超高斯光束的畸变非常严重, 这说明光强很小时, 由于增益饱和效应非常弱, 失谐放大起主要作用。随着光强的增加, 增益饱和的作用逐渐增强, 从图 2(a) 小信号时的紫移到图 2(c) 的红移, 显示了它在失谐放大中良好的调节能力。实际上, 文献[9]讨论过用失谐放大来抵消增益饱和的频移倾向, 这里进行的是相反的工作而已。脉冲放大后的具体形状与实际情况有关, 如图 2(d) 的良好曲线与图 2(c) 畸变曲线。这里只探讨其脉宽与中心波长的移动。由图 2 可知, 光强较大时, 中心波长变化较小。脉宽变化不明显, 这是由于失谐放大抵消了

增益饱和的脉宽窄化作用,后沿的放大一点不弱于前沿,这也正是所期望的结果。

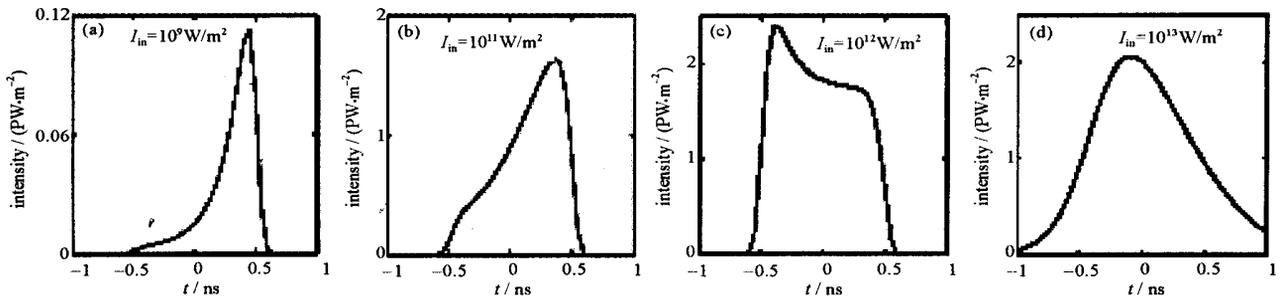


Fig. 2 Output of YDFA for different input super-Gaussian (a, b, c) and Gaussian (d) pulse with various intensity

图 2 YDFA 对不同光强超高斯脉冲 ( $m = 5$ ) 和高斯脉冲 ( $m = 1$ ) 的响应曲线

### 2.1.2 谱宽的影响

根据前述模型计算了谱宽分别为 8, 12, 20nm 的高斯脉冲情况,结果如图 3 所示。8nm 与 12nm 的脉冲在入射光强较小的情形下仍可得到较好形状的出射脉冲。20nm 小光强的放大则完全失败,由此可见,对于失谐严重又要求小信号放大的情形,入射脉冲的谱宽要受到限制。

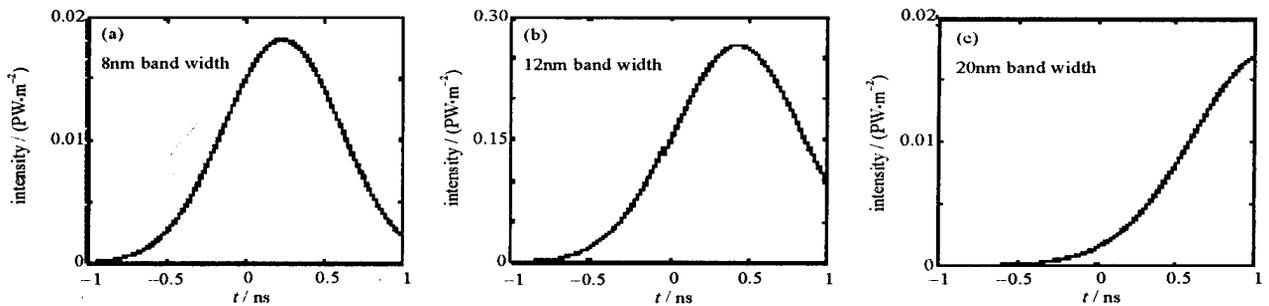


Fig. 3 Output of YDFA with different band width input chirped-pulse, pulse peak intensity  $10^9 \text{ W/m}^2$

图 3 YDFA 对不同谱宽的啁啾脉冲的放大特性

### 2.2 输出脉冲的频域特性(仅频域内相位变化情况)

由前述模型计算出的相位变化曲线如图 4。

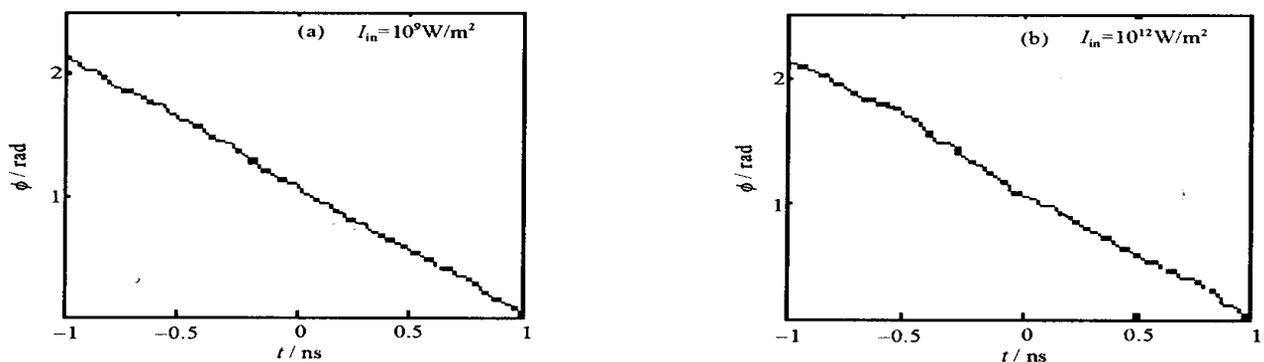


Fig. 4 Phase shift due to atomic response in YDFA for different input energy of Gaussian pulse

图 4 YDFA 对不同光强高斯啁啾脉冲的原子响应相位调制  $\phi_a(t)$

由图 4 可以看出,尽管掺镜光纤放大器失谐放大所带来的相位调制比较严重,但并非毫无规律。实际上,对于一般典型参数的情形,由于增益系数与啁啾相位调制的共同作用,失谐放大导致的相位增量与时间的关系近于线性。尤其是在参数优化后更是如此。而这种线性相位调制可以当作傅立叶频谱整体平移,对频谱形状没有影响,掺镜光纤放大器失谐放大所带来的相位调制对压缩后的脉冲质量的影响可以很小。

实际上,对放大后的脉冲进行傅立叶变换,有

$$A_g(t) \exp\{i[\omega_0 t + \frac{1}{2} b(\frac{t}{\tau})^2 + kt]\} \exp(i \dots) dt =$$

$$A_g(t) \exp\{i[\omega_0 t + \frac{1}{2} b(\frac{t}{T})^2]\} \exp[i(k + \omega_0) t] dt =$$

$$A_g(t) \exp\{i[\omega_0 t + \frac{1}{2} b(\frac{t}{T})^2]\} \exp[i k t] dt \quad (8)$$

式中,  $\omega_0 = \omega_0 + k$ ,  $k$  为线性相位调制的斜率。

由(8)式可知,由于失谐造成的相位调制是线性的,在进行傅立叶变换的时候所造成的影响只是使频谱整体移动了  $k$ ,对频谱形状没有影响。故在对放大后的脉冲进行傅立叶变换时只需要考虑时域内光强的傅立叶变换,相位因素可在变换后整体移动  $k$  予以解决(展宽器附加的相位可由后期脉冲压缩消除)。而  $k$  的数值相对于光频非常小,也就是说,  $k$  对频谱的影响只是整体的微小移动,在考虑到前面提到的增益饱和及失谐放大的移频作用时,可不予考虑。

而对时域内光强的傅立叶变换,正如前面分析的情形,采用合适参数优化后放大的光强分布轮廓可以很接近高斯或超高斯型,而脉宽与中心波长的变化都不明显,这样的啁啾脉冲经过傅立叶变换后所获得的频谱图自然也会有较佳的结果。

### 3 结 论

由于严重失谐,掺镜光纤放大器放大中心波长为  $1.053\mu\text{m}$  的啁啾脉冲时存在一个入射带宽与光强的优化过程。经参数优化后,能够获得畸变较小的放大脉冲,其脉宽和中心频率的变化都可以较小。计算表明,掺镜光纤放大器失谐放大对啁啾脉冲相位关系的影响,不会影响到脉冲压缩后的信噪比。

#### 参考文献:

- [1] Cho G C, Galvanauskas A, Fermann M E, et al. 100 $\mu\text{J}$  and 5.5 W Yb-fiber femtosecond chirped pulse amplifier system[A]. Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO-Technical Digest[C]. 2000. 118.
- [2] Walton D T, Nees J, Mourou G. Broad-bandwidth pulse amplification to the 10 $\mu\text{J}$  level in an ytterbium-doped germanosilicate fiber[J]. *Optics Letters*, 1996, **21**(14):1061—1063.
- [3] Nickel D, Liem A, Limpert J, et al. Fiber based high repetition rate, high energy laser source applying chirped pulse amplification[J]. *Optics Communications*, 2001, **190**:309—315.
- [4] Paschotta R, Nilsson J, Tropper A C, et al. Ytterbium-doped fiber amplifiers[J]. *IEEE QE*, 1997, **33**(7):1049—1056.
- [5] Michael D, Perry M G. Terawatt to petawatt subpicosecond lasers[J]. *Science*, 1994, **264**:919—924.
- [6] 周炳坤, 高以智, 陈侗嵘, 等. 激光原理[M]. 北京:国防工业出版社, 2000. (Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, et al. Lasers theory. Beijing: National Defence Industry Press, 2000)
- [7] Chuang Y H, Zheng L, Meyerhofer D D. Propagation of light pulse in a chirped-pulse amplification laser[J]. *IEEE QE*, 1993, **29**(1):270—280.
- [8] 黄小军, 张树葵, 袁晓东, 等. 光参量啁啾脉冲放大过程中脉冲特性理论研究[J]. 强激光及粒子束, 2001, **13**(6):757—760. (Huang X J, Zhang S K, Yuan X D, et al. Theoretical study on pulse properties of optical parametric chirped pulse amplification. *High Power Laser and Particle Beams*, 2001, **13**(6):757—760)
- [9] 李传东, 张正泉, 徐至展. 增益饱和在啁啾脉冲放大中的影响[J]. 光学学报, 1996, **16**(3):299—304. (Li C D, Zhang Z Q, Xu Z Z. Effects of gain saturation in chirped-pulse amplification[J]. *Acta Optica Sinica*, 1996, **16**(3):299—304)

## Chirped-pulse mismatching amplification of ytterbium doped fiber amplifier

LIU Jiar-guo<sup>1,2</sup>, YANG Kun-tao<sup>1</sup>, SUI Zhan<sup>2</sup>, LI Ming-zhong<sup>2</sup>, DING Lei<sup>2</sup>, WANG Jiar-jun<sup>2</sup>

(1. Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;

2. Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-988, Mianyang 621900, China)

**Abstract:** Theory analysis were performed for ytterbium doped fiber amplifier (YDFA) on its characteristics of mismatching amplification on chirped-pulse with mid wavelength around 1.053nm. An excellent pulse can be achieved with optimistic input intensity and spectrum width. On the other end, by analyzing the phase-mode of YDFA's mismatch amplification, a good result was found. Although the phase-modulate was serious, the phase-modulate during YDFA mismatch amplification affected the quality of pulse after compression weakly.

**Key words:** Ytterbium doped fiber amplifier (YDFA); Chirped-pulse; Mismatch amplification