

文章编号:1004-4213(2010)03-0423-4

脉冲形状对脉冲经光纤放大器传输后功率增益的影响

耿蕊,陆玉春,刘楚,张帆,王春灿,简水生

(北京交通大学 a. 光波技术研究所;b. 全光网络与现代通信网教育部重点实验室,北京 100044)

摘 要:基于描述脉冲放大过程的时间相关非线性辐射迁移方程,对不同形状脉冲经掺镱光纤放大器传输后的功率特性进行了分析,该方程同时考虑了光与介质的相互作用.数值结果表明,在相同的脉冲能量下,不同形状脉冲经放大器放大后的功率增益随入射脉冲形状不同而不同,并且功率增益的差异在脉冲前沿比较大.这使得放大器输出脉冲峰值向前沿的偏移量以及峰值功率的放大倍数都与脉冲形状有关.尤其是当入射脉冲的能量较大时,不同形状脉冲的峰值功率的放大倍数明显不同,以超高斯脉冲为最大,高斯脉冲、双曲正割脉冲次之,洛伦兹脉冲最小.

关键词:物理光学;光子输运方程;光纤放大器;功率增益

中图分类号:O432 **文献标识码:**A **doi:**10.3788/gzxb20103903.0423

0 引言

超短脉冲光纤激光器由于具有良好的波导特性以及功率倍增优势,因而成为广受关注的超短激光脉冲源.通常用光纤放大器增强较低功率的超短脉冲振荡器的输出来获得更高功率的超短激光脉冲^[1-2].啁啾脉冲放大技术由于能够避免超短脉冲在光纤放大器中传输所引起的非线性效应而成为脉冲放大的主要方法之一^[3-5].然而,不仅光纤中的非线性效应会限制放大器的功率倍增能力,入射脉冲的形状也会对脉冲经光纤放大器后的增益特性有所影响,并直接影响放大后脉冲的峰值功率.

本文利用由时间相关的非线性辐射迁移方程组描述脉冲放大过程的模型对几种标准形状脉冲经掺镱光纤放大器传输后的功率特性进行了分析,并对

不同形状入射脉冲经过光纤放大器后的峰值功率增益进行了比较.

1 理论分析

非线性辐射迁移方程组同时考虑了光与介质的相互作用以及脉冲入射到具有粒子数反转的介质中时,其前沿对后沿所经历的粒子数密度反转的影响.求解各向同性的光入射介质表面的一维问题,即得到描述光纤放大器中脉冲放大过程的闭合解^[6].利用得到的光纤放大器入射与出射脉冲光子数密度分布之间的关系,并假定粒子数密度反转 Δ 在光纤放大器长度范围内均匀无变化,就可以得到不同形状脉冲经过长度为 L 的掺 Yb 光纤放大器后的功率增益和能量增益.

$$G_P(t)=\begin{cases} \left\{1-[1-\exp(-\sigma\Delta L)]\exp\left[-\frac{\sigma E_{in}}{h\nu S}\cdot\left(\frac{2}{\pi}\tan^{-1}\left(\frac{2t}{T_f}\right)+1\right)\right]\right\}^{-1} & \text{(洛伦兹脉冲)} \\ \left\{1-[1-\exp(-\sigma\Delta L)]\exp\left[-\frac{\sigma E_{in}}{h\nu S}\cdot\left(1+\operatorname{erf}\left(2\sqrt{\ln 2}\frac{t}{T_f}\right)\right)\right]\right\}^{-1} & \text{(高斯脉冲)} \\ \left\{1-[1-\exp(-\sigma\Delta L)]\exp\left[-\frac{2\sigma E_{in}}{h\nu S}\cdot\left(1+\exp\left(-4\ln(\sqrt{2}+1)\cdot\frac{t}{T_f}\right)\right)^{-1}\right]\right\}^{-1} & \text{(双曲正割脉冲)} \\ \left\{1-[1-\exp(-\sigma\Delta L)]\exp\left[-\frac{\sigma E_{in}}{h\nu S}\cdot\left[2-\frac{\Gamma(1/2m,\left(2\sqrt{\ln 2}\cdot\frac{t}{T_f}\right)^{2m})}{\Gamma(1/2m)}\right]\right]\right\}^{-1} & \text{(超高斯脉冲)} \end{cases} \quad t\in(-\infty,+\infty) \quad (1)$$

$$G_E=\frac{h\nu S}{\sigma E_{in}}\ln\{1+\exp(\sigma\Delta L)[\exp(\sigma E_{in}/h\nu S)-1]\}$$

(任意脉冲)

(2)

式中, E_{in} 是放大器入射脉冲的能量, ν 是其中心频率, T_f 是脉冲的半极大值全宽, σ 为光纤掺杂离子 Yb 的受激发射截面, h 为普朗克常量, S 为光纤芯子的模场面积, m 则是超高斯脉冲的阶数.

公式(1)和(2)表明,脉冲经光纤放大器传输后

的能量增益只与入射脉冲能量和放大器参数有关，而功率增益则还要依赖于入射脉冲的形状. 利用公式 $P_{\text{out}}(t)=P_{\text{in}}(t) \cdot G_{\text{p}}(t)$ 以及各种形状入射脉冲的功率分布，

$$P_{\text{in}}(t)=\begin{cases} \frac{2E_{\text{in}}}{\pi T_f} \cdot \frac{1}{\left(\frac{2t}{T_f}\right)^2+1} & \text{(洛伦兹脉冲)} \\ \frac{2\sqrt{\ln 2}E_{\text{in}}}{\sqrt{\pi}T_f} \cdot \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \cdot \frac{t}{T_f}\right)^2\right] & \text{(高斯脉冲)} \\ \frac{\ln(\sqrt{2}+1) \cdot E_{\text{in}}}{T_f} \cdot \sec^2\left[2\ln(\sqrt{2}+1) \cdot \frac{t}{T_f}\right] & \text{(双曲正割脉冲)} \\ \frac{2m \cdot \sqrt{\ln 2}E_{\text{in}}}{\Gamma(1/2m)T_f} \cdot \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \cdot \frac{t}{T_f}\right)^{2m}\right] & \text{(超高斯脉冲)} \end{cases} \quad t \in (-\infty, +\infty) \quad (3)$$

即可得到不同形状的入射脉冲经过长度为 L 的光纤放大器后的输出功率分布 $P_{\text{out}}(t)$.

2 数值计算结果

设不同形状脉冲入射光纤放大器时具有相同的初始能量,掺杂光纤长度 L 为 50 cm,粒子数密度反转 Δ 为 $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,选择 Yb^{3+} 的典型发射截面 $\sigma=2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$,数值计算得到不同形状脉冲经过放大器后的功率增益分布,如图 1 为入射脉冲能量等于 20 pJ 的情况,其中超高斯脉冲阶数为 $m=2$.

从图中的功率增益分布曲线可以看出,脉冲不同部位的功率增益倍数不同,前沿大、后沿小. 这是由于脉冲在光纤放大器中传输时,前沿先经过增益介质,经受激辐射得到放大,并使紧随其后的脉冲后沿发生受激辐射所经历的粒子数密度反转有所降低. 因此,相比于前沿功率增益,后沿的功率增益较小. 实际上,功率增益的这种非均匀性会导致放大器

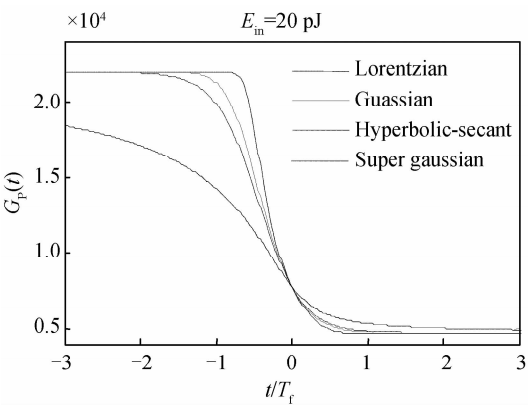
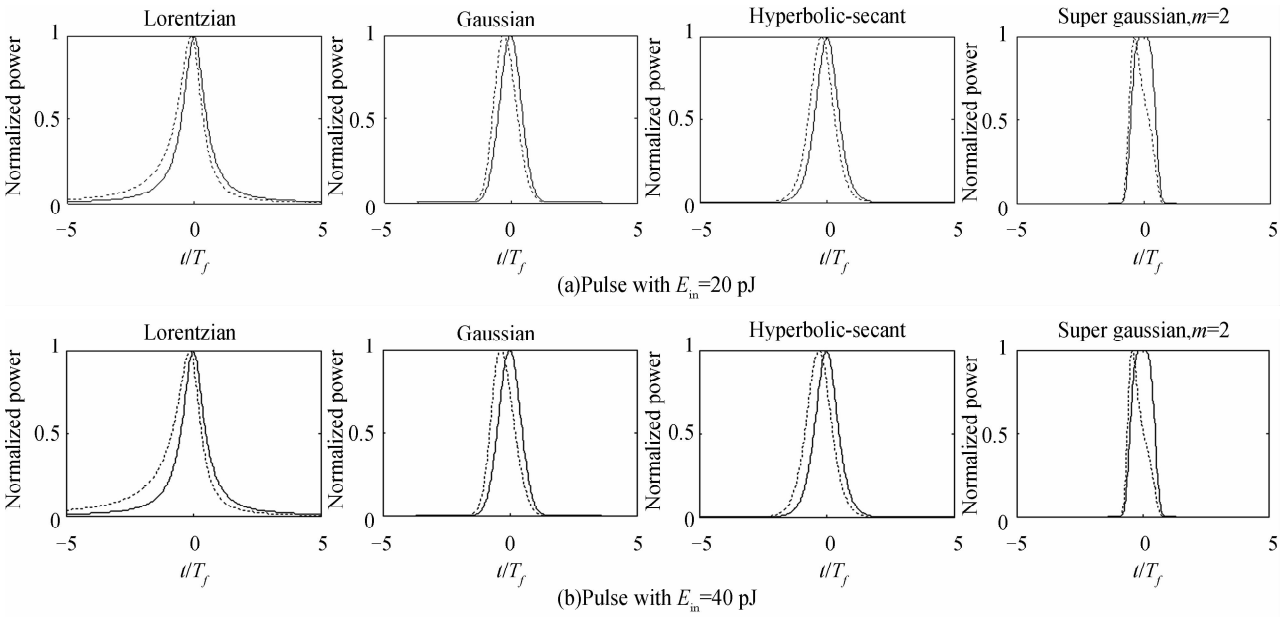


图 1 脉冲经光纤放大器传输后的功率增益曲线
Fig. 1 Power gain for pulse propagated through the fiber amplifier

输出脉冲失真,并使脉冲峰值功率位置向前沿偏移. 图 2 分别给出了四种不同形状脉冲的输入和输出功率的归一化曲线,从中可以明显看出脉冲经过光纤放大器后产生的畸变以及峰值前移现象. 图 2 中实线为入射脉冲,点线为出射脉冲.



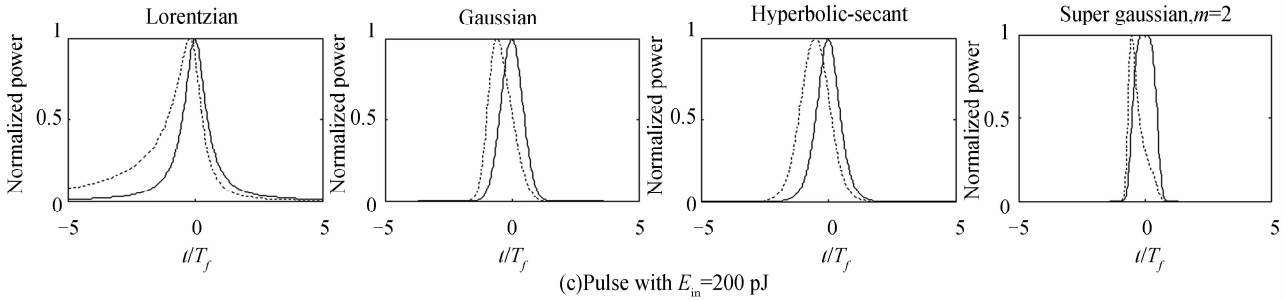


图 2 不同形状脉冲经光纤放大器传输前后的归一化功率
Fig. 2 Normalized power of the input and output pulses for the fiber amplifier

另外,图 1 曲线还表明,即使是在脉冲的同一位置,不同形状脉冲的功率增益也存在差别,并且这种差别也是在脉冲的前沿比较明显.正是这种差别使得不同脉冲经过光纤放大器后的峰值功率增益(脉冲峰值功率的放大倍数)各不相同.为了直观看出脉冲峰值功率增益的变化,图 3 画出了由入射脉冲峰值功率归一化的不同形状脉冲放大后的输出功率曲线(线形对应关系与图 1 相同),曲线的峰值即对应于脉冲的峰值功率增益.图 3 中,实线为高斯脉冲,虚线为洛伦兹脉冲,点划线为超高斯脉冲,点线为双曲正割脉冲.

同时,为了比较不同初始脉冲能量对脉冲经光纤放大器传输后功率增益特性的影响,图 2 和图 3

都分别示出了三种不同入射脉冲能量级别下的相应曲线.

图 2 和图 3 中,随能量的增加,不同形状脉冲之间峰值功率增益的相对差别逐渐增大;脉冲畸变程度也逐渐加深.这说明,随着能量的增加,脉冲形状对峰值功率增益和脉冲畸变的影响也越来越大,亦即放大器功率增益特性对脉冲形状的敏感程度越来越大.事实上,当初始能量增加时,尽管脉冲经过光纤放大器后的功率增益的绝对数值由于增益饱和的发生而降低,但如图 1 的不同形状脉冲之间的功率增益差别却更加悬殊.正是这种差别的增大使得不同形状脉冲经放大器放大后的输出脉冲失真加剧,峰值功率增益差别加大.

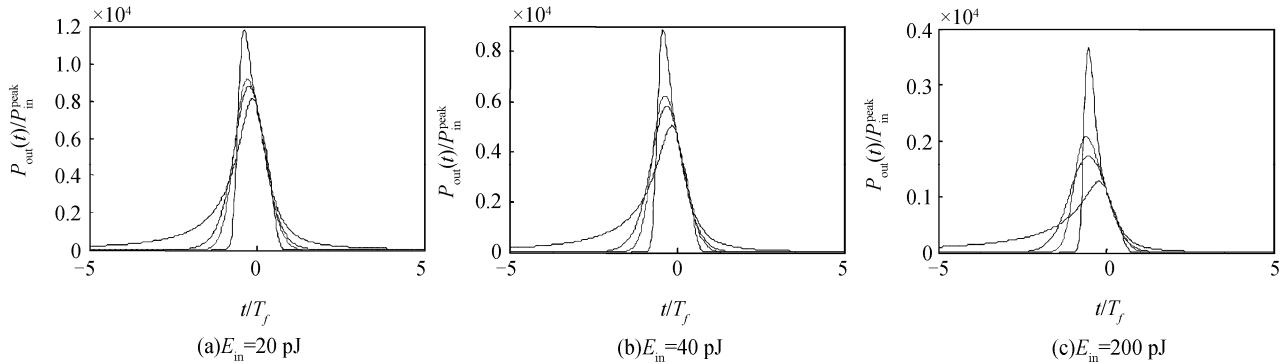


图 3 不同形状脉冲经光纤放大器传输后的归一化(入射脉冲峰值功率)输出功率
Fig. 3 Output pulse power of the fiber amplifier normalized with the peak power of each input pulse

3 结论

采用描述脉冲放大过程的时间相关的非线性辐射迁移方程组模型对不同形状脉冲经掺 Yb 光纤放大器传输后的功率特性进行了分析.数值计算结果表明,相同初始能量的不同形状脉冲经光纤放大器传输后的功率增益各不相同.峰值功率增益(脉冲峰值的放大倍数)以超高斯脉冲为最大,高斯脉冲、双曲正割脉冲次之,洛伦兹脉冲为最小.另外,经光纤放大器放大后脉冲形状发生畸变,形状保持度由高到低依次为:双曲正割脉冲,高斯脉冲,洛伦兹脉冲,超高斯脉冲.并且,不论是峰值功率增益的差异还是放大后脉冲的畸变程度都随入射脉冲初始能量的增

大而增大.由此可知,光纤放大器入射脉冲形状的控制对于得到优良的系统放大性能十分重要.以双曲正割脉冲和高斯脉冲为最佳选择,而超高斯脉冲虽然峰值功率增益较大,对增益饱和有一定的克服作用,但是它放大后更容易产生畸变,因此适用范围受到一定的限制.

参考文献

[1] CHONG A, RENNINGER W, WISE F W. High-energy femtosecond fiber lasers[C]. Fiber Lasers V: Technology, Systems, and Applications, 2008, San Jose, CA, USA: SPIE, 6873:6873P-8.
[2] LIMPET J, LIEM A, SCHREIBER T, et al. High-performance ultrafast fiber laser systems[C]. Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications, 2004, San Jose, CA, USA: SPIE, 5335:245-252.

[3]

LIMPERT J, SCHREIBER T, NOLTE S, *et al.* All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber[J]. *Opt Express*, 2003, **11** (24):3332-3337.

[4]

HE F, HUNG H S S, PRICE J H V, *et al.* High energy femtosecond fiber chirped pulse amplification system with adaptive phase control[J]. *Opt Express*, 2008, **16** (8): 5813-5821.

[5]

ROSER F, SCHIMPF D, SCHMIDT O, *et al.* 90 W average power 100 μ J energy femtosecond fiber chirped-pulse amplification system[J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(15):2230-2232.

[6]

FRANTZ L M, NODVIK J S, Theory of pulse propagation in a laser amplifier[J]. *Journal of Applied Physics*, 1963, **34**(8): 2346-2349.

Effect of the Pulse Shape on the Power Gain for
Pulses Propagating in a Fiber Amplifier

GENG Rui, LU Yu-chun, LIU Chu, ZHANG Fan, WANG Chun-can, JIAN Shui-sheng

(a. Institute of Lightwave Technology; b. Key Lab of All Optical Network & Advanced Telecommunication Network, Ministry of Education, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract: Based on the nonlinear, time-dependent radiation transfer equations, which describe the amplification process of a pulse and account for the effect of the radiation on the medium and vice versa, the power characteristics of the output pulses of a Yb-doped fiber amplifier are investigated under different input pulse shapes. Numerical results show that, the power gain of the pulse traversing the amplifier is different for different shapes when the average energy of the input pulse is the same. This difference is larger in the leading part of the pulse, which leads both the gain value and the shift value of the peak power for the output pulses to be dependent on the input pulse shape. Especially, when the input pulse energy is relatively large, the gain of the peak power for different pulses is obviously different; with Super Gaussian pulse the largest followed by Gaussian pulse and Hyperbolic-Secant pulse and Lorentzian pulse the smallest.

Key words: Physical optics; Photon transport equation; Fiber amplifier; Power gain



GENG Rui was born in 1983. She is a Ph. D. degree candidate at Beijing Jiaotong University, and her research interests focus on fiber lasers and amplifiers.



JIAN Shui-sheng was born in 1929. He is an academican of Chinese Academy of Sciences, and works at Beijing Jiaotong University. His research interests focus on fiber device and optical communication network, etc.