

基于耗散孤子种子的啾啾脉冲光纤放大系统输出特性

时雷 马挺 吴浩煜 孙青 马金栋 路桥 毛庆和

Output pulse compressibility of the chirped pulse fiber amplification based on the dissipative solitons

Shi Lei Ma Ting Wu Hao-Yu Sun Qing Ma Jin-Dong Lu Qiao Mao Qing-He

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 084203 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.084203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.084203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超短脉冲激光烧蚀石墨产生的喷射物的时间分辨发射光谱研究

Study of the time-resolved emission spectra of the ejected plume generated by ultrashort laser ablation of graphite

物理学报.2015, 64(21): 214201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.214201>

全啾啾镜色散补偿的亚 8 fs 钛宝石激光器

All chirped mirrors long-term stable sub-8 fs Ti:sapphire oscillator

物理学报.2015, 64(14): 144204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144204>

基于单个 BBO 晶体载波包络相位稳定的高效率光参量放大器

High efficient CEP-stabilized infrared optical parametric amplifier made from a BBO single crystal

物理学报.2014, 63(21): 214203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.214203>

基于多光子脉冲内干涉相位扫描法对飞秒激光脉冲进行相位测量和补偿的研究

Spectral phase measurement and compensation of femtosecond laser pulse based on multi-photon intra-pulse interference phase scan

物理学报.2014, 63(16): 164207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164207>

环形定子的激光致表面波机理及可视化探测研究

Theoretical and visualization study of laserinduced surface acoustic wave on annular stator

物理学报.2013, 62(22): 224209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.224209>

基于耗散孤子种子的啁啾脉冲光纤放大系统输出特性*

时雷¹⁾ 马挺¹⁾ 吴浩煜¹⁾ 孙青²⁾ 马金栋¹⁾ 路桥¹⁾ 毛庆和^{1)†}

1)(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽省光子器件与材料重点实验室, 合肥 230031)

2)(中国计量科学研究院, 光学与激光计量科学研究所, 北京 100029)

(2015年11月1日收到; 2015年12月29日收到修改稿)

以不同滤波器带宽下获得的全正色散光纤激光器耗散孤子作为啁啾脉冲放大(CPA)系统的种子脉冲, 研究了光栅对和光纤展宽器CPA系统输出脉冲的可压缩性. 结果表明, 对于大能量耗散孤子种子脉冲, 当CPA系统采用正色散光纤展宽器时, 光纤群速度色散与自相位调制之间的相互作用不仅可抑制耗散孤子脉冲光谱调制的影响, 还可使脉冲在光纤展宽器中自相似演化, 从而可提高CPA输出脉冲的可压缩性. 通过优化光纤展宽器长度, 对于耗散孤子种子源, 采用光纤展宽器的CPA系统输出脉冲可压缩性与主脉冲所占脉冲总能量之比均优于采用光栅对展宽器时的情况.

关键词: 耗散孤子, 啁啾脉冲放大, 脉冲展宽, 脉冲压缩

PACS: 42.65.Re, 42.81.-i, 42.55.Wd, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.65.084203

1 引言

大能量飞秒激光脉冲应用广泛^[1-3], 这种大能量超短脉冲是通过对低能量种子脉冲的光放大获得. 随着光纤激光技术的发展, 采用光纤放大器提升种子脉冲能量的技术近年来备受关注. 由于光纤放大器具有结构简单、性能稳定、散热性能好、成本低可靠性高等优点, 已逐渐成为飞秒激光脉冲放大的一种主要技术途径. 飞秒脉冲的光纤放大可分为两种技术方案, 啁啾脉冲放大(CPA)^[4]和自相似光纤放大技术^[5]. 光纤CPA技术先由展宽器展宽输入脉冲以降低峰值功率, 进而减小光纤放大中的非线性积累, 再由压缩器对放大后的高能量脉冲进行时域压缩. 利用光纤CPA技术, 已获得了单脉冲能量5.7 mJ、峰值功率22 GW的飞秒脉冲^[6]. 自相似光纤放大技术则采用正色散增益光纤, 通过

光纤放大过程中非线性与正色散相互作用形成的自相似演化来避免非线性啁啾积累^[5], 提高放大脉冲的可压缩性, 迄今, 采用自相似光纤放大技术也已实现了226 nJ, 4.3 MW峰值功率的48 fs脉冲输出^[7]. 但是, 因增益带宽的限制和受激Raman效应的影响^[8], 自相似光纤放大所允许的掺杂光纤长度较短, 放大能力尚不如光纤CPA技术.

由光纤CPA技术获取的大能量脉冲的可压缩性主要取决于描述光纤放大器非线性积累的B积分^[9], 通过控制放大器增益, 可降低B积分、提高输出脉冲的可压缩性. 因此, 采用能量较高的种子脉冲, 光纤CPA系统输出脉冲的压缩比较高. 全正色散耗散孤子光纤激光器^[10]的脉冲能量远高于传统孤子和呼吸孤子光纤激光器^[11,12], 那么, 采用耗散孤子光纤激光器作为种子脉冲, 结合CPA技术, 可构建光纤型大能量飞秒脉冲源. 正是出于这种构想, 2009年, Mukhopadhyay等^[13]演示了一种基于

* 国家自然科学基金(批准号: 61377044, 61275186, 61205099)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB934304)和中国计量科学研究院基本科研业务费(批准号: AKY1404)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mqinghe@aiofm.ac.cn

耗散孤子光纤激光脉冲源的光纤CPA系统, 获得了重复频率 43 MHz、平均功率 10.3 W、脉宽 160 fs 的输出脉冲.

但是, 耗散孤子是通过平衡腔内幅度和相位调制产生, 尽管输出脉冲能量高, 但因允许更大的非线性相移, 脉冲光谱呈中央平坦、边缘陡峭且带有幅度调制^[14]. 研究表明^[15], 这种光谱带有幅度调制的超短脉冲经光栅对展宽器后, 光谱幅度调制将转化为脉冲的时域幅度调制, 光纤放大器则会加剧这种时域幅度调制, 导致非线性相移增大, 降低输出脉冲的可压缩性. 而若采用光纤展宽器, 则因耗散孤子脉冲本身的大能量使得其在展宽过程中就会积累非线性相移, 同样也影响CPA输出脉冲的可压缩性. 最近的研究还表明, 正色散光纤对自相位调制 (SPM) 产生的非线性相移却具有补偿作用^[16], 若优化展宽器光纤长度, 可望降低链路的非线性积累, 提高输出脉冲可压缩性. 然而, 对于如何根据耗散孤子脉冲特点, 结合光纤CPA系统结构设计, 获取高度可压缩的输出脉冲, 依然值得研究.

本文以不同滤波器带宽下获得的具有不同光谱形状的全正色散光纤激光器耗散孤子脉冲作为种子脉冲, 分别采用光栅对和标准正色散光纤作为展宽器, 研究耗散孤子的CPA输出脉冲的可压缩性.

2 理论模型

图 1 为我们研究的 CPA 系统结构示意图, 它由耗散孤子种子脉冲源、展宽器、光纤放大器以及压缩器构成. CPA 系统采用光栅对作为压缩器, 而展宽器则分别采用光栅对和标准单模光纤两种, 以考察耗散孤子种子脉冲经 CPA 后的可压缩性. 为研究方便且不失一般性, 文中均不考虑高阶色散与非线性效应. 光脉冲在光纤放大器中的传输放大演化可描述成:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + i\frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = i\gamma|U|^2U + \frac{1}{2}gU, \quad (1)$$

其中, U 为脉冲包络振幅, z 为沿脉冲传输方向的位置, τ 为延时坐标系本地时间, β_2 为群速度色散, γ 为非线性系数. g 为增益系数, 可表示为

$$g = \frac{g_0}{1 + E_{\text{pulse}}/E_{\text{sat}}} g_f(\omega - \omega_0), \quad (2)$$

式中, E_{pulse} 为脉冲能量, 定义为 $E_{\text{pulse}} = \int |U|^2 d\tau$, E_{sat} 为增益饱和能量, g_0 为小信号增益, $g_f(\omega - \omega_0) = 1/[1 + (\omega - \omega_0)^2/\Delta\omega_g^2]$ 用来反映增益谱特性, 其中 ω_0 为增益谱的中心频率, 若定义 $\Delta\omega_g = 2\pi c\Delta\lambda_g/\lambda_0^2$, 则 $\Delta\lambda_g$ 为增益带宽, λ_0 为增益谱的中心波长. 当增益 g 为零时, (1) 式也可用来表征光纤展宽器中的脉冲演化行为. 对于光栅对展宽器和压缩器, 脉冲经展宽器和压缩器后均可表示为 $\tilde{U}(\omega) = \tilde{U}_0(\omega) \exp(iD\omega^2/2)$, 其中 D 为光栅对提供的总色散量, $\tilde{U}_0(\omega)$ 和 $\tilde{U}(\omega)$ 分别为展宽器或压缩器的输入和输出脉冲的场振幅.

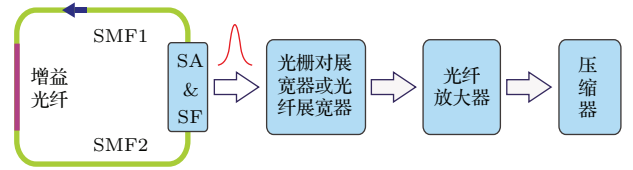


图 1 基于耗散孤子光纤激光器脉冲源的 CPA 系统结构示意图 SA, 可饱和吸收体; SF, 光谱滤波器; SMF, 单模光纤

Fig. 1. Schematic diagram of the CPA system with a seed pulse source of dissipative soliton fiber laser. SA, saturable absorber; SF, spectral filter; SMF, single mode fiber.

耗散孤子光纤激光器腔内脉冲的传输行为亦可由 (1) 式描述^[14](非掺杂光纤中 $g = 0$), 而其可饱和吸收体 (SA) 的透射函数可表示成:

$$T(\tau) = 1 - \frac{q_0}{1 + P(\tau)/P_0}, \quad (3)$$

其中, $P(\tau) = |U|^2$ 为脉冲瞬时功率, P_0 和 q_0 分别为可饱和吸收体的饱和功率和未饱和损耗. 激光器输出耦合比设定为 70%, 且假定除输出耦合外无其他插入损耗. 耗散孤子激光器中滤波器的滤波函数为^[14]

$$F(\omega) = T_f \exp \left\{ \frac{-0.5(\omega - \omega_0)^2}{[(2\pi c/\lambda_0^2) \cdot \Delta\lambda/1.665]^2} \right\}, \quad (4)$$

其中, T_f 为滤波器透过峰的透过率, 并假定为 1; λ_0 和 ω_0 分别为滤波器的中心波长和中心频率, 与增益谱的中心波长和中心频率相同; c 为光速; $\Delta\lambda$ 为滤波带宽.

通过循环迭代求解方程 (1)–(4), 可以获得激光器的输出脉冲, 其中对 (1) 式的数值求解采用分步傅里叶算法^[17], 数值模拟时, 设初始脉冲为高斯形, 当腔内前后两次循环迭代所得的单脉冲能量相对误差小于 10^{-8} 时, 即认为激光器达到稳定状态,

并终止循环. 以激光器输出脉冲作为种子脉冲, 先后求解脉冲在展宽器、放大器以及压缩器中所满足的演化方程来获得CPA系统输出脉冲, 其中, 在对放大器求解时, 采用局部误差自适应步长控制方法^[18], 以确保求解精度.

3 结果与讨论

我们首先模拟获得了用作CPA系统输入的耗散孤子种子脉冲. 数值模拟时激光器参数选取如表1所列, 掺杂光纤、单模光纤与可饱和吸收体的特性参数均与现有实际器件参数相符合^[14,19]. 我们通过选取不同滤波器带宽进行模拟, 获得了具有不同光谱特性的耗散孤子脉冲, 然后, 再分别以这些脉冲作为CPA系统的种子脉冲. 实际模拟中, 滤波器带宽分别选取为8, 10, 12和15 nm.

图2(a)—(d)为不同滤波器带宽下获得的耗散孤子光谱, 图2(e)—(l)为压缩前后的脉冲波形. 可见, 输出脉冲光谱均呈边缘陡峭且带有尖峰的结构, 当滤波器带宽逐渐变小时, 脉冲光谱逐渐变宽且调制加剧, 而未压缩的脉冲宽度则逐渐减小. 滤

波器带宽由8 nm增加至10, 12和15 nm时, 输出脉冲谱宽由34.5 nm减小至29.8, 27.1和26.7 nm, 而脉宽则由2.39 ps增加至2.51, 2.61和2.79 ps. 耗散孤子光纤激光器腔内正色散造成脉冲具有较大的线性啁啾, 这使得脉冲在通过光谱滤波器时产生自振幅调制^[10], 导致脉冲宽度变窄; 在激光腔的其他条件相同时, 滤波器带宽越大, 自振幅调制效应越弱, 对脉宽的窄化效应就越弱, 从而使得腔内循环脉冲的峰值功率降低, 非线性相移积累减小, 最终导致输出脉冲光谱宽度相对较窄且调制结构减少. 然而, 较窄的脉冲光谱宽度对应于较大的变换极限脉宽, 正因为如此, 当滤波器带宽较大时, 压缩后的脉宽较大, 滤波器带宽分别为8, 10, 12和15 nm时, 压缩后的脉宽则分别为88.1, 92.7, 106.4和120.2 fs. 但是, 当滤波器带宽变大时, 滤波器损耗或激光腔损耗相应减小, 导致激光器增益饱和效应加深, 最终使得单脉冲能量反而有所增大, 当滤波器带宽分别为8, 10, 12和15 nm时, 脉冲能量分别为1.47, 1.66, 1.78和1.87 nJ, 但相差并不大. 上述模拟结果与文献^[14]所报道的模拟和实验结果均相似.

表1 数值模拟所用参数
Table 1. Parameters used in simulations.

激光器参数			
掺杂光纤长度/m	0.4	增益谱中心波长/nm	1060
二阶色散/ $\text{ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$	0.023	掺杂光纤前端单模光纤长度/m	1.5
非线性系数/ $\text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	0.0047	掺杂光纤后端单模光纤长度/m	1
小信号增益系数/ dBm^{-1}	60	可饱和吸收体饱和功率/W	2000
增益饱和能量/nJ	3	可饱和吸收体未饱和损耗	0.7
增益带宽/nm	40		
放大器参数			
掺杂光纤长度/m	1.2	增益饱和能量/nJ	18
二阶色散/ $\text{ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$	0.023	增益带宽/nm	40
非线性系数/ $\text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	0.0047	增益谱中心波长/nm	1060
小信号增益系数/ dBm^{-1}	30		

利用上述不同滤波器带宽下产生的耗散孤子脉冲作为种子脉冲, 对CPA系统的输出脉冲可压缩性进行了研究. 数值研究中, 所用光纤放大器参数与文献^[20]相同, 也列于表1中. CPA系统的展宽器分别采用光栅对和标准光纤, 标准光纤的二阶色散和非线性系数与放大器掺杂光纤相同; 压缩器则为光栅对, 当光栅对提供的二阶色散能完全补偿脉冲线性啁啾时即认为脉冲已被压缩至最窄.

图3为采用光栅对展宽器时不同耗散孤子种子脉冲在放大器之前和CPA压缩后的波形, 其中光栅对的总色散为 0.23 ps^2 . 由图3(a)—(d)可见, 经光栅对展宽后, 除15 nm滤波器带宽外, 其他滤波器带宽下种子脉冲展宽后的波形均与其光谱形状(见图2)相对应, 且滤波器带宽越小, 时域波形调制越严重, 这与文献^[15]中所报道的带有光谱调制的种子脉冲经展宽器后的脉冲时域波形相同. 这是因

为光栅对展宽过程取决于其二阶色散, 只对脉冲进行时域展宽并叠加线性啁啾, 从而种子脉冲的光谱形状将通过展宽器引入的线性啁啾叠加到展宽后的脉冲波形上^[15]. 而对于 15 nm 的滤波器, 展宽后

的脉冲波形并未出现其光谱形状特征, 模拟发现, 这是因为这时脉冲峰值处线性啁啾较小、进而展宽速度较慢, 使得这种叠加光谱形状的过程尚未完成所致.

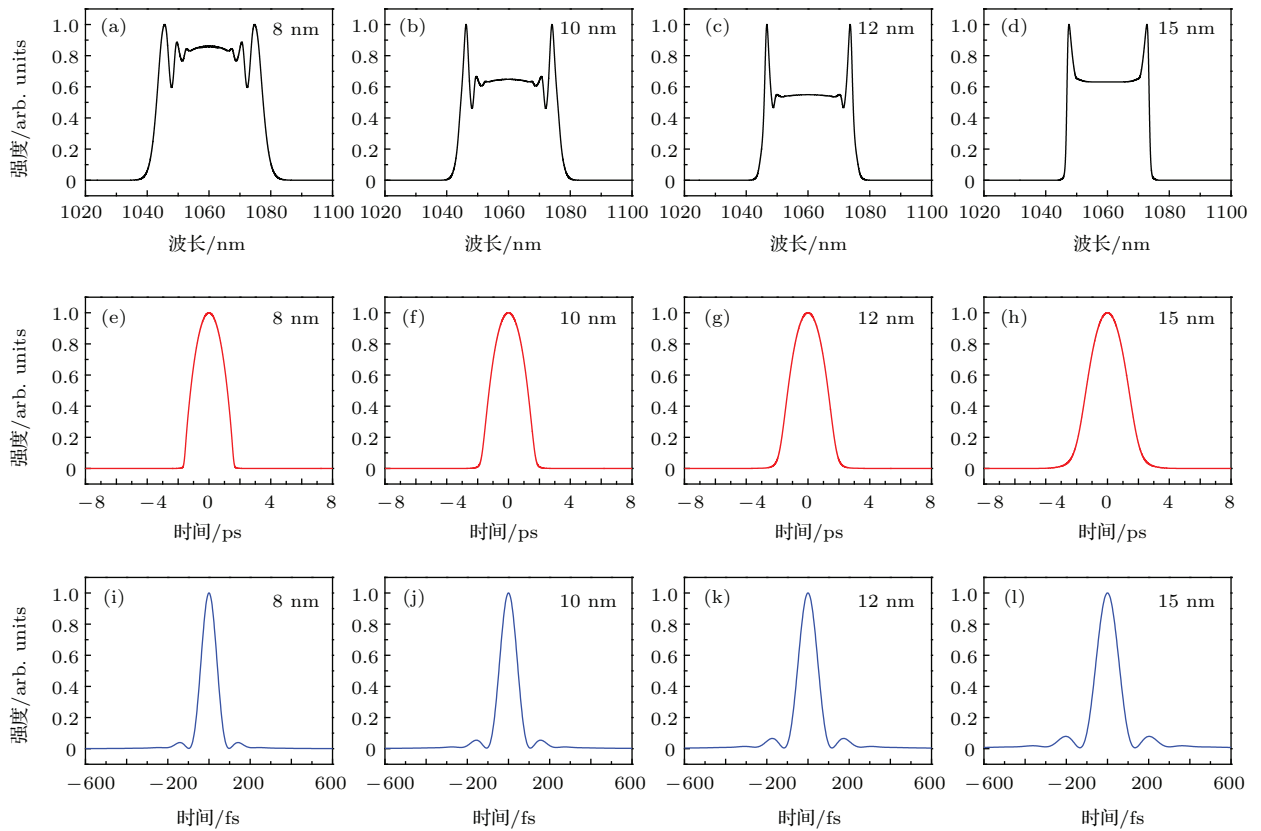


图2 不同滤波器带宽下耗散孤子光纤激光器输出脉冲特性 (a)–(d) 光谱; (e)–(h) 未压缩的时域波形; (i)–(l) 压缩后脉冲时域波形

Fig. 2. Output pulses of the dissipative soliton fiber laser for different bandwidths of the spectral filter: (a)–(d) Pulse spectra; (e)–(h) uncompressed temporal pulse waveforms; (i)–(k) compressed temporal pulse waveforms.

由图3(e)–(h)可见, 8, 10, 12和15 nm滤波器带宽下, CPA压缩后的脉宽分别为120.2, 106.4, 115.6和147.6 fs, 与种子脉冲直接压缩后的脉宽之比分别为1.36, 1.15, 1.09和1.23, 即除15 nm滤波器带宽外, 滤波器带宽越小, 经CPA后的脉冲可压缩性越低. 事实上, 种子脉冲光谱调制和放大器B积分均影响脉冲可压缩性. 当滤波器带宽为8, 10和12 nm时, 展宽后的脉冲均带有时域调制(见图3(a)–(d)), 这种时域调制经放大器放大后, 增大了非线性相移积累, 降低了脉冲的可压缩性, 并且时域调制越大, 可压缩性越差. 而对于15 nm的滤波器, 尽管其展宽后的脉冲不带有时域调制, 但峰值功率最高, 放大过程中的B积分最大, 同样也恶化了脉冲的可压缩性, 且可压缩性低于10 nm和12 nm滤波器带宽时的情况. 此外, 由图3(e)–(h)

还可看出, 随着滤波器带宽变小, CPA后脉冲的旁瓣所占能量增大, 可见种子脉冲的光谱调制不利于抑制压缩后的脉冲旁瓣. 因此, 采用光栅对作为展宽器时, 耗散孤子脉冲展宽过程中将叠加时域调制, 导致脉冲可压缩性降低且旁瓣所占能量增大.

图4为10 m标准正色散光纤展宽器(其总色散与光栅对相同, 均为 0.23 ps^2)时不同滤波器带宽下脉冲在放大器之前和CPA压缩后的波形. 相比于图3, 经光纤展宽器后的脉冲波形仅叠加了轻微幅度调制, 这是因为耗散孤子脉冲峰值功率较高, 在正色散光纤展宽器中, SPM与二阶色散相互作用会导致脉冲的自相似演化^[5,21], 削弱了种子脉冲光谱调制对展宽后脉冲波形的影响. 尽管耗散孤子光谱调制对光纤展宽器后的脉冲波形影响减弱, 但是滤波器带宽分别为8, 10, 12和15 nm时CPA压缩

后的脉宽却分别达到 156.8, 152.2, 152.2 和 143.1 fs (见图 4(e)—(h)), 与经压缩的种子源脉宽之比分别为 1.78, 1.64, 1.43 和 1.19, 除 15 nm 滤波器带宽外, 均不如以光栅对作为展宽器的 CPA 系统. 此外, 图 4(e)—(h) 中显现的不同滤波器带宽下 CPA 压缩后的脉冲旁瓣所占总能量之比基本相同, 这进一步表明图 3(e)—(h) 中脉冲旁瓣过大是由光栅对展宽后脉冲波形中所带调制造成的. 虽然正色散光

纤展宽器可削弱耗散孤子种子脉冲光谱调制对展宽后脉冲波形的影响, 进而提高 CPA 系统的可压缩性, 但是耗散孤子种子脉冲在光纤展宽器中也将积累非线性相移, 同样会降低脉冲的可压缩性. 由图还可看出, 脉冲可压缩性随滤波器带宽变大而得到改善, 这表明正色散对这种 SPM 非线性相移积累的补偿与耗散孤子脉冲光谱特性以及所用正色散光纤展宽器的长度可能有关.

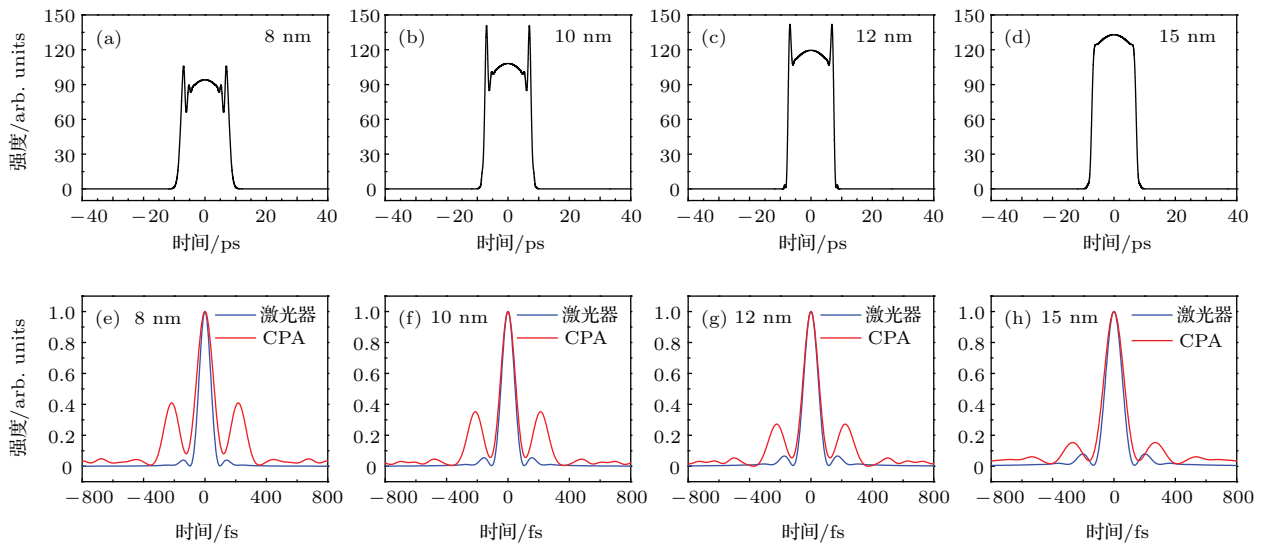


图 3 (网刊彩色) 不同滤波器带宽下耗散孤子种子脉冲在光栅对展宽器 CPA 系统中的放大特性 (a)—(d) 展宽后的种子脉冲时域波形; (e)—(h) 经 CPA 系统压缩后的脉冲波形 (红) 以及激光器输出脉冲压缩后种子脉冲波形 (蓝)

Fig. 3. (color online) The amplification properties of the dissipative soliton pulses generated by the laser with different bandwidths of the spectral filter in the CPA system based on the grating pair stretcher: (a)—(d) Temporal pulse waveforms after the grating pair stretcher; (e)—(h) compressed pulse waveforms from the CPA system (red curves) and the seed oscillator (blue curves).

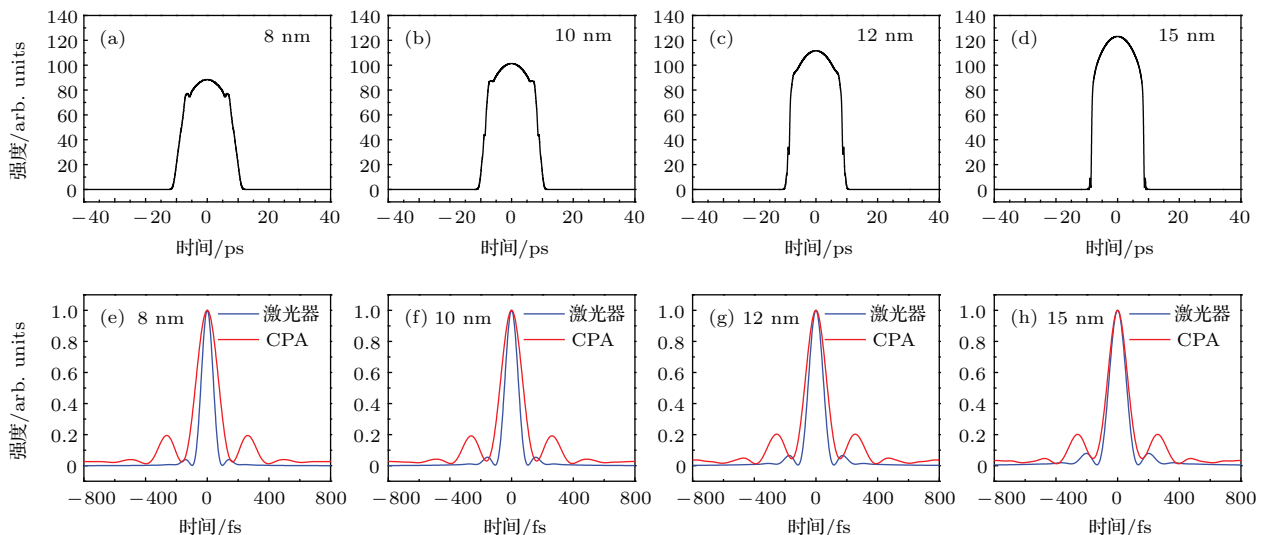


图 4 (网刊彩色) 不同滤波器带宽下耗散孤子种子脉冲在光纤展宽器 CPA 系统中的放大特性 (a)—(d) 展宽后的种子脉冲时域波形; (e)—(h) 经 CPA 系统压缩后的脉冲波形 (红) 以及激光器输出脉冲压缩后种子脉冲波形 (蓝)

Fig. 4. (color online) The amplification properties of the dissipative soliton pulses generated by the laser with different spectral filter bandwidths in the CPA system based on the fiber stretcher: (a)—(d) Temporal pulse waveforms after the fiber stretcher; (e)—(h) compressed pulse waveforms from the CPA system (red curves) and the seed oscillator (blue curves).

为进一步研究正色散光纤展宽器对耗散孤子种子脉冲CPA输出脉冲可压缩性的影响, 考虑到8 nm滤波器带宽下输出脉冲光谱调制最严重(最能够体现耗散孤子特性), 我们以该滤波器下产生的脉冲作为种子, 对不同正色散光纤展宽器长度时的CPA输出脉冲特性进行了研究, 为与光栅对展宽器相比较, 也模拟了与光纤展宽器总色散相同的光栅对展宽器的结果。

图5为CPA系统压缩后的脉宽、主脉冲所占脉冲总能量之比随光纤展宽器长度之间的变化关系。由图可见, 当光纤展宽器长度由10 m增加到20 m

时, CPA压缩后的脉宽由156.8 fs减小至90.2 fs, 但主脉冲所占脉冲总能量之比则由0.63降低为0.42, 这是因为, 随着光纤展宽器长度增加, SPM与正群速色散之间的相互作用使得脉冲在展宽器光纤中进一步地自相似演化, 在展宽器初始阶段引入的非线性啁啾在演化过程中转化为线性啁啾, 导致可压缩性提升, 最终使得CPA系统压缩后的脉宽减小。但是, 模拟发现, 由于这种自相似演化过程是由脉冲中央逐渐向边缘进行的, 图6为模拟得到的当光纤展宽器长度分别为10, 20和50 m时展宽后的脉冲波形与光谱, 图中清晰地显现了这种自相似演化

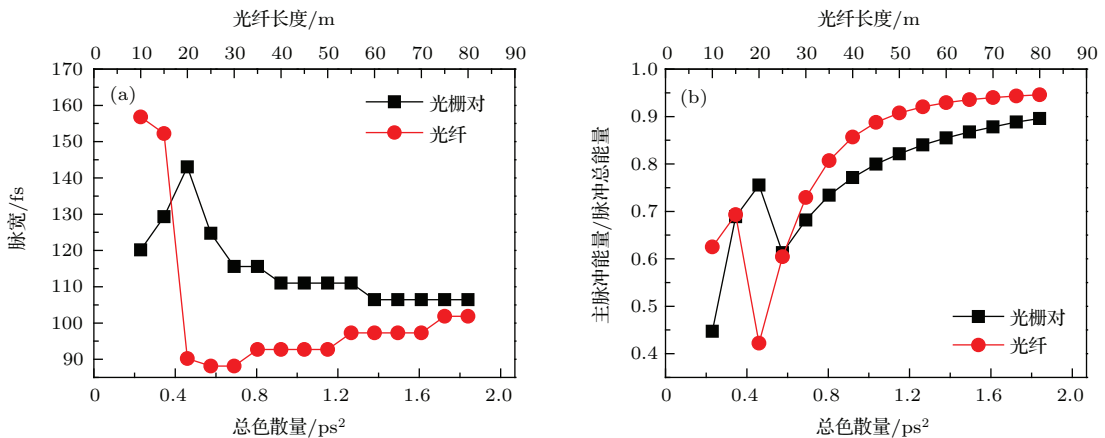


图5 CPA压缩后的(a)脉宽和(b)主脉冲能量占脉冲总能量之比与展宽器总色散之间的关系, 其中耗散孤子种子脉冲由8 nm滤波器产生

Fig. 5. Compressed pulse widths after the CPA system (a) and the ratio of the main pulse energy to the total pulse energy (b) as functions of the whole dispersions of fiber and grating pair and fiber stretchers, the seed pulses is generated by the fiber laser with 8 nm spectral filter.

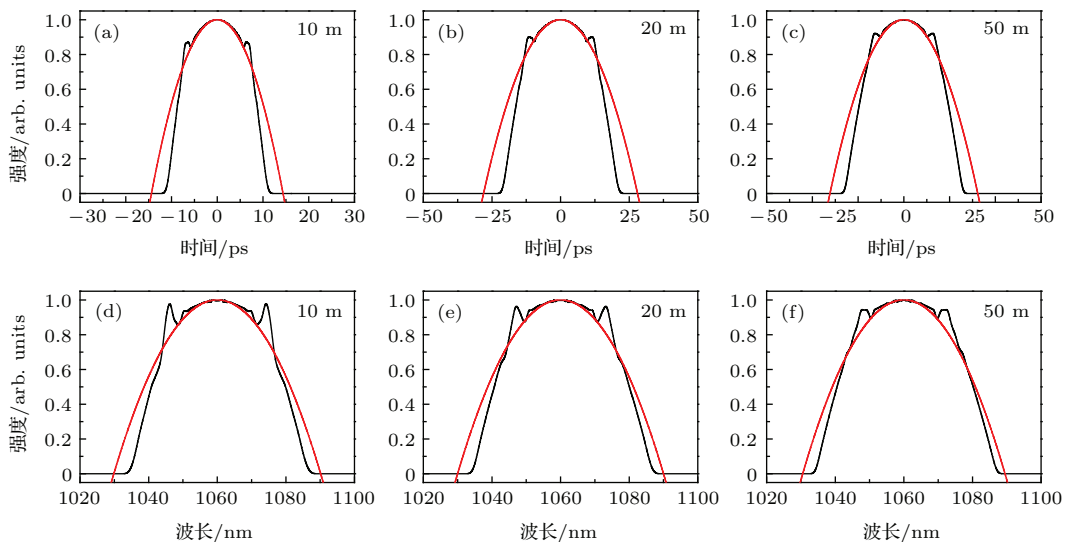


图6 (网刊彩色) 光纤展宽器长度分别为10, 20和50 m时, 经光纤展宽器后的脉冲波形(a)—(c)和光谱(d)—(f), 其中红色曲线为标准自相似脉冲拟合曲线

Fig. 6. (color online) Temporal waveforms (upper) and spectra (lower) of the pulses after the fiber stretcher with different fiber lengths: (a), (d) 10 m; (b), (e) 20 m; (c), (f) 50 m.

的渐变特征. 正是这种自相似演化的渐变性, 使得在 20 m 展宽器光纤长度下, 脉冲边缘还包含了较大的非线性啁啾, 从而导致了压缩后的脉冲伴有较大旁瓣, 主脉冲占脉冲总能量之比仅为 0.42. 这时, 若进一步增加展宽器光纤长度, 这种自相似演化使得脉冲几乎接近于抛物线脉冲 (线性啁啾), 从而使经 CPA 压缩后的脉宽依然保持与种子源脉宽相近, 但主脉冲占脉冲总能量的比例提高. 但是, 模拟发现, 当展宽器光纤长度增加到 40 m 后时, 脉冲因自相似演化导致的脉冲谱宽的增加 (展宽器光纤长度为 40 m 时, 展宽后的脉冲谱宽为 39.6 nm, 而放大器的增益带宽为 40 nm, 从而突破了放大器增益带宽, 这同样也导致非线性啁啾有所积累 [22], 使得 CPA 系统压缩后的脉宽逐渐缓慢增加, 但因放大器的 B 积分却进一步降低, 最终使得 CPA 系统压缩后的脉冲旁依然减小, 主脉冲占脉冲总能量的比例增大. 而当采用光栅对作为展宽器, 且光栅对总色散量由 0.23 ps^2 逐渐增加时, 经展宽器的脉冲宽度将逐渐增大, 同时叠加到脉冲上的光谱调制也将逐渐增强 [23], 这导致了开始阶段的脉冲可压缩性和主脉冲占脉冲总能量之比随总色散量的增加而分别恶化和减小. 但是, 随着光栅对总色散量的进一步增大, 一方面因放大器 B 积分的持续降低, 另一方面因带有幅度调制的展宽脉冲在光纤放大器中的自相似演化, 使得经光纤放大器后的脉冲的非线性啁啾减弱, 导致 CPA 系统压缩后的脉冲宽度随光栅对总色散量的增大而逐渐减小, 主脉冲占脉冲能量之比也逐渐增加, 但直到总色散量增加到 1.84 ps^2 时, 依然不及光纤展宽器的结果. 因此, 采用光纤展宽器且通过优化其长度, 耗散孤子种子脉冲 CPA 系统可以获得更好的可压缩性.

4 结 论

我们以不同滤波器带宽下获得的光纤激光器耗散孤子作为 CPA 系统的种子脉冲, 研究了光栅对和光纤展宽器 CPA 系统的输出脉冲可压缩性. 结果表明, 采用光栅对展宽器时, 耗散孤子种子脉冲的光谱调制将转化为展宽脉冲的时域幅度调制, 并在放大器中放大, 导致了额外的非线性相移, 限制了 CPA 系统脉冲的可压缩性; 而采用正色散光纤展宽器时, 尽管光纤展宽器中的 SPM 会引入非线性相移, 影响脉冲可压缩性, 但光纤展宽器中正

色散与 SPM 的相互作用可抑制耗散孤子种子脉冲光谱调制向脉冲时域幅度调制的转化, 从而提高 CPA 输出脉冲的可压缩性, 但该效应与光纤展宽器长度有关. 当光纤展宽器长度过短时, 因自相似演化尚未完成影响可压缩性, 而若光纤展宽器长度过长, 则也因自相似演化导致的脉冲光谱宽度可能突破放大器增益带宽而同样会使脉冲可压缩性下降. 对于耗散孤子种子源 CPA 系统, 适合长度的正色散光纤展宽器时的输出脉冲可压缩性将大大优于光栅对展宽器.

参考文献

- [1] Boullet J, Zaouter Y, Limpert J, Petit S, Mairesse Y, Fabre B, Higuete J, Mevel E, Constant E, Cormier E 2009 *Opt. Lett.* **34** 1489
- [2] Dudovich N, Oron D, Silberberg Y 2002 *Nature* **418** 512
- [3] Breitling D, Fohl C, Dausinger F, Kononenko T, Konov V 2004 *Top. Appl. Phys.* **96** 131
- [4] Strickland D M, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [5] Fermann M E, Kruglov V I, Thomsen B C, Dudley J M, Harvey J D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 6010
- [6] Klenke A, Hädrich S, Eidam T, Rothhardt J, Kienel M, Demmler S, Gottschall T, Limpert J, Tünnermann A 2014 *Opt. Lett.* **24** 6875
- [7] Deng Y J, Chien C Y, Fidric B G, Kafka J D 2009 *Opt. Lett.* **34** 3469
- [8] Chang G, Galvanauskas A, Winful H G 2004 *Opt. Lett.* **29** 2647
- [9] Perry M D, Ditmire T, Stuart B C 1994 *Opt. Lett.* **19** 2149
- [10] Chong A, Buckley J, Renninger W, Wise F 2006 *Opt. Express* **14** 10095
- [11] Tamura K, Haus H A, Ippen E P 1992 *Electron. Lett.* **28** 2226
- [12] Tamura K, Ippen E P, Haus H A, Nelson L E 1993 *Opt. Lett.* **18** 1080
- [13] Mukhopadhyay P K, Ozgoren K, Budunoglu I L, Ilday F O 2009 *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **15** 145
- [14] Chong A, Renninger W H, Wise F W 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 140
- [15] Schimpf D N, Seise E, Limpert J, Tünnermann A 2008 *Opt. Express* **16** 10664
- [16] Schimpf D N, Seise E, Limpert J, Tünnermann A 2009 *Opt. Express* **17** 4997
- [17] Agrawal G P 2007 *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic Press) pp47–51
- [18] Heidt A M 2009 *J. Light. Technol.* **27** 3984
- [19] Oktem B, Ülgüdürcü C, Ilday F Ö 2010 *Nature Photon.* **4** 307
- [20] Mukhopadhyay P K, Gupta P K, Bindra K S, Oak S M 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 076107

- [21] Anderson D, Desaix M, Karlsson M, Lisak M, Quiroga-Teixeiro M L 1993 *JOSAB* **10** 1185
 [22] Zhao J S, Li P, Chen X D, Feng S J, Mao Q H 2012

- Chin. Phys. B* **21** 094217
 [23] Schimpf D N, Seise E, Limpert J, Tunnermann A 2008
Opt. Express **16** 8876

Output pulse compressibility of the chirped pulse fiber amplification based on the dissipative solitons*

Shi Lei¹⁾ Ma Ting¹⁾ Wu Hao-Yu¹⁾ Sun Qing²⁾ Ma Jin-Dong¹⁾
 Lu Qiao¹⁾ Mao Qing-He^{1)†}

1) (Anhui Provincial Key Laboratory of Photonics Devices and Materials, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

2) (Division of Optics, National Institute of Metrology, Beijing 100029, China)

(Received 1 November 2015; revised manuscript received 29 December 2015)

Abstract

The all-normal-dispersion mode locked fiber laser can produce the dissipative soliton pulses because the laser can tolerate much more nonlinear phase shift than the other mode locked fiber lasers. Such large energy mode locked fiber lasers are excellent seed pulse sources for generating very large-energy ultrashort pulses with fiber chirped pulse amplification (CPA) systems. However, the spectral amplitude modulation carried by the dissipative soliton pulses will severely restrict the compressibility of the output pulses from the typical CPA system. Therefore, it is necessary to investigate and design a suitable CPA system for improving the compressibility of the output pulses according to the properties of dissipative solitons. In this paper, using the dissipative solitons generated by the all-normal-dispersion fiber laser with different spectral filter bandwidths as the input seed pulses, the compressible properties of the pulses for the CPA system with both the grating pair stretcher and the fiber stretcher are investigated. Our simulation results show that, for such a large-energy dissipative soliton seed pulse, when the grating pair stretcher is used in the CPA system, the spectral amplitude modulation of the seed pulse can be mapped to the temporal amplitude modulation by the stretcher, and amplified by the subsequent fiber amplifier, which introduces additional nonlinear phase, finally restricts the compressibility of the output pulses; when the normal-dispersion fiber stretcher is used, the interaction between the group velocity dispersion and the self-phase modulation can not only eliminate the influence of the modulated spectrum of the dissipative soliton on the compressible properties of the pulses, but also make it possible to evolve the pulse self-similarity in the fiber stretcher, and thus improve the compressibility of the output pulses of the CPA system. For the normal-dispersion fiber stretcher CPA system, the compressibility of the output pulses is mainly determined by the fiber stretcher length. If the fiber length is too short, the compressibility of the output pulses may be affected by the uncompleted self-similar evolution of the pulse, while the pulse compressibility is also restricted because the pulse spectral width may exceed the amplifier gain bandwidth due to the self-similar evolution process if the fiber length is too long. Moreover, for the dissipative soliton seed pulses, both the compressibility of the output pulses and the energy ratio of the main pulse to the total pulse for the CPA system with the fiber stretcher are better than those with the grating pair stretcher when the normal fiber stretcher length is suitably optimized.

Keywords: dissipative solitons, chirped pulse amplification, pulse stretching, pulse compressing

PACS: 42.65.Re, 42.81.-i, 42.55.Wd, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.65.084203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61377044, 61275186, 61205099), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB934304), and the Basic Research Foundation of the National Institute of Metrology of China (Grant No. AKY1404).

† Corresponding author. E-mail: mqinghe@aiofm.ac.cn