

基于孤子自压缩的高功率少周期 $2\ \mu\text{m}$ 激光产生 (特邀)

杨婷婷, 陈红山, 刘贺言, 郝婧婕, 张金伟*

(华中科技大学 光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074)

摘要: 具有少周期量级脉冲宽度的高功率 $2\ \mu\text{m}$ 波段超快激光在非线性频率变换、激光光谱学以及医疗等领域有着重要且广泛的应用。利用高功率 $2\ \mu\text{m}$ 超快光源驱动孤子自压缩是产生高功率少周期 $2\ \mu\text{m}$ 激光的一种有效方法。文中利用自建的 $2\ \mu\text{m}$ Ho:YAG 锁模碟片振荡器作为种子源, 在大模场光子晶体光纤中进行光谱展宽并实现孤子自压缩, 最终获得了平均功率为 10.2 W、脉冲宽度为 3 个光学周期的 $2\ \mu\text{m}$ 激光输出。实验采用 FROG 对输出脉冲的宽度和光谱进行测量, 并与波长计测量的光谱以及理论模拟的结果进行了比较, 验证了实验结果的准确性。

关键词: 孤子自压缩; $2\ \mu\text{m}$ 碟片激光器; 中红外; FROG

中图分类号: O437 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20210355

High-power, few-cycle $2\ \mu\text{m}$ laser pulse generation based on soliton self-compression (*Invited*)

Yang Tingting, Chen Hongshan, Liu Heyan, Hao Jingjie, Zhang Jinwei*

(School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: High-power $2\ \mu\text{m}$ lasers with few-cycle pulse duration have enabled diverse and important applications ranging from nonlinear frequency conversion, laser spectroscopy to medicine. Soliton self-compression is an effective scheme to deliver such pulses, which is driven by a high-power $2\ \mu\text{m}$ laser source with relatively longer pulse duration. In this work, the soliton self-compression process was realized in a large-mode-area photonic crystal fiber(PCF) driven by a mode-locked Ho:YAG thin-disk oscillator, which delivered three-cycle laser pulses at the center wavelength of $2\ \mu\text{m}$ with an average power of 10.2 W. The pulse duration and spectrum of the pulses were measured by a frequency-resolved optical gating(FROG) apparatus, matching well with the simulation results.

Key words: soliton self-compression; $2\ \mu\text{m}$ thin-disk laser; mid-infrared; FROG

收稿日期:2021-05-30; 修订日期:2021-07-26

基金项目:国家自然科学基金(62075068)

作者简介:杨婷婷,女,硕士生,主要从事高功率超快碟片激光器方面的研究。

通讯作者:张金伟,男,教授,博士,主要从事高功率超快碟片激光器方面的研究。

0 引言

高功率 2 μm 波段超快激光在基础科研、生物医疗、环境检测以及军事国防等领域有着极为广泛的应用^[1]。其中具有周期量级脉冲宽度的 2 μm 超快激光由于脉宽窄和峰值功率高,可以作为非线性频率变换产生宽带相干中红外激光的理想驱动源^[2]。波长范围在 2.5~20 μm 的中红外激光对应着有机分子的指纹谱区,大量有机分子转动和振动的能级跃迁波长位于这一光谱区域^[3-4],因此该波段激光可以作为分子检测的有效工具。特别是具有超宽带光谱的中红外激光能够同时对多种分子进行检测,可以大幅提高样品的检测效率和检测精度。此外,脉冲宽度为周期量级的宽带相干中红外激光,还可以用于微纳光谱学以及时间分辨光谱学等领域,有利于获得近衍射极限、高信噪比的测量结果。

以光学参量变换 (OPO)、光学参量放大 (OPA) 以及脉内自差频 (IDFG) 为代表的频率下转换技术是产生宽带相干中红外激光最常用的方法之一,具有光谱宽、可调谐以及结构紧凑等优点。该技术需要高功率的超短脉冲激光作为驱动源,以满足参量变换的功率密度要求。由于 1 μm 波段高功率超短脉冲激光器比较成熟,因此目前的驱动源主要集中在 1 μm 波段^[5-6]。然而很多高质量的非氧化物非线性晶体 (如 GaSe、AgGaSe 等) 并不适合利用 1 μm 波段激光作为驱动源,原因在于这些晶体在 1 μm 波段的透射率很低,并且 1 μm 波段激光泵浦会导致多光子吸收效应,大幅降低非线性晶体的损伤阈值。而利用 2 μm 波段激光进行驱动可以有效地解决这些问题,不仅可以避免多

光子吸收引起的晶体损伤,而且非氧化物非线性晶体在 2 μm 波段普遍具有很高的透射率。此外,利用 2 μm 波段激光泵浦参量过程还可以有效增加相位匹配带宽,使产生的中红外激光具有更宽的光谱范围。

为了增强非线性作用,2 μm 驱动激光需要有更高的功率和更短的脉冲宽度,2 μm 驱动激光光谱宽度的增加也有利于频率转换后获得更宽的中红外光谱。利用高功率 2 μm 超快光源在非线性光纤中驱动孤子自压缩是产生高功率少周期 2 μm 激光的一种有效方法。目前孤子自压缩广泛用于光纤激光器的脉冲压缩中 (表 1),德国马普光科学研究所的 F. Köttig 和 D. Schade 等人^[7-8]利用 1 μm 掺 Yb 光纤激光器作为种子源,分别将 250 fs 和 350 fs 的脉冲光压缩至 4.9 fs 和 3.8 fs。S. Xing 等人^[9]利用平均功率为 1.94 W、波长为 1560 nm 的锁模激光器,先通过拉曼频移产生 2 μm 波段激光,经过放大后进行孤子自压缩,获得平均功率为 327 mW、脉宽为 9.5 fs 的 2 μm 窄脉宽激光输出。耶拿大学的 C. Gaida 等人^[10]利用掺 Tm 光纤放大器作为种子源,产生平均功率为 31.4 W、脉冲宽度为 110 fs 的 1.9 μm 种子光,同样基于光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fiber, PCF) 的孤子自压缩技术获得了 18 W、16 fs 的 2 μm 波段驱动光,并应用于中红外激光产生实验,获得了功率为 150 mW、光谱范围为 3.7~18 μm 的宽带相干中红外光谱。利用光纤放大器作为种子源需要进行多级放大,使得系统整体结构较为复杂。兰州理工大学的侯尚林等人^[11]设计了新型 SiO₂ PCF 结构,可以实现将 100 fs 的脉冲压缩至 4.96 fs。

碟片激光器具有散热效率高、输出功率和能量高、光束质量好等优点,是非线性频率变换的理想驱

表 1 超快激光孤子自压缩结果

Tab.1 Results of ultrafast laser soliton self-compression

| λ/nm | P_{Pump}/W | $\tau_{\text{Pump}}/\text{fs}$ | P_{Out}/W | $\tau_{\text{Out}}/\text{fs}$ | Ref. |
|---------------------|----------------------------|--------------------------------|---------------------------|-------------------------------|------|
| 1030 | 19 | 250 | 16 | 4.9 | [7] |
| 1030 | 71 | 350 | 54 | 3.8 | [8] |
| 1928 | 1.94 | 45 | 0.327 | 9.5 | [9] |
| 1920 | 31.4 | 110 | 18 | 16 | [10] |
| 1030 | 38 | 250 | 18 | 9.1 | [12] |
| 2090 | 10 | 260 | 7 | 15 | [13] |
| 2000 | 0.33 | 55 | 0.27 | 17 | [14] |
| 1960 | 40 | 250 | 4.5 | 13 | [15] |

动源。此前 K. F. Mak 等人^[12] 利用 1 μm 波段 Yb: YAG 碟片激光器作为种子源, 结合孤子自压缩技术, 实现了 9.1 fs、14.5 W 的超快激光输出。J. Zhang 等人^[13] 进一步利用 Ho: YAG 超快碟片振荡器作为种子源, 输出平均功率为 19 W、脉冲宽度为 260 fs 的 2.1 μm 种子光, 随后在 PCF 中利用孤子自压缩技术获得了平均功率为 7 W、15 fs 的 2 μm 波段驱动光, 并利用腔内自差频技术进行中红外激光产生实验, 获得了功率为 24 mW、光谱范围为 4.5~20 μm、载波包络相位稳定的宽带相干中红外光谱。在该工作中, 由于光子晶体光纤芯径的限制, 输入到 PCF 中的种子激光只有 11 W, 并没有充分利用 Ho: YAG 超快碟片激光器输出的全部功率, 限制了 2 μm 驱动激光功率以及产生中红外激光功率的进一步提升。

文中在此前 Ho: YAG 碟片激光器驱动光纤孤子自压缩工作的基础上, 进一步提高周期量级 2 μm 驱动光的平均功率。实验采用更大芯径的 PCF, 将输入的种子光功率提高到 13 W, 获得了平均功率为 10.2 W、脉冲宽度为 21.6 fs 的 2 μm 超短脉冲, 该脉冲宽度对

应 3 个光学周期。此外, 笔者对孤子自压缩进行了理论模拟, 模拟结果与实验结果基本符合。

1 实验装置

实验装置如图 1(a) 所示, 笔者所在课题组利用自制的 Ho: YAG 飞秒碟片振荡器作为种子源产生驱动激光脉冲, Ho: YAG 碟片晶体的厚度为 200 μm、掺杂浓度为 2.5%。采用输出波长为 1 908 nm 的掺 Tm 光纤激光器作为碟片晶体的泵浦源, 并采用 72 通多程泵浦设计来提高晶体对泵浦光的吸收效率。激光谐振腔为多通 Z 型驻波腔, 激光光束在一个往返周期内 8 次经过碟片以提高增益。振荡器采用克尔透镜锁模方式实现被动锁模, 在谐振腔凹面镜焦点处插入额外的克尔介质以增强克尔透镜效应。在输出镜透过率为 3%、泵浦功率为 83 W 的情况下, 可获得中心波长为 2.1 μm、平均功率为 18.7 W、脉冲宽度为 260 fs 的激光脉冲输出。其重复频率为 77 MHz, 光光转化效率达到 22%, 相应的脉冲能量和峰值功率分别为 243 nJ 和 0.88 MW。图 1(b) 和 (c) 分别为锁模脉冲的

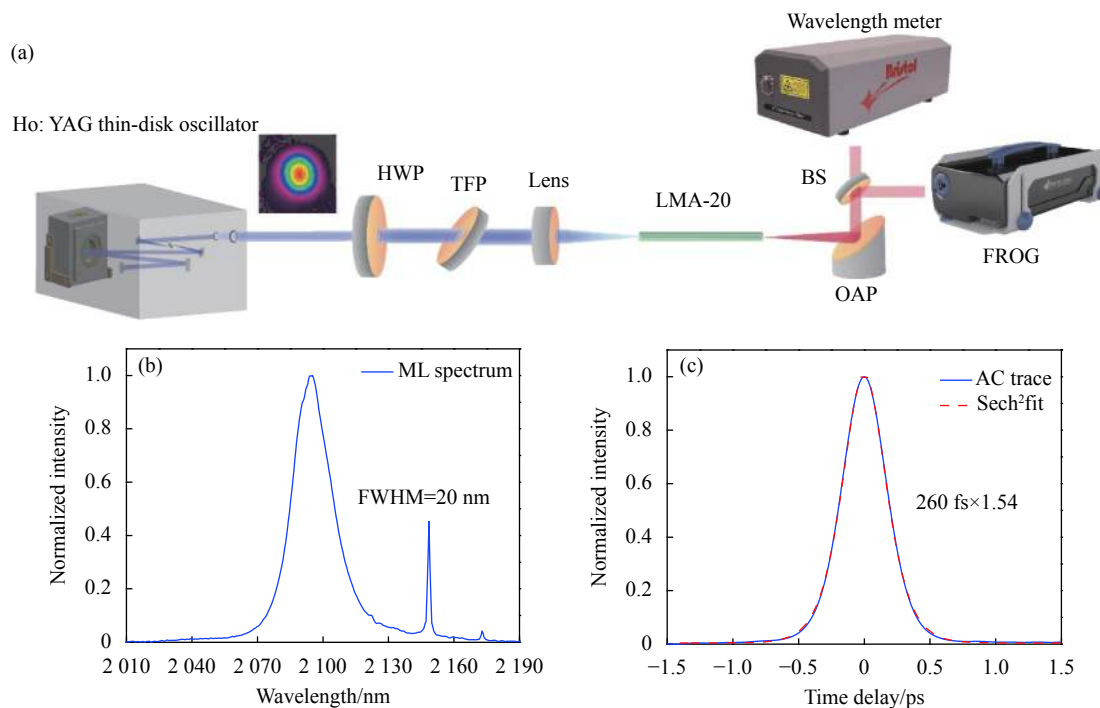


图 1 (a) 实验装置图; HWP: 半波片, TFP: 薄膜偏振分光片, OPA: 表面镀金的 90° 离轴抛物面镜, BS: 分束器; (b) 锁模脉冲光谱图; (c) 锁模脉冲自相关轨迹

Fig.1 (a) Experimental setup; HWP: Half-wave plate, TFP: Thin film polarizer, OPA: Gold 90° off-axis parabolic mirror, BS: Beam splitter; (b) Spectrum of the mode-locked pulses; (c) Autocorrelation trace of the mode-locked pulses

光谱和自相关曲线,输出光谱的半高全宽(FWHM)为 20 nm,脉冲宽度接近傅里叶转换极限脉宽。光谱中在 2147 nm 和 2178 nm 附近存在两个尖锐的峰,为锁模激光器中孤子与色散波耦合所产生的凯利边带。

Ho: YAG 碟片振荡器输出的种子光通过焦距为 12.5 mm 的非球面透镜聚焦耦合到芯径为 20 μm 的 PCF(LMA-20) 中,采用非球面透镜耦合有利于消除像差。利用半波片(HWP)和薄膜偏振分光片(TFP)调节进入 PCF 的种子光的功率。光纤入射端采用斜角切割以减小光纤端面反射光对碟片振荡器的影响。由于硅芯的 PCF 在 2 μm 波段具有反常色散,因此可以实现该波段群速度色散与自相位调制非线性效应的平衡,在频谱展宽的同时,实现孤子脉冲宽度的压缩。

2 理论模拟

激光脉冲在光纤中传输时,同时受到色散和非线性效应的影响。当光纤具有反常色散时,可以实现两者的相互平衡,形成稳定传输的光脉冲,这种光脉冲被称为光孤子,光纤传输中的光孤子一般可用非线性薛定谔方程来描述。采用孤子自压缩方法输出的孤子脉冲宽度的大小取决于光纤模场直径(MFD)、耦合进入光纤后的驱动脉冲的功率以及光子晶体光纤的长度等因素,其中 MFD 越小则脉宽越窄,但获得的脉冲功率也会降低。为了提高脉冲功率,实验中选用芯径为 20 μm 的 PCF,该 PCF 在 780 nm 和 1064 nm 处的 MFD 分别为 16.4 μm 和 16.5 μm, MFD 的值随着驱动脉冲的波长变长而略微增大,因此可以推断出其在 2090 nm 处的 MFD 为 16.8 μm。在 MFD 确定的情况下,耦合进入光纤后的驱动脉冲的功率以及光子晶体光纤的长度需要满足一定的平衡关系才能使输出的激光脉冲实现孤子自压缩。基于非线性薛定谔方程对孤子自压缩过程进行了理论模拟,当忽略光纤中的损耗,仅考虑二阶群速度色散和自相位调制效应时的脉冲传输方程为^[16]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \gamma |A|^2 A \quad (1)$$

式中: $A(z, T)$ 为光脉冲的振幅; β_2 为二阶群速度色散量; γ 为自相位调制的非线性参量。对公式(1)进行求解可知在光纤中传输的光脉冲的光场激发了新的频率分量,导致频谱的展宽。求解过程中引入了一个

参量为孤子阶数 N , 定义为:

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2)$$

式中: T_0 为入射的脉冲宽度; P_0 为入射脉冲的峰值功率。由此可以计算得出维持稳定的孤子所需的最小峰值功率值。文中 β_2 为 $-0.123 \text{ ps}^2/\text{m}$, T_0 为 260 fs, γ 为 $2.98 \times 10^{-4} / \text{W} \cdot \text{m}$, 则维持基阶孤子 ($N=1$) 所需最小的峰值功率约为 $6.12 \times 10^3 \text{ W}$ 。但如果入射脉冲的功率不满足该式中 N 取整数的结果,在光纤传输的过程中脉冲还是会逐渐演化为稳定的孤子,多余的能量会与孤子脉冲分开并逐渐衰减。从光纤输出的孤子脉冲宽度主要取决于入射脉冲的形状、峰值功率以及光纤长度。脉冲宽度与入射脉冲的峰值功率成反比,当考虑光纤损耗时,光脉冲峰值功率降低导致基阶孤子脉冲宽度随传输距离增加而增大。在求解非线性薛定谔方程过程中,需要考虑拉曼增益以及自陡峭效应的影响。光纤的非线性折射率为 $2.2 \times 10^{-20} / \text{m}^2 \cdot \text{W}$, 其二阶色散量为 $-0.123 \text{ ps}^2/\text{m}$ (@2100 nm)。光纤的高阶色散对光脉冲的压缩也存在一定影响,但由于光纤长度较短,高阶色散相比于二阶色散来说可以忽略,因此,文中在模拟过程中仅考虑二阶色散的影响。入射高斯脉冲宽度为 260 fs, 进入光纤中的脉冲能量为 0.13 μJ, 以该能量可以维持 9 阶孤子脉冲在 PCF 内的稳定传输。

最终模拟得到的结果如图 2 所示,从图中可以看出,随着耦合进入光纤的驱动光的功率的增大,展宽后脉冲获得最短脉冲宽度所需要的光纤的长度是逐渐减小的,并且所能达到的最短脉冲宽度也是逐渐变

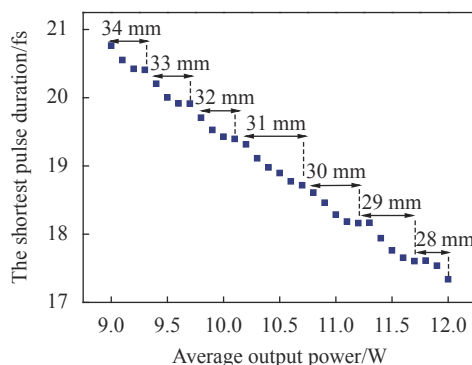


图 2 脉冲宽度与平均输出功率、光纤长度的关系图

Fig.2 Relationship of achievable pulse durations with average output power and fiber length

短的。因此,耦合进入 PCF 的激光功率越高,同时 PCF 光纤长度越短,所能获得的激光脉冲的宽度越短。图 3 分别为耦合进入光纤的激光脉冲功率不不同时,获得最短脉冲宽度时所对应的输出激光脉冲的光谱。在实验中由于光纤切割条件的限制,笔者利用 31 mm 长度的 PCF 光纤开展实验,入射进入光纤之前的驱动激光脉冲的平均功率为 13 W,在最短脉冲宽度条件下可以获得耦合输出的激光脉冲的平均功率为 10.2 W。

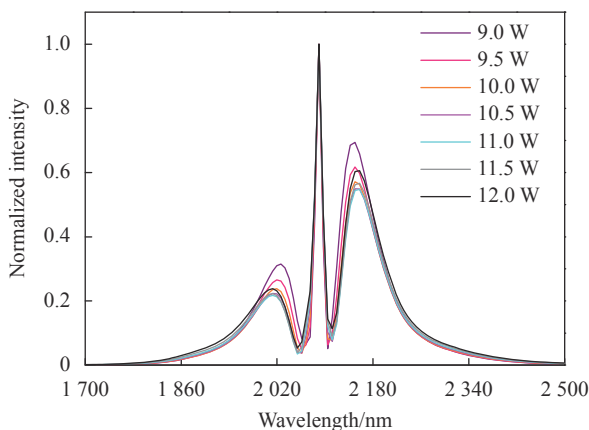


图 3 不同平均输出功率下的光谱图

Fig.3 Spectra at different average output powers

3 实验结果

经过光纤展宽光谱、压缩脉宽后的激光脉冲经过一个有效焦距为 25 mm、表面镀金的 90°离轴抛物面镜准直并通过分光片分成两路,其中一路耦合到波长计 (Bristol 721) 中进行输出激光脉冲光谱的直接测量,另一路光进入到自制的 SHG-FROG 中进行脉冲宽度和光谱的测量,并与波长计测量的光谱进行比较。SHG-FROG 采用的倍频晶体是厚度为 50 μm 的 BBO 晶体,以增加相位匹配带宽,使测量结果更加准确。图 4 分别展示了波长计测量的光谱、FROG 测量的光谱以及模拟得到的展宽光谱,并与种子光谱进行比较。从图中可以看出,展宽后的光谱以 2100 nm 为中心,覆盖 1800~2400 nm 这一波段,并具有明显的自相位调制光谱特征。波长计、FROG 以及模拟得到的光谱基本一致。FROG 测量得到的时域脉冲如图 5 所示,脉冲宽度为 21.6 fs,对应 3 个光学周期。通过模拟得到的脉冲宽度为 19.3 fs,与实验结果基本相同。图 4 和图 5 中模拟结果与实验结果仍然存在一

定偏差,其原因在于一方面模拟过程仅考虑了光纤的二阶群速度色散,忽略了实际过程中高阶色散对脉宽展宽的影响;另一方面模拟过程忽略了光纤损耗的影响,实际实验中入射脉冲功率随着传输过程逐渐减小,从而导致孤子宽度的增加。图 6 为耦合输入的激

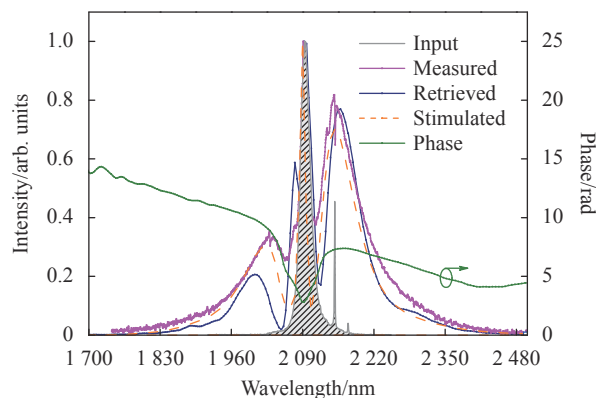


图 4 入射驱动脉冲光谱、波长计测量光谱、FROG 测量以及模拟仿真光谱对比图

Fig.4 Comparison of input, measured, retrieved and simulated spectrum

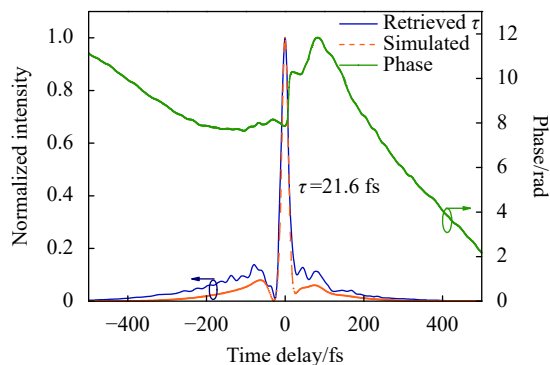


图 5 FROG 测量以及模拟的时域图

Fig.5 The retrieved and simulated temporal profile

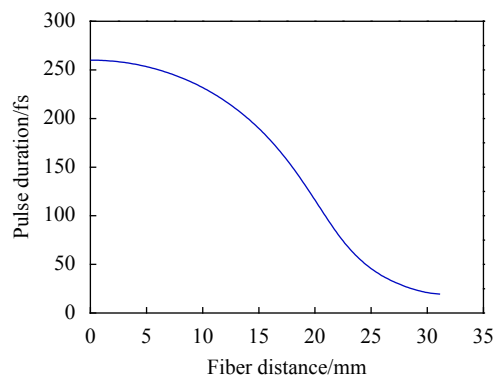


图 6 激光脉冲在光子晶体光纤中传输到不同距离的脉宽变化

Fig.6 The pulse duration change of laser pulse at different distances in the PCF

光脉冲在 PCF 光纤中传播到不同距离时对应的脉冲宽度,可以看出激光脉冲在光纤输出端位置的脉冲宽度最短。图 7 展示了 FROG 测量的光谱和时域行迹图以及反演重建后的行迹图,重建行迹与原始测量行迹基本相同,说明了 FROG 测量结果的准确性。光纤输出端脉冲宽度最短,功率密度最大,经光纤展宽输出后的脉冲平均功率为 10.2 W,相应的脉冲能量为 0.13 μJ ,以该能量可以维持 9 阶孤子在 PCF 内稳定传输,计算得到对应的峰值功率为 6.18 MW,功率密度为 2.87 TW/cm^2 。目前实验没有对光纤部分进行工程化设计,因此耦合进入光纤的入射脉冲的功率稳定性没有达到最优,使得输出脉冲宽度的稳定性受到影响,未来将通过增加端帽、冷却以及密封等措施进一步提高输出脉冲的宽度稳定性。

实验中发现光纤在该状态下连续工作较长时间后输出端开始出现损伤,正常工作的光纤与损伤后的光纤工作形态如图 8 所示。光纤中的红光来自于 2 μm 光脉冲的三倍频效应。图 8(b) 中光纤输出端口红光的散射增强,标明光纤输出端出现一定程度的损伤。

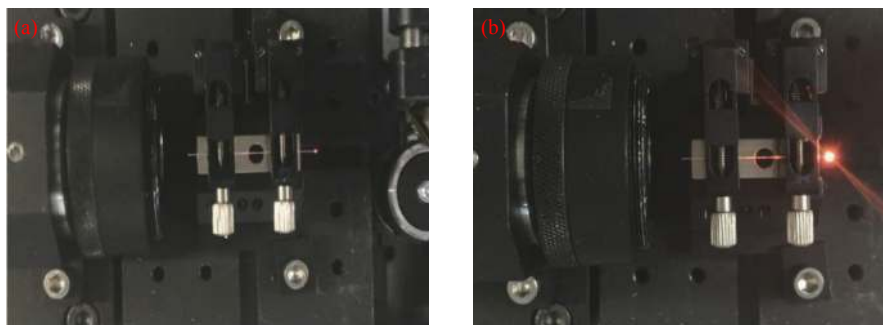


图 8 (a) 正常工作的光纤; (b) 长时间工作后受损的光纤

Fig.8 (a) Fiber without damage; (b) The fiber was damaged after a long working time

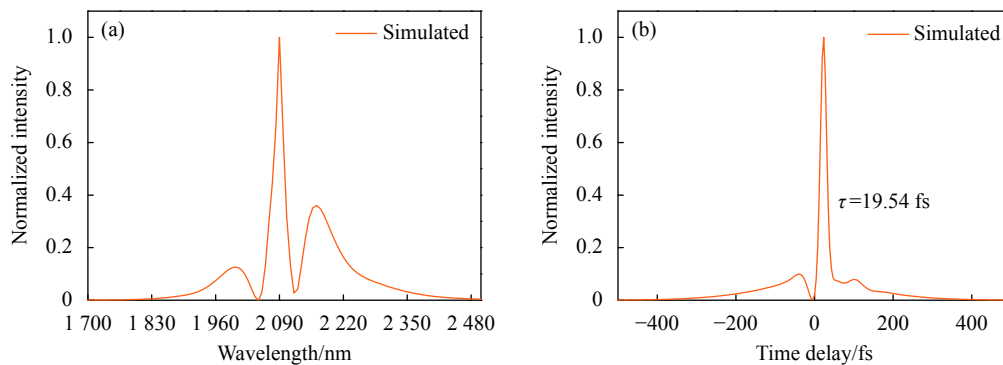


图 9 (a) LMA-25 光纤模拟得到的脉冲光谱图; (b) LMA-25 光纤模拟得到的脉冲时域图

Fig.9 (a) The simulated spectrum of the pulses with LMA-25 fiber; (b) The simulated pulse temporal profile with LMA-25 fiber

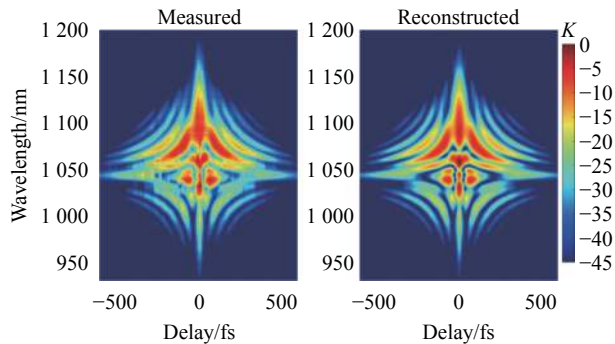


图 7 测量和反演的 SHG-FROG 轨迹图

Fig.7 The measured and retrieved SHG-FROG traces

而输入端由于脉冲宽度大、峰值功率密度低而没有达到损伤阈值。下一步笔者将采用更大 MFD 的光纤进行实验,通过增加输出端芯径尺寸来降低峰值功率密度,减轻光纤输出端的损伤。同时对功率、光纤长度等因素的优化将能获得功率更高的少周期量级的 2 μm 超短脉冲输出。图 9 为采用 MFD 为 21.9 μm 的 PCF(LMA-25) 经过模拟得到的输出脉冲光谱和脉宽,在光纤长度为 32 mm 时,可以得到脉宽为 19.62 fs、平均功率为 17 W 的少周期 2 μm 激光脉冲。

4 结 论

文中利用 2 μm Ho: YAG 锁模碟片激光器作为种子源, 采用孤子自压缩方法产生了平均功率为 10.2 W、脉冲宽度为 3 个光学周期的 2 μm 脉冲激光, 并对孤子自压缩过程进行了理论模拟, 模拟结果与实验结果基本吻合。同时采用 FROG 和波长计对输出光谱进行了测量和比较, 验证了实验结果的准确性。这一结果对于参量变换产生超宽带相干中红外激光具有重要意义。下一步笔者所在课题组将进一步增大光纤的模场直径, 并优化耦合功率和光纤长度等参数, 以此来获得更高功率的少周期 2 μm 波段激光脉冲。

参考文献:

- [1] Zhang J, Schulze F, Mak K F, et al. High-power, high-efficiency Tm: YAG and Ho: YAG thin-disk lasers [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(3): 1700273.
- [2] Gaida C, Gebhardt M, Stutzki F, et al. Self-compression in a solid fiber to 24 MW peak power with few-cycle pulses at 2 μm wavelength [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(22): 5160-5163.
- [3] Murari K, Stein G J, Cankaya H, et al. Kagome-fiber-based pulse compression of mid-infrared picosecond pulses from a Ho: YLF amplifier [J]. *Optica*, 2016, 3(8): 816-822.
- [4] Tittel F K, Richter D, Fried A. Mid-Infrared Laser Applications in Spectroscopy[M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2003.
- [5] Brons J, Pervak V, Fedulova E, et al. Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(22): 6442-6445.
- [6] Brons J, Pervak V, Bauer D, et al. Powerful 100-fs-scale Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillator [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(15): 3567-3570.
- [7] Schade D, Kttig F, Koehler J R, et al. Scaling rules for high quality soliton self-compression in hollow-core fibers [J]. *Optics Express*, 2021, 29(12): 19147.
- [8] Kttig F, Schade D, Koehler J, et al. Efficient single-cycle pulse compression of an ytterbium fiber laser at 10 MHz repetition rate [J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 9099-9110.
- [9] Xing S, Kowligy A S, Lesko D, et al. All-fiber frequency comb at 2 microm providing 1.4-cycle pulses [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(9): 2660-2663.
- [10] Gaida C, Gebhardt M, Heuermann T, et al. Watt-scale super-octave mid-infrared intrapulse difference frequency generation [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(1): 94.
- [11] Hou Shanglin, Lei Jinli, Wu Qiling, et al. Enhanced femtosecond optical pulses compression in highly nonlinear photonic crystal fibers(invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(1): 0103004. (in Chinese)
- [12] Mak K F, Seidel M, Proninet O, et al. Compressing μJ -level pulses from 250 fs to sub-10 fs at 38-MHz repetition rate using two gas-filled hollow-core photonic crystal fiber stages [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(7): 1238-1241.
- [13] Zhang J, Mak K F, Nagl N, et al. Multi-mW, few-cycle mid-infrared continuum spanning from 500 to 2250 cm^{-1} [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(2): 17180.
- [14] Hauri C P, Lopez-Martens R B, Blaga C I, et al. Intense self-compressed, self-phase-stabilized few-cycle pulses at 2 μm from an optical filament [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(7): 868-870.
- [15] Gerz D, Schweinberger W, Butler T P, et al. Mid-infrared long-pass filter for high-power applications based on grating diffraction [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(12): 3014-3017.
- [16] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics [J]. *Lecture Notes in Physics*, 2005, 18(1): 88-116.