

光纤中无波分裂脉冲的平坦超连续谱产生

任 行¹, 王天枢¹, 杜 垒¹, 李 鑫¹, 肖 林¹, 周见红^{2*}

(1. 长春理工大学光电工程学院 空间光电技术研究所, 吉林 长春 130022;
2. 长春理工大学光电工程学院 光学工程系, 吉林 长春 130022)

摘 要: 基于无波分裂脉冲产生的平坦超连续谱被报道。笔者采用非线性偏振旋转 (NPR) 作为锁模方法来实现耗散孤子脉冲和无波分裂脉冲的切换输出。在 0.3 W 的泵浦功率下, 获得了耗散孤子脉冲。脉冲宽度为 5.8 ps, 脉冲间隔为 54 ns, 与 11.05 m 的腔长一致, 信噪比为 55 dB, 压缩后的脉冲宽度为 0.61 ps。值功率可以被提升到 1.18 kW。通过适当调整腔偏振态和增加泵浦功率, 耗散孤子可以演化为无波分裂脉冲。随着泵浦功率的提高, 脉冲宽度从 11.7 ps 增加到 20.2 ps, 几乎增加了两倍。经过计算, 时间带宽积从 23.9 增加到 53.43。较大的啁啾可以抵抗非线性相移的影响, 从而避免脉冲分裂。无波分裂脉冲的脉冲能量可以提高到 3.89 nJ, 是耗散孤子脉冲能量的五倍。随后, 使用耗散孤子和无波分裂脉冲作为种子源去获得超连续谱。结果表明, 在锥形高非线性光纤中, 无波分裂脉冲产生的超连续谱范围和平坦度均优于耗散孤子脉冲。基于耗散孤子脉冲和无波分裂脉冲产生的超连续谱范围为 1 400~2 000 nm, 覆盖了 S 波段、C 波段、L 波段三个主要通信波段, 20 dB 带宽分别为 310.3 nm 和 426.4 nm。这项工作将有助于高能量脉冲光纤激光器的发展, 并提高其在超连续谱产生和光通信领域的潜在应用。

关键词: 超连续谱; 非线性偏振旋转; 耗散孤子; 无波分裂脉冲; 平坦度
中图分类号: TN248 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20220745

0 引 言

被动锁模光纤激光器因其高稳定性和紧凑的设计而受到广泛关注^[1], 其中, 如何提高脉冲能量和峰值功率一直是研究热点。因为许多应用需要具有高脉冲能量和高峰值功率的孤子脉冲, 例如超连续谱产生、材料处理和手术医疗等。然而, 过度非线性相移的积累会导致脉冲分裂, 这是限制脉冲能量的主要因素^[2]。通常, 传统孤子的脉冲啁啾很小, 脉冲分裂阈值较低, 在极大的泵浦功率下容易产生波分裂^[3]。近年来, 耗散孤子共振脉冲引起了人们的广泛关注。它的脉冲啁啾随着泵浦强度线性增加, 这可以有效地避免波分裂^[4]。然而, 它的脉冲宽度通常在纳秒量级, 导致低峰值功率。耗散孤子可以积累大量啁啾提高脉冲

分裂阈值, 同时脉冲宽度可以压缩到飞秒量级^[5]。为此, 人们提出了各种结构和方案来提高耗散孤子的脉冲能量。

最近, Wang 等人使用单壁碳纳米管作为锁模结构来获得高能量的耗散孤子脉冲^[6]。然而, 单壁碳纳米管的低损耗阈值、窄波长工作范围和复杂的制备工艺限制了其应用。Szczepek 等人报告了使用非线性极化演化 (Nonlinear Polarization Evolution, NPE) 锁模方法获得高能量脉冲^[7]。虽然, NPE 可以抵抗光纤腔内的高功率, 但其缺点是成本高, 光纤腔拼接困难。相比于其他锁模结构, 非线性偏振旋转 (Nonlinear Polarization Rotation, NPR) 结构简单, 成本低, 波长可调谐范围大, 输出光谱宽, 输出功率高^[8]。笔者采用 NPR 作为锁模结构实现了耗散孤子和无波分裂脉冲的切

收稿日期: 2022-10-25; 修订日期: 2022-12-09

基金项目: 国家自然科学基金 (61975021); 吉林省自然科学基金 (YDZJ202101, ZYTS139)

作者简介: 任行, 男, 硕士生, 主要从事光纤激光器方面的研究。

导师简介: 王天枢, 男, 教授, 博士, 主要从事光纤激光器、空间光通信技术方面的研究。

通讯作者: 周见红, 男, 教授, 博士, 主要从事光子学器件的设计与理论方面的研究。

换输出。与耗散孤子脉冲相比,无波分裂脉冲的脉冲能量可以提高到 3.89 nJ。

当光脉冲被注入到高非线性光纤中,其频谱受到非线性效应诸如自相位调制、交叉相位调制、四波混频和受激拉曼散射的影响,使脉冲频谱内产生新的频率分量^[9]。频谱会被极大地展宽,这种被展宽的频谱被称为超连续谱。超连续谱在实际应用中可以作为宽带光源测量光纤光栅的反射率和透射率,也被应用于医学、计量学等领域^[10-11]。经报道传统孤子、类噪声脉冲、耗散孤子脉冲、束缚态脉冲均可以在高非线性光纤中产生超连续谱^[12-14],然而针对于可切换的高能量脉冲在微纳光纤中产生超连续谱的报道较少。笔者注入耗散孤子和无波分裂脉冲分别进入拉锥后的高非线性光纤获得超连续谱,观察到无波分裂脉冲产生的超连续谱宽度和平坦度都优于耗散孤子脉冲。文中利用无波分裂脉冲产生的平坦超连续谱对多信道波分复用光源应用领域的研究有重要意义。

1 实验结构

被动锁模激光器的示意图如图 1 所示。两个 976 nm 泵浦源通过两个 980/1 550 nm 波分复用器 (Wavelength Division Multiplexer, WDM) 泵浦一段 4 m 长的掺铒光纤 (Erbium-Doped Fiber, EDF) 产生 1 550 nm 激光。两个偏振控制器 (Polarization Controller, PC) 和一个偏振相关隔离器 (Polarization Dependent Isolator, PD-ISO) 一起构成 NPR 结构周期地调整腔内损耗产生锁模脉冲。采用 10 : 90 耦合器 (Optical Coupler, OC) 输出激光。输出后的脉冲先经过单模光纤压缩,再经过掺铒光纤放大器 (Erbium-Doped Fiber Amplifier, EDFA) 放大,最后注入拉锥后的高非线性光纤 (High Nonlinear Fiber, HNLF) 产生超连续谱。通过合理安排谐振腔内色散补偿光纤 (Dispersion Compensation Fiber, DCF) 和单模光纤 (Single-Mode Fiber, SMF) 的长度,可以控制腔的净色散。其中,掺铒光纤、单模光纤和色散补偿光纤的群速度色散为 +0.053 5、-0.022 9、+0.184 8 ps²/m。所有器件的尾纤均为标准单模光纤长度为 1 m。色散补偿光纤和单模光纤的长度分别为 1 m 和 5.05 m。因此,总腔长约为 11.05 m。计算出腔内的净色散为 +0.260 255 ps²。最后,输出激光通过最小分辨率为 0.05 nm 的光谱分析仪 (OSA, Yokogawa, AQ6375) 测

量光谱,输出光脉冲通过带宽为 10 GHz 的 1.55 μm 光电探测器进行光电转换,然后进入带宽为 2.5 GHz 的示波器 (OSC, Agilent, DSO-X93204A) 采集脉冲序列,其中射频频谱由频率范围为 3 Hz~44 GHz 的射频信号分析仪 (Agilent, DSO-X93204A) 探测,由于示波器的探测极限不足以精确地分辨小于 50 ps 的窄脉冲宽度,因此,脉冲的真实宽度由自相关仪 (FR-103XL) 记录。

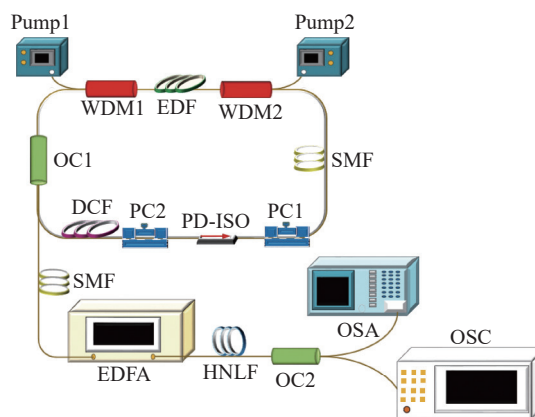


图 1 被动锁模激光器原理图。WDM: 波分复用器; EDF: 掺铒光纤; OC: 10 : 90 光耦合器; PC1 和 PC2: 偏振控制器; PD-ISO: 偏振相关隔离器; SMF: 单模光纤; DCF: 色散补偿光纤; EDFA: 掺铒光纤放大器; HNLF: 高非线性光纤; OSA: 光谱分析仪; OSC: 示波器

Fig.1 Schematic diagram of passive mode-locked laser. WDM: wavelength division multiplexer; EDF: erbium-doped fiber; OC: 10 : 90 optical coupler; PC1 and PC2: polarization controller; PD-ISO: polarization dependent isolator; SMF: single-mode fiber; DCF: dispersion compensation fiber; EDFA: erbium-doped fiber amplifier; HNLF: high nonlinear fiber; OSA: optical spectrum analyzer; OSC: oscilloscope

锥形光纤的结构如图 2(a) 所示,将一根标准的 HNLF 熔融拉锥后形成的锥形光纤拥有锥形过渡区、腰区两部分,这两个部分均用红色线条在图中标记出来了。可以看见除了光纤的包层,光纤的纤芯部分也会随着拉锥的长度增加而变细。与普通 HNLF 相比,锥形 HNLF 的纤芯直径约为 6 μm。因此,锥形 HNLF 的非线性更强,有利于超连续谱的产生。实验中 HNLF 的数值孔径为 0.35,传输损耗小于 1.5 dB/km,长度为 4 m,腰区为 1 m,锥区为 3 m。在锥形光纤的制作过程中利用氢氧火焰拉锥机制备,拉锥后的 HNLF 实物图如图 2(b) 所示。

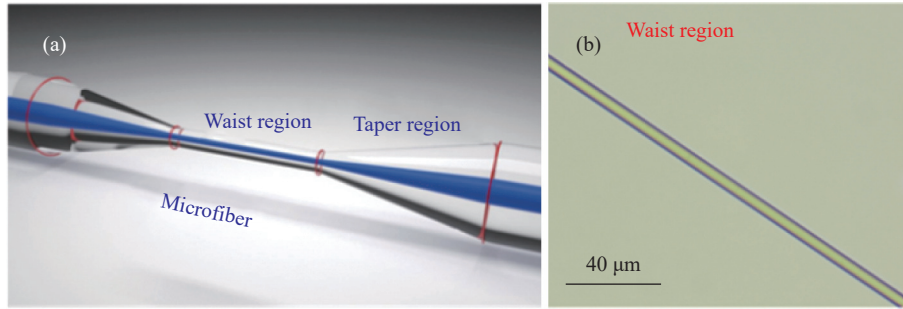


图 2 (a) 锥形光纤结构图; (b) HNLf 熔融拉锥实物图

Fig.2 (a) Structure diagram of tapered optical fiber; (b) Physical drawing of tapered HNLf

2 结果与讨论

打开泵浦 2, 逐渐将功率增加到 0.3 W, 光谱从连续光变为锁模光。如图 3(a) 所示, 光谱形状类似于一个矩形, 中心波长为 1560 nm, 3 dB 带宽为 21 nm, 这

是耗散孤子 (Dissipative Soliton, DS) 的典型特征。时域图如图 3(b) 所示。脉冲间隔为 54 ns, 符合基频运转。图 3(c) 显示了 30 MHz 范围内的射频频谱, 分辨率带宽为 500 Hz。重复频率为 18.5 MHz 时, 信噪比为 55 dB。稳定锁模状态可以通过图 3(c) 中插入的

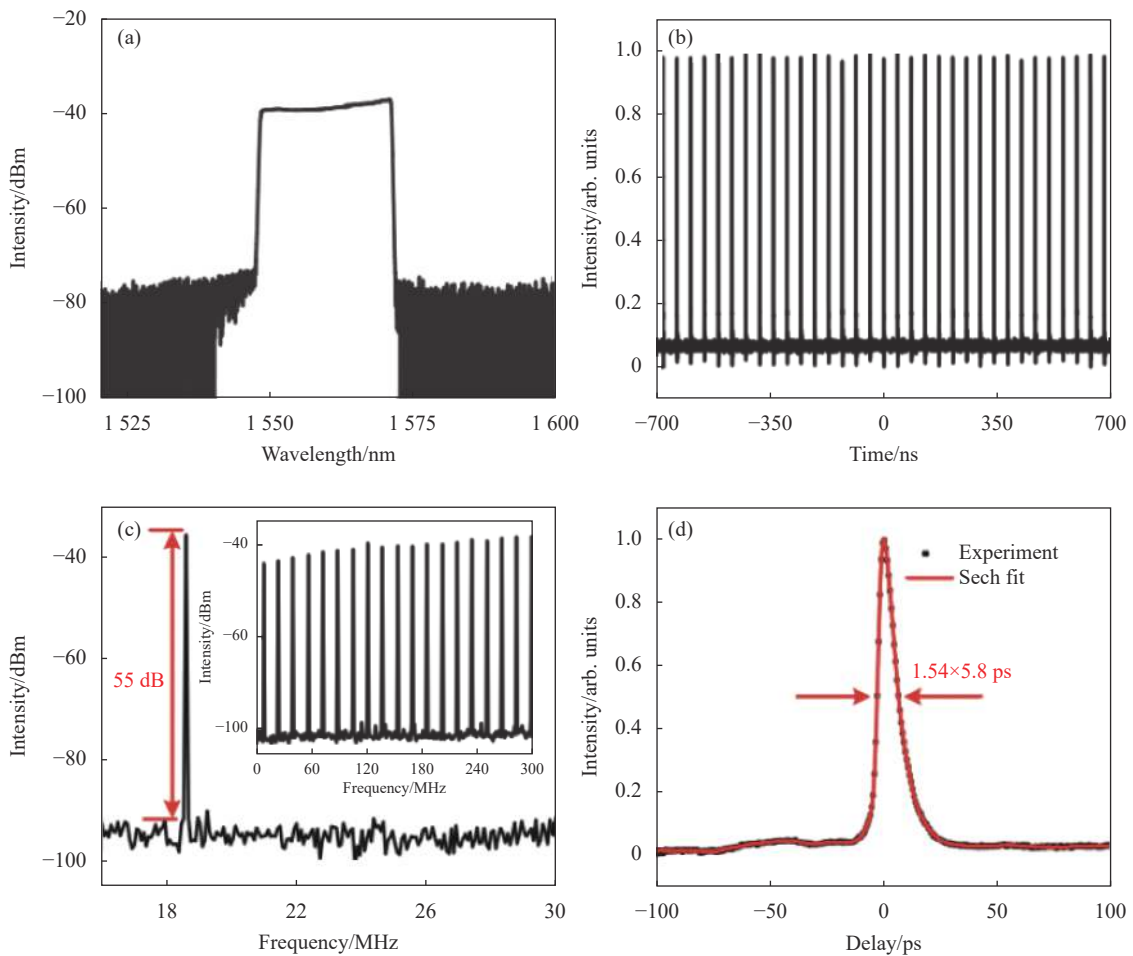


图 3 锁模激光器运转在正常色散区。(a) 光谱; (b) 时域图; (c) 射频频谱, 插图 (射频频谱范围 0~300 MHz); (d) 脉冲的自相关轨迹 (黑色点), 双曲正割拟合 (红色曲线)

Fig.3 Mode-locked laser operates in the normal dispersion region. (a) Optical spectrum; (b) Time-domain diagram; (c) RF spectrum, insert (range of RF spectrum in 300 MHz); (d) Autocorrelation trace of pulse (black point), Sech² fit (red curve)

300 MHz 宽范围射频频谱来确认。由 sech^2 函数拟合的脉冲自相关轨迹如图 3(d) 所示。自相关记录的半高全宽为 8.9 ps, 对应于 5.8 ps 的脉冲宽度。经计算, 时间带宽乘积为 15, 表明输出脉冲具有较大的啁啾。将泵浦 2 固定在 0.3 W, 并将泵浦 1 从 0.2 W 增加到 0.7 W, 耗散孤子始终可以在示波器上保持基频运行, 平均输出功率从 5 mW 增加到 15.2 mW。脉冲能量和峰值功率可分别从 0.27 nJ 提高到 0.82 nJ, 和从 41 W

提高到 124.4 W。

当泵浦 1 功率超过 0.7 W 时, 可以观察到耗散孤子脉冲运转不能在单脉冲下稳定, 图 4(a) 所示为在 780 mW 泵浦功率下的时域图, 受峰值功率钳制效应的影响, 在示波器上由单脉冲锁模变成多脉冲锁模。根据时间带宽积理论, 通过在腔外添加 11 m 长的单模光纤, 可以将耗散孤子脉冲压缩到 0.61 ps, 见图 4(b), 经计算, 峰值功率被提升到 1.18 kW。

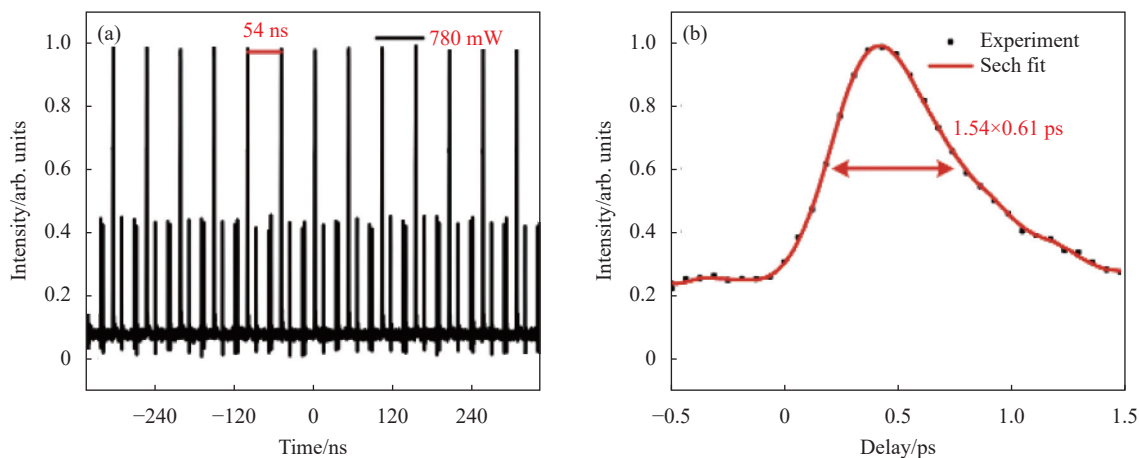


图 4 (a) 时域图; (b) 耗散孤子在 11 m 长单模光纤传输的自相关轨迹

Fig.4 (a) Time-domain diagram; (b) Autocorrelation trace of dissipative soliton in 11 m single-mode fiber

在 0.8 W 的泵浦 1 功率下, 通过仔细调整偏振控制器, 耗散孤子的光谱变得更宽更平滑, 如图 5(a) 所示。中心波长为 1559 nm, 3 dB 带宽为 16.54 nm。锁模脉冲序列如图 5(b) 所示。脉冲间隔为 54 ns, 与脉冲在腔内往返一周的时间一致。重复频率为 18.5 MHz 时, 信噪比为 50 dB, 见图 5(c)。图 5(c) 的插图表示 0~300 MHz 的宽范围射频频谱, 表明脉冲序列具有良好的稳定性。为了验证脉冲类型, 对输出的锁模脉冲进行自相关测试。图 5(d) 是高斯函数拟合的脉冲自相关轨迹。输出脉冲的半高全宽为 16.5 ps, 对应的脉冲宽度为 11.7 ps。经计算, 时间带宽积为 23.9 表示输出脉冲带有大的啁啾。

全宽为 28.6 ps, 在高斯拟合之后对应于 20.2 ps 的脉冲宽度。脉冲的顶部没有被完全的拟合, 这是由于二阶色散和非线性共同引起的瞬时啁啾导致该区域内脉冲能量分布发生剧烈变化, 同时, 由于光谱展宽, 高阶色散也会导致脉冲顶部扭曲。其中, 无波分裂脉冲的脉冲啁啾在整个中心区域是小的而且是线性的, 在脉冲的头部和尾部都是大的是非线性的^[15], 因此, 脉冲可以抵抗腔中非线性相移的影响, 并在高泵浦功率下保持无波分裂运转。随泵浦功率的增加, 脉冲宽度从 11.7 ps 增加到 20.2 ps, 无波分裂脉冲光谱的中心波长几乎不变, 但 3 dB 带宽从 16.54 nm 增加到 21.43 nm。经计算, 时间带宽积可以从 23.9 增加到 53.43。较大的啁啾可以抵抗非线性相移的影响。因此, 激光器可以直接输出稳定的高能量脉冲。与耗散孤子脉冲不同, 在经过 11 m 的单模光纤, 无波分裂脉冲的脉冲宽度变化并不明显。根据文献 [16], 无波分裂脉冲包含大量的非线性, 很难被线性色散光纤压缩。为了区分

将泵浦 1 功率从 0.8 W 增加到 1 W, 光谱形状没有明显变化, 如图 6(a) 所示, 并且, 在示波器上始终没有观察到脉冲分裂的现象。因此, 这个脉冲是无波分裂脉冲又称为高能量脉冲 (high-energy pulse)。在泵浦功率为 1 W 时, 如图 6(b) 所示, 自相关仪测量的半高

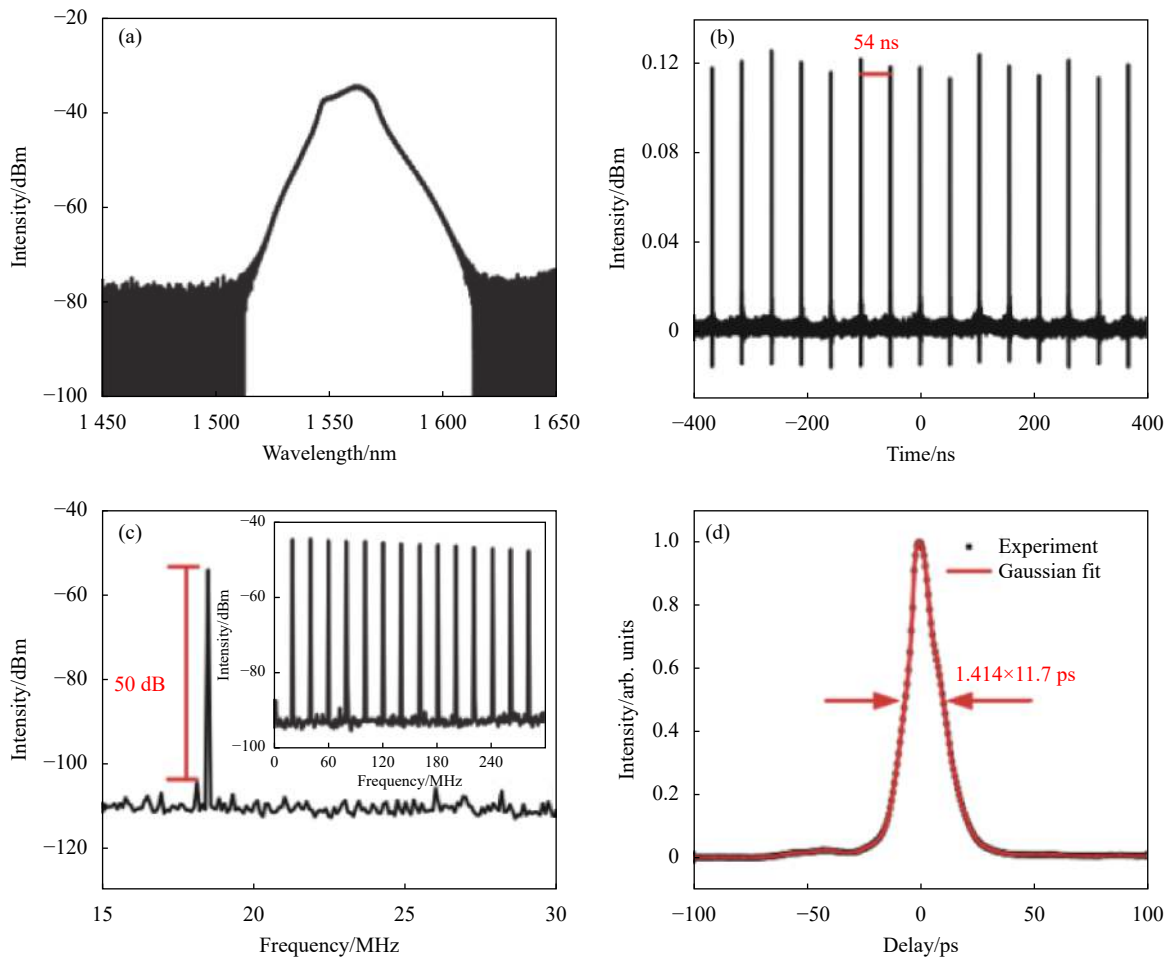


图 5 (a) 耗散孤子光谱的演变; (b) 时域图; (c) 射频频谱, 插图 (0~300 MHz 范围内射频频谱); (d) 演化脉冲的自相关轨迹 (黑色), 高斯拟合 (红色)

Fig.5 (a) Evolution of DS spectrum; (b) Time-domain diagram; (c) RF spectrum, insert (0-300 MHz span range of PF spectrum); (d) Autocorrelation trace of evolution pulse (black), Gaussian fit (red)

耗散孤子和无波分裂脉冲, 文中对比了耗散孤子和无波分裂脉冲的输出特性。从图 6(c) 可以看出, 耗散孤子和无波分裂脉冲具有不同的斜率效率和输出功率。将泵浦 1 功率从 0.2 W 提高到 0.7 W 时, 耗散孤子单脉冲输出功率从 5 mW 增加到 15.2 mW, 将泵浦 1 功率从 0.8 W 提高到 1 W, 无波分裂脉冲输出功率从 41 mW 增加至 124.4 mW。如图 6(d) 所示, 耗散孤子和无波分裂脉冲的最大光转换效率分别为 1.52% 和 5.51%。与耗散孤子运转相比, 无波分裂脉冲可以大大提高脉冲能量。无波分裂脉冲的最大脉冲能量为 3.89 nJ, 几乎是耗散孤子脉冲能量的五倍。同时, 无波分裂脉冲的最大脉宽是耗散孤子最大脉宽的四倍。因此, 无波分裂脉冲可以累积更多的啁啾避免脉

冲分裂。通过提高泵浦功率, 耗散孤子的最大峰值功率可以增加至 124.4 W, 而无波分裂脉冲的峰值功率几乎保持在 185.4 W 左右。

随后, 将掺铒光纤放大器放大的无波分裂脉冲和耗散孤子分别注入 4 m 长的部分锥形高非线性光纤中, 获得超连续谱。耗散孤子和无波分裂脉冲在经过掺铒光纤放大器放大后最大输出功率分别为 84 mW 和 227 mW, 对应于 4.7 nJ 和 12.4 nJ 的脉冲能量。光谱的频移由 $\Omega_{\max} = \sqrt{2\gamma P_0 / |\beta_2|}$ 决定, 其中 Ω_{\max} 代表频移量, P_0 为脉冲入射功率, γ 为光纤非线性参量, β_2 为光纤的二阶色散。随着泵浦功率的增加, 光谱出现展宽, 明显地基于耗散孤子产生的超连续谱带有很多的小尖峰, 如图 7(a) 所示, 这是由于耗散

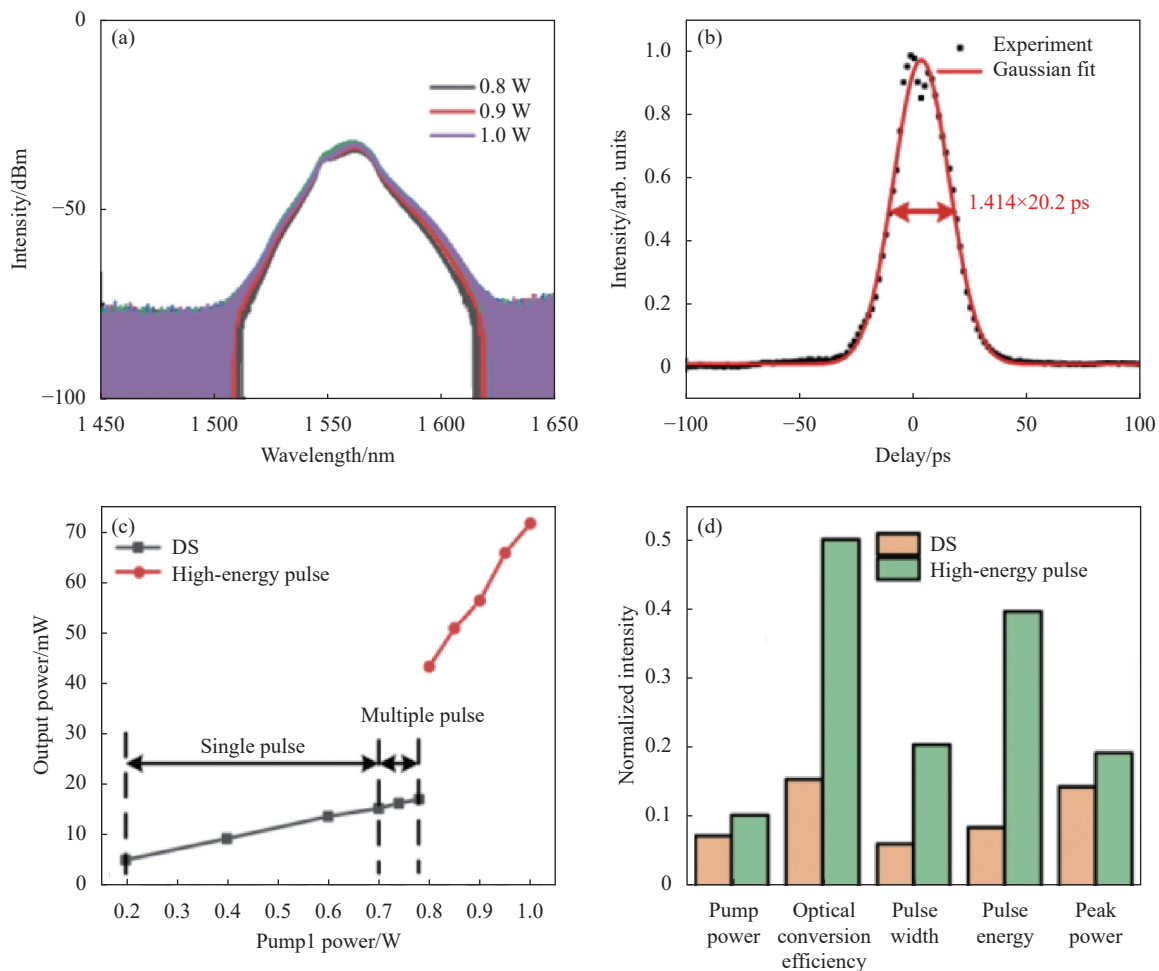


图 6 (a) 光谱随泵浦功率的演化; (b) 泵浦功率为 1 W 时的自相关轨迹; (c) 比较耗散孤子和无波分裂脉冲输出功率随泵 1 功率的变化; (d) 比较耗散孤子和无波分裂脉冲最大锁模泵浦功率、光转换效率、脉冲宽度、脉冲能量、峰值功率

Fig.6 (a) Evolution of optical spectrum with pump power; (b) Autocorrelation trace at the pump power of 1 W; (c) Comparison of pump1 power vs output power between DS and wave-free breaking pulse; (d) Comparing between maximum lock-mode pump power, optical conversion efficiency, pulse width, pulse energy, peak power for DS and wave-free breaking pulse

孤子脉冲在高非线性光纤中受到高阶色散和非线性扰动产生了脉冲分裂, 孤子脉冲分裂成若干个基阶孤子, 相比于初始脉冲, 这些基阶孤子带有不同的峰值功率、脉冲宽度。由于不同基阶孤子对应的波长不同, 因此在光谱上形成多个频谱小尖峰。而基于无波分裂脉冲产生的超连续谱更加平坦, 如图 7(b) 所示, 无波分裂脉冲可以保持高能量在高非线性光纤中传播, 当非线性参量大的话, 自相位调制感应的频谱展宽本身可以产生超宽频谱。频谱展宽因子由自相位调制感应相移 $\theta_{\max} = \gamma P_0 L_{\text{eff}}$ 决定。 L_{eff} 为光纤长度。因此, 对于高能量脉冲而言, 自相位调制可使频谱极大地展宽。在泵浦功率为 800、900 mW 时光

谱上还有残余的 1560 nm 的泵浦光没有被完全吸收, 此时光谱的平坦度也比较低, 提升泵浦功率至 1000 mW, 泵浦光被完全吸收, 1600~2000 nm 超连续谱的平坦度小于 0.85。至于光谱上出现波长为 1960 nm 的连续光是因为 980 nm 的泵浦光是由 1960 nm 的强光倍频后产生的, 泵浦源中还残余了少量 1960 nm 的光, 但这并不影响实验的结果。从作为多信道波分复用光源应用的角度, 1.55 μm 附近的超连续谱不需要过度展宽, 真正重要的是超连续谱在其带宽内要平坦。同时基于无波分裂脉冲产生的超连续谱范围为 1400 nm~2000 nm, 覆盖了 S 波段、C 波段、L 波段三个主要的通信波段。

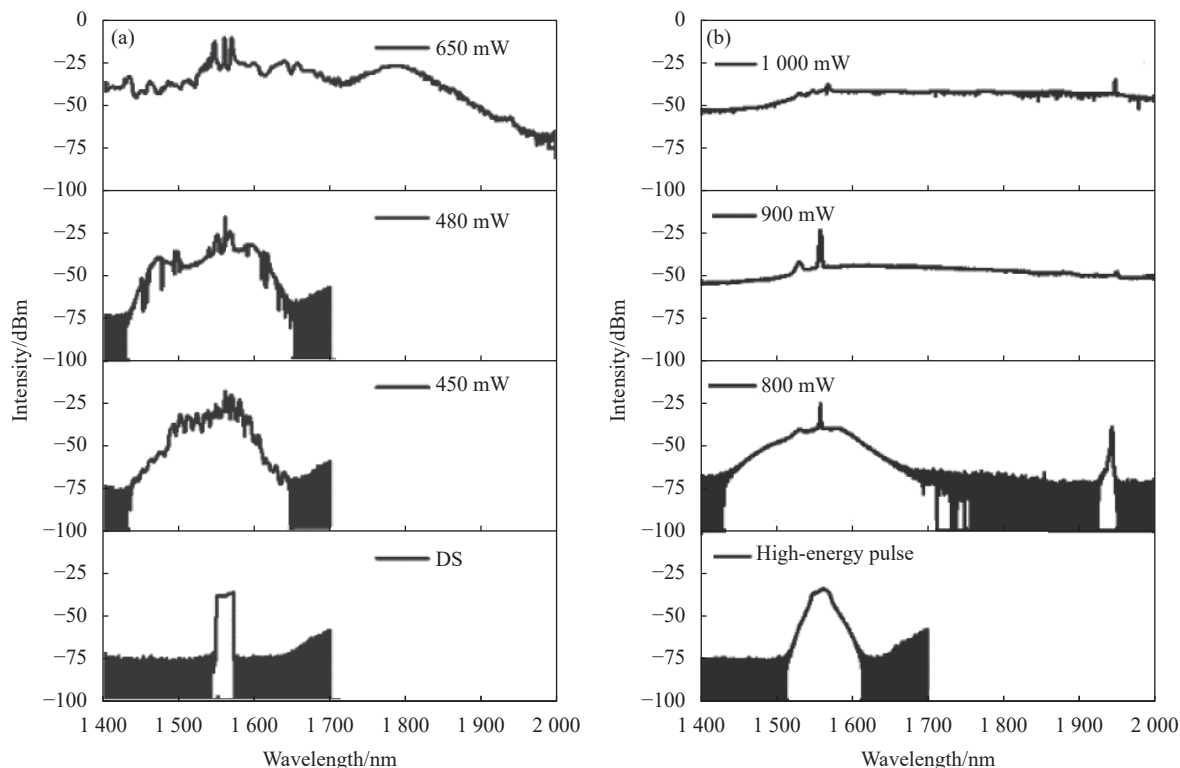


图 7 超连续谱宽度随泵浦功率增加的演化图。(a) 基于耗散孤子产生的超连续谱；(b) 基于无波分裂脉冲产生的超连续谱

Fig.7 Evolution of supercontinuum with the increasing of pump power. (a) Supercontinuum generated by dissipative soliton; (b) Supercontinuum generated by wave-free breaking pulse

3 结 论

文中采用非线性偏振旋转锁模结构实现超快脉冲输出,通过色散管理实现耗散孤子和无波分裂脉冲的转换。在耗散孤子锁模状态下,耗散孤子最大脉冲能量为 0.82 nJ,峰值功率为 124.4 W。通过调整腔参数和增加泵浦功率,可以实现无波分裂脉冲的锁模状态。无波分裂脉冲的脉冲能量可以增加至 3.89 nJ,是耗散孤子脉冲能量的 5 倍。在锥形 HNLF 中,使用无波分裂脉冲作为种子源比使用耗散孤子脉冲产生超连续谱的平坦性更好。并且产生的超连续谱范围均覆盖了三个主要的通信波段(S 波段、C 波段、L 波段)。这种平坦超连续谱不仅对多信道波分复用光源应用领域的研究有重要意义,而且这种平坦且覆盖了水分子吸收区的超连续谱光源还可以用于生物医学成像等领域。

参考文献:

[1] Krausz F, Brabec T. Passive mode locking in standing-wave

laser resonators [J]. *Opt Lett*, 1993, 18: 888-890.

[2] Schrauth S E, Shim B, Slepikov A D, et al. Pulse splitting in the anomalous group-velocity-dispersion regime [J]. *Opt Express*, 2011, 19: 9309-9314.

[3] Bao Chengying, Xiao Xiaosheng, Yang Changxi. Soliton rains in a normal dispersion fiber laser with dual-filter [J]. *Opt Lett*, 2013, 38(11): 1875-1877.

[4] Chang W, Soto-Crespo J M, Ankiewicz A, et al. Dissipative soliton resonances in the anomalous dispersion regime [J]. *Physical Review A*, 2009, 79: 033840.

[5] Renninger W H, Chong A, Wise F W. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber laser [J]. *Physical Review A*, 2008, 77: 681-700.

[6] Wang Q, Chen T, Li M, et al. All-fiber ultrafast thulium-doped fiber ring laser with dissipative soliton and noise-like output in normal dispersion by single-wall carbon nanotubes [J]. *Appl Phys Lett*, 2013, 103: 011103.

[7] Szczepanek J, Kardaś T M, Radzewicz C, et al. Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers [J]. *Opt Lett*, 2017, 42: 575-578.

[8] Wang Xiong, Zhou Pu, Wang Xiaolin, et al. Pulse bundles and

- passive harmonic mode-locked pulses in Tm-doped fiber laser based on nonlinear polarization rotation [J]. *Opt Express*, 2014, 22: 6147-6153.
- [9] Song Minje, Han Sang-pil, Park Jinje, et al. Flat-top supercontinuum generation via Gaussian pulse shaping [J]. *Opt Express*, 2021, 29: 12001-12009.
- [10] Ji Haiying, Wang Tianshu, Xiong Hao, et al. Flat fiber supercontinuum spectrum generation in the third near-infrared window [J]. *Journal of Applied Optics*, 2021, 42(3): 565-570. (in Chinese)
- [11] Gao Jing. Tunable mode-locked fiber laser pumped supercontinuum source [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2018, 26(1): 25-30. (in Chinese)
- [12] Yu Feng, Sun Chang, Gao Jing, et al. All-fiber ultra-short supercontinuum generation and characters [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(11): 3555-3558. (in Chinese)
- [13] Zou Baoying, Dai Jianan, Hong Weiyi. Study on supercontinuum generation of femtosecond double pulses bound-state in optical fiber [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0706003. (in Chinese)
- [14] Li Yongkui, Ren Hang, Du Lei, et al. Supercontinuum generation assisted by dissipative soliton and bound state pulse [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2022, 51(7): 20220035. (in Chinese)
- [15] Liu Xueming. Pulse evolution without wave breaking in a strongly dissipative-dispersive laser system [J]. *Phys Rev*, 2010, 81: 053819.
- [16] Wang Leiran, Liu Xueming, Gong Yongkang, et al. Observations of four types of pulses in a fiber laser with large net-normal dispersion [J]. *Opt Express*, 2011, 19: 7616-7624.

Flat supercontinuum generation via wave-free breaking pulse in the optical fiber

Ren Hang¹, Wang Tianshu¹, Du Lei¹, Li Xin¹, Xiao Lin¹, Zhou Jianhong^{2*}

(1. Institute of Space Optoelectronic Technology, School of Optoelectronic Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China;
2. Department of Optical Engineering, School of Optoelectronic Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

Abstract:

Objective Supercontinuum light source has the advantages of wide spectral range and good spatial coherence. Thus, it is widely applied in optical communication, optical frequency comb, optical fiber sensing, spectrum detection, and other fields. With the development of new technology such as optical coherence tomography and fluorescence lifetime imaging, supercontinuum light source has become an interesting research field. Although the combination of 1.55 μm mode-locked pulse and highly nonlinear fiber can realize all-fiber near-infrared supercontinuum light source. However, due to the low output energy of the mode-locked pulse, the energy of the supercontinuum light source is mainly concentrated in the spectral region of the pump wavelength. How to enhance the coverage and flatness of the near-infrared supercontinuum is a problem need to be solved. For this purpose, we designed a high-energy erbium-doped fiber laser.

Methods The generation of flat supercontinuum via wave-free breaking pulse is proposed. Nonlinear polarization rotation (NPR) is employed as a mode-locking way to switch the output of dissipative soliton pulse and wave-free breaking pulse (Fig.1). Dissipative soliton pulse is obtained at 0.3 W pump power (Fig.3). The pulse width is 5.8 ps, and the pulse interval is 54 ns corresponding to the cavity length of 11.05 m. The signal-to-noise ratio is 55 dB, and the compressed pulse width is 0.61 ps (Fig.4). The pulse peak power can be increased to 1.18 kW. By properly adjusting the cavity polarization state and increasing the pump power, the dissipative soliton pulse can evolve into wave-free breaking pulse (Fig.5). With the increase of pump power, the pulse width increases almost

twice from 11.7 ps to 20.2 ps. After calculation, the time bandwidth product increases from 23.9 to 53.43. The larger chirp can resist the influence of nonlinear phase shift, avoiding pulse splitting. The pulse energy of wave-free breaking pulse can be increased to 3.89 nJ, which is five times of the pulse energy of dissipative soliton (Fig.6).

Results and Discussions we use dissipative soliton pulse and wave-free breaking pulse as seed sources to obtain supercontinuum in tapered highly nonlinear fiber. After the taper is pulled, the core diameter will change from 9 μm to 6 μm . Since the peak power of the wave-free breaking pulse has been maintained at about 197 W, which can effectively avoid the pulse splitting caused by higher-order dispersion and nonlinear disturbance of the tapered high nonlinear fiber, and the spectrum can be effectively broadened by self-phase modulation. In the experiment, the total length of the tapered highly nonlinear fiber is 4 m, the waist area is 3 m, and the taper region is 1 m (Fig.2). The results show that the supercontinuum range and flatness produced by wave-free breaking pulse is better than dissipative soliton pulse in tapered highly nonlinear fiber (Fig.7). The supercontinuum range based on dissipative soliton pulse and wave-free breaking pulse is 1 400-2 000 nm covered communication region of S-band, C-band, and L-band. And the 20 dB bandwidth is 310.3 nm and 426.4 nm respectively.

Conclusion A passively mode-locked structure of nonlinear polarization rotation is used to realize ultra-fast pulse output. And the conversion of dissipative soliton pulse and wave-free breaking pulse is realized through dispersion management. Under the mode-locked state of dissipative soliton pulse, the maximum output pulse energy is 0.82 nJ, and the peak power is 124.4 W. By adjusting the cavity parameters and increasing the pump power, the mode-locked state of wave-free breaking pulse can be realized. The pulse energy of wave-free breaking pulse can be increased to 3.89 nJ, which is 5 times of the energy of dissipative soliton pulse. In tapered HNLF, the flatness of supercontinuum generated by employing wave-free splitting pulse as seed source is better than dissipative soliton pulse. At the same time, the supercontinuum range covers three main communication bands (S-band, C-band and L-band). This flat supercontinuum is not only of great significance for the research of multi-channel wavelength division multiplexing light source applications, but also can be applied in biomedical imaging and other fields. This work will contribute to the development of high-energy pulse fiber lasers and improve their potential applications in supercontinuum generation and optical communication.

Key words: supercontinuum; nonlinear polarization rotation; dissipative soliton; wave-free breaking pulse; flatness

Funding projects: National Natural Science Foundation of China (61975021); Natural Science Foundation of Jilin Province, China (YDZJ202101, ZYTS139)