

多孤子和类噪声脉冲共存的锁模光纤激光器

杨亚涛 邹媛 曾琼 宋宇锋 王可 王振洪

Mode-locked fiber laser with coexistence of multiple solitons and noise-like pulses

Yang Ya-Tao Zou Yuan Zeng Qiong Song Yu-Feng Wang Ke Wang Zhen-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 134205 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220250

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220250>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高功率全光纤1.6微米类噪声方形脉冲激光器

High-power 1.6 μm noise-like square pulse generation in an all-fiber mode-locked laser

物理学报. 2020, 69(16): 164202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200245>

基于偏振依赖多模-单模-多模光纤滤波器的波长间隔可调谐双波长掺铒光纤激光器

Continuously spacing-tunable dual-wavelength erbium-doped fiber laser based on polarization-dependent in-line multimode-single-mode-multimode fiber filter

物理学报. 2019, 68(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190297>

偏振动态可调耗散孤子光纤激光器实验研究

Experimental study on dissipative soliton fiber laser with dynamically tunable polarization trajectory

物理学报. 2020, 69(18): 184218 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201305>

基于噪声免疫腔增强光外差分子光谱技术实现光纤激光器到1530.58 nm NH₃亚多普勒饱和光谱的频率锁定

Frequency locking of fiber laser to 1530.58 nm NH₃ sub-Doppler saturation spectrum based on noise-immune cavity-enhanced optical heterodyne molecular spectroscopy technique

物理学报. 2018, 67(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172541>

基于飞秒锁模光纤激光脉冲基频光的差频产生红外光梳

Fiber-type difference frequency generation infrared optical frequency comb based on the femtosecond pulses generated by a mode-locked fiber laser

物理学报. 2018, 67(9): 094207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172503>

1064 nm固体激光器和光纤激光器在制备压缩真空态光场实验中的对比研究

Comparative study of squeezed vacuum states prepared by using 1064-nm solid-state and fiber-laser as pump source

物理学报. 2019, 68(12): 124201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182304>

多孤子和类噪声脉冲共存的锁模光纤激光器*

杨亚涛 邹媛 曾琼 宋宇锋 王可 王振洪†

(深圳大学电子与信息工程学院, 深圳 518060)

(2022年2月10日收到; 2022年3月10日收到修改稿)

研究了非线性放大环形镜锁模掺铒光纤激光器中多孤子和类噪声脉冲同时产生的演化特性. 当激光器运行在类噪声脉冲状态时, 单个孤子簇里包含着多个不同间距的脉冲, 同时相邻脉冲之间的脉冲间距均保持在数百皮秒的范围内, 说明多孤子脉冲之间存在较弱的相互作用力. 并且, 单个孤子簇中的总脉冲数随着抽运功率的增大而增加. 在最大的抽运功率时, 单个孤子簇包络内部有8个脉冲. 此外, 利用时间拉伸色散傅里叶变换技术研究了这种类噪声多孤子脉冲的实时动力学演化特性, 研究表明类噪声脉冲状态下的多孤子脉冲中每个脉冲实际上都是由随机强度的噪声混沌波组成的. 这些研究结果将有助于深入理解类噪声脉冲的物理机制, 也将为探索其他复杂孤子动力学过程奠定基础.

关键词: 光纤激光器, 多孤子, 类噪声脉冲, 色散傅里叶变换

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Fc, 42.65.Sf, 42.81.Dp

DOI: 10.7498/aps.71.20220250

1 引言

被动锁模光纤激光器由于具有高光束质量、高稳定性、高效率、结构简单和成本低等优点, 在精密加工、光通信、传感、军事、医疗等诸多领域有着广泛的应用^[1-6]. 除此之外, 作为一个典型的非线性光学系统, 被动锁模光纤激光器中可展现出多种复杂的孤子脉冲动力学状态, 比如耗散孤子^[7]、孤子雨^[8]、爆炸孤子^[9]、呼吸孤子^[10]、脉动孤子^[11]、光学怪波^[12]等. 因此, 被动锁模光纤激光器能为研究这些非线性动力学过程提供理想的平台. 此外, 在适当的条件时被动锁模光纤激光器还可以产生一种部分相干的噪声脉冲, 被称为类噪声脉冲. 与其他孤子脉冲相比, 类噪声脉冲是一种特殊的脉冲, 其本质上是由大量随机变化的小脉冲组成的混沌波包. 类噪声脉冲的典型特征是宽而平滑的光谱、带基底的自相关曲线、大的脉冲能量以及低时域相

干性等, 这也使其能够被广泛地应用在超连续谱产生^[13]、材料微加工^[14]和低相干光谱测量^[15]等领域. 一般情况下, 当谐振腔中累积大量的非线性相移时, 被动锁模光纤激光器中容易产生宽带光谱的类噪声脉冲. 目前, 研究人员已经实现了多个波段的类噪声脉冲锁模光纤激光器^[16-19], 极大地促进了类噪声脉冲的发展和应用.

当激光谐振腔内存在能量量子化效应或者积累过量的脉冲啁啾时, 被动锁模光纤激光器在高抽运功率下容易产生多孤子脉冲^[20,21], 这实际上也是被动锁模光纤激光器中常见的现象之一. 随着它们之间连续的相互作用, 激光器可以输出多种孤子脉冲状态. 比如多孤子脉冲可以重组它们本身的位置, 最终形成谐波锁模^[22]或者把每个脉冲束缚在固定的位置, 使其彼此间的间距和脉冲本身的宽度在一个数量级, 从而形成束缚态孤子^[23]. 根据相邻孤子脉冲之间的时间距离, 束缚态孤子通常可分为紧凑型束缚态孤子和疏松型束缚态孤子两种^[24].

* 国家自然科学基金(批准号: 62005178)、深圳市基础研究面上项目(批准号: JCYJ20190808143611709)和深圳市基础研究计划项目(批准号: JCYJ20200109105216803).

† 通信作者. E-mail: tjwzh843@163.com

其中, 紧凑型束缚态孤子有固定的时域间距和固定的相位差, 然而疏松型束缚态孤子具有较大的且不相等的时域间距, 相位差也是不固定的. 而且在疏松型束缚态孤子状态下, 脉冲之间的间距较大导致彼此之间的相互作用力较弱, 因此可以形成更为复杂的脉冲动力学过程. 最近, 两种或者两种以上锁模脉冲的共存状态作为非线性动力学中比较特殊的一种现象, 正在逐渐引起科研工作者的广泛兴趣. 对此已进行了大量的实验研究, 比如谐波孤子分子与类噪声脉冲共存^[25]、耗散孤子共振与类噪声脉冲共存^[26]、孤子簇和类调 Q 脉冲的同时产生^[27]等. 鉴于类噪声脉冲的巨大应用前景, 有必要深入研究类噪声脉冲和其他孤子脉冲的共存状态, 这既有助于深入理解类噪声脉冲的产生机制, 也将促进其在超快激光领域的发展和应用.

本文搭建了一种基于非线性放大环的锁模掺铒光纤激光器, 通过改变抽运功率和腔内偏振态, 不仅获得了稳定的耗散孤子脉冲, 而且实现了多孤子脉冲和类噪声脉冲的共存. 随着抽运功率的增大, 类噪声脉冲状态下多孤子脉冲的总脉冲数逐渐增加. 当抽运功率最大时, 多孤子脉冲簇中包含 8 个脉冲. 而且, 多孤子脉冲中相邻脉冲间距不是固定的, 而是在几百皮秒范围内变化. 基于时间拉伸色散傅里叶变换技术的实时光谱表明这种类噪声脉冲状态下的多孤子脉冲中的每个脉冲实际上都是由随机强度的噪声混沌波组成的.

2 实验装置

基于非线性放大环的被动锁模掺铒光纤激光器实验装置如图 1 所示. 其中, 左边是一个非线性放大环 (nonlinear amplifying loop mirror, NALM), 右边是一个单向环 (unidirectional ring, UR), 中间通过一个 2×2 的 50:50 型光纤耦合器 (OC1) 连接构成八字腔结构光纤激光器. NALM 中, 980 nm 的激光二极管通过 980/1550 nm 波分复用器 (wavelength division multiplexer, WDM) 对 17.6 m 长的掺铒光纤 (Erbium-doped-fiber, EDF) 进行抽运, 其在 1550 nm 处的色散值为 $15.5 \text{ ps}^2/\text{km}$. UR 中, 偏振无关隔离器 (polarization-independent isolator, PI-ISO) 用于保持激光的单向传输, 20/80 型光学耦合器 (optical coupler, OC2) 的 20% 端口作为激光输出端, 80% 端口的激光将继续在腔内循

环. 两个偏振控制器 (polarization controller, PC1 和 PC2) 分别插入到 NALM 和 UR 中, 主要用于调节腔内偏振态. 除了掺铒光纤以外, 腔内其余光纤均为标准的单模光纤 (single-mode fibers, SMFs), 长度约为 10 m, 其在 1550 nm 处的色散值为 $-23 \text{ ps}^2/\text{km}$. 因此, 整个激光器腔长为 27.6 m, 相应的净色散值约为 0.043 ps^2 . 输出激光脉冲的特性分别通过光谱仪 (Yokogawa AQ6370D)、示波器 (Keysight DSOS104A, 1 GHz, 20 Gs/s)、频谱仪 (Keysight N9322C) 和自相关仪 (FR-103XL) 来探测. 同时, 通过高速光电探测器 (New Focus Model 1444, 20 GHz) 和实时示波器 (Tektronix DPO72004C, 20 GHz, 100 Gs/s) 观察输出激光脉冲的内部细节.

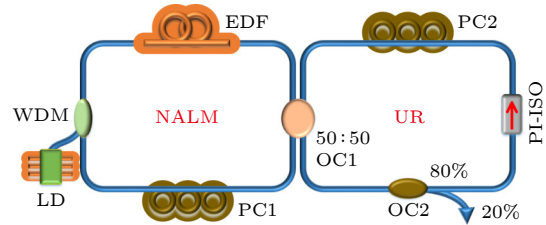


图 1 光纤激光器实验装置图

Fig. 1. Experimental setup of the fiber laser.

3 实验结果与分析

3.1 耗散孤子

实验中, 激光器的锁模是通过 NALM 结构实现的. 通过增大抽运功率并适当改变偏振控制器的角度, 激光器可以输出稳定的锁模脉冲. 图 2 显示了抽运功率为 30 mW 时稳定锁模脉冲的输出特性. 图 2(a) 给出了锁模脉冲的光谱, 表现为有陡峭边沿的近似矩形的形状, 这是耗散孤子的典型光谱, 说明获得的锁模脉冲属于典型的耗散孤子^[28]. 该光谱的中心波长为 1557 nm, 3 dB 谱宽为 11.6 nm. 利用 1 GHz 示波器记录的时序序列如图 2(b) 所示. 很明显, 相邻脉冲之间的间隔为 134.2 ns, 对应的脉冲重复频率为 7.45 MHz, 这与激光谐振腔的长度吻合. 相应的射频频谱如图 2(c) 图所示, 在 7.45 MHz 处存在一个很高的尖峰, 信噪比 (signal-to-noise ratio, SNR) 为 64 dB, 这表明激光器处于一个相对稳定的状态. 此外, 利用色散傅里叶变换 (dispersive Fourier transformation, DFT) 技术研究了这种耗散孤子的实时演化特性. 此处拉伸脉冲所用的色散元件

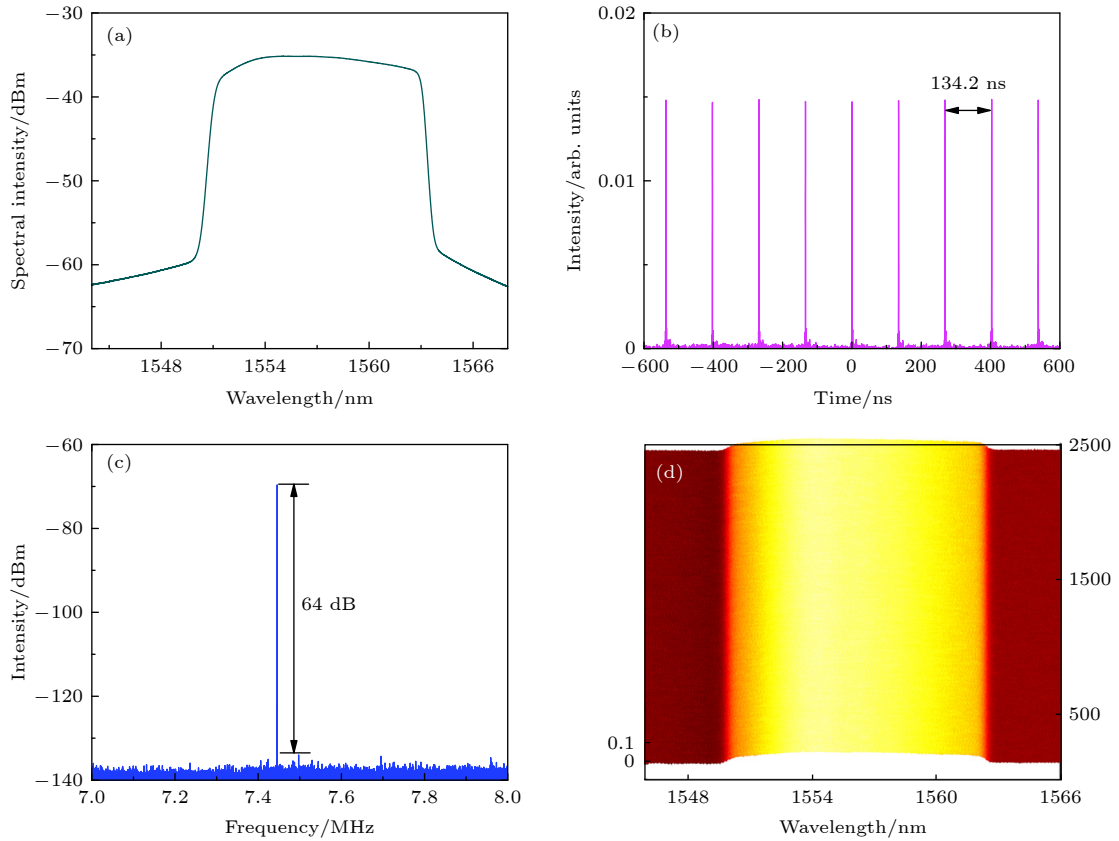


图 2 耗散孤子的输出特性 (a) 光谱; (b) 脉冲序列; (c) 射频谱; (d) 映射光谱

Fig. 2. Output characteristics of dissipative solitons: (a) Optical spectrum; (b) pulse trains; (c) radio-frequency spectrum; (d) shot-to-shot spectra.

在 1550 nm 处的色散值为 -332 ps/nm, 相应的 DFT 光谱分辨率约是 0.15 nm. 图 2(d) 显示了超过 2000 个腔周期的映射光谱. 从图 2(d) 可以清晰看出, 随着腔周期的改变, 光谱的轮廓和强度几乎保持不变, 这与基于商用光谱仪测量的光滑光谱相符合 (见图 2(a)).

3.2 共存脉冲

当抽运功率增大到 150 mW 时, 通过适当地调节偏振控制器, 可以获得类噪声脉冲, 相应的脉冲特性如图 3 所示. 图 3(a) 所示为类噪声脉冲的光谱. 显然, 类噪声脉冲的光谱的边沿并不是陡峭的, 而是光滑宽广的, 对应的中心波长和 3 dB 谱宽分别是 1557 nm 和 15.76 nm. 图 3(b) 给出了基于 1 GHz 示波器记录的时间序列, 脉冲与脉冲之间的时间间隔为 134.2 ns, 对应的重复频率是基频. 图 3(c) 是测量的射频谱, 此时图上测量的信噪比大于 60 dB, 然而在中心峰值两边分别存在一个小的包络峰, 它们实际上是噪声基底. 图 3(d) 给出了相应的自相关轨迹. 从图 3(d) 可以清晰观察到高

的尖峰和宽的基底. 尖峰的宽度约为 4.9 ps, 代表噪声脉冲的波包宽度. 基底的宽度约为 76.3 ps, 表示的是整个类噪声脉冲包络的时间宽度. 为了研究这些类噪声脉冲的内部特征, 基于 20 GHz 的高速实时示波器测量的脉冲时序如图 3(e) 所示, 而图 3(f) 给出了图 3(e) 中单个脉冲的细节. 显然, 此时的脉冲包络内部包含 2 个脉冲, 其间距为 472 ps, 同时这说明此时的输出脉冲是多脉冲簇, 也就是说此时的激光器实现了类噪声脉冲和多孤子脉冲的共存输出.

接着, 保持偏振控制器不变, 同时适当增大抽运功率, 激光器仍然运行在类噪声脉冲状态下, 然而多孤子簇中脉冲的总数目随之增加. 图 4(a) 和 (b) 分别给出了抽运功率在 300 mW 和 500 mW 时脉冲的三维时序演化过程. 从图 4(a) 和 (b) 可以看出, 在 2000 多个腔周期的范围内, 多孤子簇是处于一个较为稳定的状态, 而且它包含多个不等间距的脉冲, 相邻脉冲的间距均是在几百皮秒的范围内变化, 这表明脉冲之间存在较弱的相互作用. 正如图 4(a) 所示, 在抽运功率为 300 mW 时, 多孤

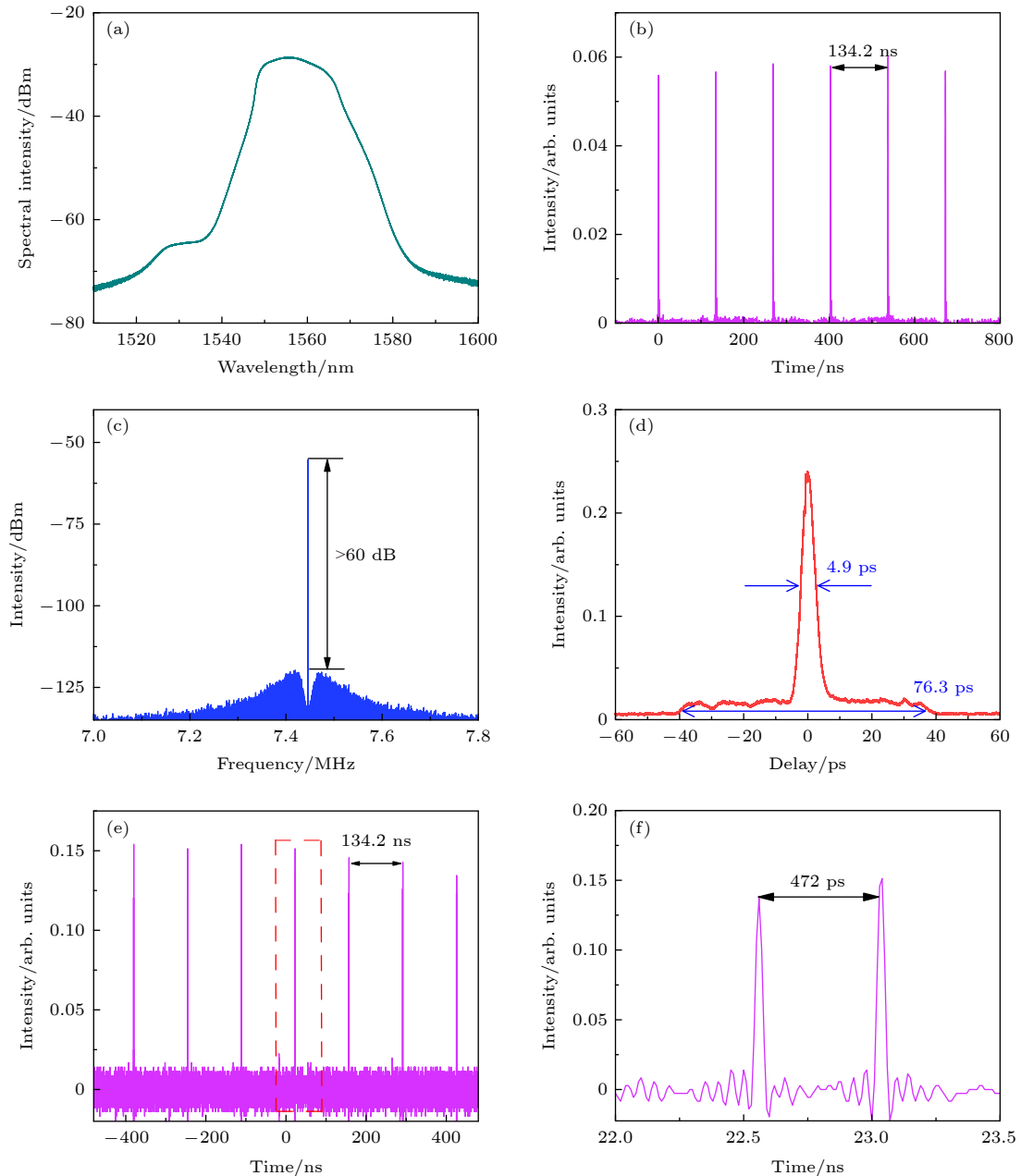


图 3 (a) 光谱; (b) 脉冲序列; (c) 射频谱; (d) 自相关; (e) 基于高速示波器记录的脉冲序列; (f) 图 (e) 中红色虚线框的细节

Fig. 3. (a) Optical spectrum; (b) pulse trains; (c) radio-frequency spectrum; (d) autocorrelation curve; (e) temporal trains based on high-speed oscilloscope; (f) close-ups of red dotted section in (e).

子脉冲的个数分别为 4, 脉冲间距从 445 ps 逐渐减小到 222 ps, 平均间距是 342 ps. 如图 4(b) 所示, 抽运功率为 500 mW 时, 多孤子脉冲的个数分别为 6, 脉冲间距从 477 ps 逐渐减小到 122 ps, 平均脉冲间距是 249 ps. 实际上从图 4(a) 和 (b) 中可以观察到, 从左到右边随着时间的延长, 脉冲之间的间距逐渐减小, 这说明脉冲之间的相互作用力是逐渐增大的, 这与之之前报道的多孤子脉冲的间距变化趋势正好相反 [29,30]. 实际上, 这种特别的脉冲间距特点可能与谐振腔中增益缓慢恢复和损耗过程

有着密切的关系 [31]. 另外, 上述的脉冲特性表明这种多孤子脉冲是疏松型束缚态孤子. 此外, 总结了不同抽运功率时单个多孤子簇中脉冲数目的情况, 如图 4(c) 所示. 从图 4(c) 能够看出, 随着抽运功率从 150 mW 逐渐增大到 600 mW, 单个孤子簇中的脉冲数目从 2 增大到 8, 增长趋势几乎是线性的, 这是谐振腔内脉冲啁啾过量导致的结果.

进一步地, 图 5(a) 提供了不同抽运功率时类噪声脉冲状态下多孤子脉冲的光谱. 如图所示, 随着抽运功率的增大, 光谱的宽度逐渐变宽, 相应的

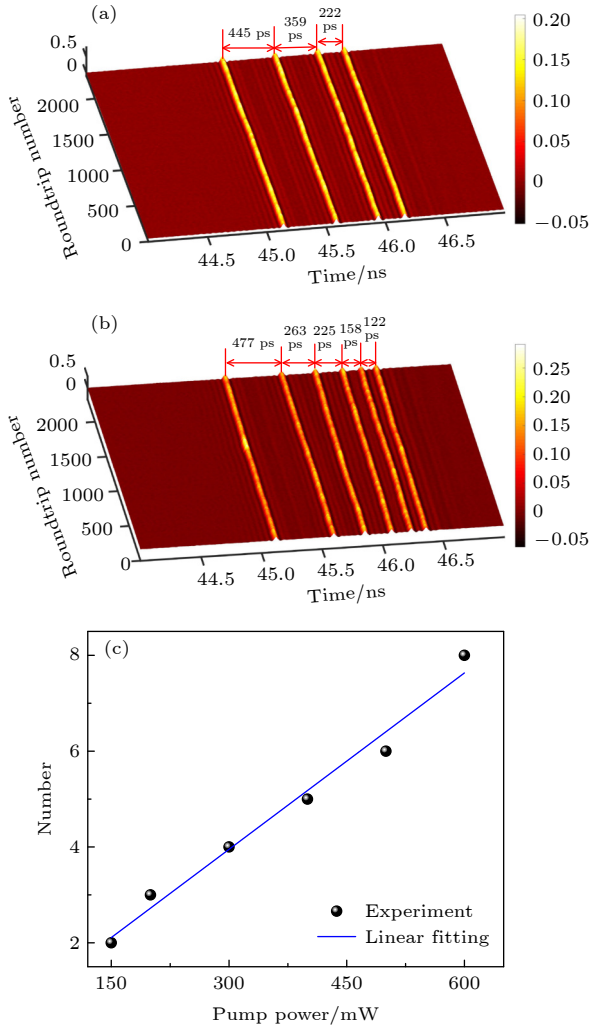


图 4 (a) 抽运功率为 300 mW 的三维时序; (b) 抽运功率为 500 mW 的三维时序; (c) 不同抽运功率时单个孤子簇中脉冲的数目

Fig. 4. (a) Three-dimensional pulse trains at pump power of 300 mW; (b) three-dimensional pulse trains at pump power of 500 mW; (c) total amount of single soliton bunch at different pump powers.

强度也随之变大, 而光谱的中心波长及轮廓没有发生显著的变化. 而且, 光谱上没有出现明显的干涉条纹, 这是多孤子脉冲簇中时域间距较大导致的. 另外, 不同抽运功率下, 类噪声脉冲状态下的多孤子脉冲的平均功率也被展示, 如图 5(b) 所示. 从图上可以观察到, 当抽运功率逐渐增加时, 平均输出功率也随之增加, 增长趋势是线性的, 增长的斜率约为 2%. 在最大的抽运功率 600 mW 时, 平均输出功率为 12.3 mW, 对应着 1.65 nJ 的平均脉冲能量, 比传统孤子的脉冲能量大一个数量级. 为了深入研究这种类噪声多孤子脉冲的内部演化特性, 基

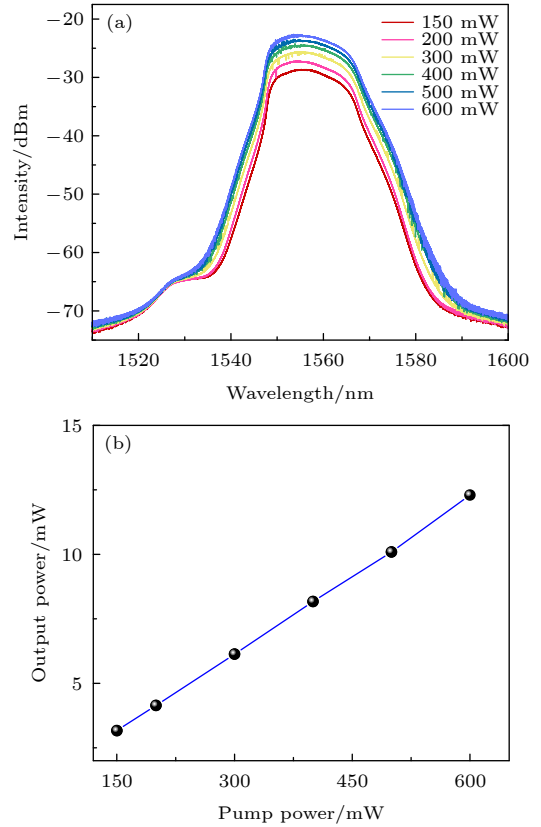


图 5 (a) 不同抽运功率的光谱演化过程; (b) 输出功率随抽运功率的变化

Fig. 5. (a) Optical spectra and (b) output power at different pump powers.

于时间拉伸色散傅里叶变换技术的实时光谱被提供, 如图 6 所示. 图 6(a) 给出了抽运功率为 500 mW 时 2000 多个腔周期的平均光谱, 其又宽又光滑, 整体形状也与商业光谱仪测量的结果吻合. 平均光谱对应的实时映射光谱也被展示, 如图 6(b) 所示. 从图 6(b) 可看出, 与耗散孤子的映射光谱相比, 类噪声多孤子脉冲的映射光谱上存在大量的起伏变化, 这也与之前的实验观察一致 [32,33]. 并且, 这种状态下多孤子脉冲中的每一个脉冲都是由混沌波包组成, 包含着许多小的噪声脉冲, 同时它们的脉冲能量和峰值功率是随机变化的. 最后, 类噪声多孤子脉冲的脉冲能量变化情况也被给出, 如图 7 中的黑色曲线所示. 为进一步说明情况, 图 2 中耗散孤子的脉冲能量变化情况也被列出, 如图 7 中的红色曲线所示. 很明显, 耗散孤子的脉冲能量很低, 其曲线呈现出较为平稳的演化趋势. 而类噪声多孤子脉冲的能量很高, 其曲线表现出极其不稳定的演化过程, 而且是没有规律、随机变化的.

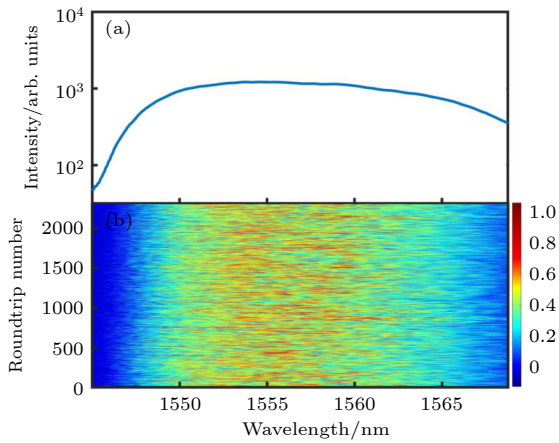


图 6 共存脉冲的平均光谱 (a) 和映射光谱 (b)
Fig. 6. (a) Average spectrum and (b) shot-to-shot spectra at pump power of coexisting pulses.

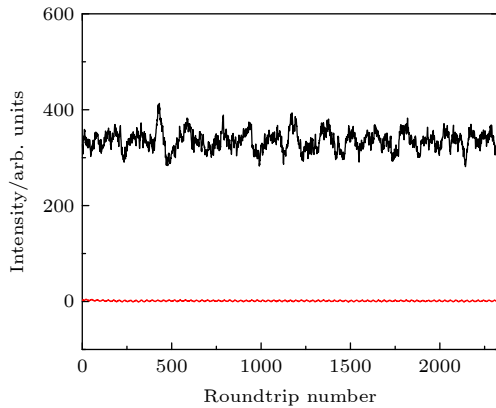


图 7 脉冲能量变化曲线 (黑色曲线: 共存脉冲; 红色曲线: 耗散孤子)
Fig. 7. Energy evolution of consecutive roundtrips (black line: coexisting pulses; red line: dissipative solitons).

在超快光学中, 包括调制不稳定性在内的许多非线性效应会诱导产生带有噪声的脉冲^[34], 它们彼此之间的相互作用可能导致类噪声脉冲的出现^[35]. 已经证明谐振腔中的调制不稳定性在类噪声脉冲相干损耗机制的产生过程中起着重要的作用^[36]. 在本次实验中, 激光谐振腔包括一段 17.6 m 长的正常色散掺铒光纤和一段 10 m 长的普通单模光纤. 因此, 整个光纤激光器是色散管理的谐振腔, 腔内的色散是周期性变化的, 这将导致腔内容易产生调制不稳定性效应^[37,38]. 在这种情况下, 激光器中的耗散孤子会经历周期性的强度调制, 最终在高抽运功率下变换成了类噪声脉冲. 同时, 本实验中的类噪声脉冲也是多孤子脉冲, 也就是实现了类噪声脉冲和多孤子脉冲的共存输出. 实际上, 高抽运功率下, 正常色散的锁模光纤激光器中会积累大量

的脉冲啁啾. 当达到一定的条件时, 谐振腔可以产生多孤子脉冲^[21]. 因此, 本次实验中, 当抽运功率处于较高的状态时多孤子脉冲和类噪声脉冲可以实现共存.

4 结 论

本文搭建了基于非线性放大环形镜的锁模掺铒光纤激光器, 实现了多孤子脉冲和类噪声脉冲的共存输出. 通过适当地改变光纤激光器的抽运功率和腔内偏振态, 不仅可以获得稳定的耗散孤子脉冲, 也能够观察到多孤子脉冲和类噪声孤子的同时产生. 在这种共存脉冲状态下, 多孤子脉冲由多个间距不同的脉冲组成. 同时, 随着增加抽运功率, 单个孤子簇中的总脉冲数几乎呈线性增加. 在最大的抽运功率时, 单个孤子簇中的总脉冲数是 8. 而且, 多孤子脉冲中相邻的脉冲间隔保持在数百皮秒的范围内, 表明脉冲之间存在较弱的相互作用力. 利用时间拉伸色散傅里叶变换技术对这种共存脉冲进行了深入研究, 表明在类噪声脉冲状态下的多孤子脉冲中的每一个脉冲实际上都是由随机强度的混沌波包组成的. 这些现象的发现推动了超快光纤激光器中类噪声脉冲的研究, 对于揭示超快光学中复杂的非线性孤子动力学过程有着深远的意义.

参考文献

- [1] Fermann M E, Hartl I 2013 *Nat. Photonics* **7** 868
- [2] Shi W, Fang Q, Zhu X, Norwood R A, Peyghambarian N 2014 *Appl. Opt.* **53** 6554
- [3] Phillips K C, Gandhi H H, Mazur E, Sundaram S K 2015 *Adv. Opt. Photon.* **7** 684
- [4] Ma J D, Wu H Y, Lu Q, Ma T, Shi L, Sun Q, Mao Q H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 094207 (in Chinese) [马金栋, 吴浩煜, 路桥, 马挺, 时雷, 孙青, 毛庆和 2018 *物理学报* **67** 094207]
- [5] Chang G, Wei Z 2020 *iScience* **23** 101101
- [6] Yu Q, Guo K, Chen J, Wang T, Wang J, Shi X Y, Wu J, Zhang K, Zhou P 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 184208 (in Chinese) [俞强, 郭琨, 陈捷, 王涛, 汪进, 史鑫尧, 吴坚, 张凯, 周朴 2020 *物理学报* **69** 184208]
- [7] Grellu P, Akhmediev N 2012 *Nat. Photonics* **6** 84
- [8] Sulimany K, Lib O, Masri G, Klein A, Fridman M, Grellu P, Gat O, Steinberg H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 133902
- [9] Wei Z W, Liu M, Ming S X, Cui H, Luo A P, Xu W C, Luo Z C 2020 *Opt. Lett.* **45** 531
- [10] Peng J, Boscolo S, Zhao Z, Zeng H 2019 *Sci. Adv.* **5** eaax1110
- [11] Liu M, Wei Z W, Li H, Li T J, Luo A P, Xu W C, Luo Z C 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 1900317
- [12] Liu J, Li X, Zhang S, Liu L, Yan D, Wang C 2021 *Opt. Express* **29** 30494
- [13] Lauterio-Cruz J P, Hernandez-Garcia J C, Pottiez O,

- Estudillo-Ayala J M, Kuzin E A, Rojas-Laguna R, Santiago-Hernandez H, Jauregui-Vazquez D 2016 *Opt. Express* **24** 13778
- [14] Özgören K, Öktem B, Yilmaz S, Ilday F Ö, Eken K 2011 *Opt. Express* **19** 17647
- [15] Keren S, Brand E, Levi Y, Levit B, Horowitz M 2002 *Opt. Lett.* **27** 125
- [16] Sobon G, Sotor J, Przewolka A, Pasternak I, Strupinski W, Abramski K 2016 *Opt. Express* **24** 20359
- [17] Jeong Y, Vazquez Zuniga L A, Lee S, Kwon Y 2014 *Opt. Fiber Technol.* **20** 575
- [18] Chen J W, Zhao L M 2017 *Laser Optoelectron. Prog.* **54** 110002 (in Chinese) [陈家旺, 赵鹭明 2017 激光与光电子学进展 **54** 110002]
- [19] Dou Z Y, Zhang B, Liu S L, Hou J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 164202 (in Chinese) [窦志远, 张斌, 刘帅林, 侯静 2020 物理学报 **69** 164202]
- [20] Tang D Y, Zhao L M, Zhao B, Liu A Q 2005 *Phys. Rev. A* **72** 043816
- [21] Liu X, Wang L, Li X, Sun H, Lin A, Lu K, Wang Y, Zhao W 2009 *Opt. Express* **17** 8506
- [22] Sobon G, Krzempek K, Kaczmarek P, Abramski K M, Nikodem M 2011 *Opt. Commun.* **284** 4203
- [23] Wang Y, Mao D, Gan X, Han L, Ma C, Xi T, Zhang Y, Shang W, Hua S, Zhao J 2015 *Opt. Express* **23** 205
- [24] Wu X, Tang D Y, Luan X N, Zhang Q 2011 *Opt. Commun.* **284** 3615
- [25] Huang Y Q, Hu Z A, Cui H, Luo Z C, Luo A P, Xu W C 2016 *Opt. Lett.* **41** 4056
- [26] Cheng Z, Li H, Wang P 2015 *Opt. Express* **23** 5972
- [27] Wang Z, Wang Z, Liu Y G, He R, Wang G, Yang G, Han S 2018 *Laser Phys. Lett.* **15** 055101
- [28] Liu M, Luo A P, Xu W C, Luo Z C 2016 *Opt. Lett.* **41** 3912
- [29] Wang Z, Wang Z, Liu Y G, He R, Wang G, Yang G, Han S 2017 *Chin. Opt. Lett.* **15** 080605
- [30] Wang Z, Wang X, Song Y, Liu J, Zhang H 2020 *Phys. Rev. A* **101** 013825
- [31] Zaviyalov A, Grelu P, Lederer F 2012 *Opt. Lett.* **37** 175
- [32] Lecaplain C, Grelu P 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013805
- [33] Wang Z, Ma C, Song Y, Liu J, Zhu H, Duan Y, Zhang H 2020 *Opt. Express* **28** 39463
- [34] Solli D R, Herink G, Jalali B, Ropers C 2012 *Nat. Photonics* **6** 463
- [35] Dudley J M, Dias F, Erkintalo M, Genty G 2014 *Nat. Photonics* **8** 755
- [36] Gao L, Zhu T, Wabnitz S, Liu M, Huang W 2016 *Sci. Rep.* **6** 24995
- [37] Smith N J, Doran N J 1996 *Opt. Lett.* **21** 570
- [38] Tang D Y, Zhao L M, Wu X, Zhang H 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023806

Mode-locked fiber laser with coexistence of multiple solitons and noise-like pulses*

Yang Ya-Tao Zou Yuan Zeng Qiong Song Yu-Feng
Wang Ke Wang Zhen-Hong[†]

(College of Electronics and Information Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

(Received 10 February 2022; revised manuscript received 10 March 2022)

Abstract

Dissipative solitons (DSs) usually play an important role in understanding the intricate phenomena in various nonlinear systems. As a special regime in the dissipative system, noise-like pulses (NLPs) can have typical characteristics of ultra-broad and smooth spectrum, high pulse energy and low temporal coherence, making them a good candidate for many applications, including supercontinuum generation, industrial micromachining and optical metrology. In this paper, a noteworthy observation concerning the dynamics on coexistence of the multiple solitons and NLPs operation in a net-normal-dispersion passively mode-locked fiber laser based on nonlinear amplifying loop mirror (NALM) is reported. In the experiment, the stable DSs can be easily obtained at a proper pump power. When appropriately increasing the pump power and changing the polarization state, the DS operation can change to the NLP regime. When the fiber laser operates in an NLP state, the single soliton bunch contains multiple pulses with different temporal spacings. And the temporal interval between the adjacent pulses is in a range of several hundred picoseconds, which decreases from left to right with time changing, indicating that there are long-distance interactions among these multiple pulses and they gradually become stronger and stronger. Besides, the pulse number of single soliton bunches on the NLP operation increases almost linearly with pump power increasing. At a maximum pump power, there are eight pulses inside the single soliton bunch. With the increase of pump power, the average output power and pulse energy of these multiple solitons in the NLP state increase. The maximum average output power and pulse energy are 12.3 mW and 1.65 nJ, respectively. In addition, the real-time dynamic evolution of these multiple solitons in the NLP state is investigated by using the time-stretch dispersive Fourier-transform method. The results show that all the pulses in NLP regime actually consist of chaotic noise waves with stochastic intensities. We believe that this paper will be of significance in studying ultrafast fiber lasers and nonlinear optics. Moreover, we hope that these findings will be helpful in understanding the physical mechanism of NLPs and paving the way for exploring other complex soliton dynamics.

Keywords: fiber laser, multiple solitons, noise-like pulses, dispersive Fourier transformation

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Fc, 42.65.Sf, 42.81.Dp

DOI: 10.7498/aps.71.20220250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62005178), Fundamental Research Program of Shenzhen (Grant No. JCYJ20190808143611709) and Fundamental Research Project of Shenzhen (Grant No. JCYJ20200109105216803).

[†] Corresponding author. E-mail: tjwzh843@163.com