

时间拉伸色散傅里叶变换在被动锁模光纤激光器研究中的应用

王志*, 贺瑞敬, 刘艳格

南开大学现代光学研究所, 天津市新型传感器与传感网络重点实验室, 天津 300350

摘要 时间拉伸色散傅里叶变换(TS-DFT)技术推动了锁模激光器中瞬态现象的研究,对于揭示复杂系统中的耗散动力学过程具有重要意义。介绍了 TS-DFT 技术的基本原理及其在数据采集和数据处理中存在的 key 问题,总结了 TS-DFT 技术在被动锁模光纤激光器的类噪声脉冲与怪波、孤子爆炸、孤子束缚态、锁模自启动和矢量孤子等各类超快现象研究中的应用。

关键词 超快光学; 锁模激光器; 时间拉伸; 色散傅里叶变换; 耗散孤子

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0508002

Applications of Time-Stretch Dispersion Fourier Transform Technique in Study on Passively Mode-Locked Fiber Lasers

Wang Zhi*, He Ruijing, Liu Yange

Tianjin Key Laboratory of Optoelectronic Sensor and Sensing Network Technology, Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300350, China

Abstract The time-stretch dispersion Fourier transform (TS-DFT) technology promotes the study of transient phenomena in mode-locked lasers and is of great significance for revealing the dissipative dynamics in complex systems. In this paper, we first introduce the fundamental principles of TS-DFT technology and its key issues in data acquisition and data processing. Then we review the applications of TS-DFT technology in the study of various ultrafast phenomena in passively mode-locked fiber lasers, such as noise-like pulse and rogue wave, soliton explosion, soliton bound state, mode-locked self-starting, and vector solitons.

Key words ultrafast optics; mode-locked lasers; time-stretch; dispersion Fourier transform; dissipative solitons

OCIS codes 320.7110, 320.7090; 320.7100; 140.4050

1 引 言

耗散系统是能量或物质与外界环境发生持续交换的非平衡开放系统,耗散孤子是耗散系统中通过自组织过程形成的局域化结构。耗散孤子的概念广泛应用于化学^[1]、生物医学^[2]、流体力学^[3]、玻色-爱因斯坦凝聚^[4]、非线性光学^[5]等诸多学科中,对耗散孤子的产生、演化和相互作用的深入研究,有助于揭示这些系统中复杂的非线性动力学机制。被动锁模光纤激光器(Passively Mode-Locked Fiber Laser,

PMLFL)是一个典型的耗散系统,通过谐振腔内的非线性/色散以及增益/损耗的共同作用,展现出复杂的耗散孤子动力学过程,如:孤子束缚态、孤子雨、孤子爆炸、孤子脉动、类噪声脉冲等^[6-7]。由于光纤所构成的谐振腔结构简单紧凑、易于调控,而光脉冲在腔中无限次的传输,能够依序观察到耗散结构的演化过程,因此 PMLFL 提供了在桌面环境下观察各种耗散系统动力学过程的理想平台。此外,近年来 PMLFL 被应用于光频率梳^[8-9]、信息存储^[10]和全光计算^[11]等领域,在这些应用中要求激光器输出

收稿日期: 2019-02-14; **修回日期:** 2019-03-21; **录用日期:** 2019-03-29

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFB0504400)、国家自然科学基金(61775107,61322510,11674177)、天津市自然科学基金(16JCZDJC31000)

* **E-mail:** zhiwang@nankai.edu.cn

的脉冲具有更高的稳定性和可操控性,这也需要对耗散系统中的孤子自组织过程和相互作用进行更深入的研究。

为了研究 PMLFL 中耗散动力学过程的物理机制,直接记录激光器的各种动态演化过程非常必要,而测试手段需要满足如下要求:1)具有足够高的时间或光谱分辨率;2)具有实时性,即可逐帧对耗散结构进行连续记录;3)测试时间窗口长,一次可记录几百到几千个脉冲演化周期。传统的测试手段如自相关仪和光谱仪虽然具有足够高的分辨率,但是扫描速度远低于锁模光纤激光器的腔重复频率,无法得到每个腔周期中单帧时域或光谱的变化。时间拉伸色散傅里叶变换(Time Stretch- Dispersive Fourier Transformation, TS-DFT)提供了一种克服电子设备采样速度和带宽限制,实现连续、超快、逐帧采集数据的方法,为测量非线性动力学中的瞬态现象提供了条件。早在 1997 年,Tong 等^[12]提出利用单模光纤的色散特性,将超短脉冲光谱映射到时域上,再用示波器测试光谱。TS-DFT 中色散元件除了光纤还可以采用啁啾光纤光栅^[13]、多模波导^[14]等,利用这些色散元件拉伸局域化的耗散结构,使光谱信息映射到时域上,相当于进行了一次远场成像。TS-DFT 提供一种简洁的实时测试超短脉冲光谱的方法,近年来随着宽带光电探测器和高速实时示波器的发展,TS-DFT 技术被广泛应用于光谱分析和高速成像等应用中^[15-16],并极大地推动了 PMLFL 中的耗散动力学研究。在对 PMLFL 的研究中,TS-DFT 首先被应用于记录类噪声脉冲等混沌现象,2013 年,Runge 等^[17]首先利用该技术分析了类噪声脉冲的光谱演化,接着将其应用于激光器中怪波(Rogue Wave)现象的研究^[18-20],TS-DFT 所具有的高通量的数据采集,为研究怪波这类稀有事件提供了有效方法。接着,TS-DFT 技术被应用于对锁模激光器中的混沌和稳定状态的过渡状态的研究。利用 TS-DFT 技术,2015 年,Runge 等^[21]首次在光纤激光器中观察了孤子爆炸现象,2016 年,Wang 等^[22]研究了准连续(CW)状态和类噪声状态之间的类调 Q 状态,通过研究各种过渡状态下的光谱演化,揭示这些状态产生的物理机制。最近,基于 TS-DFT 的耗散孤子产生和相互作用的研究成为热点。2017 年,Herink 等^[23]利用 TS-DFT 计算对克尔透镜锁模的钛宝石激光器中孤子分子的演化进行了研究,通过对 TS-DFT 获得的光谱数据进行离散傅里叶变换,获得了孤子分子的单帧自相关迹。2018

年,Ryczkowski 等^[24]将 TS-DFT 技术与时间透镜技术相结合,同时获得了孤子的时域和相位信息。这些研究作为进一步揭示光纤激光器中孤子动力学过程提供了条件,2017 年,Krupa 等^[25]观察了孤子分子的内部运动,2018 年,Wang 等^[26]观察到大量孤子腔内的自组织和脉动过程,Liu 等^[27]研究了孤子分子的产生过程等。

本文主要介绍 TS-DFT 技术的基本原理和测试方法,以及利用 TS-DFT 技术观察到的耗散系统动力学现象,并展望了利用 TS-DFT 技术研究耗散动力学过程的发展趋势。

2 TS-DFT 的基本原理和关键技术

典型 TS-DFT 技术的实现方法如图 1 所示,其中 DD 为色散元件,PD 为光电探测器,OSC 为示波器,FFT 为快速傅里叶变换,SMF 为单模光纤,OC 为光环行器,CFBG 为啁啾光纤布拉格光栅。首先将具有宽带光谱信息的耗散结构输入到色散元件中,实现耗散结构的拉伸和光谱信息在时域上的映射,再利用高速光电探测器和高速实时示波器记录时间序列。最后再把示波器记录的时间序列输入到计算机中进行数据处理,获得单帧的光谱和自相关信息。下面分别对色散傅里叶变换的基本原理、数据采集和处理技术进行阐述。

2.1 色散傅里叶变换的基本原理

由于大多数 PMLFL 是利用光纤尾纤进行输出的,因此用单模光纤作色散元件无疑是最方便的选择。如图 1(b)所示,对于工作在 1.55 μm 波段的激光器,通常采用数公里的色散补偿光纤或更长的普通单模光纤作为色散元件,为了避免光纤中的非线性效应造成光谱失真,需要对入射光进行适当的衰减。

下面以光纤作为色散元件为例,讨论色散傅里叶变换的基本原理。设 β 为光纤的传播常数, ω 和 ω_0 分别是角频率和耗散结构的中心频率,定义 β 的 m 阶导数 $\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0}$, L 和 t 为光纤长度和时间,定义参考帧内的时间 $T = t - \beta_1 L$,在只考虑二阶色散、不考虑光纤中的非线性效应和损耗时,其冲击响应函数可以表示为

$$H(\omega - \omega_0) = \exp\left[\frac{i(\omega - \omega_0)^2}{2}\beta_2 L\right], \quad (1)$$

式中 $\beta_2 L$ 对应于光纤的群速度色散。根据傅里叶变换的性质,其时域响应函数为

$$h(T) = \exp\left[i \frac{T^2}{2\beta_2 L}\right], \quad (2)$$

则对于输入的脉冲 $A(0, T)$, 输出为

$$A(L, T) = A(0, T) * h(T) = \int_{-\infty}^{\infty} A(0, T') \exp\left[i \frac{(T - T')^2}{2\beta_2 L}\right] dT', \quad (3)$$

式中, $*$ 代表卷积, T' 为时间。

如果被测信号分布在 ΔT_0 的时间宽度内, 并有

$$\frac{\Delta T_0^2}{2\beta_2 L} \ll 1, \text{ 则(3)式可以近似为}^{[13, 28]}$$

$$A(L, T) =$$

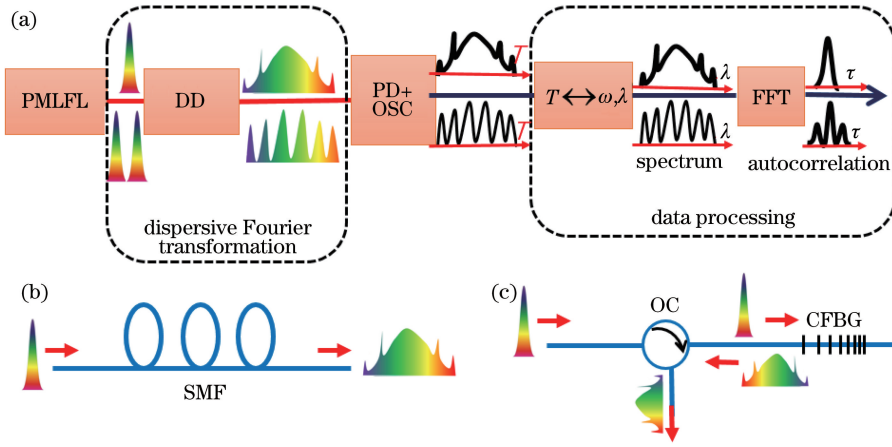


图 1 TS-DFT 技术。(a)原理示意图;(b)基于单模光纤的时域拉伸方法;(c)基于啁啾布拉格光纤光栅的时域拉伸方法
Fig. 1 TS-DFT technology. (a) Schematic diagram; (b) time stretch method based on single mode fiber; (c) time stretch method based on chirped Bragg fiber grating

2.2 数据采集

经过拉伸的脉冲通过高速光电探测器和实时示波器获得与光谱对应的时间序列, 时间坐标与光谱的转换关系为

$$\lambda - \lambda_A = \frac{T - T_A}{|D|L}, \quad (6)$$

式中, $D = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \beta_2$ 是光纤的群速度色散, c 为真空中光速, λ 为波长, λ_0 为中心波长, λ_A 和 T_A 分别是光谱中的特征波长和该波长所对应的时延。由于在实际测试中, 光谱的时延通常无法直接获得, 因此在反推光谱时, 通常需要和光谱仪测试的平均光谱相对照, 找到一些特征波长, 如 Kelly 旁瓣的位置, 从而利用(6)式将时序信息转换为光谱。获得的光谱分辨率由模数转换器的采样速率 f_{sam} 、探测系统带宽 f_{det} 和与群速度色散相关的远场光谱解析度共同决定, 这些解析度分别为^[15, 30-31]

$$\delta\lambda_{\text{sam}} = \frac{1}{f_{\text{sam}} |D|L}, \quad (7)$$

$$\exp\left[i \frac{T^2}{2\beta_2 L}\right] \int_{-\infty}^{\infty} A(0, T') \exp\left[i \frac{TT'}{\beta_2 L}\right] dT', \quad (4)$$

根据傅里叶变换的定义, 可得:

$$A(L, T) = \exp\left[i \frac{T^2}{2\beta_2 L}\right] \bar{A}(0, \omega) \Big|_{\omega = \frac{T}{\beta_2 L}}, \quad (5)$$

式中 $\bar{A}(0, \omega)$ 代表函数 $A(0, T)$ 的傅里叶变换。从(5)式可以看出, 经过拉伸后, 光谱信息被映射到时间域上。

对于工作波长在 $2 \mu\text{m}$ 波段的掺铥光纤激光器而言, 由于一般光纤的传输损耗较高, 可以采用啁啾光纤布拉格光栅作为色散元件, 如图 1(c) 所示^[29]。

$$\delta\lambda_{\text{det}} = \frac{0.35}{f_{\text{det}} |D|L}, \quad (8)$$

$$\delta\lambda_{\text{GVD}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2}{c |D|L}}. \quad (9)$$

则系统最终分辨率由上述分辨率的最大值决定:

$$\delta\lambda = \max(\delta\lambda_{\text{sam}}, \delta\lambda_{\text{det}}, \delta\lambda_{\text{GVD}}). \quad (10)$$

从(10)式可以看出, 提高总色散值 $|D|L$ 有利于分辨光谱中的细节信息, 但是受可展宽宽度的限制。耗散结构经过色散光纤后, 展宽的时域宽度 $T_w = |D|L \Delta\lambda$, 其中 $\Delta\lambda$ 是待测耗散结构的光谱宽度。为了避免两个相邻腔周期中的耗散结构发生交叠, 需要保证展开的宽度小于腔周期。特别是当一个腔周期内存在多个独立的耗散结构时, 为了获得每个耗散结构的光谱, 还需要仔细设计色散值, 避免光谱间相互交叠。TS-DFT 技术的光谱分辨率和探测灵敏度之间存在一定的矛盾。一方面, 高探测速度意味着更短的积分时间和更少的光子被收集, 从而降低光电探测系统的灵敏度; 另一方面, 增加色散光纤长度可以提高系统的分辨率, 但是同时会增加

系统损耗并减少单位时间的光子数目,从而降低灵敏度。而模数转换器的量化噪声和取样时钟抖动造成的孔径误差也会对测试精度和灵敏度产生不利影响^[16]。低灵敏度会导致光谱结构中细微结构或弱孤子所对应的光谱淹没在噪声中,因此需要在分辨率和灵敏度之间进行权衡,必要时,也可引入光纤放大器对拉伸中或拉伸后的信号进行放大^[15],但是要避免由于增益不均衡造成光谱的畸变。由于 TS-DFT 中作为色散元件的光纤长度通常在千米量级,因此可以在该光纤两端增加抽运源构成光纤拉曼放大器,利用分布式拉曼放大效应使脉冲的放大和时间拉伸同时进行^[16]。

2.3 数据处理技术

示波器采集的数字时间序列需要输入计算机中进一步进行处理。首先,按照激光器的腔周期将时间序列分段,形成二维的时空图。接着根据光纤的色散值和光谱的基本特征,利用(6)式将时间坐标转变为频率或波长,获得单帧光谱。由于单帧时间序列的强度 $|A(L, T)|^2 \propto \tilde{A}\left(0, \frac{T}{\beta_2 L}\right) \tilde{A}^*\left(0, \frac{T}{\beta_2 L}\right)$, 式中 \tilde{A}^* 为 \tilde{A} 的共轭,因此对时间序列强度再一次离散傅里叶变换,将光谱信息重新映射到时域上,就可以得到所测结构的单帧自相关迹^[23]。设进行离散傅里叶变换的采样点个数为 N ,则此时得到的自相关迹上两个离散点的间隔为

$$\Delta\tau = 2\pi \frac{\beta_2 L f_{\text{sam}}}{N} \quad (11)$$

单帧自相关迹是研究孤子之间相互作用的有力工具,当 TS-DFT 的单帧光谱上存在多孤子形成的干涉条纹时,利用单帧自相关迹不仅可以获得孤子之间的位置信息,还可以得到孤子分子之间相位变化信息。

需要注意的是,只有满足远场假设 $\frac{\Delta T_0^2}{2\beta_2 L} \ll 1$ 时,经过拉伸的时域信息才可以与光谱相对应。单个孤子、紧密的孤子分子以及光谱上的 Kelly 旁瓣(与孤子产生的色散波有关)通常都可以采用 TS-DFT 技术进行观测,但是直流或准直流的调 Q 脉冲在时域上不具有局域化的特性,因此他们的光谱成分无法在 TS-DFT 的光谱中反映出来,如果要想同时观察这些光谱,还需要与时间透镜技术相结合^[32]。此外,对于一些时域宽度(ΔT_0)较宽的耗散结构,远场假设也可能不能满足,此时所获得的时域与光谱不能完全对应。例如由大量孤子构成的松散孤子束缚

态结构,所获得的时序可以看出是各个孤子光谱的相干叠加^[33]:

$$|A(L, T)|^2 \propto \left| \sum_{k=1}^{N_s} \tilde{A}_k \left(0, \frac{T - \tau_k}{\beta_2 L}\right) \exp(-i\varphi_k) \right|^2 \quad (12)$$

式中, N_s 为孤子的数目, A_k 、 τ_k 和 φ_k 分别代表每个孤子的复振幅、位置和相位, k 为序号。从(12)式可以看出,此时经过时间拉伸后获得的时间序列虽然不一定能直接与光谱相对应,但是干涉条纹仍然可以反映出孤子之间位置和相位发生扰动的信息^[33]。

3 基于 TS-DFT 的 PMLFL 瞬态动力学过程研究

3.1 类噪声脉冲和怪波

TS-DFT 技术首先被应用于研究 PMLFL 中的类噪声等混沌过程。PMLFL 中的类噪声脉冲首先在 1997 年被报道^[34],它被认为是一些局域化的光噪声簇,具有局域化的结构、混沌的演化特性和宽光谱范围。类噪声脉冲内部具有非常复杂的非线性动力学过程,然而传统的测试手段只能观测到看似简单的平均结果,例如:光谱仪观察到的类噪声脉冲光谱是平滑的平均光谱,而在自相关仪上观察到的自相关迹通常具有一个位于宽基底之上的窄相干峰。TS-DFT 技术的出现为直接揭示类噪声脉冲的混沌特性提供了可能。

2013 年,Runge 等^[17]首先利用 TS-DFT 技术对 PMLFL 中的稳定孤子脉冲和类噪声脉冲的光谱特性进行研究。图 2 显示了稳定孤子和类噪声脉冲的单帧光谱,该图的纵坐标对应腔周期。从图中可以看出,稳定孤子的光谱具有清晰的 Kelly 旁瓣,且基本不随腔周期变化,而类噪声脉冲的光谱则完全呈现混沌状态,不同腔周期的光谱完全不同。将时间拉伸后相邻腔周期的孤子脉冲和类噪声脉冲分别进行叠加,可以发现孤子脉冲由于具有相干性,可以形成明显的干涉条纹,而类噪声脉冲没有相干性,叠加后形成光滑光谱^[17]。

怪波(Rogue Waves)是一种极端的稀有事件,最早在海洋中被发现,表现为突然出现又随即消失得无影无踪的巨浪。在光学领域,怪波首先在光谱超连续展宽过程中被观测到^[35]。尽管对于怪波的产生机制已经有很多解释^[36],但是其在统计学上的稀有特性,决定了只有通过大量实验观察才能确认^[37],因此很难在流体力学领域开展统计实验。PMLFL 为观察怪波产生提供了方便的平台,例如

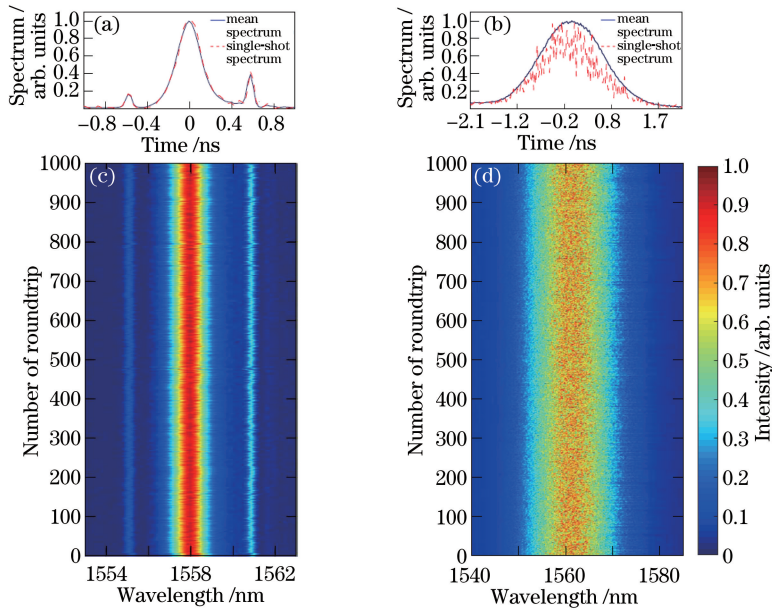


图 2 PMLFL 中孤子和类噪声脉冲的单帧光谱^[17]。(a)孤子的平均光谱;(b)类噪声脉冲的平均光谱;
(c)孤子的光谱演化;(d)类噪声脉冲的光谱演化

Fig. 2 Single-shot spectral results for soliton and noise-like pulse in PMLFL^[17]. (a) Mean spectrum of soliton;
(b) mean spectrum of noise-like pulse; (c) spectrum evolution of soliton; (d) spectrum evolution of noise-like pulse

2015年,Liu等^[38]通过TS-DFT技术对PMLFL中的混沌现象进行研究,对揭示耗散系统中的怪波产生机制有重要的意义。

2014年,Lecaplain等^[18]研究了工作在正常和反常色散区的PMLFL输出的类噪声脉冲,利用TS-DFT技术计算了类噪声脉冲的能量,统计发现类噪声脉冲能量的波动具有L型重尾分布特性,表明类噪声脉冲事件中包含怪波现象。2015年,Liu等^[20]也利用TS-DFT技术观察了正常色散PMLFL中的怪波,其波峰可以达到波峰众数的6倍,并伴随有拉曼峰,其形成理论还有待进一步研究。2015年,Wei等^[39]演示了1000~1400 nm宽光谱的类噪声脉冲PMLFL,发现了类调Q脉冲与带有怪波重尾统计特性的类噪声脉冲共存的现象。

TS-DFT技术还为观察不同光谱成分的怪波产生提供了条件。2014年,Runge等^[19]对PMLFL中的拉曼怪波现象进行了研究。该研究将TS-DFT输出的单帧光谱中类噪声脉冲的一阶和二阶的拉曼成分单独取出进行能量统计,发现在低增益情况下,拉曼发射具有重尾统计分布,满足怪波的判据条件。而在高抽运功率下,其能量则具有高斯分布。该研究表明怪波的出现与级联拉曼效应存在一定联系^[19]。

利用TS-DFT技术还可以对类噪声脉冲的产生过程进行研究。2016年,Wang等^[22]在PMLFL

中观察到一种类调Q孤子簇的状态,该孤子簇在类调Q的准连续背景下随机出现并在持续一定的腔周期后消失,孤子簇消失时会随机激发出持续时间更长的类噪声脉冲,研究表明类调Q孤子簇状态是准连续与类噪声脉冲的中间状态,并具有类似怪波的重尾分布。

3.2 孤子爆炸

孤子爆炸是一种独特的耗散系统动力学现象,它表示准稳态的孤子经过一定腔周期后,突然发生爆炸和塌陷,然后再恢复到准稳态,直到下一次爆炸发生。孤子爆炸的发生通常认为与高阶色散和高阶非线性效应积累有关,但是其形成机制尚未完全清楚。2002年,孤子爆炸现象首先在克尔透镜锁模钛宝石激光器中被发现^[40],但是由于测试手段限制,很难对孤子爆炸效应的产生机制进行深入研究。利用TS-DFT技术可以研究孤子爆炸阶段光谱的演化细节,这对于分析孤子爆炸的产生机制具有重要意义。

Runge等^[21,41]基于TS-DFT技术首先在PMLFL中观察到孤子爆炸效应。图3显示了孤子爆炸阶段的单帧光谱变化,其中图3(b)为发生在第45~48个腔周期内的孤子爆炸的光谱演化过程,可以看到当爆炸发生时,光谱从宽光谱变为峰值更窄功率更高的光谱,然后再恢复原来的光谱,在爆炸过程中还会产生拉曼效应的光谱成分。

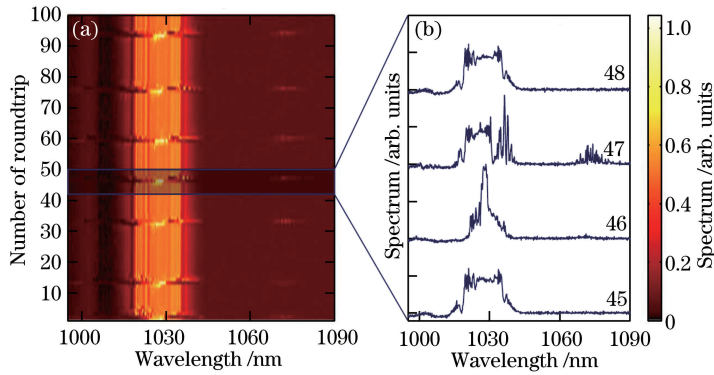


图 3 孤子爆炸的光谱演化^[21]。(a)单帧光谱演化;(b)爆炸过程的光谱变化

Fig. 3 Spectrum evolution of soliton explosion^[21]. (a) Evolution of single-shot spectrum; (b) spectrum evolution during explosion

此后各种不同类型的孤子爆炸现象相继被研究。2016年, Liu等^[42]对孤子爆炸导致的耗散怪波现象进行了研究, 通过对孤子爆炸过程中, TS-DFT记录的脉冲能量进行统计分析, 发现爆炸过程中伴随有怪波现象。Liu等^[43]还观察到持续的孤子爆炸现象, 在这种情况下, 一次爆炸结束紧接着下一次爆炸开始, 是从传统的孤子爆炸到混沌状态的临界点。2018年, Yu等^[44]观察了在多孤子锁模激光器中的孤子爆炸现象, 发现孤子通过增益的相互作用, 一个孤子的爆炸会引起其他孤子的爆炸, 这种现象被称为相互点火孤子爆炸。

大多数孤子爆炸效应的研究都是基于正常色散的PMLFL, 2018年, Suzuki等^[45]研究了工作在反常色散区的PMLFL中的孤子爆炸过程, 基于TS-DFT光谱的演化可以发现, 在该激光器中孤子爆炸是两种不同带宽锁模的临界状态, 而正的三阶色散积累在孤子爆炸中起到关键作用。

3.3 孤子脉动与孤子自组织

孤子脉动和孤子自组织存在于各种耗散系统中。孤子脉动对应于耗散系统中的Hopf分岔和周期吸引子, 虽然PMLFL中的孤子脉动现象很早就被理论预言^[46-48], 但是受探测分辨率的限制, 无法对脉动内部的动力学过程进行深入研究^[48]。孤子自组织是多个孤子通过相互作用形成束缚态的动力学过程。根据作用机制的不同, 这些束缚态具有不同的强度、相位和间距, 实时观察这些孤子相互作用过程对于理解耗散孤子自组织过程具有重要意义。2017年, Herink等^[23]首先利用TS-DFT的单帧光谱获得自相关迹, 研究了克尔透镜锁模钛宝石激光器中两个耗散孤子相互接近、锁定相位形成孤子分子的动力学过程, 该研究促进了基于TS-DFT技术对

PMLFL中孤子自组织动力学过程的研究。

2017年, Krupa等^[25]利用TS-DFT研究了PMLFL中耗散孤子分子内的脉动过程, 根据光谱中干涉条纹随腔周期演化的特点, 将孤子分子的振动类型归结为相位和位置的振荡。由于耗散系统中, 孤子具有能量量子化效应, 因此随着抽运功率的增加腔内会产生大量的孤子, 2018年, Wang等^[26]在PMLFL中观察到大量孤子通过声光效应在整个谐振腔内组合成等间距的单孤子与孤子簇的复合结构, 图4显示了基于TS-DFT获得的单孤子和双孤子簇形成的光谱演化, 表明孤子脉动过程中光谱会周期出现明显的Kelly旁瓣, 说明色散波在孤子脉动和近距离相互作用中扮演重要角色。2018年, Wei等^[49]利用TS-DFT技术展示了PMLFL激光器中存在的混沌孤子脉动和稳定的孤子分子状态, 在混沌孤子脉动中, 周期变化的孤子会发生类似于孤子爆炸的突然塌陷再恢复的过程。虽然大多数对孤子脉动的研究是基于反常色散PMLFL, 但是该现象也可以发生在正常色散区, 2018年, Du等^[50]观察了正常色散锁模光纤激光器中的耗散孤子脉动过程, 并基于TS-DFT技术研究了脉动过程中光谱的呼吸效应。

2018年, Hamdi等^[29]对掺铒光纤激光器中的孤子分子动力学特性进行了研究。为了避免光纤在2 μm波段的高损耗, 采用啁啾布拉格光栅作为色散拉伸元件。利用DFT以及实时自相关技术, 观察到了孤子分子位置和相位的振动。发现在孤子失稳过程中, Kelly旁瓣及其对应的色散波呈现明显的周期性增强现象。

3.4 锁模自启动过程

锁模自启动是激光器从噪声和准连续波状态突

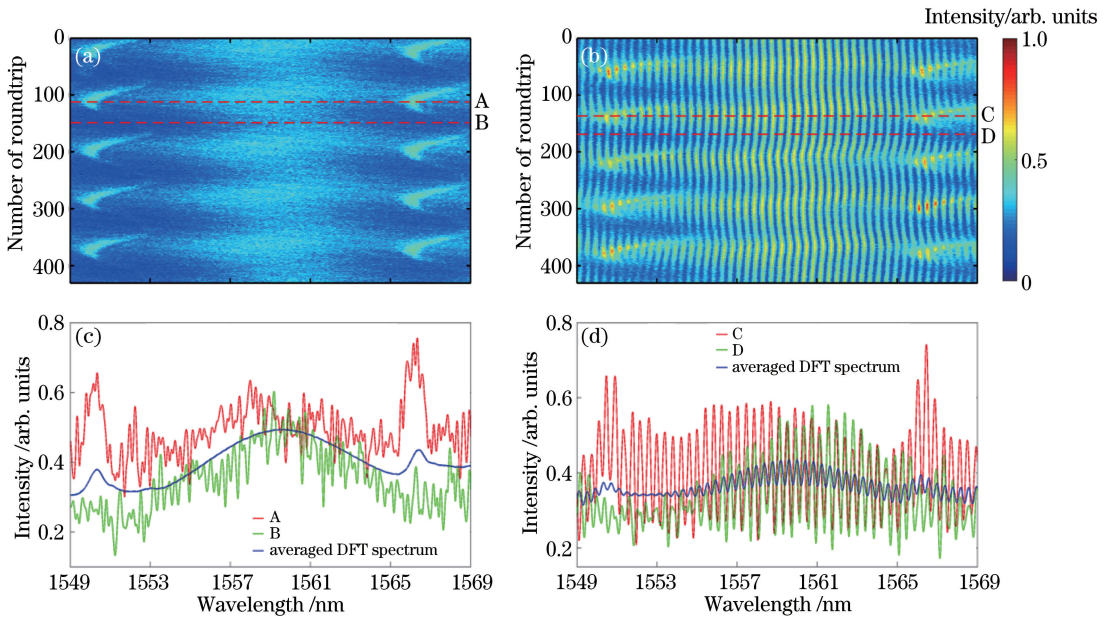


图 4 自组织多孤子 PMLFL 中,单孤子和双孤子簇脉动的光谱演化^[26]。(a)单孤子光谱;(b)双孤子光谱;
(c)图 4(a)中周期 A 与 B 的单帧光谱和平均光谱;(c)图 4(b)中周期 C 与 D 的单帧光谱和平均光谱

Fig. 4 Spectral evolution for the pulsations of single soliton, and a dual-soliton bunch in a PMLFL with self-organized multiple solitons^[26]. (a) Spectrum of single soliton; (b) spectrum of a dual-soliton bunch; (c) single-shot spectra at round trips A and B in Fig. 4(a) and averaged spectrum; (d) single-shot spectra at round trips C and D in Fig. 4(b) and averaged spectrum

破熵势垒,跃迁到锁模状态的耗散系统自组织过程。在这一过程中,激光器输出光谱迅速展宽,腔内大量强度和相位随机的纵模实现锁定,在时域上从准连续输出演变为短脉冲输出^[51]。锁模自启动是一个复杂的随机过程,尽管之前对于锁模激光器启动过程有大量的理论和实验研究^[51-55],但是利用传统手段只能在低分辨率时看到脉冲的时域演化,无法观察到锁模产生的细节过程,TS-DFT 技术为观察整个锁模产生和孤子形成的动力学过程提供了手段,对于进一步探索各种耗散系统自组织过程背后的物理机制具有重要意义。

2016 年,Herink 等^[56]首先利用 TS-DFT 技术观察了 Ti:sapphire 激光器中的克尔透镜锁模自启动过程,此后 TS-DFT 技术被应用于对 PMLFL 的锁模启动过程的研究。2017 年,Wei 等^[32]将 TS-DFT 和时间透镜技术相结合,合成出带有连续分量成分的光谱演化图,进而对 PMLFL 从准连续光到实现锁模过程的光谱进行研究。接着,Yu 等^[57]研究了多脉冲启动的动力学过程,Chen 等^[58-59]观察到反常色散区和净正常色散区被动锁模光纤激光器从窄线宽的准连续波到宽光谱的锁模状态的过程。同时 Yu 等^[57]、Liu 等^[27]、Peng 等^[60]和 Sun 等^[61]利用 TS-DFT 技术对 PMLFL 中多脉冲锁模启动、形成

孤子分子的过程进行了研究。

在这些研究中,锁模自启动过程涉及从连续波运转到实现稳定的单孤子或多孤子锁模的过程,如图 5 所示,其中 $P_0 \sim P_5$ 代表在形成孤子分子前出现的 6 个脉冲簇。在连续波输出阶段,激光器腔内存在具有随机强度和相位的纵模和窄光谱^[32]。在这一阶段,如果激光器工作在反常色散区会出现类调 Q 现象,即出现准周期的噪声簇^[27,32,57-58,61]。当噪声簇能量足够大时,在增益光纤和可饱和吸收体的非线性增益和损耗效应的共同作用下,最强的噪声脉冲逐步增强,而其他脉冲被抑制,最终形成稳定的孤子或孤子脉动状态^[27,32]。而在此阶段的光谱展开效应,则与多种非线性效应有关,在 Yu 等^[57]的实验中,在光谱上观察到明显的自相位调制效应,而在 Liu 等^[27]的工作中,在光谱上观察到四波混频(FWM)效应。当激光器工作在正常色散区,锁模自启动实验中未观察到类调 Q 现象,启动过程表现为一个噪声脉冲出现且能量迅速增加,形成一个高峰,同时光谱也迅速展宽,在光谱边界出现明显的峰,然后能量下降,并形成稳定锁模,此时形成正常色散区 PMLFL 典型的矩形光谱^[59]。

当抽运功率进一步升高时,腔内会同时出现多个孤子,并最终形成孤子束缚态^[27,57,60-61]。在多孤

子产生初期,出现的孤子数目具有很大的随机性,有可能先形成多个孤子,再发生湮灭^[57,61],也可能先形成单个孤子,再发生分裂^[27,60],即使是对于完全相同的实验条件,其实验结果也不同^[60]。这些孤子通过电致伸缩效应、色散波及直接相互作用,孤子之间的位置和相位不断发生变化,并伴随着孤子湮灭和分裂,最终实现相互距离和相位的锁定,形成孤子分子等束缚态结构。图 6 显示了孤子分子形成过程的光谱和自相关的演化,其中箭头指向为局部孤子

消失过程。从图中可以看出,孤子分子的生成经历了新孤子的产生、湮灭和再产生并最终实现锁定的过程^[60]。需要说明的是,对于相同的实验条件,尽管初始脉冲数目不同,但一旦激光器进入稳定状态,其腔内的总孤子数目固定,这是由耗散系统中的能量量子化决定的。除了锁模自启动过程,2018 年 Wang 等^[62]还研究了当腔内环境变化时双孤子的消失过程,发现当两个孤子相距较远时,它们会一个接一个消失,而对于孤子分子则会同时消失。

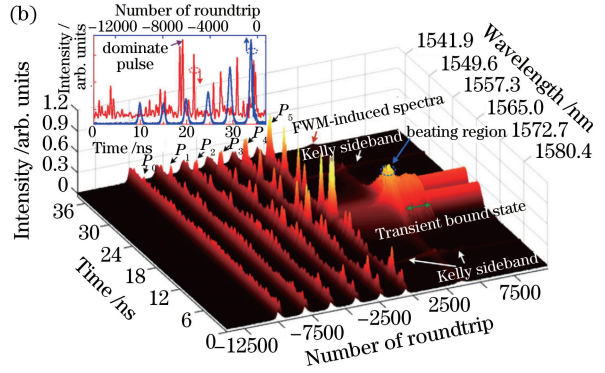
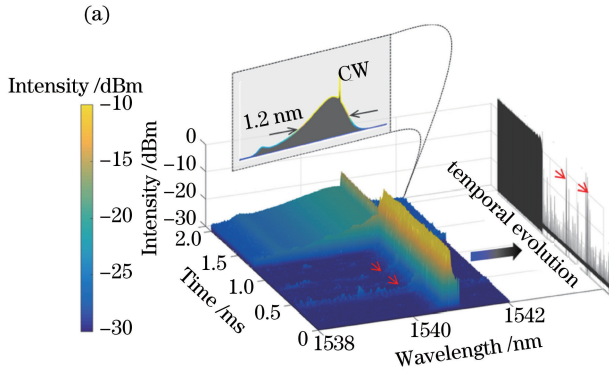


图 5 锁模自启动过程的光谱序列。(a)单孤子^[32]; (b)孤子分子^[27]

Fig. 5 Spectral sequences for self-started mode-locking process. (a)Single soliton^[32]; (b)soliton molecule^[27]

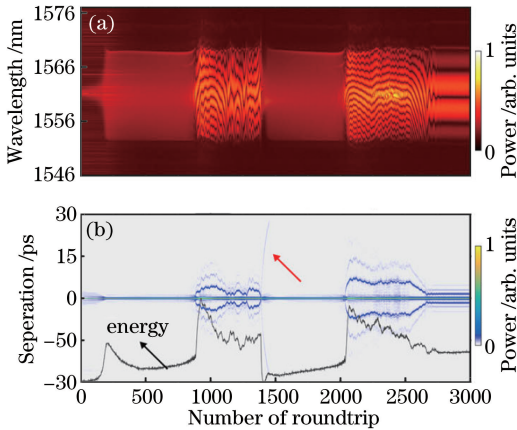


图 6 孤子分子形成阶段光谱和自相关的演化图^[60]。

(a) 光谱演化;(b)自相关

Fig. 6 Evolution diagrams of spectra and autocorrelation traces during the formation of soliton molecule^[60]. (a) Evolution of spectrum; (b) autocorrelation

3.5 耗散孤子的矢量特性

在 PMLFL 中,通过两个正交偏振态的光相互作用可以实现偏振锁定或群速度锁定的矢量孤子,利用偏振分束器将激光器输出的光按照偏振态分开,再分别进行 TS-DFT,就可以对矢量孤子的偏振动力学演化进行研究。2017 年,Liu 等^[63]观察到光纤激光器中的偏振旋转矢量孤子,通过 TS-DFT 技

术同时记录两个偏振态的单帧光谱,观察到孤子偏振态的改变和孤子捕获现象。

2017 年,Krupa 等^[64]研究了基于半导体可饱和吸收镜 (SESAM) 的 PMLFL 中非相干耗散孤子的矢量动力学特性,基于 TS-DFT 的光谱演化观察到非相干孤子的偏振锁定和偏振开关效应,发现矢量孤子可以锁定在一个偏振态,也可以在两个偏振态之间周期跳变。从单帧光谱和自相关中可以发现存在非相干的不稳定孤子束缚态,通过调节偏振控制器,可以发生伴随怪波的孤子爆炸现象^[64]。

4 结束语

TS-DFT 技术为分析 PMLFL 中各种非稳态耗散孤子动力学现象提供了有力的工具,被应用于类噪声脉冲、孤子爆炸、孤子束缚态、孤子脉动、锁模自启动、矢量孤子演化等非稳态过程的直接观察以及怪波等稀有事件的捕获,使锁模动力学重新成为研究的热点。TS-DFT 技术提供了各种耗散动力学过程演化细节,也将促进锁模激光器的理论与数值模型的研究,将 TS-DFT 技术获得的实验数据与数值模拟结果相比较,一方面有助于发现锁模光纤激光器中各种耗散动力学过程背后的物理机制^[65],另一方面也可用于完善目前的耗散系统理论分析模型,

为解释其他领域中耗散孤子现象提供参考。

相对于具有复杂参数空间的耗散系统而言,目前所观察到的实验现象仅仅是沧海一粟,还有大量的未知或已知的现象需要去发现或深入研究,下面列举一些可能的研究方向。首先,在类噪声脉冲领域,TS-DFT 技术虽然验证了其混沌的特性,然而由于分辨率、灵敏度和采样时间的限制,目前还无法直接观察混沌演化的更多细节,因此很难利用 TS-DFT 的数据对其产生机制和演化特性与怪波效应进行更加深入的研究。其次,在耗散孤子相互作用领域,目前大多数研究集中在 2~3 个孤子构成的结构,而对于更多孤子的相互作用机制和自组织动力学过程还较少有系统的研究,这主要受限于分辨率和色散傅里叶变换的远场衍射条件。探索更多自由度的系统中孤子相互作用和控制方法,一方面,对于实现稳定的多孤子结构、扩展 PMLFL 在光谱分析、数据存储和全光计算等方面的应用具有重要的价值;另一方面,也将为基于 PMLFL 模拟在流体力学、凝聚态物理、复杂网络等耗散系统提供基础。再次,近年来,许多新型二维材料被作为可饱和吸收体用于 PMLFL 中,这些材料独特的非线性特性使 PMLFL 可以输出多种耗散孤子结构^[66],利用 TS-DFT 技术研究此类 PMLFL,将有助于揭示这些二维材料的光学非线性响应特性,提高 PMLFL 的性能。要解决上述问题,除了依赖于高速电子设备性能的进一步提高,还需要在 TS-DFT 技术的实现方法、与其他测试技术的融合以及数据处理方法等方面取得突破。

参 考 文 献

[1] Hamik C T, Manz N, Steinbock O. Anomalous dispersion and attractive pulse interaction in the 1, 4-cyclohexanedione Belousov-Zhabotinsky reaction[J]. *The Journal of Physical Chemistry A*, 2001, 105(25): 6144-6153.

[2] Ankiewicz A. Dissipative solitons: from optics to biology and medicine[J]. *Lecture Notes in Physics*, 2008, 751.

[3] Melo F, Douady S. From solitary waves to static patterns via spatiotemporal intermittency [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(20): 3283-3286.

[4] Denschlag J, Simsarian J E, Feder D L, *et al.* Generating solitons by phase engineering of a Bose-Einstein condensate[J]. *Science*, 2000, 287(5450): 97-101.

[5] Barland S, Tredicce J R, Brambilla M, *et al.* Cavity

solitons as pixels in semiconductor microcavities[J]. *Nature*, 2002, 419(6908): 699-702.

[6] Grelu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(2): 84-92.

[7] Chen J W, Zhao L M. Noise-like pulsed fiber lasers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(11): 110002.
陈家旺, 赵鹭明. 类噪声脉冲光纤激光器研究现状及进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(11): 110002.

[8] Kim J, Song Y J. Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2016, 8(3): 465-540.

[9] Wu H Y, Shi L, Ma T, *et al.* Design and development technique for optical frequency comb based on femtosecond fiber lasers [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(6): 0601008.
吴浩煜, 时雷, 马挺, 等. 基于飞秒光纤激光器的光频率梳设计与研制技术[J]. *中国激光*, 2017, 44(6): 0601008.

[10] Pang M, He W, Jiang X, *et al.* All-optical bit storage in a fibre laser by optomechanically bound states of solitons[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(7): 454-458.

[11] Solli D R, Jalali B. Analog optical computing [J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(11): 704-706.

[12] Tong Y C, Chan L Y, Tsang H K. Fibre dispersion or pulse spectrum measurement using a sampling oscilloscope[J]. *Electronics Letters*, 1997, 33(11): 983-985.

[13] Muriel M A, Azaña J, Carballar A. Real-time Fourier transformer based on fiber gratings [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(1): 1-3.

[14] Diebold E D, Hon N K, Tan Z W, *et al.* Giant tunable optical dispersion using chromo-modal excitation of a multimode waveguide [J]. *Optics Express*, 2011, 19(24): 23809-23817.

[15] Goda K, Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(2): 102-112.

[16] Mahjoubfar A, Churkin D V, Barland S, *et al.* Time stretch and its applications [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(6): 341-351.

[17] Runge A F J, Aguergeray C, Broderick N G R, *et al.* Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(21): 4327-4330.

[18] Lecaplain C, Grelu P. Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: an experimental investigation

- [] . Physical Review A, 2014, 90(1): 013805.
- [19] Runge A F J, Aguergaray C, Broderick N G R, *et al.* Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser [J]. Optics Letters, 2014, 39(2): 319-322.
- [20] Liu Z W, Zhang S M, Wise F W. Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser [J]. Optics Letters, 2015, 40(7): 1366-1369
- [21] Runge A F J, Broderick N G R, Erkintalo M. Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser[J]. Optica, 2015, 2(1): 36-39.
- [22] Wang Z H, Wang Z, Liu Y G, *et al.* Q-switched-like soliton bunches and noise-like pulses generation in a partially mode-locked fiber laser [J]. Optics Express, 2016, 24(13): 14709-14716.
- [23] Herink G, Kurtz F, Jalali B, *et al.* Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules[J]. Science, 2017, 356(6333): 50-54.
- [24] Ryczkowski P, Närhi M, Billet C, *et al.* Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser[J]. Nature Photonics, 2018, 12(4): 221-227.
- [25] Krupa K, Nithyanandan K, Andral U, *et al.* Real-time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules [J]. Physical Review Letters, 2017, 118(24): 243901.
- [26] Wang Z H, Wang Z, Liu Y G, *et al.* Self-organized compound pattern and pulsation of dissipative solitons in a passively mode-locked fiber laser [J]. Optics Letters, 2018, 43(3): 478-481.
- [27] Liu X M, Yao X K, Cui Y D. Real-time observation of the buildup of soliton molecules [J]. Physical Review Letters, 2018, 121(2): 023905.
- [28] Wang C. Dispersive fourier transformation for versatile microwave photonics applications [J]. Photonics, 2014, 1(4): 586-612.
- [29] Hamdi S, Coillet A, Grelu P. Real-time characterization of optical soliton molecule dynamics in an ultrafast thulium fiber laser[J]. Optics Letters, 2018, 43(20): 4965-4968.
- [30] Goda K, Solli D R, Tsia K K, *et al.* Theory of amplified dispersive Fourier transformation [J]. Physical Review A, 2009, 80(4):043821.
- [31] Tsia K K, Goda K, Capewell D, *et al.* Performance of serial time-encoded amplified microscope [J]. Optics Express, 2010, 18(10):10016-10028.
- [32] Wei X M, Li B W, Yu Y, *et al.* Unveiling multi-scale laser dynamics through time-stretch and time-lens spectroscopies [J]. Optics Express, 2017, 25(23): 29098-29120.
- [33] Wang Z H, Wang Z, Liu Y G, *et al.* Generation and time jitter of the loose soliton bunch in a passively mode-locked fiber laser [J]. Chinese Optics Letters, 2017, 15(8): 080605.
- [34] Horowitz M, Barad Y, Silberberg Y. Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser [J]. Optics Letters, 1997, 22(11): 799-801.
- [35] Solli D R, Ropers C, Koonath P, *et al.* Optical rogue waves [J]. Nature, 2007, 450(7172): 1054-1057.
- [36] Dudley J M, Dias F, Erkintalo M, *et al.* Instabilities, breathers and rogue waves in optics[J]. Nature Photonics, 2014, 8(10): 755-764.
- [37] Toenger S, Godin T, Billet C, *et al.* Emergent rogue wave structures and statistics in spontaneous modulation instability[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 10380.
- [38] Liu M, Cai Z R, Hu S, *et al.* Dissipative rogue waves induced by long-range chaotic multi-pulse interactions in a fiber laser with a topological insulator-deposited microfiber photonic device [J]. Optics Letters, 2015, 40(20): 4767-4770.
- [39] Wei X M, Xu Y Q, Wong K K Y. 1000-1400-nm partially mode-locked pulse from a simple all-fiber cavity[J]. Optics Letters, 2015, 40(13): 3005-3008.
- [40] Cundiff S T, Soto-Crespo J M, Akhmediev N. Experimental evidence for soliton explosions [J]. Physical Review Letters, 2002, 88(7): 073903.
- [41] Runge A F J, Broderick N G R, Erkintalo M. Dynamics of soliton explosions in passively mode-locked fiber lasers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2016, 33(1): 46.
- [42] Liu M, Luo A P, Xu W C, *et al.* Dissipative rogue waves induced by soliton explosions in an ultrafast fiber laser[J]. Optics Letters, 2016, 41(17): 3912-3915.
- [43] Liu M, Luo A P, Yan Y R, *et al.* Successive soliton explosions in an ultrafast fiber laser [J]. Optics Letters, 2016, 41(6): 1181-1184.
- [44] Yu Y, Luo Z C, Kang J Q, *et al.* Mutually ignited soliton explosions in a fiber laser[J]. Optics Letters, 2018, 43(17): 4132-4135.
- [45] Suzuki M, Boyraz O, Asghari H, *et al.* Spectral periodicity in soliton explosions on a broadband mode-locked Yb fiber laser using time-stretch spectroscopy [J]. Optics Letters, 2018, 43(8): 1862-1865.
- [46] Soto-Crespo J M, Akhmediev N, Ankiewicz A. Pulsating, creeping, and erupting solitons in dissipative systems [J]. Physical Review Letters,

- 2000, 85(14): 2937.
- [47] Akhmediev N, Soto-Crespo J M, Town G. Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling, and pulse coexistence in mode-locked lasers: complex Ginzburg-Landau equation approach [J]. *Physical Review E*, 2001, 63(5): 056602.
- [48] Soto-Crespo J M, Grapinet M, Grelu P, *et al.* Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser [J]. *Physical Review E*, 2004, 70(6): 066612.
- [49] Wei Z W, Liu M, Ming S X, *et al.* Pulsating soliton with chaotic behavior in a fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(24): 5965-5968.
- [50] Du Y Q, Xu Z W, Shu X W. Spatio-spectral dynamics of the pulsating dissipative solitons in a normal-dispersion fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(15): 3602-3605.
- [51] Vodonos B, Bekker A, Smulakovsky V, *et al.* Experimental study of the stochastic nature of the pulsation self-starting process in passive mode locking [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(20): 2787-2789.
- [52] Vodonos B, Weill R, Gordon A, *et al.* Formation and annihilation of laser light pulse quanta in a thermodynamic-like pathway [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(15): 153901.
- [53] Gordon A, Fischer B. Phase transition theory of pulse formation in passively mode-locked lasers with dispersion and Kerr nonlinearity [J]. *Optics Communications*, 2003, 223(1/2/33): 151-156.
- [54] Gordon A, Fischer B. Phase transition theory of many-mode ordering and pulse formation in lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89 (10): 103901.
- [55] Li H, Ouzounov D G, Wise F W. Starting dynamics of dissipative-soliton fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(14): 2403-2405.
- [56] Herink G, Jalali B, Ropers C, *et al.* Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(5): 321-326.
- [57] Yu Y, Li B W, Wei X M, *et al.* Spectral-temporal dynamics of multipulse mode-locking [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(20): 201107.
- [58] Chen H J, Liu M, Yao J, *et al.* Soliton booting dynamics in an ultrafast anomalous dispersion fiber laser [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, 10(2): 1-9.
- [59] Chen H J, Liu M, Yao J, *et al.* Buildup dynamics of dissipative soliton in an ultrafast fiber laser with net-normal dispersion [J]. *Optics Express*, 2018, 26(3): 2972-2982.
- [60] Peng J S, Zeng H P. Build-up of dissipative optical soliton molecules via diverse soliton interactions [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(8): 1800009.
- [61] Sun S Q, Lin Z X, Li W, *et al.* Time-stretch probing of ultra-fast soliton dynamics related to Q-switched instabilities in mode-locked fiber laser [J]. *Optics Express*, 2018, 26(16): 20888-20901.
- [62] Wang G M, Chen G W, Li W L, *et al.* Decaying evolution dynamics of double-pulse mode-locking [J]. *Photonics Research*, 2018, 6(8): 825-829.
- [63] Liu M, Luo A P, Luo Z C, *et al.* Dynamic trapping of a polarization rotation vector soliton in a fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(2): 330-333.
- [64] Krupa K, Nithyanandan K, Grelu P. Vector dynamics of incoherent dissipative optical solitons [J]. *Optica*, 2017, 4(10): 1239-1244.
- [65] He R J, Wang Z, Liu Y G, *et al.* Dynamic evolution of pulsating solitons in a dissipative system with the gain saturation effect [J]. *Optics Express*, 2018, 26 (25): 33116-33128.
- [66] Guo B. 2D noncarbon materials-based nonlinear optical devices for ultrafast photonics [Invited] [J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(2): 020004.