

耗散孤子共振脉冲光纤激光器研究现状及进展

刘承浩, 曹怡青, 唐霞辉, 唐明, 赵鹭明*

华中科技大学光学与电子信息学院武汉国家光电研究中心光谷实验室, 湖北 武汉 430074

摘要 耗散孤子共振脉冲(DSR)是锁模光纤激光器的一种特殊的输出脉冲,其脉冲宽度会随着泵浦能量的增加而线性增加,同时脉冲的峰值功率被钳制,因此脉冲能量也是线性增加的。随着锁模技术和稀土元素掺杂技术的发展,耗散孤子共振脉冲光纤激光器也发展迅速。对耗散孤子共振脉冲的研究背景进行了介绍,简要说明了脉冲的产生机理以及特性,列举了不同锁模机制下 DSR 光纤激光器的结构,最后对国内外的研究现状以及目前的应用方向进行了综合阐述。

关键词 激光器; 被动锁模技术; 耗散孤子共振脉冲; 光纤激光器

中图分类号 O436 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL202249.2100002

1 引言

被动锁模光纤激光器相较传统的固体激光器,具有更加优越的光束性能和工作可靠性,被广泛应用于各个领域。因此,在过去的几十年里,光纤激光器成为了研究热点,也得到了迅速的发展,在光通信与光传感^[1-2]、激光加工^[3]、激光医疗^[4]、航空航天^[5]、材料科学^[6]、光谱学^[7]以及非线性光学^[8]等领域中得到了广泛应用。为了利用光纤激光器获得更高的峰值功率,人们对光纤激光器中的脉冲动力学进行了广泛深入的研究,各种脉冲整形机制相继被提出。

1992年, Tamura 等^[9]使用非线性偏振旋转(NPR)锁模的方式,在单向掺铒光纤环形激光器中观察到了传统孤子脉冲。传统孤子脉冲工作在反常色散区,在此区域内,光纤中的反常色散使得脉冲前沿产生正啁啾,后沿产生负啁啾,而自相位调制效应刚好相反,两者最终达成平衡,形成传统孤子。传统孤子的频谱上会出现一些关于中心波长对称分布的边带,被称为 Kelly 边带^[10], Kelly 边带可以用来测量腔内的净色散。由于孤子面积定理对脉冲最大能量的限制^[11-13],传统孤子光纤激光器输出的脉冲能量小于 1 nJ,脉冲宽度大于 100 fs,当孤子脉冲的峰值功率太高时,会出现脉冲分裂,进而单脉冲能量变低。

为了解决这种脉冲分裂问题,1993年, Tamura 等^[14]对激光腔进行了改进,他们将一段具有正常色散的增益光纤放到激光器中,对色散进行了管理和补偿,得到了频域谱宽为 56 nm 的高能量脉冲,同时得到了

具有 90 pJ 能量且峰值功率大于 1 kW 的脉冲,这样的脉冲被称为色散管理孤子。色散管理孤子产生的基本方法是:将正常、反常两种色散光纤或色散补偿器件引入到激光谐振腔中进行色散管理,使腔内净色散接近为零。光脉冲在谐振腔内传播时,经过正常色散区会被展宽,与此同时脉冲的平均峰值功率大幅度下降,因此腔内非线性相移的积累也自然而然地降低,有效地避免了脉冲分裂,因此我们也称色散管理孤子为展宽脉冲。色散管理孤子激光器相较传统孤子脉冲输出,脉冲能量有了较大的提升,可以达到纳焦级别。在脉冲特性方面,色散管理孤子一般都具有啁啾特性,这使得它能够被进一步压窄。2008年,德国的 Ruehl 等^[15]通过优化色散管理的设计,得到了单脉冲能量达到 10 nJ 的输出,最终脉冲宽度也被压窄到了 75 fs。但即使在色散管理下,过高的泵浦功率依然会导致脉冲分裂。

为了避免脉冲在光纤内的传播过程中发生脉冲分裂, Anderson 等^[16]预测了自相似孤子的存在,这种脉冲随后在光纤放大器实验中被证实^[17]。自相似孤子的脉冲能量可以高达几十纳焦,脉冲在传播过程中自相似演化后都会呈抛物线形状,它们可以以更高的峰值功率传播而不会分裂^[18]。2006年, Zhao 等^[19]在由全正常色散光纤制成的被动锁模光纤环形激光器中,利用非线性偏振旋转技术实现了自启动锁模,得到了能量大、频率啁啾强、锁模谱宽受有效激光增益带宽限制的锁模脉冲,并称之为增益支配孤子。

随后,2007年, Chong 等^[20]在正常色散光纤激光器中发现了耗散孤子(DS)。与传统孤子不同,耗散孤

收稿日期: 2022-01-10; 修回日期: 2022-02-23; 录用日期: 2022-03-04

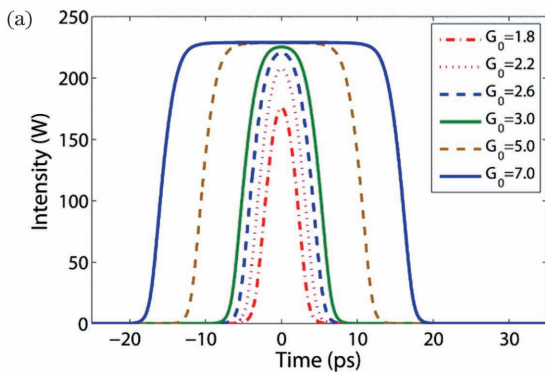
基金项目: 中国-波兰第 38 届科技例会交流项目(6)、华中科技大学自主创新研究基金(2020kfyXJJS007)

通信作者: *lmzhao@hust.edu.cn

子产生于正常色散区,并不依靠非线性效应与反常色散效应产生的正负啁啾维持平衡,而是引入了带通滤波来实现相互作用的平衡。在传播过程中,耗散孤子受到自相位调制和正常色散二者的共同作用,脉冲在时域和频域上都会急剧展宽,此时则是依靠光谱滤波效应来实现脉冲的频谱限制,从而实现能量耗散,进而使得脉冲稳定传输。相较于传统孤子的光谱,耗散孤子的光谱具有陡峭的光谱边缘,同时其时域脉冲的宽度也更宽,因此具有更低的平均峰值功率,可有效地避免高峰值功率带来的非线性积累造成的脉冲分裂,单脉冲能量进一步得到了提升。与之前提到的增益支配孤子一样,耗散孤子同样具有很强的啁啾,可以在腔外进行脉冲压缩。2010年,康奈尔大学的 Lefrancois 等^[21]通过设计一个工作在全正常色散区的光纤激光器,得到了脉冲能量达 140 nJ 的耗散孤子脉冲输出,去啁啾压缩后脉宽可达 115 fs。

2008年,研究者通过求解复杂的立方五次金兹堡-朗道方程(CGLE),从理论上提出了一种耗散孤子共振(DSR)的运行机制,并预测了耗散孤子共振脉冲的存在。与光纤激光器产生的一般孤子相比^[22-24],随着增益的增加,DSR 状态下的脉冲峰值功率可以保持不变,而脉冲宽度几乎呈线性增加,这意味着脉冲能量在理论上可以无限增加^[25]。一年后,Wu 等^[26]在掺铒光纤激光器中采用非线性偏振旋转锁模,观察到一个大能量的方形脉冲,证实了 DSR 脉冲的存在。自此,关于 DSR 的研究拉开了序幕。

本文首先对 DSR 脉冲的产生机制及脉冲特性进



行了简要的描述,进而对 DSR 脉冲目前的研究进展进行了介绍,最后对 DSR 脉冲的应用和发展前景进行了讨论。

2 耗散孤子共振脉冲激光器

2.1 DSR 的产生机制及特征

DSR 脉冲是高能量脉冲,可以通过求解复杂立方五次金兹堡-朗道方程^[27]得到:

$$i\psi_z + \frac{D}{2}\psi_{tt} + |\psi|^2\psi = -\nu|\psi|^4\psi + i\delta\psi + i\epsilon|\psi|^2\psi + i\beta\psi_{tt} + i\mu|\psi|^4\psi, \quad (1)$$

式中: ψ 为缓慢变化的脉冲振幅包络,是关于 z 和 t 两个变量的复杂函数,其中 z 是脉冲的传输距离, t 是从初始位置开始脉冲移动的延迟时间; D 为色散,在反常色散区为正,在正常色散区为负;当 $D > 0$ 时, δ 为谐振腔的平均线性损耗, μ 为腔内的非线性增益饱和;当 $D < 0$ 时, ϵ 为腔内的非线性增益,而 β 控制着光谱滤波或者增益色散; ν 为高阶克尔非线性系数。DSR 作为式(1)的解析解,在合适的参数条件下可以得到^[28]。

DSR 脉冲的特征可以从图 1 看出,当泵浦功率增加时,DSR 脉冲的峰值功率保持不变,脉冲能持续在时域上展宽而不分裂;脉冲的频谱是钟形曲线,基座随泵浦功率的增加基本保持不变,中心的尖峰会不断上升,这是 DSR 脉冲最典型的特性。由于 DSR 脉冲这种特殊的性质,其在获得更高的脉冲能量方面,具有比其他脉冲更加显著的优势,同时具有脉冲能量可无限提升的潜力。

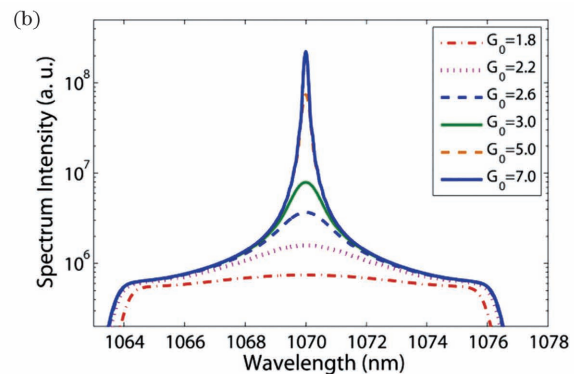


图 1 随增益的增加,DSR 脉冲的演化^[27]。(a)时域;(b)频域

Fig. 1 Evolution of DSR pulse with increase of gain^[27]. (a) Time domain; (b) frequency domain

2.2 不同锁模机制的 DSR 光纤激光器结构

在实际应用中,非线性偏振旋转效应和非线性光纤环形镜(NOLM)效应都具有反饱和的非线性吸收特点,吸收曲线都呈现类似正弦的形状,因此,它们拥有较强的峰值功率钳制效应,非常适用于 DSR 脉冲的产生,大多数关于耗散孤子共振脉冲产生的研究都是基于这两种锁模机制的^[25,29-36]。下面我们给出几种基于不同锁模机制的典型 DSR 光纤激光器结构。

图 2 是实验观测并证实了 DSR 脉冲存在的实验装置。

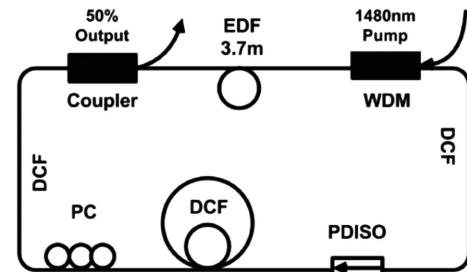


图 2 基于 NPR 锁模方式的实验装置图^[26]

Fig. 2 Schematic of experimental device based on NPR mode locking^[26]

实验装置中使用了 1480 nm 的泵浦源、偏振相关的隔离器(PDISO)和偏振控制器(PC), 3.7 m 长的掺铒光纤(EDF)作为增益光纤可提供增益, 除此以外其余部分均使用的是色散补偿光纤(DCF)。该装置基于 NPR 锁模, 通过在装置中内嵌偏振控制器, 进而调节腔内的偏振状态, 以达到锁模条件。

NPR 锁模的原理在本质上就是利用偏振相关的隔离器或者起偏器将传输到该位置的光脉冲变成线偏振光, 然后通过偏振控制器控制光脉冲在传输过程中的偏振状态。由于腔内的双折射影响, 光脉冲在传输过程中的偏振状态也会不断改变, 因此经历不同长度光纤传输后的光会得到不同的偏振态。不仅如此, 当传输的光强较大时, 非线性克尔效应同样会造成偏振状态的额外改变^[37-38], 并且这种额外的改变与传输脉冲的强度成正比。在光纤后端放置第二个偏振控制器, 其主要作用就是将腔内脉冲的偏振状态进一步调整到合适的状态, 使得高强度光脉冲在经过偏振相关的隔离器或者起偏器时具有较高的透射率, 也就是实现人为的可饱和吸收效果, 进而实现锁模。

利用 NPR 技术实现锁模只需要使用较为简单的结构, 即一个光纤环路, 在锁模之后, 激光器中将产生高能量的光脉冲并在腔内循环。正是因为其稳定简单, 同时恢复时间快, 所以这种锁模方式被广泛使用。

利用 NOLM 实现锁模的光纤激光器, 由于其光路看起来很像阿拉伯数字 8, 因此也常被称为 8 字形光纤激光器^[39-40]。NOLM 的锁模原理与 NPR 的锁模原理很相似, 区别在于前者利用互相垂直的两个脉冲偏振分量来实现锁模, 后者则是通过反向传输的两束光来实现锁模。

图 3 给出了一种基于 NOLM 锁模方式的耗散孤子共振脉冲光纤激光器的结构。该结构一般使用非等比的耦合器, 因此偏振控制器 1(PC1)和单模光纤(SMF)所在回路中的两个输出端口的光强不同, 并且两个输出端口输出的不同光强的光脉冲在回路中会沿相反的传播方向经过较长的单模光纤, 它们回到耦合器端口时积累的非线性相移不同, 通过相干叠加实现人为的可饱和吸收效果, 从而实现锁模。2019年,

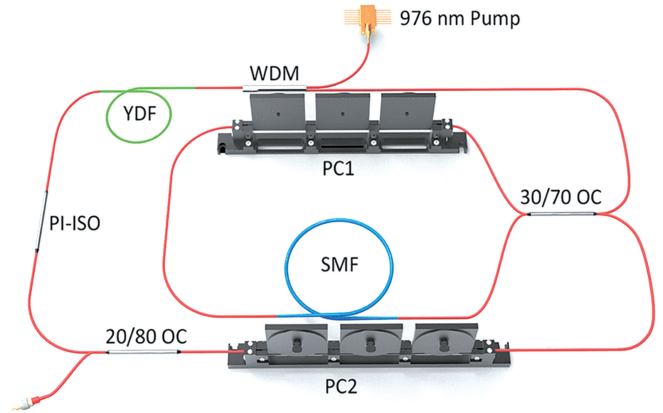


图 3 基于 NOLM 锁模方式的实验装置图^[41]

Fig. 3 Schematic of experimental device based on NOLM mode locking^[41]

Wang 等^[41]在该实验装置中使用掺铒光纤作为增益光纤, 利用 NOLM 结构实现锁模, 得到了稳定的 DSR 脉冲, 并且进一步观察到了反耗散孤子共振现象。

非线性放大环形镜(NALM)为 NOLM 的一种变体, 是在 NOLM 中添加了放大器后的结构。2012 年, Aguergaray 等^[42]提出了基于放大非线性环形镜的全保偏 8 字形激光器。随后, 该小组在此结构的基础上搭建了腔长达 100 m 的长腔振荡器^[43], 得到了 16 nJ 的输出脉冲能量, 并将脉冲宽度压缩到 370 fs。这种改进后的双放大器结构使得激光腔设计拥有更大的自由度, 即使是在激光器结构参数固定时, 仍然可以调整两个泵浦功率的参数, 相对来说可以更加灵活地兼顾锁模的过程和脉冲的性能。次年, 该小组在相同的激光器结构下通过优化参数, 观察到了重复频率为 10 MHz、能量达 4.2 nJ、压缩后脉宽只有 120 fs 的超短脉冲^[44]。同时, 他们对得到的全保偏结构进行了稳定性测量, 长达一个月的 40 °C 环境下的连续工作测试结果表明, 此结构具有极好的稳定性, 适用于工业领域。

Semaan 等^[32]在 2016 年报道了最高 DSR 脉冲能量为 10 nJ 的 NALM 锁模耗散孤子共振激光器, 其结构如图 4 所示, 为了得到更高能量的 DSR 脉冲, 他们在设计腔结构时, 在铒镜共掺腔中引入了长度为 1500 m 的单模光纤, 1000 m 置于左侧的回路中, 500 m 置于

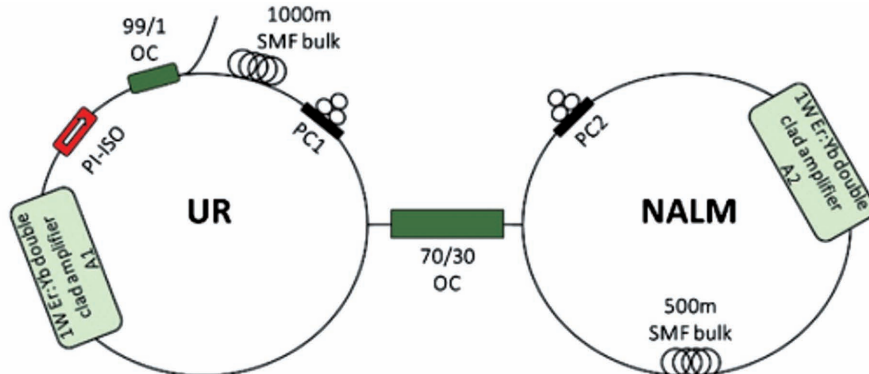


图 4 基于 NALM 锁模方式的实验装置图^[32]

Fig. 4 Schematic of experimental device based on NALM mode locking^[32]

右侧回路中,既可以大幅度提高腔内的总色散,也可以通过控制 NALM 回路中放大器的增益,显著减小其饱和功率,最终获得的最大 DSR 脉冲宽度可以达到 416 ns,最大输出平均功率为 1.33 W。

NPR 锁模方式的优点是结构简单且稳定,同时恢复时间比较短,但由于其偏振控制的工作原理,其在全保偏光纤中的应用受到了限制。与此相对应,NOLM 锁模方式虽然在结构上较 NPR 锁模复杂,锁模条件也更苛刻,但其适用于全保偏光纤结构。NALM 锁模可靠性高,但由于 NOLM 结构中添加了放大器,因此结构会更为复杂,同时锁模阈值较高。

3 DSR 研究现状及进展

3.1 DSR 的能量提升及脉冲特性的研究现状

由于 DSR 在获得大脉冲能量及脉冲可调谐方面的优越性,自其被提出以来,大量研究不断出现。

2009 年,新加坡南洋理工大学的 Wu 等^[26]利用 NPR 锁模方式在正常色散区的掺铒光纤激光器中得到了 DSR 矩形脉冲输出,输出脉冲的最高能量为 281.2 nJ。次年,研究者使用长腔的掺铒单模光纤激光器,同样利用 NPR 锁模机制,在反常色散区也观察到了类似 DSR 的矩形脉冲。2011 年,Ding 等^[45]利用仿真和数学计算,证明了在现实的环形激光腔中实现 DSR 的可能性,并为具体的激光腔参数优化提供了思路。2012 年,Zhang 等^[46]在 1160 m 长的全光纤被动锁模光纤激光器中观察到的具有超宽脉宽调谐范围的方波脉冲,通过单纯地增加泵浦功率,脉冲宽度可调整范围达到 1.7 ps 以上,脉冲宽度随功率的变化为 5.1 ns/mW,最终得到 330 mW 的脉冲输出。实验结果表明,光纤非线性在输出脉冲宽度的调谐中起着重要作用,高非线性有助于增加脉冲宽度的调谐范围。2013 年,华南师范大学的 Wang 等^[34]基于 NALM 的锁模技术,在 8 字形结构的掺铒单模光纤激光器中获得了 DSR 矩形脉冲,实验结果表明,锁模方式不会对 DSR 脉冲的产生造成影响。同年,深圳大学的 Yang 等^[47]搭建了基于 NALM 锁模技术的 8 字形掺铒光纤激光器,该激光器工作在正常色散区,在实验中得到了能量高达 379.2 nJ 的 DSR 矩形脉冲输出。与此同时,华南师范大学的 Liu 等^[36]也在掺铒单模光纤激光器中获得了 DSR 输出,最高的单脉冲输出功率达 3.24 nJ,脉宽可调节范围为 8.80~22.92 ps。2014 年,河北师范大学的 Li 等^[48]利用 NPR 锁模,获得了正常色散区掺铒光纤激光器的 DSR 脉冲输出,脉冲宽度可由 54 ns 调至 91 ns,对应最高的单脉冲能量为 54.6 nJ。

2015 年,Huang 等^[49]使用掺铒的双包层光纤提供增益,并使用高反射光纤布拉格光栅和耦合器构成线性腔,利用 NOLM 锁模得到了平均功率为 2.06 W 和单脉冲能量达 232 nJ 的皮秒锁模脉冲。2016 年,Semaan 等^[32]在双包层铒镱共掺双放大器中对锁模 8

字形光纤激光器产生的 DSR 种子脉冲进行放大,获得了脉冲宽度达 360 ns、单脉冲能量为 10 μ J 的 DSR 脉冲输出。同年,Zhao 等^[50]在全反常色散的掺铒双包层光纤(TDF)激光器中实现了纳秒级类似 DSR 脉冲的输出,并采用两级 TDF 放大器将平均功率提升至 100.4 W。与此同时,Krzempek 等^[51]采用“9”字腔在反常色散区的双包层铒/镱共掺光纤激光器中实现了类似 DSR 脉冲的输出,当泵浦功率达到 4.78 W 时,实验观测到了脉宽达 455 ns 的矩形脉冲输出,此时平均输出功率达 950 mW,相应的单脉冲能量也高达 2.3 μ J。除此之外,他们还研究了不同腔内色散对 DSR 脉冲输出性能的影响^[52],随后对谐振腔进行优化,使得谐振腔直接输出的单脉冲最高能量可达 10.1 μ J^[53]。2017 年,Du 等^[31]使用由两个光耦合器(分光比分别为 50:50 和 5:95)构成的两个光纤环境,搭建了简单的线性腔,获得了百皮秒量级的 DSR 脉冲,最大平均功率为 1.2 W,峰值功率高达 700 W,这是目前 DSR 脉冲的最高峰值功率。Kharitonov 等^[54]利用 NALM 锁模技术,报道了 9 字形全光纤 TDF 激光器,得到了输出能量高达 400 nJ 的纳秒 DSR 脉冲。同年,Cai 等^[55]提出了一种掺铒锁模光纤激光器,它可以产生千瓦级峰值功率的 DSR 脉冲,通过减少 NOLM 环路长度,实现了峰值功率为 1.1 kW、平均功率为 1.66 W 和能量为 160 nJ 的 DSR 脉冲,脉冲宽度可以在 10.29 MHz 的重复频率下从 48 ps 被调整到 146 ps。2019 年,Dou 等^[56]报道了反常色散区的 Tm 掺杂光纤激光器的高功率和大能量 DSR 脉冲输出,所得脉冲的基本重复频率为 2.89 MHz,可以在 5.9~14.5 ns 区间进行调谐,当泵浦功率增加到最大时,平均功率可达 1.98 W,对应的单脉冲能量为 684 nJ。2020 年,孙旭等^[57]利用 NOLM 锁模,在 1502 m 的长腔条件下得到了重复频率为 133.18 kHz 的高能量方波脉冲,输出的方波脉冲最大宽度为 761.6 ns,同时单脉冲能量最大值为 60.2 nJ。同年,徐震等^[58]通过色散管理,在正常色散和反常色散条件下均得到了时域脉冲宽度随泵浦功率的增加而线性展宽的方形脉冲,在满足腔内参数平衡的条件下,DSR 方波脉冲可同时在反常和正常色散区中产生。与此同时,罗正钱课题组首次在实验和仿真中得到了 635 nm 可见光波长的 DSR 脉冲,脉冲宽度可从 96 ps 被调到 1298 ps^[59]。2021 年,陈河等^[60]报道了一种哑铃形高功率全保偏大模场掺铒锁模光纤激光器,该激光器采用全保偏大模场光纤,直接输出的功率达到 5.5 W,脉冲能量达到 0.68 μ J,峰值功率为 84 W。

关于 DSR 光纤激光器的研究,大体上分两个思路,一方面是通过不断优化改进腔结构以及腔状态来获得更高的激光器输出技术指标^[45-60],另一方面则是直接研究脉冲在腔内的演化情况^[41,61-71]。获取高能量的 DSR 脉冲也是基于这两种思路。其中,对

于腔的优化,已经有研究者采用长腔或者更大模场的光纤对 DSR 脉冲能量的输出进行提升^[57,60],而有关腔内演化,将在下文反常 DSR 现象中进行详细的介绍。

3.2 反常 DSR 现象

2019 年,江苏师范大学的 Wang 等^[41]实验报道了耗散孤子共振脉冲的一些反常演变现象,我们称之为反常 DSR(anti-DSR)现象。实验装置如图 3 所示,实验中使用 NOLM 锁模机制进行锁模。在实验过程中,单独增加泵浦功率,除了正常的 DSR 脉冲宽度增加和峰值功率保持不变外,还观察到了 DSR 脉冲的分裂现象,而不是简单的脉冲功率无限增加或者是直接

失去锁模状态。脉冲分裂后的状态是由原始 DSR 脉冲演变而来的多脉冲状态,并且随着泵浦功率的进一步提升,脉冲可能会重新演变回单脉冲状态。除此以外,他们还观察到 DSR 脉冲的窄化现象:随着泵浦功率的增加,脉冲宽度先正常增加,随后在展宽过程中出现饱和,继续增加泵浦功率,脉冲宽度开始出现反常压窄的过程,这显然与 DSR 脉冲的正常演变过程不一致。进一步的实验结果表明,DSR 脉冲的这些不寻常的演变可归因于特定操作条件下泵浦功率增加引起的多个参数的同步变化。图 5(a)、(b)为脉冲分裂现象的时域和频域演变结果,图 5(c)、(d)给出的则是脉冲反常压窄现象的时域和频域结果。

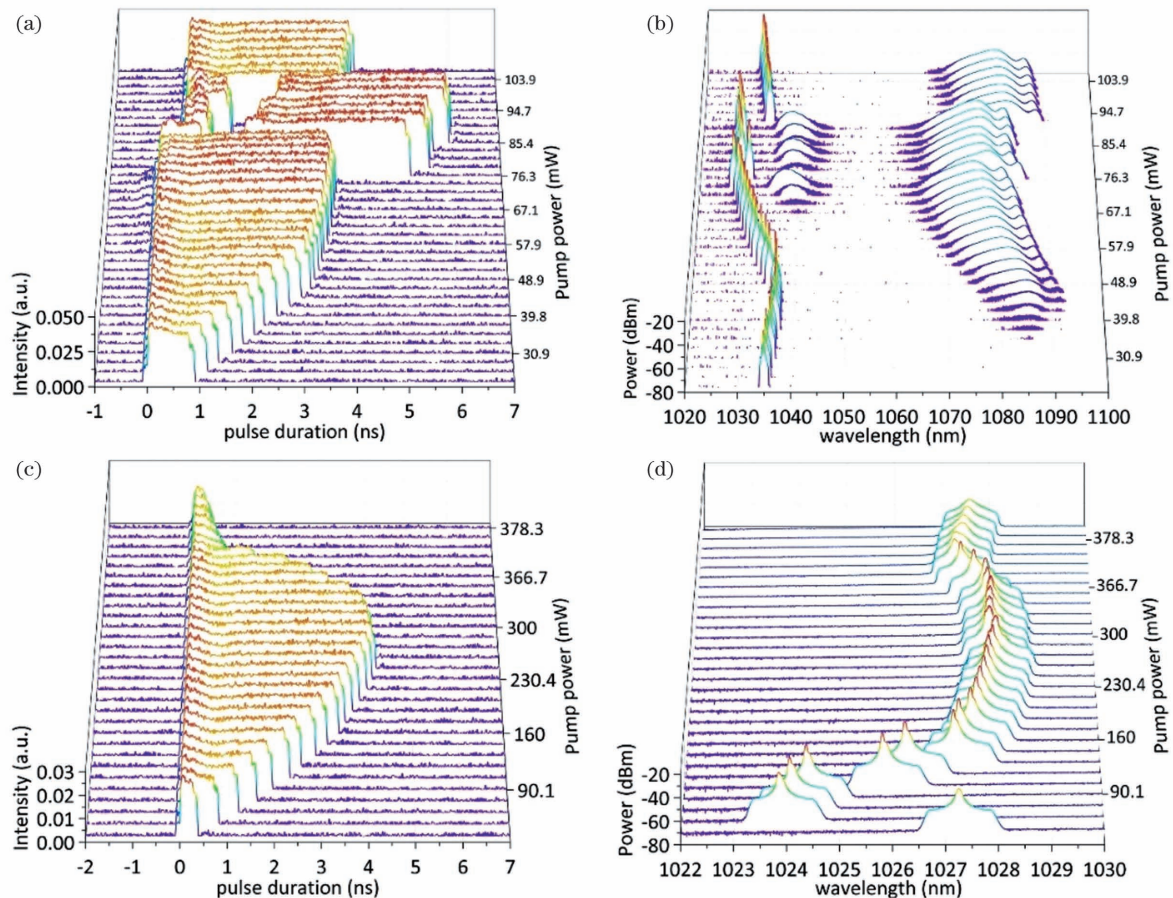


图 5 两种 anti-DSR 现象在时域和频域中的演变^[41]。(a)脉冲分裂,时域;(b)脉冲分裂,频域;(c)脉冲反常压窄,时域;(d)脉冲反常压窄,频域

Fig. 5 Evolutions of two kinds of anti-DSR phenomena in time domain and frequency domain^[41]. (a) Pulse splitting, time domain; (b) pulse splitting, frequency domain; (c) pulse anomalous shrinkage, time domain; (d) pulse anomalous shrinkage, frequency domain

除了上述的两类 anti-DSR 现象之外,还有一种更为典型的 anti-DSR 现象,就是周期分岔现象。

周期分岔是非线性系统的本征特征之一,光纤激光器作为非线性系统自然也拥有这种特性。2005 年,Zhao 等^[61]就已经观察到了被动锁模光纤激光器中孤子的周期分岔现象。随后,他们在 2007 年报道了多孤子的周期分岔现象^[62]。同年,色散管理孤子的周期分岔现象也被观测到^[63]。次年,他们相继报道了增益支

配孤子^[64]和矢量孤子^[65]的周期分岔现象。理论上,DSR 脉冲是不会出现周期分岔现象的,这是因为当泵浦功率增加时,DSR 脉冲的峰值功率被钳制在了一个固定的水平,而周期分岔是一种非线性阈值效应,需要脉冲的峰值功率超过一定的阈值才能产生。

Du 等^[66]于 2020 年通过数值模拟,仿真观测到了 DSR 脉冲的周期分岔现象,同年,Wang 等^[67]实验观测到并且证实了 DSR 脉冲的周期分岔现象,发现这

种现象在脉冲展宽和脉冲反常压窄的过程中均能存在。除了单个 DSR 脉冲的周期分岔, Hua 等^[68]在同年还报道了多个 DSR 脉冲的周期分岔实验观察结果。2021 年, Cheng 等^[69]通过数值模拟, 仿真观测到了多个 DSR 脉冲的周期分岔现象。通过调整合适的参数, 可以观察到不同的周期分岔模式, 与此同时, 他们还仿真发现了随着泵浦功率的增加而发生的脉

冲合并现象。图 6 给出了仿真过程中观察到的不同的周期分岔模式。图 6(a) 给出了无周期分岔现象时的多脉冲演变过程, 图 6(b) 展示了一个脉冲出现了周期分岔现象, 其余两个脉冲仍为无周期分岔的周期一状态, 图 6(c) 中则有两个脉冲出现周期分岔现象, 图 6(d) 给出了三个脉冲同时出现周期分岔现象的结果。

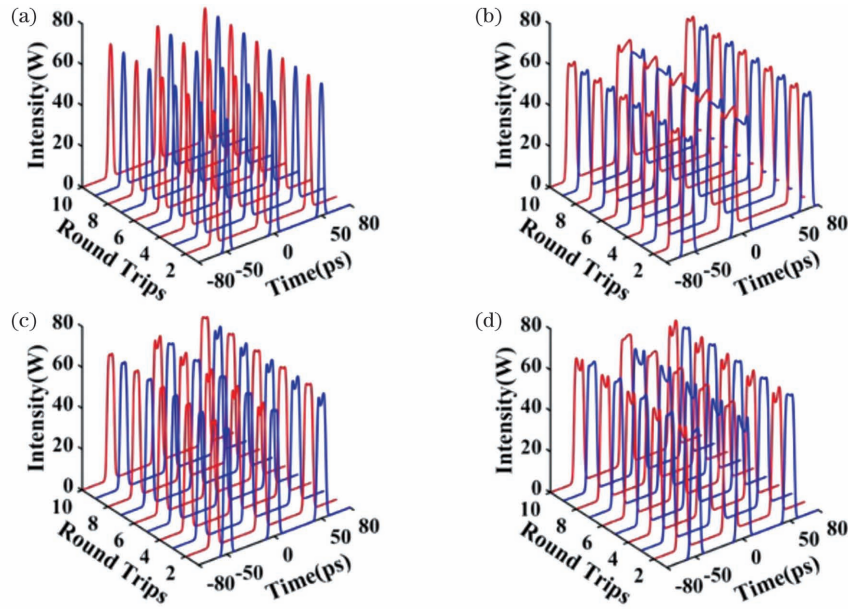


图 6 不同的周期分岔模式^[69]

Fig. 6 Different period doubling modes^[69]

通过数值仿真, 我们复现了与实验观测现象相吻合的脉冲窄化过程, 包括非周期分岔状态和周期分岔状态下的脉冲压窄^[70]。图 7 给出了仿真观测到的非

周期分岔状态下的 DSR 脉冲反常压窄现象。图 7 (a) 展示了我们在仿真过程中所构造的高斯型滤波器的波形, 由于在实际实验中可以观测到 DSR 脉冲光谱的中

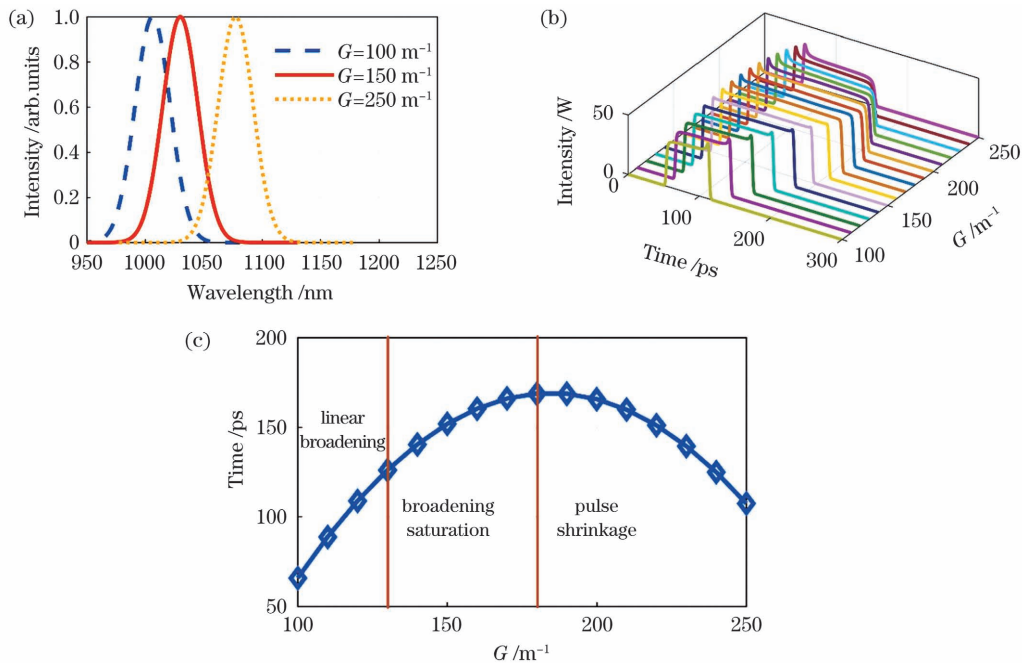


图 7 DSR 的脉冲压窄现象的仿真结果。(a) 不同增益条件下的滤波器位置与形状; (b) DSR 脉冲反常压窄现象在时域上的演化过程; (c) 脉冲持续时间随增益的变化

Fig. 7 Simulated results of pulse shrinkage phenomenon of DSR. (a) Filter positions and shapes at different gains; (b) evolution of DSR pulse shrinkage in time domain; (c) pulse duration versus gain

心位置会发生漂移,因此我们构造了一个中心波长随着增益的变化而移动的滤波器以模拟光谱滤波造成的光谱中心频率漂移的现象,最左侧长虚线曲线代表小信号增益(G)为 100 m^{-1} 时的滤波器波形,实线和右侧的短虚线曲线分别展示了 G 为 150 m^{-1} 和 250 m^{-1} 时的滤波器波形。在 G 增加的过程中,演变得到的 DSR 脉冲时域形状如图 7(b) 所示,可以很直观地观察到,在初始阶段,脉冲呈现 DSR 典型的展宽演变,随着 G 的进一步增加,脉冲宽度出现了反常的压窄过程,这与实验中观测到的反常压窄现象一致。图 7(c) 给出的是脉冲在时域内随着增益变化的曲线,可以看到,当 G 较小时,脉冲时域宽度近似呈现线性增加,这与 DSR 正常展宽的现象一致,随后当 G 增加到 130 m^{-1} 时,脉冲宽度的展宽逐渐变得饱和,增长斜率逐渐减小,直到 G 为 180 m^{-1} 时,脉冲时域持续时间达到峰值,随着增益的进一步增加,脉冲宽度开始减小。

以上提到的脉冲反常压窄现象发生在非周期分岔

状态下。周期分岔作为非线性系统的典型现象,在光纤激光器中同样可以被观测到,实验中已经观察到了周期分岔状态下的 DSR 脉冲反常压窄现象^[67]。图 8 给出了仿真模拟的周期分岔状态下的反常压窄过程。

仿真发现,必须采用波长漂移速度更大的高斯滤波器,才能在周期分岔状态下复现脉冲反常压窄过程。图 8(a) 显示了与图 7(a) 类似的高斯型滤波器波形。图 8(b) 给出了在 G 为 165 m^{-1} 时的周期分岔状态,可以看到,在稳定的周期分岔状态下,脉冲出现两种状态周期,即第一圈的演化结果与第二圈出现差别,然而到第三圈时又回到了第一圈的状态,即以腔长的 2 倍为周期。图 8(c) 展示了随着增益的增加,周期分岔状态下脉冲时域持续时间的变化情况,在 $130 \sim 170 \text{ m}^{-1}$ 区间中,脉冲都处于周期分岔状态,可以看出,在增益从 130 m^{-1} 增加到 155 m^{-1} 的过程中,脉冲宽度仍为正常的展宽状态,而在增益从 155 m^{-1} 增加至 170 m^{-1} 的过程中,脉冲出现了反常压窄现象。

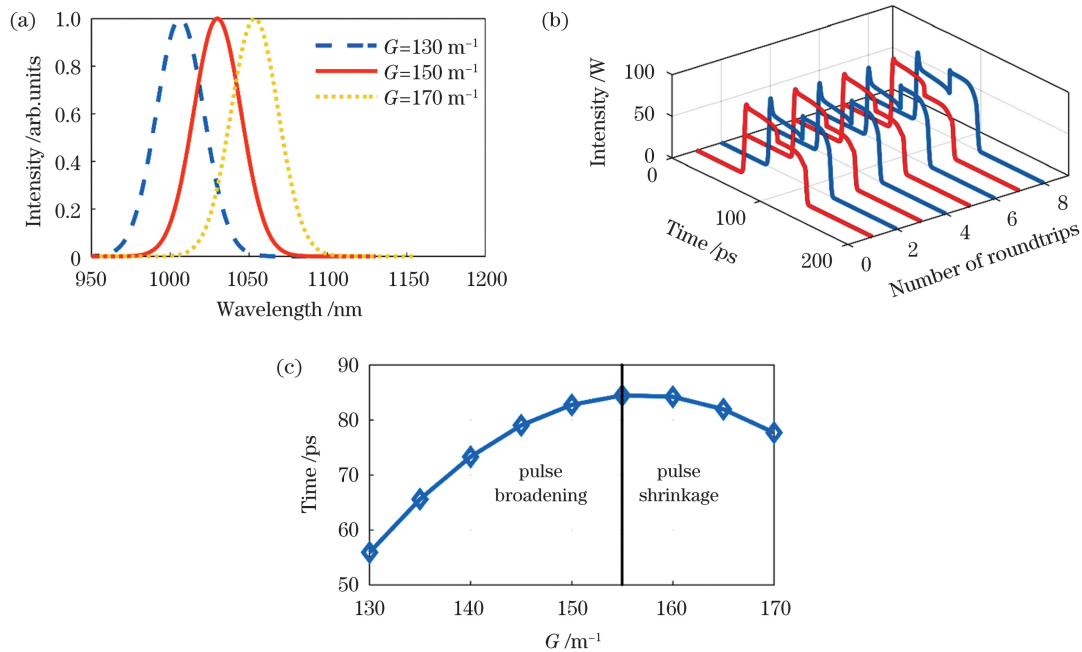


图 8 DSR 在周期分岔状态下的反常压窄现象的仿真结果。(a)不同增益条件下的滤波器位置与形状;(b)一个典型的周期分岔状态;(c)脉冲持续时间随增益的变化

Fig. 8 Simulated results of pulse shrinkage phenomenon of DSR in period doubling state. (a) Filter positions and shapes at different gains; (b) typical period doubling state; (c) pulse duration versus gain

需要指出的是,以上仿真结果是通过引入滤波器来实现的,这种滤波器的中心波长随着增益的变化而移动。当实验观测到 DSR 脉冲压窄现象时,除了 DSR 脉冲光谱的波长漂移,还伴随有拉曼谱的产生^[67]。因为拉曼谱成分会与 DSR 脉冲分享腔内增益,所以更精确的仿真模型还需要考虑拉曼效应对 DSR 脉冲演变的影响。

3.3 光谱滤波对 DSR 脉冲的影响

2018 年,Zhao 等^[71]报道了有关斜顶 DSR 的实验和仿真结果,探究了光谱滤波效应对 DSR 脉冲产生的影响,为 DSR 的研究提供了新的思路,同时加深了人

们对 DSR 脉冲的了解。他们在实验中观测到了与普通的 DSR 脉冲不同的斜顶 DSR 脉冲,如图 9 所示,DSR 脉冲的前后沿具有不同的强度,因此 DSR 脉冲的顶部呈现出倾斜的状态。图 9 描述的是一个左倾斜 DSR 脉冲,其光谱相较于普通的 DSR 脉冲来说,中心波长不再位于矩形基座的中心位置,而是发生了偏移,这种现象是腔内光谱滤波造成的结果,随后他们对这种斜顶 DSR 现象与光谱滤波进行了数值仿真与探究。

图 10 给出了仿真的相关结果,与传统的高斯型滤波器相比,复杂斯威夫特-霍恩贝格方程(CSHE)型滤波器下的光谱滤波作用会对 DSR 脉冲的光谱造成影

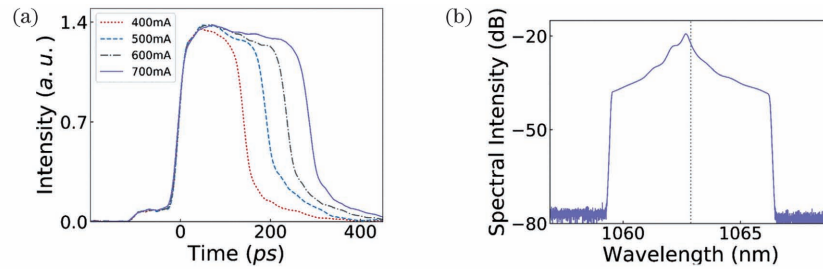


图 9 实验中观测到的左斜顶 DSR 脉冲在时域和频域中的演变^[71]。(a)时域;(b)频域

Fig. 9 Evolutions of left-tilt DSR pulse observed in experiment in time domain and frequency domain^[71]. (a) Time domain; (b) frequency domain

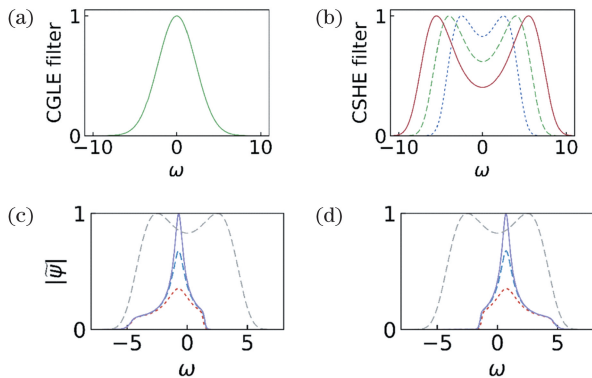


图 10 光谱形状对比^[71]。(a)普通 DSR 仿真使用的光谱形状;(b)斜顶 DSR 仿真使用的光谱形状;(c)左斜顶 DSR 的光谱;(d)右斜顶 DSR 的光谱

Fig. 10 Comparison of spectral shapes^[71]. (a) Spectral shape used for simulation of normal DSR; (b) spectral shapes used for simulation of tilt-top DSR pulse; (c) spectra of left-tilt DSR; (d) spectra of right-tilt DSR

响,使其尖峰的位置偏离了矩形基座的中心,进而在时域上表现为斜顶 DSR 脉冲。实验和仿真的结果表明,光谱滤波效应对 DSR 脉冲有很大的影响,如果能对光谱滤波曲线进行人为的设计,那么就可以在实验上对 DSR 脉冲的形状进行控制。

4 DSR 光纤激光器的发展前景与展望

近几十年来,全光纤结构的锁模光纤激光器由于其结构紧凑、工作性能稳定等特点,在激光加工^[72-74]、激光医疗^[75-78]和超连续谱产生^[79]等应用各领域备受青睐。

DSR 光纤激光器以 DSR 脉冲作为输出载体,同时具备了光纤激光器的稳定性以及 DSR 脉冲易于获取高能量脉冲的特性。脉冲的时域展宽作为 DSR 光纤激光器独特的性能与优势,使其能在更大程度上得到稳定状态下的高能量单脉冲输出。显而易见,这种优势在后续的发展中会得到更加充分的利用。

DSR 脉冲从 2008 年被提出,经历了十几年的发展,在获得更大的脉冲峰值功率方面,始终保持着巨大的潜力。

无论是对锁模方式的改进或腔内结构的改良,还

是选择不同中心波段的掺杂光纤,关于 DSR 脉冲的研究始终朝着更高的脉冲能量方向迈进。通过对光谱滤波作用的进一步探究,我们可以有效地了解如何通过控制腔内的滤波效应来得到更高的脉冲能量输出,对 anti-DSR 现象更加深入的探索和研究在很大程度上帮助我们了解脉冲能量持续增长过程发生中断的原因,并进一步指导我们去规避这种现象,反过来帮助我们进一步提升脉冲能量。

除此以外,寻找新类型的 DSR 脉冲,例如工作在多模状态下的 DSR 脉冲,并对多模 DSR 的产生及特性进行探究,也有利于实现脉冲能量的进一步提升。

DSR 脉冲在时域上表现为脉冲展宽,若脉冲宽度能够增加到填满整个时间间隔,即占空比达到 100%,此时脉冲可变回连续光状态,这对于光脉冲研究和连续光研究都具有指导意义,同时也为 DSR 光纤激光器研究提供了一个新的思路。除了着眼于脉冲能量这个性能指标,同样也可以将目光放在脉冲的占空比等其他特性上,DSR 脉冲仍然具有很多值得我们深入探索的未知性能。

参 考 文 献

- [1] 姜会林, 江伦, 宋延嵩, 等. 一点对多点同时空间激光通信光学跟瞄技术研究[J]. 中国激光, 2015, 42(4): 0405008. Jiang H L, Jiang L, Song Y S, et al. Research of optical and APT technology in one-point to multi-point simultaneous space laser communication system [J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(4): 0405008.
- [2] Shenoy M, Huang H Y. An optical fiber-based corrosion sensor based on laser light reflection[J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7647: 76473O.
- [3] Agrež V, Petkovšek R. Gain-switched Yb-doped fiber laser for microprocessing[J]. Applied Optics, 2013, 52(13): 3066-3072.
- [4] Barton S N, Janoff K A, Bakos G J. Medical laser fiber optic cable having improved treatment indicators for BPH surgery: US20040034342[P]. 2004-02-19.
- [5] Falconi M C, Palma G, Starecki F, et al. Novel pumping schemes of Mid-IR photonic crystal fiber lasers for aerospace applications [C] // 2016 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), July 10-14, 2016, Trento, Italy. New York: IEEE Press, 2016.
- [6] Campanelli S L, Casalino G, Mortello M, et al. Microstructural characteristics and mechanical properties of Ti₆Al₄V alloy fiber laser welds[J]. Procedia CIRP, 2015, 33: 428-433.
- [7] Whitenett G, Stewart G, Yu H B, et al. Investigation of a tuneable mode-locked fiber laser for application to multipoint gas

- spectroscopy[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2004, 22(3): 813-819.
- [8] Maiti D, Brandt-Pearce M. Modified nonlinear decision feedback equalizer for long-haul fiber-optic communications[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2015, 33(18): 3763-3772.
- [9] Tamura K, Haus H A, Ippen E P. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser [J]. *Electronics Letters*, 1992, 28(24): 2226-2228.
- [10] Kelly S M J. Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton[J]. *Electronics Letters*, 1992, 28(8): 806-807.
- [11] Nelson L E, Jones D J, Tamura K, et al. Ultrashort-pulse fiber ring lasers[J]. *Applied Physics B*, 1997, 65(2): 277-294.
- [12] Hasegawa A, Tappert F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion[J]. *Applied Physics Letters*, 1973, 23(3): 142-144.
- [13] Zakharov V E, Shabat A B. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media [J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1972, 34: 62-69.
- [14] Tamura K, Ippen E P, Haus H A, et al. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser [J]. *Optics Letters*, 1993, 18(13): 1080-1082.
- [15] Ruhl A, Kuhn V, Wandt D, et al. Normal dispersion erbium-doped fiber laser with pulse energies above 10 nJ [J]. *Optics Express*, 2008, 16(5): 3130-3135.
- [16] Anderson D, Desaix M, Karlsson M, et al. Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1993, 10(7): 1185-1190.
- [17] Peacock A C, Kruhlak R J, Harvey J D, et al. Solitary pulse propagation in high gain optical fiber amplifiers with normal group velocity dispersion [J]. *Optics Communications*, 2002, 206(1/2/3): 171-177.
- [18] Nie B, Pestov D, Wise F W, et al. Generation of 42-fs and 10-nJ pulses from a fiber laser with self-similar evolution in the gain segment[J]. *Optics Express*, 2011, 19(13): 12074-12080.
- [19] Zhao L M, Tang D Y, Wu J. Gain-guided soliton in a positive group-dispersion fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(12): 1788-1790.
- [20] Chong A, Renninger W H, Wise F W. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(16): 2408-2410.
- [21] Lefrançois S, Kieu K, Deng Y J, et al. Scaling of dissipative soliton fiber lasers to megawatt peak powers by use of large-area photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(10): 1569-1571.
- [22] Song Y F, Chen S, Zhang Q, et al. Vector soliton fiber laser passively mode locked by few layer black phosphorus-based optical saturable absorber[J]. *Optics Express*, 2016, 24(23): 25933-25942.
- [23] Guo B, Wang S H, Wu Z X, et al. Sub-200 fs soliton mode-locked fiber laser based on bismuthene saturable absorber[J]. *Optics Express*, 2018, 26(18): 22750-22760.
- [24] Song Y F, Shi X J, Wu C F, et al. Recent progress of study on optical solitons in fiber lasers [J]. *Applied Physics Reviews*, 2019, 6(2): 021313.
- [25] Chang W, Ankiewicz A, Soto-Crespo J M, et al. Dissipative soliton resonances [J]. *Physical Review A*, 2008, 78(2): 023830.
- [26] Wu X, Tang D Y, Zhang H, et al. Dissipative soliton resonance in an all-normal-dispersion erbium-doped fiber laser[J]. *Optics Express*, 2009, 17(7): 5580-5584.
- [27] Li D J, Tang D Y, Zhao L M, et al. Mechanism of dissipative-soliton-resonance generation in passively mode-locked all-normal-dispersion fiber lasers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2015, 33(18): 3781-3787.
- [28] 刘思敏. 矩形脉冲被动锁模掺铽光纤激光器[D]. 南京: 南京邮电大学, 2020.
- Liu S M. Rectangular pulse passively mode-locked thulium doped fiber laser[D]. Nanjing: Nanjing University of Posts and Telecommunications, 2020.
- [29] Kim D, Lee B W, Kim J. Polarization-maintaining (PM) nonlinear-amplifying-loop-mirror (NALM) mode-locked fiber laser utilizing a 3x3 coupler [J]. *Proceedings of SPIE*, 2019, 10897: 385-390.
- [30] Ibarra-Escamilla B, Pottiez O, Kuzin E A, et al. Experimental investigation of a passively mode-locked fiber laser based on a symmetrical NOLM with a highly twisted low-birefringence fiber [J]. *Laser Physics*, 2008, 18(7): 914-919.
- [31] Du T J, Luo Z Q, Yang R H, et al. 1.2-W average-power, 700-W peak-power, 100-ps dissipative soliton resonance in a compact Er:Yb co-doped double-clad fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 462-465.
- [32] Semaan G, Braham F B, Fourmont J, et al. 10 μ J dissipative soliton resonance square pulse in a dual amplifier figure-of-eight double-clad Er:Yb mode-locked fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(20): 4767-4770.
- [33] Krzempek K, Abramski K. 6.5 μ J pulses from a compact dissipative soliton resonance mode-locked erbium-ytterbium double clad (DC) laser[J]. *Laser Physics Letters*, 2017, 14(1): 015101.
- [34] Wang S K, Ning Q Y, Luo A P, et al. Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked figure-eight fiber laser[J]. *Optics Express*, 2013, 21(2): 2402-2407.
- [35] Duan L N, Liu X M, Mao D, et al. Experimental observation of dissipative soliton resonance in an anomalous-dispersion fiber laser[J]. *Optics Express*, 2012, 20(1): 265-270.
- [36] Liu L, Liao J H, Ning Q Y, et al. Wave-breaking-free pulse in an all-fiber normal-dispersion Yb-doped fiber laser under dissipative soliton resonance condition [J]. *Optics Express*, 2013, 21(22): 27087-27092.
- [37] Seong N H, Kim D Y. Experimental observation of stable bound solitons in a figure-eight fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(15): 1321-1323.
- [38] Tang D Y, Zhao B, Shen D Y, et al. Compound pulse solitons in a fiber ring laser [J]. *Physical Review A*, 2003, 68(1): 013816.
- [39] Grudinin A B, Richardson D J, Payne D N. Energy quantisation in figure eight fibre laser[J]. *Electronics Letters*, 1992, 28(1): 67-68.
- [40] Krzempek K. Dissipative soliton resonances in all-fiber Er-Yb double clad figure-8 laser [J]. *Optics Express*, 2015, 23(24): 30651-30656.
- [41] Wang Y F, Li L, Zhao J Q, et al. Unusual evolutions of dissipative-soliton-resonance pulses in an all-normal dispersion fiber laser[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2019, 11(1): 1500509.
- [42] Aguergaray C, Broderick N G R, Erkintalo M, et al. Mode-locked femtosecond all-normal all-PM Yb-doped fiber laser using a nonlinear amplifying loop mirror [J]. *Optics Express*, 2012, 20(10): 10545-10551.
- [43] Erkintalo M, Aguergaray C, Runge A, et al. Environmentally stable all-PM all-fiber giant chirp oscillator [J]. *Optics Express*, 2012, 20(20): 22669-22674.
- [44] Aguergaray C, Hawker R, Runge A F J, et al. 120 fs, 4.2 nJ pulses from an all-normal-dispersion, polarization-maintaining, fiber laser [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(12): 121111.
- [45] Ding E, Grelu P, Kutz J N. Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(7): 1146-1148.
- [46] Zhang X M, Gu C, Chen G L, et al. Square-wave pulse with ultra-wide tuning range in a passively mode-locked fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(8): 1334-1336.
- [47] Yang J H, Guo C Y, Ruan S C, et al. Observation of dissipative soliton resonance in a net-normal dispersion figure-of-eight fiber laser[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2013, 5(3): 1500806.
- [48] Li X L, Zhang S M, Zhang H X, et al. Highly efficient

- rectangular pulse emission in a mode-locked fiber laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2014, 26(20): 2082-2085.
- [49] Huang Y Z, Luo Z Q, Xiong F F, et al. Direct generation of 2 W average-power and 232 nJ picosecond pulses from an ultra-simple Yb-doped double-clad fiber laser[J]. Optics Letters, 2015, 40(6): 1097-1100.
- [50] Zhao J Q, Ouyang D Q, Zheng Z J, et al. 100 W dissipative soliton resonances from a thulium-doped double-clad all-fiber-format MOPA system[J]. Optics Express, 2016, 24(11): 12072-12081.
- [51] Krzempek K, Sotor J, Abramski K. Compact all-fiber figure-9 dissipative soliton resonance mode-locked double-clad Er:Yb laser[J]. Optics Letters, 2016, 41(21): 4995-4998.
- [52] Krzempek K, Abramski K. Dissipative soliton resonance mode-locked double clad Er:Yb laser at different values of anomalous dispersion[J]. Optics Express, 2016, 24(20): 22379-22386.
- [53] Braham F B, Semaan G, Bahloul F, et al. Experimental optimization of dissipative soliton resonance square pulses in all anomalous passively mode-locked fiber laser[J]. Journal of Optics, 2017, 19(10): 105501.
- [54] Kharitonov S, Brès C S. All-fiber dissipative soliton resonance mode-locked figure-9 thulium-doped fiber laser [C] // 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), June 25-29, 2017, Munich, Germany. New York: IEEE Press, 2017.
- [55] Cai J H, Chen S P, Hou J. 1.1-kW peak-power dissipative soliton resonance in a mode-locked Yb-fiber laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2017, 29(24): 2191-2194.
- [56] Dou Z Y, Zhang B, He X, et al. High-power and large-energy dissipative soliton resonance in a compact Tm-doped all-fiber laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2019, 31(5): 381-384.
- [57] 孙旭, 贾东方, 李梓豪, 等. 长腔被动锁模掺镱光纤激光器的方波脉冲产生[J]. 中国激光, 2020, 47(1): 0101003.
Sun X, Jia D F, Li Z H, et al. Generation of square pulses in passively mode-locked ytterbium-doped fiber laser with long cavity[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(1): 0101003.
- [58] 徐震, 贾东方, 李梓豪, 等. 反常和正常色散区被动锁模掺镱光纤激光器的方波脉冲产生[J]. 中国激光, 2020, 47(12): 1201006.
Xu Z, Jia D F, Li Z H, et al. Generation of square pulses at both anomalous and normal dispersion regimes in passively mode-locked erbium-doped fiber laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(12): 1201006.
- [59] Zou J, Dong C, Wang H, et al. Towards visible-wavelength passively mode-locked lasers in all-fiber format[J]. Light: Science & Applications, 2020, 9: 61.
- [60] 陈河, 周峰, 雷成敏, 等. 哑铃形高功率全保偏大模场掺镱锁模光纤激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(3): 0315003.
Chen H, Zhou F, Lei C M, et al. High-power all-polarization-maintaining large-mode-area dumbbell-shaped, ytterbium-doped mode-locked fiber laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(3): 0315003.
- [61] Zhao L M, Tang D Y, Zhao B. Period-doubling and quadrupling of bound solitons in a passively mode-locked fiber laser[J]. Optics Communications, 2005, 252(1/2/3): 167-172.
- [62] Zhao L M, Tang D Y, Cheng T H, et al. Period-doubling of multiple solitons in a passively mode-locked fiber laser[J]. Optics Communications, 2007, 273(2): 554-559.
- [63] Zhao L M, Tang D Y, Cheng T H, et al. Period-doubling of dispersion-managed solitons in an Erbium-doped fiber laser at around zero dispersion[J]. Optics Communications, 2007, 278(2): 428-433.
- [64] Zhao L M, Tang D Y, Wu X, et al. Period-doubling of gain-guided solitons in fiber lasers of large net normal dispersion[J]. Optics Communications, 2008, 281(13): 3557-3560.
- [65] Zhao L M, Tang D Y, Zhang H, et al. Period-doubling of vector solitons in a ring fiber laser[J]. Optics Communications, 2008, 281(22): 5614-5617.
- [66] Du W X, Li H P, Lü Y J, et al. Period doubling of dissipative-soliton-resonance pulses in passively mode-locked fiber lasers[J]. Frontiers in Physics, 2020, 7: 253.
- [67] Wang Y F, Su L, Wang S, et al. Breach and recurrence of dissipative soliton resonance during period-doubling evolution in a fiber laser[J]. Physical Review A, 2020, 102(1): 013501.
- [68] Hua L M, Wang S, Yang X, et al. Period doubling of multiple dissipative-soliton-resonance pulses in a fibre laser[J]. OSA Continuum, 2020, 3(4): 911-920.
- [69] Cheng Z, Klimczak M, Buczyński R, et al. Period doubling and merging of multiple dissipative-soliton-resonance pulses in a fiber laser[J]. Applied Optics, 2021, 60(12): 3322-3326.
- [70] Liu C H, Klimczak M, Buczyński R, et al. Pulse shrinkage of dissipative-soliton-resonance pulses with or without period doubling[J]. Optics Communications, 2022, 512: 128071.
- [71] Zhao L M, Li D J, Li L, et al. Route to larger pulse energy in ultrafast fiber lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2018, 24(3): 8800409.
- [72] Scholle K, Lamrini S, Koopmann P, et al. 2 μm laser sources and their possible applications[M] // Frontiers in guided wave optics and optoelectronics. Rijeka: InTech, 2010.
- [73] Mingareev I, Weirauch F, Olowinsky A, et al. Welding of polymers using a 2 μm thulium fiber laser[J]. Optics & Laser Technology, 2012, 44(7): 2095-2099.
- [74] 杨永强, 吴世彪, 张越, 等. 光纤激光器在金属增材制造中的应用进展及展望[J]. 中国激光, 2020, 47(5): 0500012.
Yang Y Q, Wu S B, Zhang Y, et al. Application progress and prospect of fiber laser in metal additive manufacturing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(5): 0500012.
- [75] Ludwig H C, Kruschat T, Knobloch T, et al. First experiences with a 2.0- μm near infrared laser system for neuroendoscopy[J]. Neurosurgical Review, 2007, 30(3): 195-201.
- [76] Passacantilli E, Anichini G, Delfino C P, et al. Use of 2- μm continuous-wave thulium laser for surgical removal of a tentorial meningioma: case report[J]. Photomedicine and Laser Surgery, 2011, 29(6): 437-440.
- [77] Dray X, Donatelli G, Krishnamurty D M, et al. A 2- μm continuous-wave laser system for safe and high-precision dissection during NOTES procedures[J]. Digestive Diseases and Sciences, 2010, 55(9): 2463-2470.
- [78] 郑志坚. 掺铽光纤激光器及其在全光纤化中红外超连续谱光源中的应用[D]. 深圳: 深圳大学, 2018.
Zheng Z J. Study on thulium-doped fiber laser and its application in all-fiber MIR supercontinuum generation[D]. Shenzhen: Shenzhen University, 2018.
- [79] 王楠. 基于耗散孤子共振脉冲的短波增强超连续谱光源[D]. 长沙: 国防科技大学, 2017.
Wang N. Ultraviolet-enhanced supercontinuum generation with a fiber laser operating in dissipative soliton resonance region[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2017.

Research Status and Progress of Dissipative Soliton Resonance Pulsed Fiber Lasers

Liu Chenghao, Cao Yiqing, Tang Xiahui, Tang Ming, Zhao Luming*

Optics Valley Laboratory, Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, Hubei, China

Abstract

Significance A dissipative soliton resonance (DSR) pulse is a special output pulse from a mode-locked fiber laser. The pulse duration increases linearly with the increase of the pump power. At the same time, the peak power of the pulse is clamped, which means the pulse energy increases linearly. With the development of mode-locking technologies and rare-earth element doping technologies, DSR fiber lasers have been developed rapidly. As we all know that in the past few decades, various pulse shaping mechanisms have been successively proposed to improve the pulse energy from a fiber laser. Soliton is the first to be proposed and the pulse can maintain its shape when propagating in a laser cavity. However, the output pulse has a low pulse energy and is easy to break. Subsequently, a dispersion-managed soliton is proposed and by controlling the dispersion map in the cavity, one can get a pulse with a higher energy. Further, the self-similar and gain-guided soliton has been reported, and the dissipative solitons operating in the normal dispersion region have been subsequently observed experimentally. On this basis, the dissipative soliton resonance pulse has been confirmed by theoretical prediction and experimental observation. The research on DSR pulses is of great significance because the DSP pulse possess the potential to achieve a larger pulse energy. The properties of DSR fiber lasers under various laser cavity structures and various mode-locking methods have been investigated, and the DSR pulses with different center wavelengths have been realized. In addition, the research on the evolution characteristics of a DSR pulse in a cavity has also attracted lots of attention in recent years. Some anti-DSR phenomena including period doubling (PD) and pulse shrinkage are observed and explored. These studies can help us better understand the developing characteristics of DSR pulses, and find a way to further improve the pulse energy.

Progress We first introduce the research background of DSR pulses, then illustrate the pulse generation mechanism and the corresponding characteristics. The DSR fiber lasers under different mode-locking mechanisms are summarized. Finally, the state-of-the-art research status and potential applications are comprehensively illustrated. This paper discusses and compares the output characteristics, advantages, and disadvantages of different mode-locked DSR fiber lasers. The performance of the existing DSR fiber lasers is discussed and analyzed, and the anti-DSR phenomena and the influence of the spectral filtering on the DSR pulses are also discussed. Under ideal conditions in time domain, the DSR pulse duration is linearly proportional to the gain. In other words, the DSR pulse is broadened in the increase process of gain, and so does the corresponding pulse energy. However, some phenomena that contradict theoretical predictions have been experimentally observed. The first is PD, a classical property of a nonlinear system. The DSR pulses are theoretically immune to the appearance of PD as the DSR pulses have clamped peak powers with the increase of pump power, while PD is a nonlinear threshold effect. However, the PD phenomenon has been experimentally observed and numerically demonstrated. In addition to the periodic bifurcation of a single pulse, the periodic bifurcation under the double-pulse and multi-pulse states has also been observed. The study of the periodic bifurcation state can help us to understand the DSR pulse more comprehensively and to avoid this nonlinear effect for efficiently boosting the pulse energy further. Pulse shrinkage is another anti-DSR phenomenon. As the gain continues to increase, the DSR pulse is not broadened but narrowed. In the simulation, by constructing a filter whose center wavelength varies with the effective gain, one can obtain the shrinkage phenomenon similar to the experimental results. In addition, by adjusting the parameters, we further observe DSR pulse shrinkage in the PD state. The exploration of this phenomenon is helpful for us to understand the hindrance in the energy increase process of a DSR pulse.

Conclusions and Prospects DSR pulses have a broad application prospect in the fields of laser processing and laser medical treatment, and also have a great potential in obtaining high energies. Whether different mode-locking methods and intra-cavity structures are used or doped fibers at different wavelength ranges are adopted, researches on DSR pulses have always been in pursuit of higher and higher pulse energies. By exploring the DSR properties, one can comprehensively understand how to control the filtering effect in the cavity to obtain a higher pulse energy. The investigation on the anti-DSR phenomena can help us to understand the physical mechanism for the interruption of the continuous increase of pulse energy, and can further guide us to avoid this phenomenon, which in turn helps us to further improve the achievable pulse energy. In addition, finding new types of DSR pulses, such as considering DSR pulses operating in a multi-mode state, and exploring the generation and characteristics of a multi-mode DSR, are also conducive to further improve the pulse energy.

Key words lasers; passive mode-locking technology; dissipative soliton resonance pulses; fiber lasers