

激光与光电子学进展

基于主动光场调控的超快光纤激光器研究进展(特邀)

刘嘉豪[†], 罗智超^{*†}, 张泽贤, 杨奕涛, 伍代轩, 刘萌, 罗爱平, 徐文成

华南师范大学信息光电子科技学院, 广东 广州 510006

摘要 综述了近期基于腔内空间光调制器的超快光纤激光器的研究进展,总结了目前基于腔内空间光调制器的超快光纤激光器所能实现的基本功能和输出特性,同时介绍了本课题组基于腔内空间光调制器的研究成果,最后对腔内空间光调制器驱动的超快光纤激光器的发展趋势和应用前景进行了展望。

关键词 激光器; 超快光纤激光器; 空间光调制器; 光场调控; 脉冲整形; 色散管理

中图分类号 O437 文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP232478

Recent Progress of Ultrafast Fiber Lasers Based on Active Light Field Modulation (Invited)

Liu Jiahao[†], Luo Zhichao^{*†}, Zhang Zexian, Yang Yitao, Wu Daixuan, Liu Meng, Luo Aiping, Xu Wencheng

School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, Guangdong, China

Abstract We provide a recent overview of the research progress in ultrafast fiber lasers incorporating intracavity spatial light modulator (SLM). We summarize the fundamental functions and output characteristics of ultrafast fiber lasers based on intracavity SLM and introduce the research achievement of the author's research group regarding intracavity SLM. Finally, we offer outlook into the developmental trends and potential applications of ultrafast fiber lasers based on intracavity SLM.

Key words lasers; ultrafast fiber laser; spatial light modulator; optical field modulation; pulse shaping; dispersion management

1 引言

超短脉冲激光器作为激光器领域的一个重要分支,具有高峰值功率、窄脉冲宽度和宽光谱等显著特点。而光纤激光器是一种光束质量高、长期稳定性好和小型轻量化的激光器,作为产生超短脉冲的平台,有着显著的优势,至今已在测量通信^[1-2]、激光加工^[3-4]、生物医学^[5-6]和显微成像^[7-8]等领域得到广泛研究和应用。随着传输脉冲功率的提高,光纤内会出现各种影响脉冲演化的非线性效应,过量的非线性效应积累会对脉冲的稳定传输产生不利的影响,因此输出稳定超短脉冲的关键就在于如何使谐振腔内的非线性效应、色散、增益和损耗之间的相互作用达到平衡^[9]。通过对这些

相互作用的腔内参数进行人为调控,就能对输出脉冲的时域波形、频谱宽度和锁模机制等进行调控。例如:通过使用不同掺杂成分的有源增益光纤,能够实现不同波段的脉冲输出^[10-12];通过改变谐振腔内光纤色散,可以分别实现传统孤子^[13]、色散管理孤子^[14]、自相似脉冲^[15]和耗散孤子^[16]的输出;通过非保偏光纤谐振腔内引入局部保偏的混合结构,可以实现近无啁啾的双折射管理孤子输出^[17]。

此外,自1970年 Margerum 等^[18]提出第一个光导型透射式液晶空间光调制器(SLM)起,空间光调制器凭借其易上手、低损耗、高集成和高刷新率等特点,开始普遍用于实现光束整形^[19]和色散补偿^[20]等光波调制操作。空间光调制器能在外加场的控制下,通过电光

收稿日期: 2023-11-13; 修回日期: 2023-12-06; 录用日期: 2023-12-11; 网络首发日期: 2023-12-22

基金项目: 国家自然科学基金(11874018, 11974006, 61805084, 61875058)、广东省自然科学基金(2022A1515011760, 2021A1515012315)

通信作者: *zcluo@scnu.edu.cn

[†] 共同第一作者

效应改变其中每个像素里液晶分子的光学特性,从而实现透射或反射光场的振幅、相位或偏振态的调制^[21]。目前空间光调制器的使用场景一般有两种:一种是将空间光调制器放置于激光器谐振腔外,利用空间光调制器对激光器输出的脉冲进行光场调控,使得作用后的脉冲能满足不同的使用需求,这在波前整形^[22]、微图形处理^[23]、精密加工^[24]、人工智能神经技术^[25]和多模模式耦合与偏振控制^[26]等前沿领域受到了持续关注;另外一种是将空间光调制器放在激光器谐振腔中,使之成为一个能调节腔内参数的元件,给激光器加以内部的主动光场调控,以达到激光器能直接输出所需脉冲特性的目的。

本文综述了国内外基于主动光场调控的超快光纤激光器的最新研究进展,同时综合本课题组在该方向的最新成果,对该方向未来的发展前景进行展望。这些工作有助于提高光纤激光器的输出性能并按需改变输出特性,帮助人们深入理解光纤激光器谐振腔中的物理机制,为未来光纤激光器的研究提供参考。笔者相信,空间光调制器在腔内外的使用场景和使用方法将随着其发展得到进一步的拓展,展现出更加广阔的应用前景。

2 空间光调制器原理

最常见的空间光调制器是基于液晶的空间光调制器,在外加信号的控制下,液晶空间光调制器能够实现对入射光的振幅、相位和偏振态进行精确动态调节,是一种损耗低、集成度高、刷新频率高的调制器件。液晶空间光调制器的工作面是由许多独立单元排布组成的阵列,每个像素单元都由许多条状的液晶构成,也正是

液晶独特的光学特性使得液晶空间光调制器具有了调制光场的能力。液晶光调制器根据工作方式可分为透射式和反射式,相比于透射式,光束入射到反射式的液晶光调制器后,将在液晶分子里往返一个来回并受到两次调制,因此反射式比透射式对光束有更高的光利用率。虽然液晶有易操控、高分辨等优点,但受限于排列方式的松弛特性,其刷新频率相对较低,针对高刷新频率的使用需求,研究人员将铁电液晶用于制作像素单元,可实现更高量级的刷新频率^[27]。

液晶独特的光学特性来源于分子的非对称结构,因此液晶的折射率和电导率具有各向异性,使得液晶对外场的变化较为敏感。通过控制外加电场,能改变液晶的分子取向结构,进而改变液晶的光学性质。这种特性让液晶具有多种电光效应,这里主要介绍能调制光相位的电控双折射效应和调制光强度的扭曲向列效应。

电控双折射效应主要通过改变液晶的折射率来实现相位调制。向列型液晶的长轴在初始状态下沿同一方向平行排列,当改变外加电场的强度时,液晶的长轴会根据电场的强度、沿着电场的方向发生不同角度的偏转,进而导致整体介质的折射率发生变化,影响入射光的光程差,给入射光带来不同的相位延迟,实现对入射光的相位调制。而扭曲向列效应则主要通过改变入射光的偏振态来实现强度调制。在液晶层两侧放置偏振方向相互垂直的两块偏振片,光束入射至第一块偏振片后变为线偏振光,此时就可以通过改变外加电场的强度,改变液晶层中液晶的排列方式(图 1),进而改变入射光偏振方向,通过控制其与第二块偏振片偏振方向的夹角,改变出射光的强度,可实现对光束的强度调制。

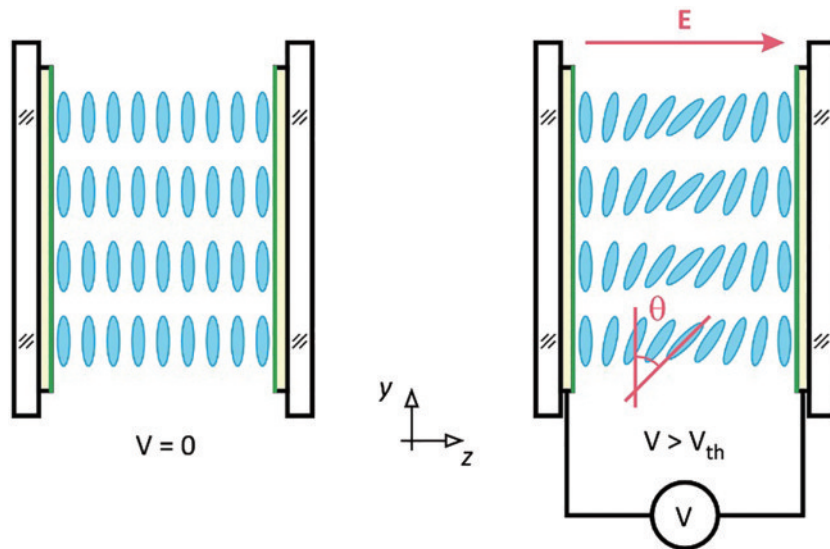


图 1 通过改变外加电场来改变液晶排列的示意图^[28]

Fig. 1 Diagram of changing arrangement of liquid crystals by changing applied electric field^[28]

液晶空间光调制器的使用一般还需要依托于 $4f$ 系统或一对衍射光栅。 $4f$ 系统和衍射光栅对可以将光信号的频域信息展开到空间上,实现空-频对应。只要

将液晶空间光调制器放置到 $4f$ 系统或衍射光栅对的傅里叶变换面上,液晶空间光调制器的操作面上的每个像素点就能够实现对特定频率的强度或相位调制,

再通过逆变换重构,就实现对一个光信号中不同频率成分的独立调控,进而实现对整个光场的调控作用。

3 基于主动光场调控的超快光纤激光器研究进展

在过去,当研究人员想要调整光纤激光器的输出类型、输出重复频率、输出脉冲在时域或频域上的形状和宽度时,往往需要直接改变光纤激光器的泵浦功率或物理结构(如加入滤波器、改变光纤的长度等),无法做到对腔内参数的实时动态调控。自 1997 年来,SLM 被广泛应用于在谐振腔外对脉冲的调控^[21,29],但 SLM 被放置在谐振腔内时,将会起到完全不同的效果,SLM 成为了一个能动态调控并重构谐振腔内非线性色散元件,可以实现在更高维度上对激光器输出参数的控制。

3.1 通过腔内 SLM 调控激光器的输出特性

2009 年, Schröder 等^[30]基于耗散四波混频锁模机制和腔内 SLM 调控,实现了中心波长和重复频率可调

谐的被动锁模光纤激光器。其中腔内的 SLM 起着带通滤波器的作用,引入频率的强度调制,相当于给谐振腔加入一个 Fabry-Perot(FP)类型的滤波器,并要求 FP 型滤波器的中心在腔的两个模式中间,这样可激发四波混频并确保只有两个中心模式经历净增益,有效防止能量转移回中心模式并打破相位关系。在保证锁模状态的同时,这个 FP 型滤波器的中心决定了谐振腔输出的中心波长,而 FP 型滤波器的自由光谱范围(FSR)决定了输出的重复频率,如图 2(a)所示,将 FP 型滤波器的 FSR 设为 160 GHz,中心波长设为 1561.5 nm,得到图 2(b)中脉冲宽度为 2.3 ps、脉冲间隔为 6.25 ps 的脉冲序列。图 2(b)、(e)、(g)分别对应重复频率为 160 GHz、40 GHz、640 GHz 时的输出自相关迹。图 2(c)中的中心波长为 1542 nm,该腔具有 20 nm 的中心波长调谐范围,也说明基于 SLM 的腔内中心波长调控远优于可拉伸光纤布拉格光栅。图 2(d)中 FSR 为 40 GHz,图 2(f)中 FSR 为 640 GHz,证明了该腔的重复频率可在 40~640 GHz 范围内调节。

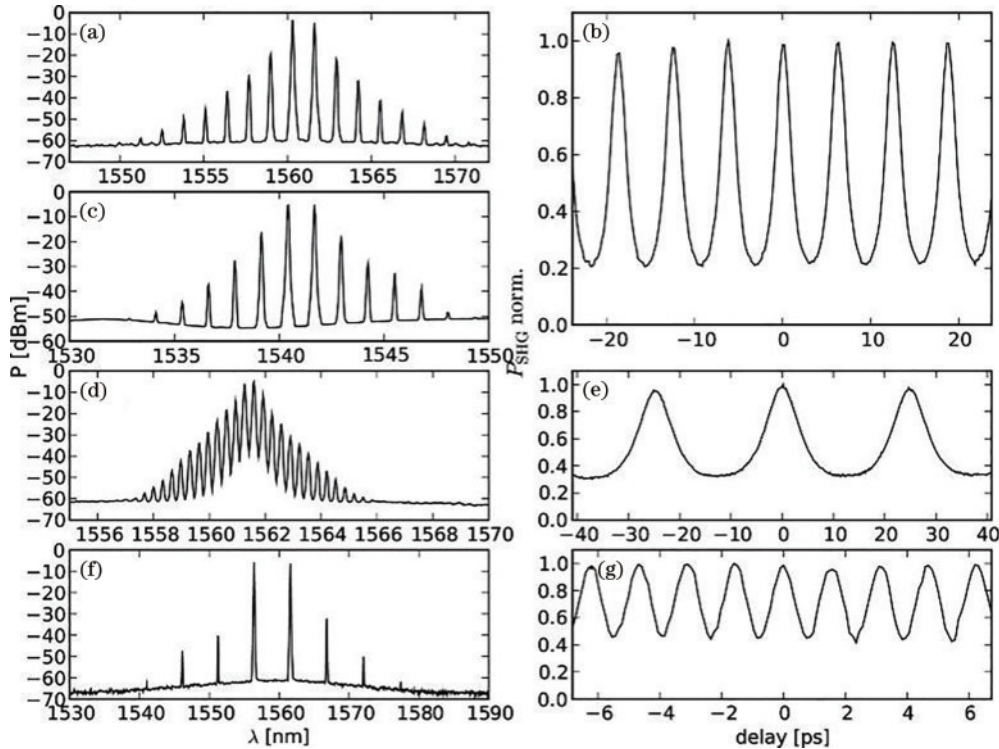


图 2 激光器的输出光谱和自相关迹^[30]。(a)重复频率为 160 GHz、中心波长为 1561.5 nm 的输出光谱;(c)重复频率为 160 GHz、中心波长为 1542 nm 的输出光谱;(d)重复频率为 40 GHz、(f)重复频率为 640 GHz 的输出光谱;(b) 160 GHz、(e) 40 GHz、(g) 640 GHz 重复频率对应的输出自相关迹

Fig. 2 Output spectra and autocorrelation traces of laser^[30]. (a) Output spectrum with 160 GHz repetition rate and 1561.5 nm wavelength; (c) output spectrum with 160 GHz repetition rate and 1542 nm wavelength; output spectra with (d) 40 GHz repetition rate and (f) 640 GHz repetition rate; output autocorrelation traces of different repetition rates at repetition rate of (b) 160 GHz, (e) 40 GHz, and (g) 640 GHz

除了直接利用 SLM 的强度调制给腔内引入特定滤波器外,还可以间接利用 SLM 的相位调制对腔内色散进行控制。光在腔中循环一圈后,不同频率会因色散而有不同的相位变化,此时只要将特定的相位曲线

函数载入 SLM,SLM 的相位调制就等效于在这点引入集总的色散补偿,实现了对腔内净色散的控制。2010 年,Schröder 等^[31]在文献[30]的基础上,通过改变腔内 SLM 引入的相位曲线的斜率,改变腔内净色散,

如图 3 所示。实验通过频率分辨光学开关(FROG)技术还原出脉冲的时域特性,图 3(c1)展示了当腔净色散

为负时输出的亮孤子,图 3(c2)展示了当腔净色散为正时输出的暗孤子,实验数据和理论仿真结果高度一致。

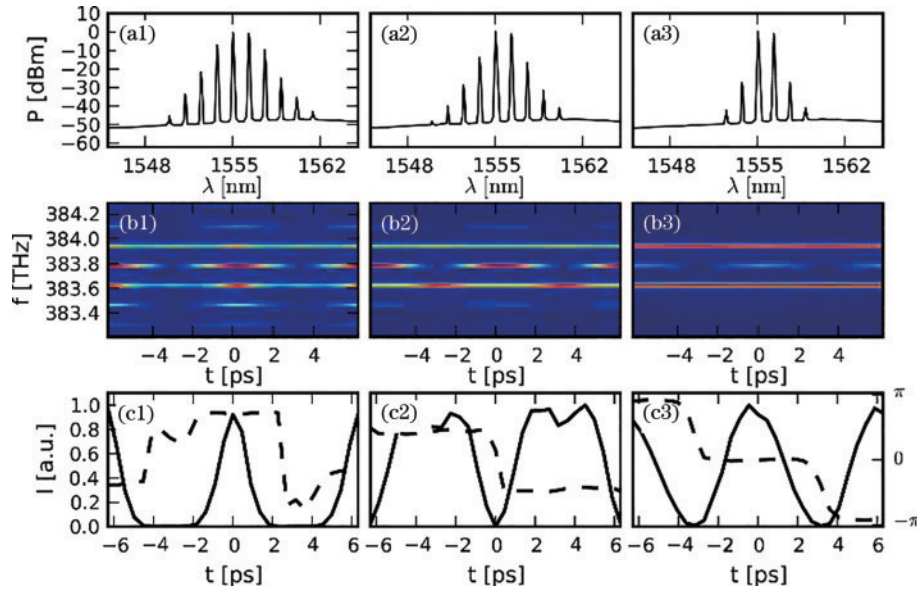


图 3 腔内净色散分别为 0.4 ps^2 、 0.5 ps^2 和 0.8 ps^2 时的输出^[31]。(a1)~(a3)光谱;(b1)~(b3) FROG 谱图;(c1)~(c3)从 FROG 中恢复的场强(实线)和相位(虚线)

Fig. 3 Output for different net dispersion values of 0.4 ps^2 , 0.5 ps^2 , and 0.8 ps^2 ^[31]. (a1)–(a3) Optical spectra; (b1)–(b3) FROG spectrograms; (c1)–(c3) recovered field intensity (solid) and phase (dashed) from FROG

Yang 等^[32]在 2014 年报道了一个基于腔内 SLM 调控色散的非线性偏振旋转(NPR)被动锁模光纤激光器,通过在 SLM 的传递函数中加入不同的群速度色散分布,实现了在不改变泵浦功率和腔物理结构的条件下对腔内净色散的调控,进而实现了对腔输出脉冲的脉宽和谱宽的调控。首先通过 SLM 的强度调制,设定一个中心波长为 1559 nm 且谱宽为 4 nm 的高斯型滤

波器,然后通过 SLM 的相位调制给腔内引入集总的色散补偿。在补偿前,谐振腔的净色散为 -0.363 ps/nm 。图 4(a)展示了通过控制 SLM 对腔内色散 αD_0 (其中 $D_0 = -0.614 \text{ ps/nm}$, α 为色散比例因子)进行补偿后的输出,当补偿值为 -1.54 ps/nm 到 0.338 ps/nm 时,能够实现稳定的自启动锁模。随着比例因子的减小,腔内净色散的绝对值减小,图 4(b)中输出脉冲光谱变

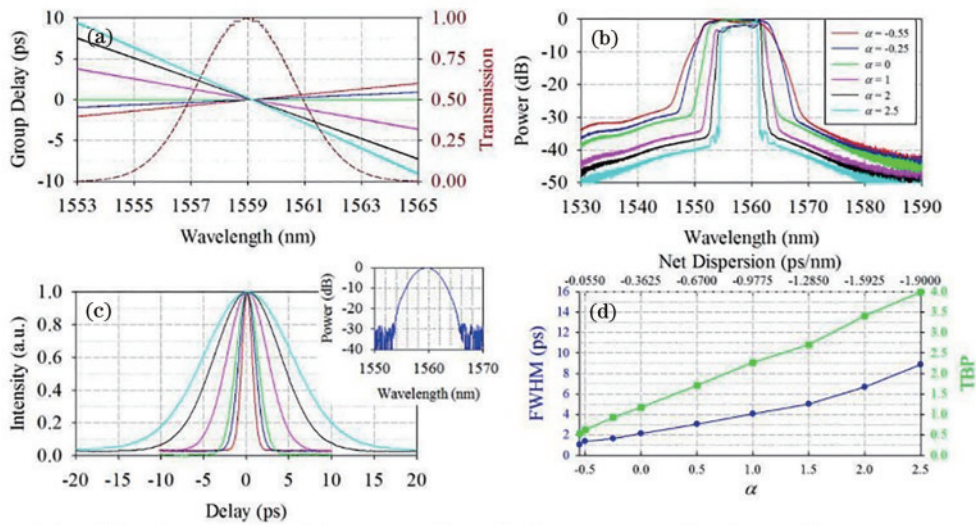


图 4 不同色散比例因子 α 调控下的腔输出^[32]。(a) SLM 的透过率曲线和不同色散下对应的群延时;(b) 进入 SLM 前的脉冲光谱;(c) 经过 SLM 后的自相关迹;(d) 经过 SLM 后的脉冲时域半峰全宽(FWHM)和脉冲的时间带宽积(TBP)

Fig. 4 Cavity outputs controlled by different dispersion scale factor α ^[32]. (a) Transmission of SLM and group delay corresponding to different dispersions; (b) pulse spectra before SLM; (c) autocorrelation traces after SLM; (d) FWHM and TBP of pulses after SLM

宽,图 4(c)中输出脉冲脉宽变窄,图 4(d)中输出脉冲的时间带宽积变小并接近变换极限。因此,SLM 在腔内可实现可调的滤波效果和色散补偿,受到了研究人员的重点关注。Boscolo 等^[33]报道了腔内 SLM 对脉冲时域的整形机制,通过改变 SLM 相位曲线的斜率,对腔内净色散进行调控,从而完成了对脉冲时间波形的整形,图 5 实现了脉冲在时域上的亮抛物线、暗抛物线、平顶、三角形和锯齿形包络,且整形结果在经过增益光纤后依然能在时域上保持形状,光谱也没有发生明显变化,说明整形后的脉冲可以更好地获得能量增益。

2016 年, Peng 等^[34]通过使用腔内 SLM,首次在不

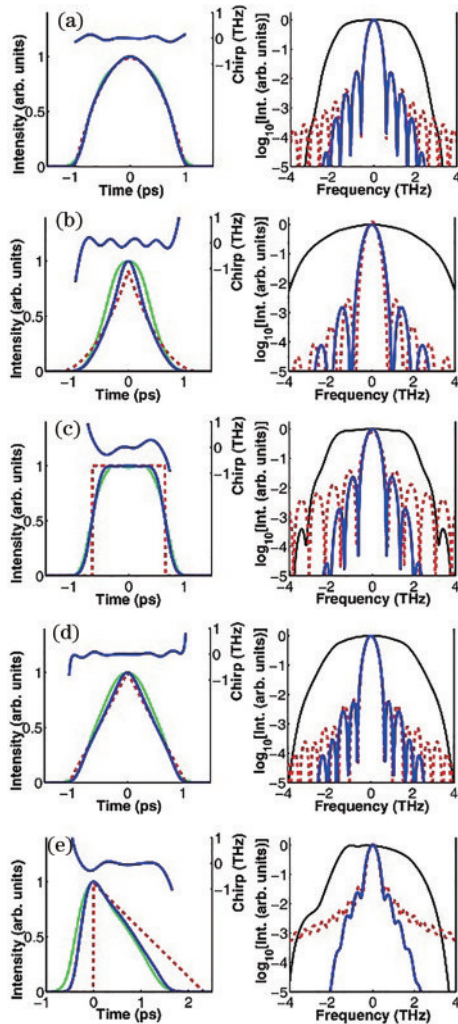


图 5 脉冲的时域波形、啁啾曲线以及光谱强度曲线,其中黑色实线为经过 SLM 前、蓝色实线为经过 SLM 后、红色虚线为整形目标、绿色实线为经过增益光纤后^[33]。(a)亮抛物线; (b)暗抛物线; (c)平顶; (d)三角形; (e)锯齿形

Fig. 5 Temporal intensity, chirp profiles, and spectral intensity profiles of pulse, with black solid lines corresponding to before SLM, blue solid lines corresponding to after SLM, dashed red lines corresponding to shaping target, and solid green lines corresponding to after gain fiber^[33]. (a) Bright parabolic line; (b) dark parabolic line; (c) flat-top; (d) triangular; (e) saw-tooth

改变谐振腔物理结构的情况下,实现了同一激光器不同孤子类型的可切换输出,这项工作大大放宽了脉冲整形机制对色散值和光纤长度的精细化要求。在腔长不变、重复频率不变的条件下,通过改变腔内 SLM 引入的频率相位曲线的曲率来控制净色散,当腔内净色散为负或接近零时,脉冲的形成无需依赖光谱滤波,所以只需要进行相位调制。但当腔内净色散为正时,腔内 SLM 除相位调制外还需进行强度调制,使得 SLM 具有窄带通滤波的效果。图 6 分别是不同锁模状态下孤子的时域和频域特性。其中黑线是在腔内 SLM 不进行调制的工作情况下的输出,此时光谱带有明显的凯利边带,输出的是传统孤子,中心波长为 1560 nm 且谱宽为 4.7 nm,时域上脉宽为 0.8 ps,接近变换极限。在边带位置计算出此时的腔内净色散为 -0.3967 ps^2 (在 1555 nm 处),然后通过调控 SLM 使之给腔内引入一定的色散补偿,此时腔内净色散为 -0.0117 ps^2 ,近零偏负,输出如图中红线所示的拉伸脉冲,光谱上没有边带且明显展宽至 25 nm,时域上脉宽为 2.78 ps,时间带宽积为 8.62。如果稍微增加色散补偿量至腔的净色散为近零偏正 (0.014 ps^2),光谱宽度还能得到进一步的展宽。为了输出耗散孤子,首先通过 SLM 的强度调制给腔内引入 0.8 THz 的带通滤波器,然后通过 SLM 的相位调制加入 0.8986 ps^2 的色散补偿量,使腔内的净色散为 0.502 ps^2 ,得到图中蓝线的输出。此时输出的光谱具有陡峭的边缘,是耗散孤子的典型特征,光谱宽度为 9.7 nm,脉冲宽度为 3.5 ps,继续加大色散补偿量,让腔内净色散在 $0.245 \sim 0.502 \text{ ps}^2$ 范围内都能输出耗散孤子,且随着腔内净色散的增加,光谱宽度会变窄。

2022 年, Liu 等^[35]在腔内 SLM 中加入了拥有实部和虚部的复色散,使得激光器可直接输出特定时间间隔的孤子分子,并且对孤子分子的时间间隔实现了编码控制。过去已有通过主动泵浦调制来控制孤子分子时间间隔的报道^[36],但泵浦扰动会带来如高阶谐波等不必要的影响。在这项工作中,复色散的实部保持了腔内色散和非线性的平衡,虚部则称为色散损耗,维持着增益对频率相关损耗的补偿,进而保证了腔内增益和损耗的平衡。通过 SLM 引入的复色散调控激光器后,可产生时间间隔为 $3.014 \sim 5.478 \text{ ps}$ 的孤子分子,分辨率为 0.1112 ps 。产生的 4 种时间间隔的孤子分子如图 7 所示,利用它们之间的切换可实现四元编码。另外,研究人员还发现通过细微移动 SLM 的位置,等效于改变有效增益面积,使得输出的中心波长能够在 2.5 nm 的范围内得到调谐。

既然可以通过腔内 SLM 调控输出的中心波长或改变孤子类型,那不同中心波长和类型的孤子能否在同一谐振腔中同时输出呢? 对于多波长来说,由于色散效应的存在,不同中心波长的成分的群速度不同,所以即使同时锁模往往也会产生相互独立的脉冲序列,它们在谐振腔内周期性地碰撞。Mao 等^[37]在 2021 年

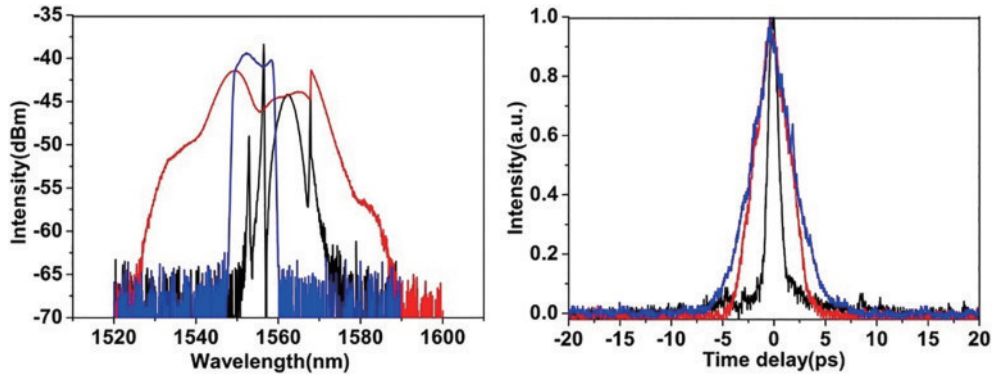


图 6 输出传统孤子(黑色)、拉伸脉冲(红色)和耗散孤子(蓝色)的典型测量光谱(左)和自相关迹线(右)^[34]

Fig. 6 Typical measured optical spectra (left) and auto correlation traces (right) for output soliton (black), stretch pulse (red), and dissipative soliton (blue)^[34]

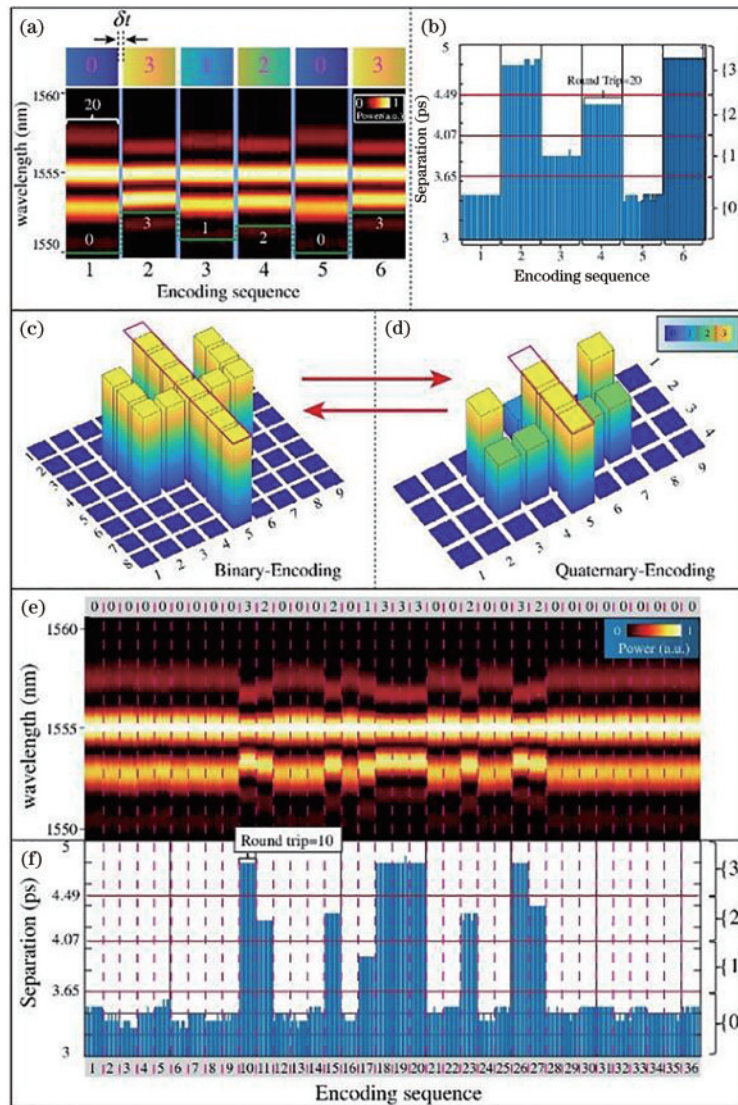


图 7 基于孤子分子时间间隔的四元编码^[35]。(a)测得编码串(0|3|1|2|0|3)的光谱;(b)6个孤子分子状态对应的时间间隔;(c)二进制和(d)四进制编码的“ Ψ ”;(e)测得被用于编码“ Ψ ”的36个编码全息图的光谱;(f)从36张全息图编码序列中提取相应的孤子分子时间间隔

Fig. 7 Quaternary encoding based on time separations of soliton molecules^[35]. (a) Measured single-shot spectrum for string (0|3|1|2|0|3); (b) corresponding time separations of six soliton molecule states; “ Ψ ” in (c) binary and (d) quaternary encoding systems; (e) measured single-shot spectrum for “ Ψ ” with 36 encoding holograms; (f) corresponding time separations of soliton molecules extracted from encoding sequence with 36 holograms

报道了基于腔内 SLM 的多波长同步激光器,可以实现 2~5 个波长的腔内同步。如图 8 所示,使用腔内 SLM 给不同波长成分引入不同的群延时,以补偿腔内固有色散所引起的群延时差。图 8(a) 中腔内 SLM 分别在中心波长 1543.1 nm 和 1552.2 nm 引入 2.84 ps 和 -0.41 ps 的群延时,使得两个中心波长之间的群延时差从 3.68 ps 减小至 0.43 ps,可以发现两个光谱的轮廓相似且都有边带,谱宽都为 0.66 nm,边带的不对称性可能是由腔内的三阶和高阶色散导致的。而 1533.8 nm 和 1560.9 nm 处还有两个较弱的光谱,他们由四波混频导致,但由于功率远小于孤子阈值,所以无法形成脉冲。如图 8(b) 所示,通过示波器在时域上观察,只能观察到一个脉冲,测量出的射频频谱也只得到一个信噪比为 55 dB 的单峰结构。图 8(d)、(e) 通过用 FROG

和自相关技术进行测量,可以得到脉冲时域上的精细结构为一个带有调制子脉冲的波包。而从图 8(f) 中可以发现:当加大腔内 SLM 引入的群延时补偿时,频域上锁定的双波长的中心波长之间的间距会变小,而时域上的调制子脉冲之间的间距会增大。通过提高泵浦功率可使脉冲分裂为双脉冲或三脉冲,再用 FROG 和自相关技术测量得到的时域波形也是多峰结构,这证明了无论是单脉冲状态还是分裂成多脉冲,双波长之间始终是同步的。另外,通过精细优化腔内 SLM 引入的群延时量和滤波带宽,还可以实现三、四、五波长的同步锁定,且都能自启动锁模,但随着锁定波长数的增加,脉冲信噪比会从 55 dB 降低到 40 dB,稳定性略有降低,目前能同步的波长数受到掺铒光纤增益带宽的限制。

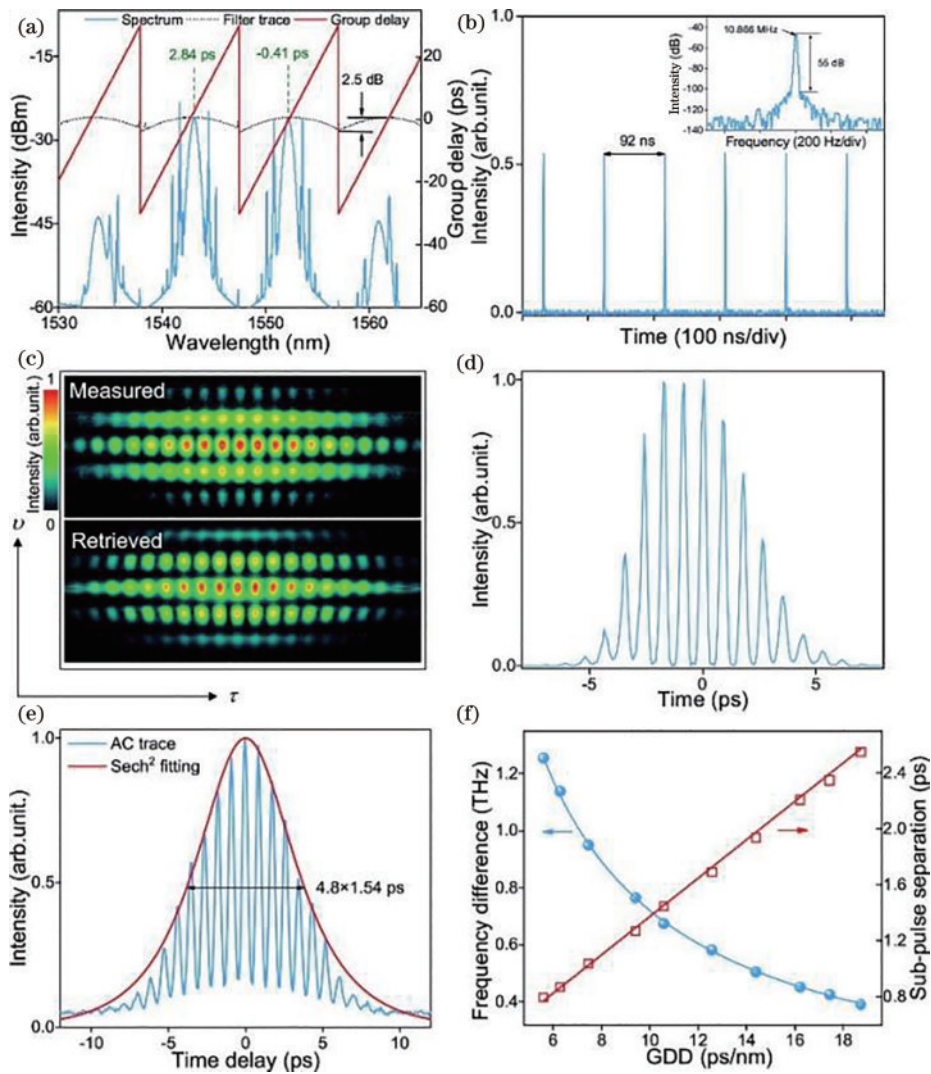


图 8 双波长同步锁模孤子实验结果^[37]。(a)脉冲的光谱、由 SLM 引入的频谱滤波和群延时;(b)波包的脉冲序列和射频频谱;(c) FROG 谱图;(d)恢复出的脉冲剖面;(e)自相关迹及 sech^2 拟合线;(f)不同群延时色散下的频率差和子脉冲间隔
 Fig. 8 Experimental results of synchronized dual-wavelength mode-locked solitons^[37]. (a) Spectrum of pulses, filtering and group delay imparted by SLM; (b) pulse train and radio frequency spectrum of wavepacket; (c) FROG spectrograms; (d) retrieved pulse profile; (e) autocorrelation trace and the sech^2 fitting line; (f) frequency difference and sub-pulse separation versus imparted group delay dispersion

除了同步不同中心波长的脉冲外,2023年 Zhang 等^[38]还通过腔内 SLM 引入凹-凸的频率相位曲线,使同一激光器能同时输出无啁啾的传统孤子和大啁啾的耗散孤子,并实现时域上的重叠同步传输。使相反色散区孤子实现同步的原理如图 9 所示,图 9(b)中通过腔内 SLM 引入凹-凸的抛物线型相位曲线(虚线)后,就等效于在正色散和负色散区引入了斜率相反的线性群延时,这样就能使位于两个相反色散区的孤子实现同步。图 10 则演示了独立控制凹相位的幅值,对应于控制正色散区的耗散孤子,这里直接控制耗散孤子的光谱形状和脉冲强度,图 10(a)~(c)对应腔内

SLM 分别补偿了 1.87 ps、1.98 ps、2.06 ps 的群延时差,而腔的原有群延时差为 -1.94 ps,基本能得到补偿。图 10(d)、(e)中脉冲包络里的调制间隔始终为 1.62 ps,对应于光谱上传统孤子和耗散孤子的中心波长差值始终保持在 4.76 nm,说明两种不同类型的孤子始终在时域上重叠并保持同步传输。另外,还可以通过增加凹-凸相位曲线的数量,最多实现 5 个不同中心波长的传统孤子和耗散孤子的同步。Mao 课题组通过腔内 SLM 实现了不同中心波长、不同类型的孤子同步,这为研究孤子的相互作用提供了有意义的方向和平台。

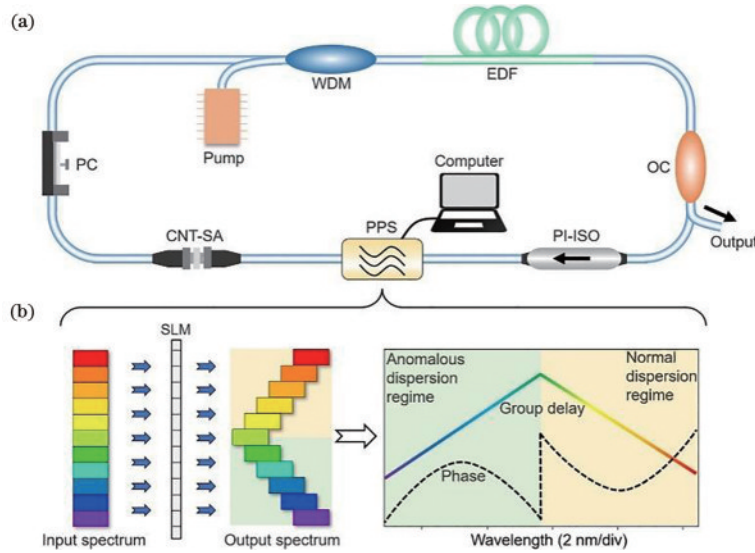


图 9 异核多色孤子化合物光纤激光器^[38]。(a)实验装置(其中 WDM 为波分复用器,EDF 为掺铒光纤,OC 为输出耦合器,PI-ISO 为偏振不敏感隔离器,PPS 为可编程脉冲整形器,PC 为偏振控制器,CNT-SA 为碳纳米管可饱和吸收体);(b)PPS 的原理和功能
Fig. 9 Heteronuclear multicolor soliton compound (HMSC) fiber laser^[38]. (a) Experimental setup (WDM: wavelength division multiplexer; EDF: erbium-doped fiber; OC: output coupler; PI-ISO: polarization-insensitive isolator; PPS: programmable pulse shaper; PC: polarization controller; CNT-SA: carbon nanotube saturable absorber); (b) principle and function of PPS

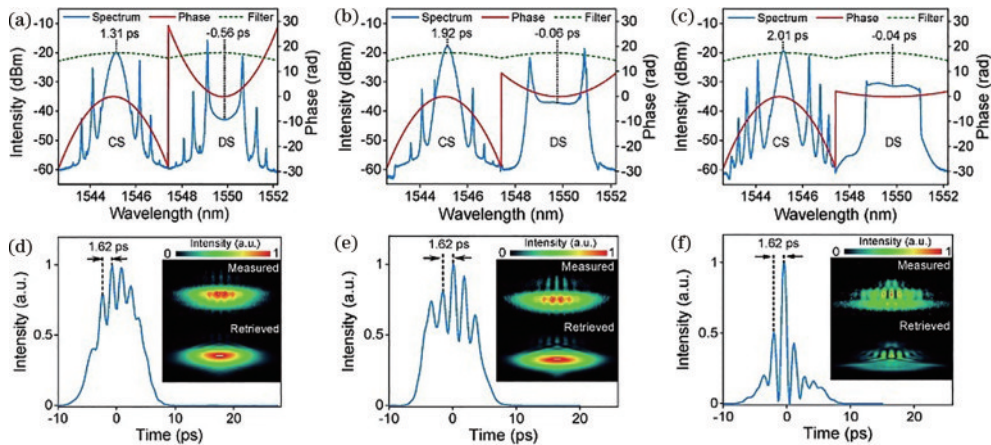


图 10 不同凹相幅值的 HMSC 特性^[38]。(a)~(c)光谱、相位和滤波器形状;(d)~(f)FROG 谱图和恢复出的脉冲
Fig. 10 Properties of HMSC with different amplitudes of concave phase^[38]. (a)~(c) Spectra, phases, and filtering shapes; (d)~(f) FROG spectrograms and retrieved pulses

3.2 通过腔内 SLM 色散调控探究激光器动力学

在光孤子形成的机制中,除了二阶色散以外,如四

阶色散在内的高阶色散,也可用于与克尔非线性效应相互作用并实现平衡。这种由四阶色散主导的四次孤

子最早在 1994 年就在理论上被预言^[39], 2016 年研究人员在特殊设计的色散管理光子晶体波导中也发现了四次孤子^[40]。2020 年, Runge 等^[41]报道了由光纤激光器直接输出的纯四次孤子, 其谐振腔结构如图 11(a) 所示, 之所以能直接输出四次孤子是因为在腔内加入了 SLM。腔内的 SLM 通过相位调制, 集总补偿了腔内的二阶色散, 如图 11(b) 所示。给腔引入强的负四阶色散, 让四阶色散和非线性效应相平衡, 实现纯四次孤子输出, 如图 11(c) 所示。通过加入四阶色散量 ($-80 \text{ ps}^4/\text{km}$), 得到了谱宽为 3.16 nm 、脉宽为 1.74 ps

的纯四次孤子输出。图 12 为边带分析结果。从图 12(a) 中可以发现四次孤子和传统孤子的相同点: 光谱上存在边带, 且这里边带位置的四次幂 ($\Delta\omega^4$) 与边带的级数呈线性关系, 满足色散波和纯四次孤子的频率共振条件, 证实此时的输出是纯四次孤子。相比于传统孤子单脉冲能量与脉宽成反比的关系, 纯四次孤子的单脉冲能量与脉宽三次幂成反比, 这意味着纯四次孤子能承受更高的单脉冲能量。总的来说, 这项研究为脉冲形状和能量尺度的控制提供了新的自由度, 对后续各种类型四次孤子^[42-44]的研究产生了重要影响。

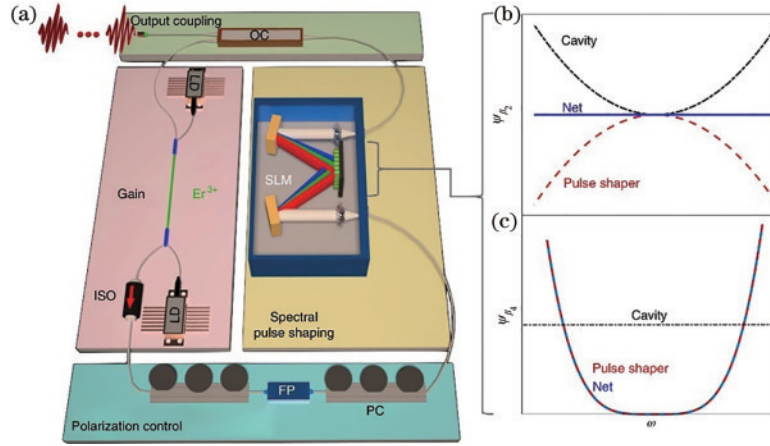


图 11 纯四次孤子激光器的工作原理^[41]。(a)掺铒激光腔示意图(Er^{3+} 为掺铒光纤, LD为激光二极管, FP为直列光纤偏振器, PC为偏振控制器, SLM为空间光调制器, OC为输出耦合器);(b)(c)由谐振腔(点划线)和 SLM(虚线)引入的二阶和四阶色散相位的示意图, 以及腔内净二阶和四阶相位(实线)

Fig. 11 Principle of operation of pure-quartic soliton laser^[41]. (a) Schematic of erbium doped laser cavity (Er^{3+} : erbium-doped fibre; LD: laser diode; FP: in-line fiber polarizer; PC: polarization controller; SLM: spatial light modulator; OC: output coupler); (b)(c) conceptual illustrations of quadratic and quartic dispersive phases imparted by the cavity (dot dash line) and SLM (dotted line), with the net quadratic and quartic phases shown in solid line

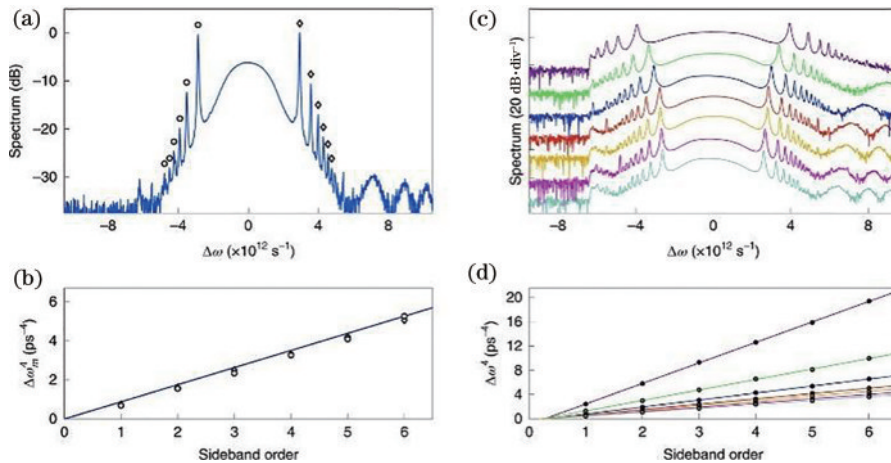


图 12 边带分析^[41]。(a)标记边带位置;(b)将边带位置的四次方作为边带阶数的函数;(c)不同的色散量下最短脉宽对应的光谱, 从上到下依次为 $-20 \text{ ps}^4/\text{km}$ 、 $-40 \text{ ps}^4/\text{km}$ 、 $-60 \text{ ps}^4/\text{km}$ 、 $-80 \text{ ps}^4/\text{km}$ 、 $-90 \text{ ps}^4/\text{km}$ 、 $-100 \text{ ps}^4/\text{km}$ 和 $-110 \text{ ps}^4/\text{km}$; (d) 将相应的边带位置的四次方作为边带顺序的函数

Fig. 12 Sideband analysis^[41]. (a) Positions of marked sidebands; (b) fourth power of sideband positions as a function of sideband order; (c) measured optical spectra that correspond to shortest pulse duration recorded for different dispersion, from top to bottom: $-20 \text{ ps}^4/\text{km}$, $-40 \text{ ps}^4/\text{km}$, $-60 \text{ ps}^4/\text{km}$, $-80 \text{ ps}^4/\text{km}$, $-90 \text{ ps}^4/\text{km}$, $-100 \text{ ps}^4/\text{km}$, and $-110 \text{ ps}^4/\text{km}$; (d) corresponding fourth power of sideband positions as a function of sideband order

针对纯四次孤子独有的特性,本课题组 Zhang 等^[45]也对相关动力学过程展开了研究。基于腔内 SLM 对净腔色散的调控,在补偿腔内二阶色散后,首先研究了通过腔内 SLM 引入不同四阶色散值时,谐振腔输出稳定单脉冲的时域和频域特性,如图 13 所示。随着引入负四阶色散值的增加,光谱宽度变窄,脉冲宽度变宽,且时域上脉冲中心的两侧总伴随着振荡尾结构。在引入四阶色散值为 $-60 \text{ ps}^4/\text{km}$ 的情况下,通过提高泵浦功率,使脉冲进入周期性振荡的状态,此时脉

冲在时域上表现出爬行行为,如图 14 所示。图 14(a)给出了脉冲中心和脉冲振荡尾的能量变化情况,可以发现脉冲中心和振荡尾的能量呈现反向变化,这说明在非稳定的振荡中,脉冲中心和振荡尾始终存在能量交换。如图 15 所示,通过进一步提高泵浦功率,脉冲会经历稳定-脉动-稳定-脉动交替的过程,最终进入混沌状态,纯四次孤子特有的时域振荡尾结构,使得在其与脉冲中心交换能量的过程中,脉冲能重新稳定,让纯四次孤子能表现出这种传统孤子所没有的独特现象。

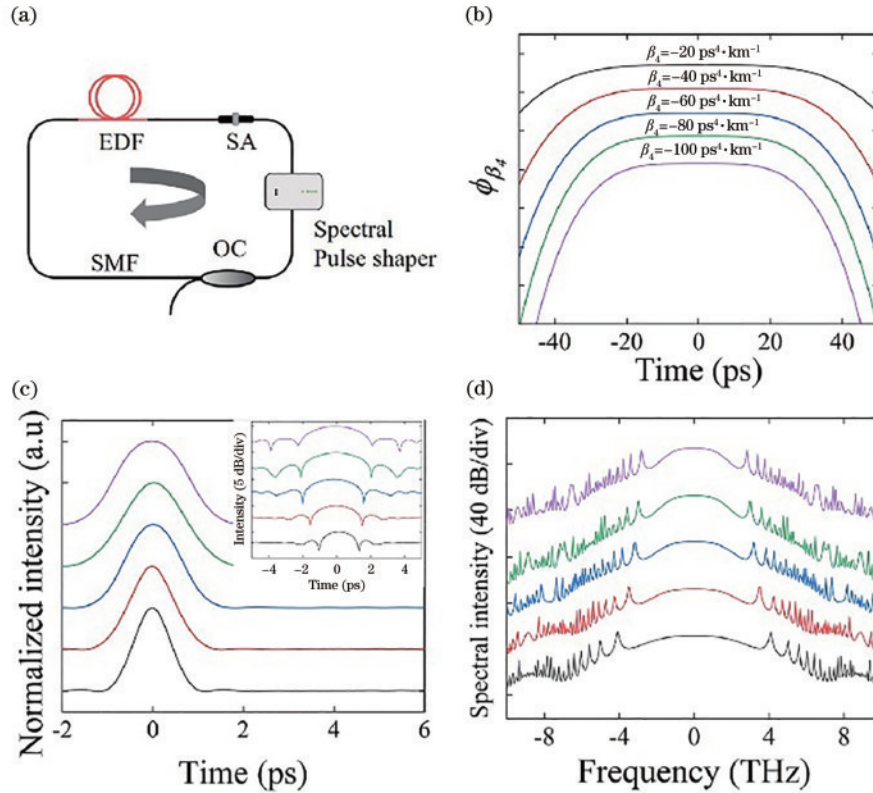


图 13 不同四阶色散下的稳定输出^[45]。(a)用于模拟的被动锁模光纤激光器示意图;(b)相位曲线;(c)脉冲时间剖面;(d)脉冲光谱
Fig. 13 Stable output with different fourth order dispersions^[45]. (a) Schematic of passively mode-locked fiber laser used for simulations; (b) phase curves; (c) pulse profiles; (d) pulse spectra

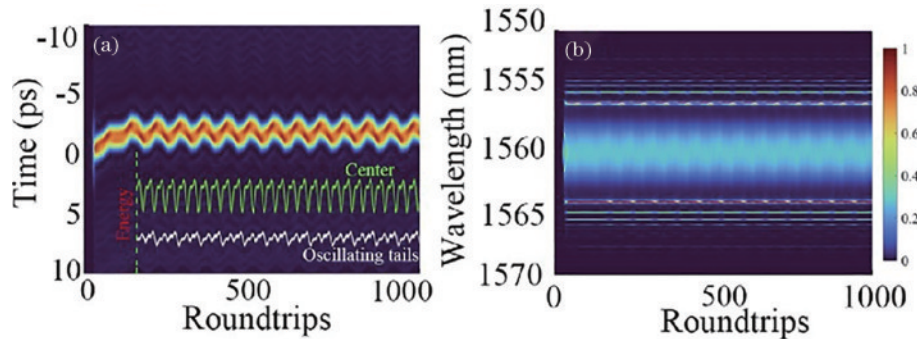


图 14 纯四次孤子的脉动状态^[45]。(a)时域演化和能量的流动;(b)频域演化

Fig. 14 Pulsating regime of pure-quartic soliton^[45]. (a) Evolution in time domain and flow of energy; (b) evolution in spectral domain

孤子爆炸作为耗散系统中最吸引人的现象之一,由于其有趣的动力学而得到了广泛的研究,但却很少有人能做到精确操控光纤激光器中的孤子爆炸动力

学。2023年,本课题组 Luo 等^[46]通过腔内 SLM 实现了对腔内色散的补偿管理,研究了不同腔内净色散下的耗散孤子爆炸动力学。研究表明,由于孤子的自组织

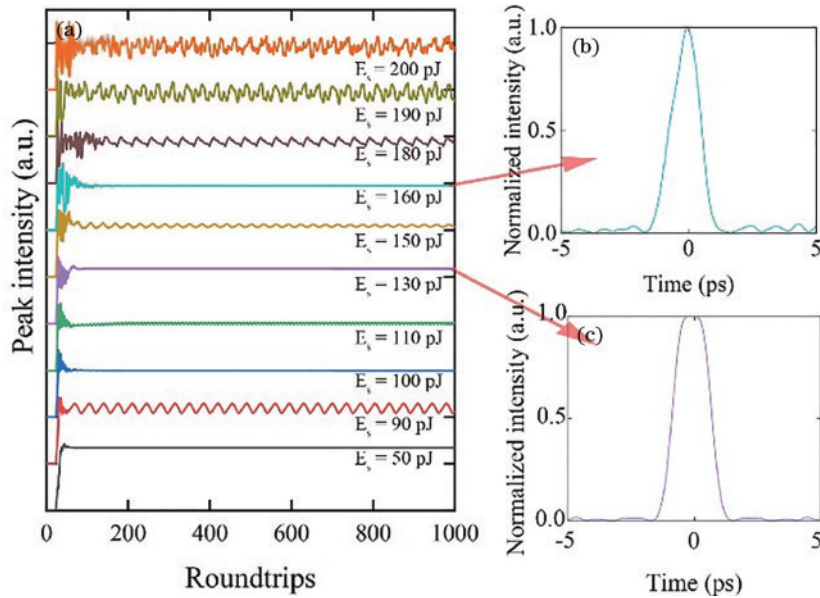


图 15 不同能量 E_s 下纯四次孤子的演化^[45]。(a)归一化峰值功率的演化;(b) E_s 为 160 pJ 和 (c) E_s 为 130 pJ 下的脉冲时间剖面
Fig. 15 Evolution of pure-quartic soliton with different E_s values. (a) Normalized peak intensity evolution; pulse profiles obtained when (b) E_s is 160 pJ and (c) E_s is 130 pJ, respectively

效应,当 SLM 改变腔内净色散时,脉冲的峰值功率也会同时变化,进而影响腔内的非线性效应。因此,通过改变 SLM 的色散补偿量,能同时改变腔内净色散和非线性效应,实现对谐振腔参数的二维调整,而色散和非线性之间的平衡又和孤子爆炸紧密联系,所以通过改变 SLM 的色散补偿量能够实现对孤子爆炸的精确操控。如图 16(a)~(d)所示,随着 SLM 引入的色散补偿量逐渐减少,腔内的孤子爆炸会变得频繁,且呈现出一定的周期性。实验和模拟结果十分吻合,随着腔内净

色散的增加,孤子爆炸次数呈线性减少,这是以往仅通过调节泵浦功率改变爆炸间隔所不能做到的。

本课题组以上基于腔内 SLM 的动力学研究,说明了使用腔内 SLM 能为激光器增加新的调控维度,这为研究腔内动力学过程提供独特的视角,进一步加深人们对超快光纤激光器中非线性动力学的理解。

3.3 通过腔内 SLM 结合算法实现智能锁模

2016 年,在文献[47]的实验装置基础上,Igorov 等^[48]在腔中加入了 SLM,并结合反馈算法实现了脉冲形状的改善和连续光的自动化消除(图 17)。通过在光栅和 SLM 间加入半波片,结合偏振相关的器件,使 SLM 的相位调制变为幅度调制。在设定好目标光谱形状或脉冲宽度后,算法将以目前输出的光谱形状和自相关结果为参考,自动对 SLM 进行控制,逐渐迭代出目标的光谱或脉宽。对于单个目标,例如最大的光谱宽度,光谱数据测量需要 50~70 ms,对 SLM 的控制需要约 20 ms,因此读取-重构周期约为 100 ms,总共的优化时间从几秒到 3 h 不等。图 17(a)演示了该算法下从连续光到完全锁模状态的可逆转变控制。当能量大于单脉冲能承受的极限时,可以通过幅度调制来减弱中心波长的传输,使锁模光谱中的连续光峰结构得到抑制,直到消除。

而在多模光纤激光器中,输出的控制一般需要考虑到色度色散、模间色散、非线性效应、增益和损耗,且它们之间会产生非线性耦合,使得控制变得复杂和不确定。基于 SLM 的波前整形技术已经广泛用于腔外无源条件下对多模波导中传输光波的操控^[49],2020 年,Wei 等^[50]在多模光纤激光器中结合遗传算法和腔内 SLM,通过设计不同的遗传算法目标函数,对激光器的输出功率、模式分布、光谱和锁模状态进行优化控制。图 18 为该多模光纤激光器结构,光在腔中顺时针运

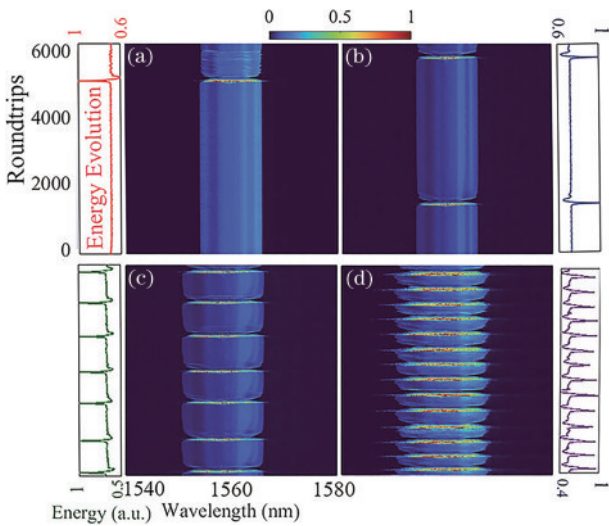


图 16 实验测量的光纤激光器在不同色散补偿量下 6000 次往返的光谱演化^[46]。(a) -0.18 ps/nm; (b) -0.17 ps/nm; (c) -0.15 ps/nm; (d) -0.12 ps/nm
Fig. 16 Experimentally measured shot-to-shot spectra over 6000 roundtrips under different compensated dispersion of fiber laser^[46]. (a) -0.18 ps/nm; (b) -0.17 ps/nm; (c) -0.15 ps/nm; (d) -0.12 ps/nm

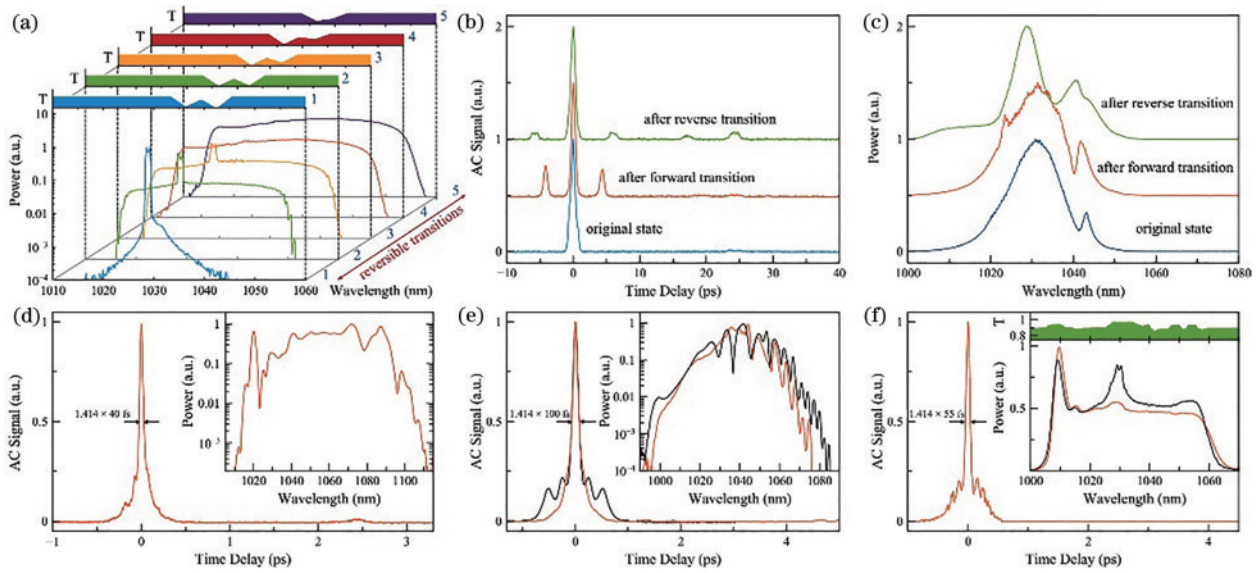


图 17 使用 SLM 控制模式锁定状态^[48]。(a)从连续波到锁模的可逆转变对应的光谱,顶部显示了 SLM 应用的相应光谱滤波器; (b)(c)可重复不可逆跃迁的相应自相关迹和光谱; (d) 40 fs 脉冲的自相关迹线,插图为相应的光谱; (e) 基于 SLM 实现基座消除的自相关迹线,插图为相应的光谱,黑(红)线对应于滤波前(后); (f) 在不发生光波分裂的能量稳定极限附近消除不必要的光谱结构及对应的自相关轨迹,插图展示了滤波前(黑线)和滤波后(红线)的光谱以及滤波器的透射函数

Fig. 17 Control of mode-locking states using SLM^[48]. (a) Optical spectra corresponding to reversible transitions from CW to mode locking. Corresponding spectral filters applied by SLM are shown at top; (b) (c) autocorrelations and optical spectra corresponding to repeatable irreversible transitions; (d) autocorrelation trace of 40 fs long pulses. Inset shows corresponding optical spectrum; (e) autocorrelation traces showing SLM-based pedestal removal. Inset shows corresponding optical spectra. Black (red) lines correspond before (after) filtering; (f) elimination of undesired, characteristic spectral structure for wave-breaking-free laser operating near its stability limit in terms of pulse energy. Autocorrelation trace is shown. Inset shows spectra before filtering (black line) and after filtering (red line) along with filter transmission pattern

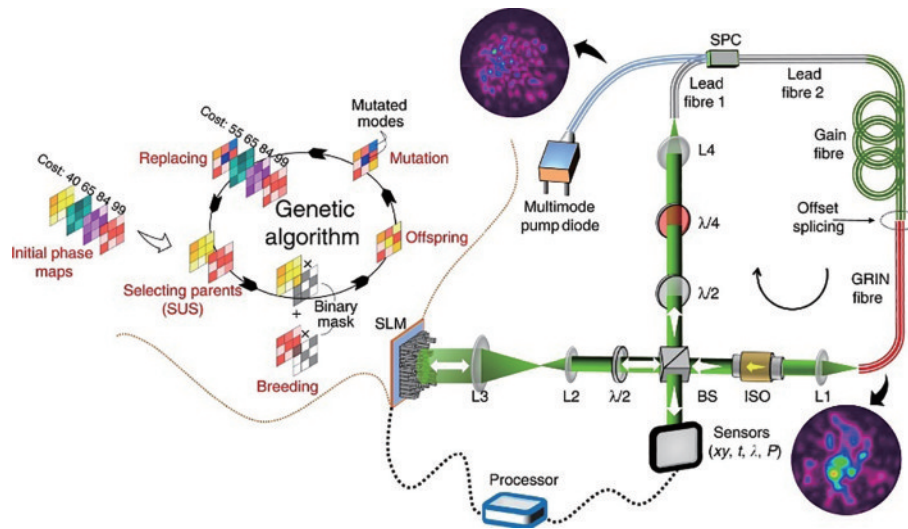


图 18 采用波前整形的遗传算法多维光纤激光器示意图^[50]

Fig. 18 Schematic diagram of genetic multi-dimensional fibre laser using wavefront shaping^[50]

行,通过棱镜 BS 后,部分光进入 SLM 经调制后返回,另一部分光输出,进行系列测量,包括用 CCD 相机测量空间分布、用示波器测量时域波形、用光谱仪测量光谱形状和用功率计测量功率。测量到的这些多维信号将作为函数值输入到遗传算法中,由算法评估,并对 SLM 进行反馈控制。如图 19 所示,为提升光束质量,将目标函数设置为图 19(a)中红色区域的平均强度,

算法优化后得到图 19(b)的干净模式轮廓,且 x 和 y 方向的质量因子 M^2 分别提升至 1.17 和 1.25。通过更改目标函数可实现波长调节,图 20 为控制输出的光谱,初始脉冲的波长为 1035 nm,图 20(a)中仅将目标函数设置为目标波长的强度,可在约 200 代遗传后实现波长转移,但此时在原始波长还有一定残留,如图 20(c) 所示。而图 20(d)中将目标函数设为目标波长强度/

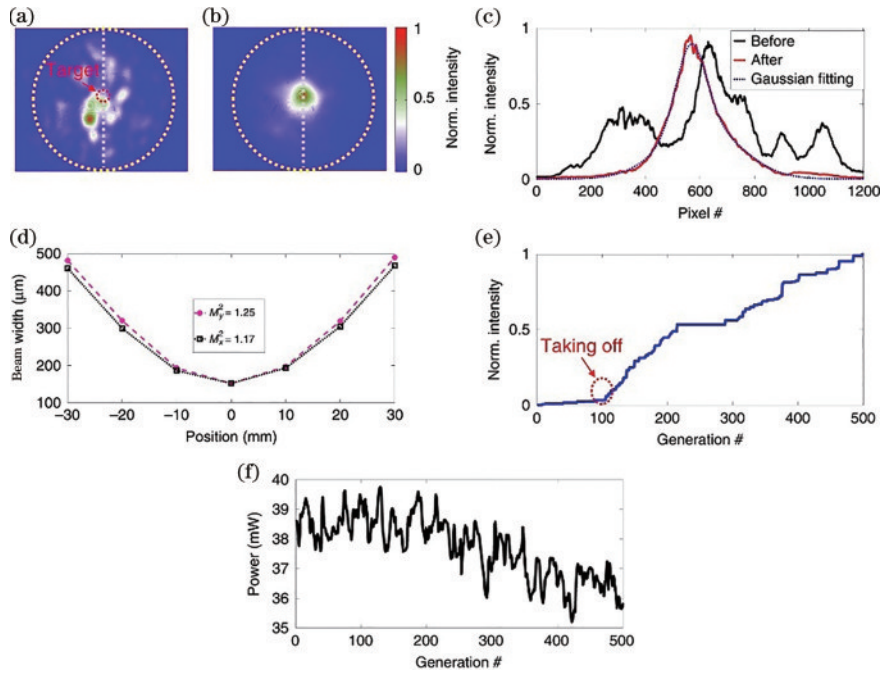


图 19 工作在准连续波状态下的遗传算法优化的多维光纤激光器的模式轮廓清洁^[50]。(a)由 CCD 摄像机记录的遗传算法优化前的模式剖面图;(b)遗传算法优化后的模式分布图;(c)模式的线条轮廓;(d) x 和 y 方向的质量因子 M^2 ; (e) 遗传算法优化所选择的目标区域的强度演化;(f) 模式廓形优化过程中对应的光功率演化

Fig. 19 Mode profile cleaning of multi-dimensional fibre laser with genetic algorithm optimization working in quasi-CW state^[50]. (a) Mode profile before genetic algorithm optimization, recorded by CCD camera; (b) mode profile after genetic algorithm optimization; (c) line profiles of mode patterns; (d) mass factors M^2 for x and y directions; (e) intensity evolution of targeted area selected for genetic algorithm optimization; (f) corresponding optical power evolution during mode profile optimization

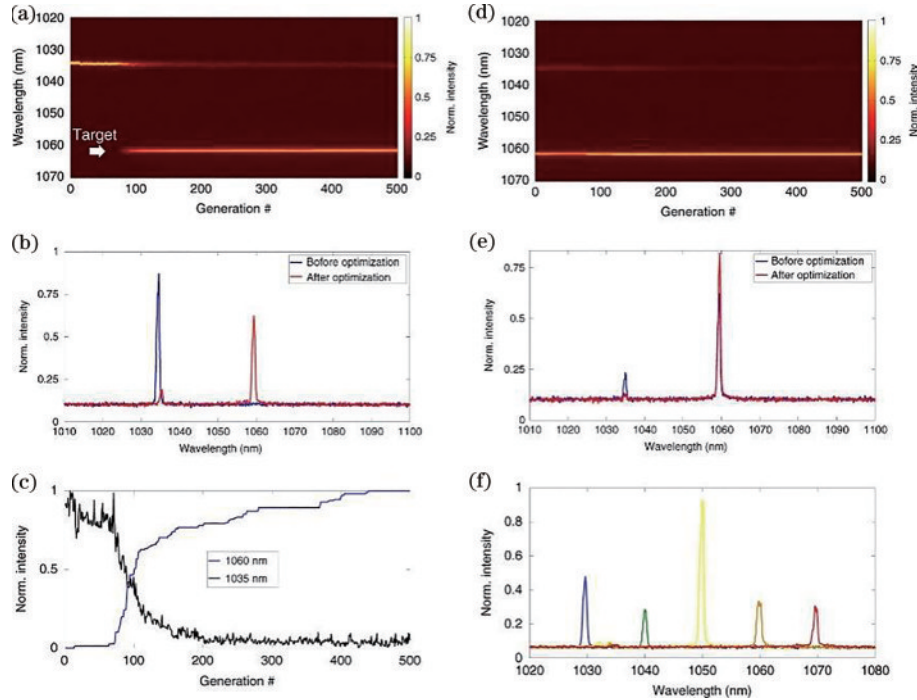


图 20 工作在准连续波状态下的遗传算法优化的多维光纤激光器的波长调控^[50]。(a)波长转换的演化过程;(b)波长转换前后的光谱;(c)波长 1035 nm 和 1060 nm 的强度演变;(d)改善的演化过程;(e)改善侧模抑制比前后的光谱;(f)遗传算法波长调谐

Fig. 20 Wavelength manipulation of multi-dimensional fibre laser with genetic algorithm optimization working in quasi-CW state^[50]. (a) Evolution of wavelength switching; (b) optical spectra before and after wavelength switching; (c) intensity evolution at wavelengths of 1035 nm and 1060 nm; (d) improved evolution process; (e) optical spectra before and after side mode suppression ratio improvement; (f) wavelength tuning of genetic algorithm

初始波长强度,使得原始波长分量进一步减小。图 21 展示了通过遗传算法实现的自动锁模。通过总腔长可计算出基本重复频率为 16 MHz,将目标函数设为射频频谱上基频和高阶谐波信号的强度,这样能实现自动锁

模[图 21(b)、(e)],通过去啾啾可使输出脉冲的脉宽接近变换极限。此研究演示的都仅是空域上的波前整形,后续还可以结合 SLM 对频域上的相位振幅调控对多模光纤激光器进行更高维度的操控。

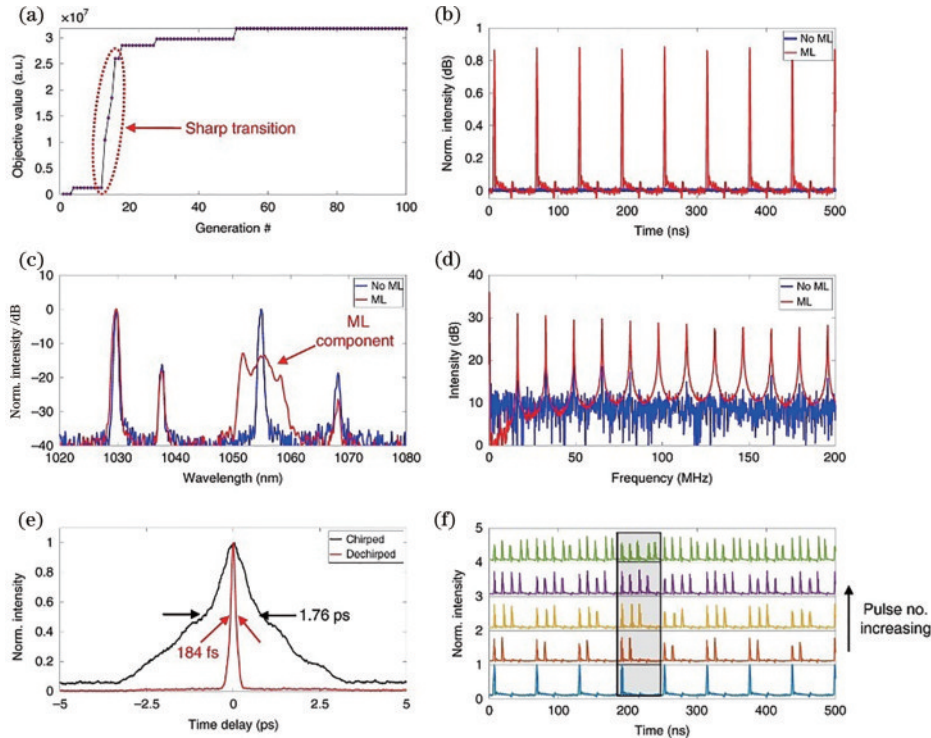


图 21 遗传算法优化的多维光纤激光器的自动锁模操作^[50]。(a)遗传算法实现的锁模过程中成本函数值的演化;(b)锁模前后的时间信号;(c)锁模前后的光谱,这里只有一个连续光分量演化到锁模状态;(d)锁模前后的射频谱;(e)带啾啾和去啾啾脉冲的自相关迹;(f)多脉冲的产生

Fig. 21 Automatic mode-locking manipulation of multi-dimensional fibre laser with genetic algorithm optimization^[50]. (a) Evolution of cost function value during mode-locking of genetic algorithm; (b) temporal signals before and after mode-locking; (c) optical spectra without and with mode-locking, only one of CW wavelength components has evolved into mode-locking state; (d) RF signals before and after mode-locking; (e) autocorrelation traces of chirped and dechirped pulses; (f) generation of multiple pulses

2022年 Girardot 等^[51]结合腔内 SLM 和进化算法,实现了对孤子分子时间间隔的控制。腔的结构如图 22 所示,通过控制 4 个液晶相移器的相移量来控制基于非线性偏振旋转锁模的非线性传输,以改变腔内的类可饱和吸收效应。如图 22(c)所示,还可以通过控制腔内 SLM,给腔引入不同的相位掩模,对腔内不同频率的传输进行调制。由于孤子分子对腔参数的复杂依赖性,因此不能简单地根据想要的时间间隔,直接设置对应的光谱调制间隔,这样甚至可能直接破坏锁模状态。这时就需要利用进化算法,以射频频谱为优点函数,对 6 个基因参数(4 个液晶相移器的相移量 $\varphi_1 - \varphi_4$,腔内 SLM 引入光谱调制的中心频率 ω_0 和调制间隔 $\Delta\omega$)进行演算优化,找到最佳集合以产生稳定的孤子分子锁模状态。最终可以实现 3~8 ps 的孤子分子时间间隔,8 ps 的上限是由所用 SLM 的分辨率决定的,不支持引入 1 nm 以下的光谱调制周期,而 3 ps 的下限是由腔的结构和平均色散所决定的。

4 结语与展望

近年来,随着超快光纤激光技术的发展和应用程序的不断增长,如何快速、精准、直接地对超快光纤激光器的输出特性进行调控,以及通过调控是否还能让超快光纤激光器实现新类型的输出已经逐渐成为了光纤激光器领域的研究热点。研究人员将 SLM 放在激光器谐振腔内,一方面可以通过对频域的强度调制给激光器直接引入任意形状的滤波器,另一方面通过对频域的相位调制还可以间接实现对激光器的色散管理、波前整形和偏振控制等。这些效应对激光器的输出有着直接影响,因此基于腔内 SLM 的多维控制不仅可以有效改善激光器的输出特性,还在很大程度上方便了对腔内动力学的研究。本文聚焦近期国内外基于腔内 SLM 主动光场调控的超快光纤激光器的研究进展,从三个方面总结介绍了目前腔内 SLM 的主流调控方法和实现的基本功能,所形成的独特输出特性也大大拓宽了光纤激光器的应用范围,例如通过实现分子

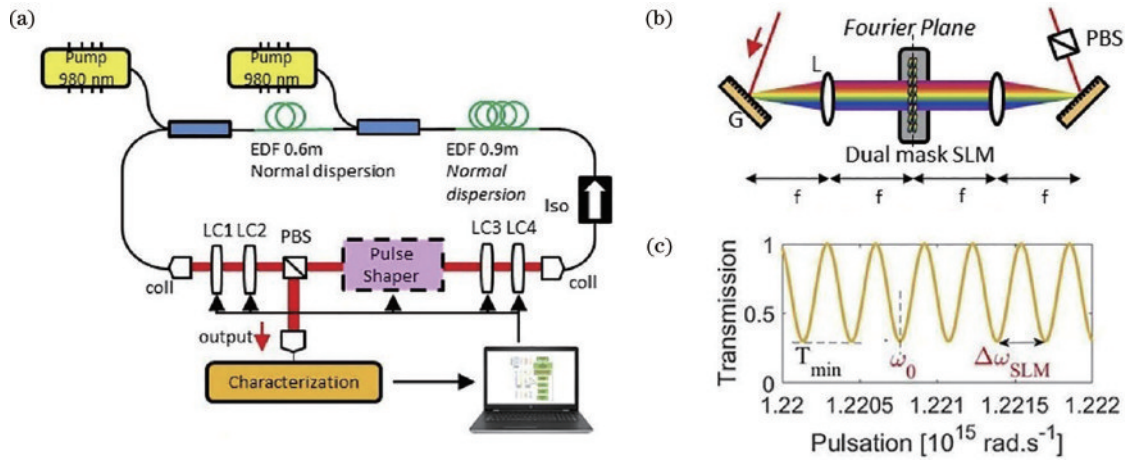


图 22 进化算法优化的光纤激光器^[51]。(a)激光器的示意图,其中 LC 为液晶相移器;(b)自制脉冲整形器的原理图,其中包含两个光栅(G)、两个柱透镜(L)和一个放置在傅里叶变换面上的双掩模 SLM;(c)由脉冲整形器产生双孤子分子的典型光谱透射率曲线图

Fig. 22 Evolutionary algorithm optimized fiber laser^[51]. (a) Schematic of fiber laser (LC represents liquid-crystal retarder);(b) schematic of homemade pulse shaper containing two gratings (G), two cylindrical lenses (L), and dual-mask SLM in Fourier plane; (c) graph presenting typical spectral transmission induced by pulse shaper for generation of two-soliton molecules

编码可使光纤激光器应用于光通信^[52]、光开关^[53]和光存储^[54],通过多波长同步可使光纤激光器应用于相干结合^[55]、产生差频太赫兹波^[56]和拉曼散射光谱^[57],结合算法还能实现高性能多模(三维)激光器,这有利于探索多模非线性动力学,进一步提高智能超快激光器的能力^[58-59]。除了已介绍的研究外,目前基于腔内 SLM 的光纤激光器研究仍在持续进行着,更多崭新的应用方法还在源源不断地被报道。相信,随着研究的深入以及 SLM 器件本身的发展,如具有更小插入损耗、更快调制速率和更高调制精度的 SLM 的问世,基于腔内 SLM 主动光场调控的超快光纤激光器会表现出更大的调谐范围、更精密的操控性和更高的集成度,超快光纤激光器的性能持续实现新的突破,在精密加工、光学探测和生物医学等领域发挥更重要的价值。

参 考 文 献

- [1] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis[J]. *Science*, 2000, 288(5466): 635-639.
- [2] Brasch V, Geiselmann M, Herr T, et al. Photonic chip-based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation[J]. *Science*, 2016, 351(6271): 357-360.
- [3] Kerse C, Kalaycıoğlu H, Elahi P, et al. Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses[J]. *Nature*, 2016, 537(7618): 84-88.
- [4] Zhang B, Wang L, Chen F. Recent advances in femtosecond laser processing of LiNbO₃ crystals for photonic applications[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(8): 1900407.
- [5] Letokhov V S. Laser biology and medicine[J]. *Nature*, 1985, 316(6026): 325-330.
- [6] Horton N G, Wang K, Kobat D, et al. *In vivo* three-

photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(3): 205-209.

- [7] McIntyre T J, Maurer C, Bernet S, et al. Differential interference contrast imaging using a spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(19): 2988-2990.
- [8] Maurer C, Jesacher A, Bernet S, et al. What spatial light modulators can do for optical microscopy[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2011, 5(1): 81-101.
- [9] Grellu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(2): 84-92.
- [10] Tsai T Y, Fang Y C. A saturable absorber Q-switched all-fiber ring laser[J]. *Optics Express*, 2009, 17(3): 1429-1434.
- [11] Tsai T Y, Fang Y C, Huang H M, et al. Saturable absorber Q- and gain-switched all-Yb³⁺ all-fiber laser at 976 and 1064 nm[J]. *Optics Express*, 2010, 18(23): 23523-23528.
- [12] Tsai T Y, Tsao H X, Huang C L, et al. 1590-nm-pumped passively Q-switched thulium all-fiber laser at 1900 nm[J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 11205-11210.
- [13] DeMaria A J, Stetser D A, Heynau H. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers[J]. *Applied Physics Letters*, 1966, 8(7): 174-176.
- [14] Cautaerts V, Richardson D J, Paschotta R, et al. Stretched pulse Yb³⁺: silica fiber laser[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(5): 316-318.
- [15] Fermann M E, Kruglov V I, Thomsen B C, et al. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(26): 6010-6013.
- [16] Chong A, Buckley J, Renninger W, et al. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser[J]. *Optics Express*, 2006, 14(21): 10095-10100.
- [17] Mao D, He Z W, Zhang Y S, et al. Phase-matching-induced near-chirp-free solitons in normal-dispersion fiber

- lasers[J]. *Light: Science & Applications*, 2022, 11: 25.
- [18] Margerum J D, Nimoy J, Wong S Y. Reversible ultraviolet imaging with liquid crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 1970, 17(2): 51-53.
- [19] Jesacher A, Maurer C, Schwaighofer A, et al. Full phase and amplitude control of holographic optical tweezers with high efficiency[J]. *Optics Express*, 2008, 16(7): 4479-4486.
- [20] Hacker M, Stobrawa G, Sauerbrey R, et al. Micromirror SLM for femtosecond pulse shaping in the ultraviolet[J]. *Applied Physics B*, 2003, 76(6): 711-714.
- [21] Weiner A M. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2000, 71(5): 1929-1960.
- [22] Katz O, Small E, Bromberg Y, et al. Focusing and compression of ultrashort pulses through scattering media [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 372-377.
- [23] Wang Z P, Li X W, Jiang L, et al. High-quality micropattern printing by interlacing-pattern holographic femtosecond pulses[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(9): 2895-2904.
- [24] Hayasaki Y, Sugimoto T, Takita A, et al. Variable holographic femtosecond laser processing by use of a spatial light modulator[J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 87(3): 031101.
- [25] Yu J S, Kim J H. Electro-optical synaptic characteristics of ferroelectric liquid crystals for artificial intelligence[J]. *Applied Optics*, 2023, 62(4): 914-920.
- [26] Xiong W, Hsu C W, Bromberg Y, et al. Complete polarization control in multimode fibers with polarization and mode coupling[J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7: 54.
- [27] Cotter L K, Drabik T J, Dillon R J, et al. Ferroelectric-liquid-crystal/silicon-integrated-circuit spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 1990, 15(5): 291-293.
- [28] Reichelt S. Spatially resolved phase-response calibration of liquid-crystal-based spatial light modulators[J]. *Applied Optics*, 2013, 52(12): 2610-2618.
- [29] Yelin D, Meshulach D, Silberberg Y. Adaptive femtosecond pulse compression[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(23): 1793-1795.
- [30] Schröder J, Vo T D, Eggleton B J. Repetition-rate-selective, wavelength-tunable mode-locked laser at up to 640 GHz[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(24): 3902-3904.
- [31] Schröder J, Coen S, Sylvestre T, et al. Dark and bright pulse passive mode-locked laser with in-cavity pulse-shaper[J]. *Optics Express*, 2010, 18(22): 22715-22721.
- [32] Yang X, Hammani K, Richardson D J, et al. Passively mode-locked fiber laser incorporating adaptive filtering and dispersion management[C]//CLEO: 2013, June 9-14, 2013, San Jose, CA, USA. New York: IEEE Press, 2014.
- [33] Boscolo S, Finot C, Karakuzu H, et al. Pulse shaping in mode-locked fiber lasers by in-cavity spectral filter[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(3): 438-441.
- [34] Peng J S, Boscolo S. Filter-based dispersion-managed versatile ultrafast fibre laser[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 25995.
- [35] Liu S L, Cui Y D, Karimi E, et al. On-demand harnessing of photonic soliton molecules[J]. *Optica*, 2022, 9(2): 240-250.
- [36] Kurtz F, Ropers C, Herink G. Resonant excitation and all-optical switching of femtosecond soliton molecules[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(1): 9-13.
- [37] Mao D, Wang H Q, Zhang H Z, et al. Synchronized multi-wavelength soliton fiber laser via intracavity group delay modulation[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 6712.
- [38] Zhang H Z, Mao D, Du Y Q, et al. Heteronuclear multicolor soliton compounds induced by convex-concave phase in fiber lasers[J]. *Communications Physics*, 2023, 6: 191.
- [39] Karlsson M, Höök A. Soliton-like pulses governed by fourth order dispersion in optical fibers[J]. *Optics Communications*, 1994, 104(4/5/6): 303-307.
- [40] Blanco-Redondo A, de Sterke C M, Sipe J E, et al. Pure-quartic solitons[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 10427.
- [41] Runge A F J, Hudson D D, Tam K K K, et al. The pure-quartic soliton laser[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(8): 492-497.
- [42] Runge A F J, Alexander T J, Newton J, et al. Self-similar propagation of optical pulses in fibers with positive quartic dispersion[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(13): 3365-3368.
- [43] Qian Z C, Liu M, Luo A P, et al. Dissipative pure-quartic soliton fiber laser[J]. *Optics Express*, 2022, 30(12): 22066-22073.
- [44] Dai J X, Zeng J L, Hu W, et al. The bound states of pure-quartic solitons[J]. *Chaos, Solitons & Fractals*, 2022, 165: 112867.
- [45] Zhang Z X, Luo M, Chen J X, et al. Pulsating dynamics in a pure-quartic soliton fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(7): 1750-1753.
- [46] Luo M, Zhang Z X, Chen N M, et al. Manipulating explosion dynamics of dissipative soliton in an ultrafast fiber laser with dynamic dispersion engineering[J]. *Advanced Physics Research*, 2023, 2(4): 2200103.
- [47] Ilday F Ö, Buckley J R, Lim H, et al. Generation of 50-fs, 5-nJ pulses at 1.03 μm from a wave-breaking-free fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(15): 1365-1367.
- [48] Iegorov R, Teamir T, Makey G, et al. Direct control of mode-locking states of a fiber laser[J]. *Optica*, 2016, 3(12): 1312-1315.
- [49] Čižmár T, Dholakia K. Exploiting multimode waveguides for pure fibre-based imaging[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1027.
- [50] Wei X M, Jing J C, Shen Y C, et al. Harnessing a multi-dimensional fibre laser using genetic wavefront shaping [J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 149.
- [51] Girardot J, Coillet A, Nafa M, et al. On-demand generation of soliton molecules through evolutionary algorithm optimization[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(1): 134-137.
- [52] Stratmann M, Pagel T, Mitschke F. Experimental

- observation of temporal soliton molecules[J]. Physical Review Letters, 2005, 95(14): 143902.
- [53] Zhou Y, Ren Y X, Shi J W, et al. Breathing dissipative soliton molecule switching in a bidirectional mode-locked fiber laser[J]. Advanced Photonics Research, 2022, 3(4): 2100318.
- [54] 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.
- [55] Jang J K, Klenner A, Ji X C, et al. Synchronization of coupled optical microresonators[J]. Nature Photonics, 2018, 12(11): 688-693.
- [56] Majkić A, Zgonik M, Petelin A, et al. Terahertz source at 9.4 THz based on a dual-wavelength infrared laser and quasi-phase matching in organic crystals OH1[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(14): 141115.
- [57] Kong C H, Pilger C, Hachmeister H, et al. High-contrast, fast chemical imaging by coherent Raman scattering using a self-synchronized two-colour fibre laser [J]. Light: Science & Applications, 2020, 9: 25.
- [58] Pu G Q, Yi L L, Zhang L, et al. Intelligent programmable mode-locked fiber laser with a human-like algorithm[J]. Optica, 2019, 6(3): 362-369.
- [59] Genty G, Salmela L, Dudley J M, et al. Machine learning and applications in ultrafast photonics[J]. Nature Photonics, 2021, 15(2): 91-101.