

# 激光与光电子学进展

## 新体制锁模光纤激光器及其放大压缩技术研究进展

范孟秋<sup>1,2\*</sup>, 夏汉定<sup>1</sup>, 许党朋<sup>1</sup>, 张锐<sup>1</sup>, 郑万国<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900;

<sup>2</sup>中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088

**摘要** 高功率超短脉冲激光器在强场物理、精密加工及国防应用等各种领域均有广泛的应用前景。随着半导体泵浦源和光纤制造工艺的进步,超短脉冲光纤激光器的输出功率得到了极大提升,且由于光纤具有散热性好、环境稳定性好、光束质量好等优势,高功率超短脉冲光纤激光器及其放大压缩技术在近几年得到了越来越多研究人员的关注。聚焦于目前高功率超短脉冲光纤激光器及其放大压缩技术的前沿研究,综述了目前产生高功率、高能量超短光纤脉冲种子源的几种新方法(如Mamyshev锁模、“9字腔”锁模和时空锁模),并介绍了相干合束和脉冲非线性压缩技术在光纤中产生高功率超短脉冲的最新进展。

**关键词** 激光器; 锁模激光器; Mamyshev锁模; “9字腔”锁模; 时空锁模; 放大压缩; 相干合束; 非线性压缩  
中图分类号 O436 文献标志码 A doi: 10.3788/LOP202158.0300003

### Research Progress of New Regime Mode-Locked Fiber Lasers and Amplification and Compression Technologies

Fan Mengqiu<sup>1,2\*</sup>, Xia Handing<sup>1</sup>, Xu Dangpeng<sup>1</sup>, Zhang Rui<sup>1</sup>, Zheng Wanguo<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China;

<sup>2</sup>Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China

**Abstract** High power ultra-short lasers have a wide range of applications in fields such as high-field physics, precise processing, and national defense. The output power of ultra-short fiber lasers has been improved significantly with the development of diode pump sources and fiber manufacturing process. Besides, the high power ultra-short fiber laser and its amplification and compression technologies have attracted more and more interest in recent years due to the advantages of fibers including good heat dissipation, high environment stability, good beam quality, and so on. This paper focuses on the advanced research of high power ultra-short fiber lasers and its amplification and compression technology. Several new methods, such as Mamyshev mode-locking, “9-type cavity” mode-locking, and spatiotemporal mode-locking, for producing high power and high energy ultra-short fiber lasers are reviewed. The recent progress of coherent combination and non-linear compression technology to produce high power ultra-short pulse in fibers is introduced.

**Key words** lasers; mode-locked laser; Mamyshev mode-locking; “9-type cavity” mode-locking; spatiotemporal mode-locking; amplification and compression; coherent combination; non-linear compression

**OCIS codes** 140.4050; 140.3460

收稿日期: 2020-04-16; 修回日期: 2020-05-19; 录用日期: 2020-06-01

基金项目: 激光聚变研究中心人才基金(RCFCZ3-2019-8)、国家自然科学基金(61971307, 61905175, 51775377)、国家重点研发计划(2017YFF0204800)、天津市自然科学基金(17JJCQNJC01100)、装备预研领域基金(61405180505, 61400040303)、水下信息与控制重点实验室开放研究项目资助(6142218081811)

\*E-mail: fanmengqiu@163.com

## 1 引言

2020 年是激光发明 60 周年,经过 60 年的发展,激光及激光技术已经发展成为现代科学技术的基础,在现代科学技术的各个方面都发挥着巨大的作用,是人类 20 世纪最伟大的发明之一。

在所有的激光技术中,超短脉冲激光是目前最热门、最前沿的研究领域之一。目前,超短脉冲激光器应用的主流方向仍然是基于钛宝石的激光器。而光纤激光器作为激光技术领域发展最快的方向,其部分性能近几年已经可以同其他类型激光器竞争。首先,光纤具有体表面积大、散热性好等特点,因此非常适合用于发展高功率激光器;同时,光纤是一种柔性波导结构,光纤激光器相比其他固体或者气体类激光器具有更高的可靠性和灵活性;光纤激光技术的发展也带动了光纤体系关键器件和泵浦技术的发展,它们反过来也进一步促进了光纤激光技术的进步,使得光纤激光器在军事、科研、工业以及医疗领域有了更广泛的应用。

锁模光纤激光器在基础和应用研究领域都具有广泛的应用,是光纤激光器领域最热门的研究方向之一。在基础研究方面,由于锁模光纤激光器的光束质量好、亮度高且同时兼顾极高的峰值功率,研究人员常利用锁模光纤激光器研究非线性效应的平台或者工具。在应用技术研究方面,研究人员的主要研究目的是实现更好的输出性能,如提高激光器峰值功率、增大单脉冲输出能量、增大激光器重复频率、扩展激光器工作波长等,以扩展超短脉冲光纤激光器的应用场景。随着锁模光纤激光器的蓬勃发展,基于锁模机制、振荡器结构、增益介质等分类方法,多种类型的锁模光纤激光器被提出,其分类如下:1)基于色散特性将锁模光纤激光器分为反常色散、全正色散、色散管理腔三类,对应的

典型锁模机制分别是传统孤子锁模、耗散孤子锁模、自相似或色散管理孤子锁模;2)根据锁模实现方法进行分类,锁模光纤激光器又可以分为非线性偏振旋转器、非线性环形镜、非线性放大环形镜、可饱和吸收体、Mamyshev 再生器等;3)根据增益介质进行分类,锁模光纤激光器又可以分为掺镱( $\text{Yb}^{3+}$ )、铒( $\text{Er}^{3+}$ )、铥( $\text{Tm}^{3+}$ )等稀土离子的光纤激光器<sup>[1-3]</sup>。以上分类方法并不相互矛盾也不相互独立,而是互有交叉,同一种锁模实现方法可以有不同的色散管理方案和增益介质。

虽然锁模光纤激光器已经发展成为光纤激光器和超短激光器领域最热门的方向之一,但传统锁模光纤激光器受限于非线性相移的积累,在更高输出能量或者更短输出脉冲等方面都有各自的局限。为拓展超短光纤激光器的研究和应用,本文主要关注近年来涌现出的新型被动锁模光纤激光技术,包括 Mamyshev 光纤锁模振荡器、“9 字腔”结构被动锁模光纤激光器和时空锁模光纤振荡器。此外,光纤振荡器是高功率超快光纤激光的种子源,除了种子源之外,放大以及压缩手段是实现更高功率、更短脉冲的有效方法,因此本文最后还将讨论目前相干合束技术以及非线性脉冲压缩等技术的发展现状。

## 2 新体制超短脉冲光纤振荡器

随着人们对超短脉冲光纤激光器越来越多的关注和研究,此类激光器的输出性能也在逐步提升。图 1 给出了不同类型超快光纤激光器的峰值功率<sup>[4-23]</sup>。为体现可比性,对图 1 中的每一个结果都进行了归一化,即将输出光纤换算成芯径为  $6\ \mu\text{m}$  的标准单模光纤。同时,对于未明确给出脉冲压缩效率的文献,都假设压缩效率为 75%。研究人员的目标是将光纤超快激光器的峰值输出功率量级对标目前成熟

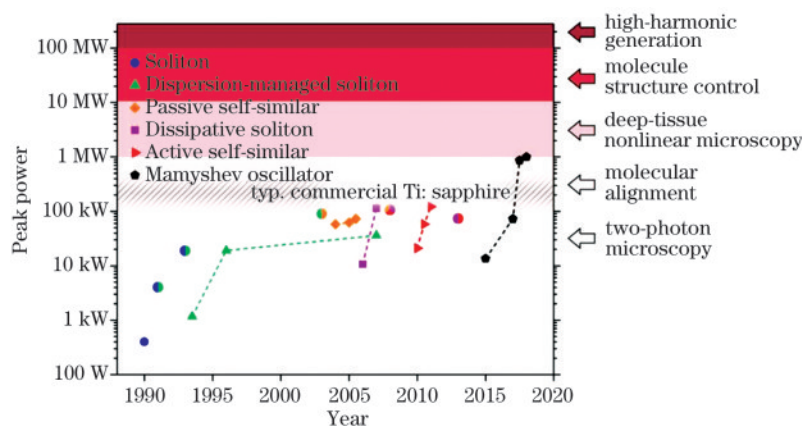


图 1 不同类型超快光纤激光器的峰值功率<sup>[4-23]</sup>

Fig. 1 Peak powers of various kinds of ultrafast fiber lasers<sup>[4-23]</sup>

商用的钛宝石飞秒振荡器,因此各种新型的超快光纤激光器结构不断被提出。目前,用于实验室研究的光纤振荡器已经达到了兆瓦级的峰值功率,这与商用固态激光器的峰值功率相当。从图 1 也可以看出,目前输出功率最高的光纤锁模激光器是 Mamyshev 锁模光纤激光器。本章主要针对 Mamyshev 锁模、“9 字腔”锁模、时空锁模三类新型光纤振荡器进行了介绍。

### 2.1 Mamyshev 锁模光纤激光器

Mamyshev 振荡器借鉴光通信中的脉冲再生技术<sup>[24]</sup>,其可以理解为两个 Mamyshev 再生器的串联。单个 Mamyshev 再生器的工作原理为:注入脉冲进入非线性介质(通常是无源或有源光纤)后,经自相位调制(SPM)产生光谱展宽,展宽后的脉冲经过一个偏离脉冲中心波长的带通滤波器被滤波。如图 2 所示,该机制可以看作等效的饱和吸收效应:强度较低的脉冲产生的 SPM 展宽不足,无法通过偏移滤波器,只有强度足够高的脉冲才会产生足够的 SPM 展宽并可通过滤波器,实现脉冲锁模和时域窄化。通过级联 Mamyshev 再生器(即通过使用两个不同中心波长的滤波器重复此过程)可以增强等效可饱和吸收作用,最终使得强度高于某个阈值的脉冲得到不断放大和窄化,实现锁模脉冲输出。

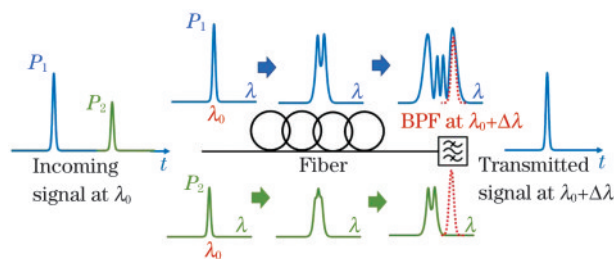


图 2 Mamyshev 再生器的工作原理示意图<sup>[4]</sup>

Fig. 2 Operation principle of Mamyshev generator<sup>[4]</sup>

实际上,基于偏移滤波器的锁模激光器早在 1994 年已经被提出<sup>[25]</sup>,但当时并没有引起足够的重视。考虑到插入增益光纤和输出耦合器,两个 Mamyshev 再生器级联的振荡器典型结构如图 3 所示。该结构包含两个中心波长发生偏移的带通滤波器,可以有效防止连续激光起振。因此,只有强度足够大的脉冲才能产生足够的 SPM 展宽,从而弥补两个滤波器的光谱间隙,最终使得脉冲传输到下一个臂。尽管脉冲传输中存在非线性效应,但是仍可以通过重复滤波来稳定脉冲,以强烈地抑制噪声和连续光起振。基于 Mamyshev 机理的可饱和吸收过程不同于非线性偏振演化(NPE)等可饱和吸收过程,可以更

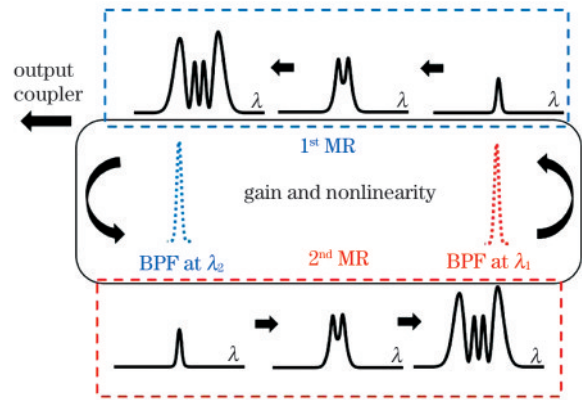


图 3 两个 Mamyshev 再生器级联的振荡器典型结构<sup>[4]</sup>

Fig. 3 Typical setup of oscillator based on two cascaded Mamyshev generators<sup>[4]</sup>

容易实现全保偏甚至单偏结构。2017 年,IPG 公司的研究人员搭建了一套输出脉冲能量为 15 nJ、压缩后脉宽为 150 fs 的装置(图 4)<sup>[22]</sup>,其结构其实就是 Mamyshev 振荡器的两个不对称滤波臂,但是 IPG 公司的研究人员当时并不完全清楚这就是 Mamyshev 再生器衍生的振荡器。基于 Mamyshev 的超短振荡器已经实现了全光纤集成,工作波长从 1 μm 发展到 1.5 μm 再到 2 μm,输出峰值功率超过 10 MW。

随后,康奈尔大学 Wise 研究组开始了对 Mamyshev 光纤振荡器的系统研究,并首次明确提出了 Mamyshev 振荡器的概念<sup>[23]</sup>。图 5 即为 Wise 小组中 Liu 等搭建的基于保偏光纤的 Mamyshev 振荡器结构图。在该工作中,Liu 等指出:在 Mamyshev 振荡器腔内形成并被放大的脉冲为抛物线型,其可以承受更大的自相似放大而不分裂;同时 Mamyshev 再生器可以等效为一个透过率曲线呈阶跃式分布的可饱和吸收器件,其高调制深度也使得振荡器能产生更高能量的脉冲。实际上,他们也确实得到了比之前采用同样模场面积的光纤高一个数量级的峰值功率输出(脉冲能量为 50 nJ,脉宽为 40 fs,峰值功率约为 1 MW)。通过数值仿真,Liu 等还预计 Mamyshev 光纤振荡器可以实现超过 10 MW 峰值功率的脉冲输出。

Mamyshev 振荡器中的高调制深度也带来了另外的问题,即这种高调制深度充分抑制了连续光分量,使得锁模前的巨脉冲无法产生,造成锁模自启动的难度加大。因此可以说 Mamyshev 锁模也是一种牺牲自启动以实现高能量的技术手段。前文所述 Liu 等在 2017 年的工作虽然证实了 Mamyshev 光纤振荡器可以实现短脉冲高峰值功率输出,且环境稳定性好,但也确实存在不能自启动而需要额外注



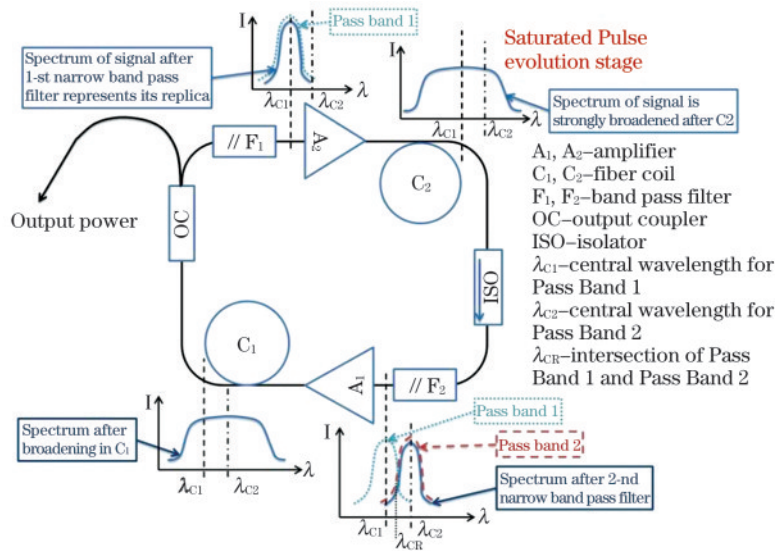


图 4 IPG 公司研究人员演示的第一套全光纤 Mamyshev 振荡器<sup>[22]</sup>

Fig. 4 First all-fiber Mamyshev oscillator demonstrated by researches of IPG company<sup>[22]</sup>

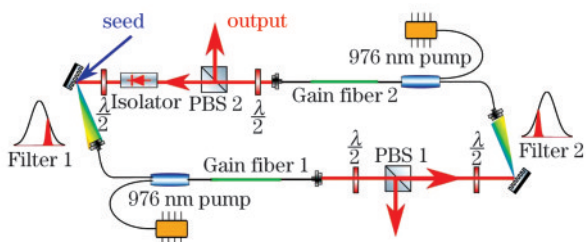


图 5 保偏 Mamyshev 振荡器的实验结构<sup>[23]</sup>

Fig. 5 Experimental setup of polarization maintaining Mamyshev oscillator<sup>[23]</sup>

入初始脉冲的情况。2018 年, Wise 小组在原有的结构基础上额外设计了一个启动臂来引入初始脉冲, 获得了能够自注入的 Mamyshev 振荡器, 其脉冲输出性能较之前也有了进一步的提升(脉宽为 35 fs, 单脉冲能量为 190 nJ, 峰值功率为 3 MW)<sup>[26]</sup>。2019 年天津大学胡明列教授团队采用单偏振的大模场光子晶体光纤(PCF)实现的振荡器的直接输出能量为 1 μJ, 压缩后的脉宽为 41 fs, 峰值功率达到 13 MW, 进一步从实验上验证了 Liu 等在 2017 年的理论预计<sup>[27]</sup>。

与此同时, Mamyshev 振荡器在更短脉冲和更丰富波长的实现方面也有了诸多进展。2020 年, Dayton 大学研究小组在 *Photonics Research* 上报道了一种少光学周期输出的 Mamyshev 振荡器<sup>[28]</sup>。在该工作中, 研究人员在振荡腔内插入一段 45 cm 长的高非线性 PCF 光纤, 将输出脉冲的光谱宽度扩展到了 ~400 nm, 这是目前由锁模光纤激光器产生的最宽的谱宽, 理论上该激光器可以支持 9 fs 的变换极限脉冲。通过腔外光栅对压缩, 最终实现了 17 fs

(5 个光学周期)的脉冲输出。2019 年 1 月康奈尔大学 Wise 研究小组率先将 Mamyshev 振荡器的工作波长推广到 1.5 μm 波段<sup>[29]</sup>; 同年 9 月清华大学的研究小组利用 Ginzburg-Landau 方程预测了基于掺 Tm<sup>3+</sup> 光纤的 2 μm Mamyshev 激光输出, 并对耗散法拉第不稳定性进行分析<sup>[30]</sup>, 理论上将 Mamyshev 振荡器的工作波长进一步向中红外波段拓展。

目前, 基于 Mamyshev 的光纤锁模激光器吸引了越来越多研究者的兴趣, 其高功率大能量输出的潜力以及良好的结构稳定性、环境鲁棒性等特点使得其在工业应用上较其他类型的光纤锁模激光器有很大的优势。同时, 基于 Mamyshev 的光纤锁模激光器内含丰富的非线性效应, 成为基础科学研究的理想平台。

### 2.2 “9 字腔”结构锁模光纤激光器

典型“9 字腔”结构如图 6 所示。“9 字腔”结构锁模光纤激光器是最近发展出来的一种新型腔体结

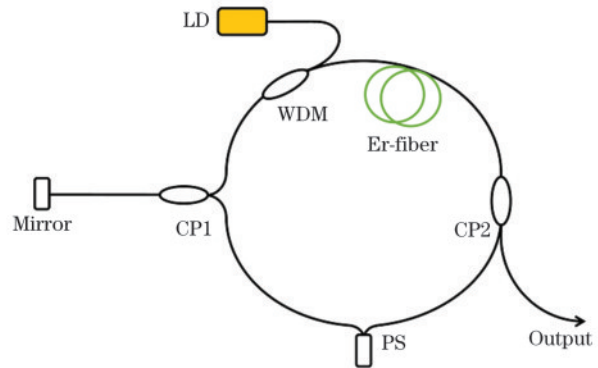


图 6 典型“9 字腔”结构<sup>[31]</sup>

Fig. 6 Typical structure of “9-type cavity”<sup>[31]</sup>

构。从理论上讲,“9字腔”结构仍然属于非线性环形镜结构的一种,它是对传统“8字腔”非线性环形镜结构的一种改进。具体而言,“9字腔”结构是在原来“8字腔”的基础上,将次环打开,利用反射镜直接将透射光再反射到主环中。由于次环经改进之后的形状非常像阿拉伯数字“9”,故人们称该激光器为“9字腔”激光器。这种改进带来了两个好处:1)缩短腔长,提高重复频率;2)简化结构设计,不再需要环形器或者隔离器来保证次环内的单向运转,稳定性更好。长腔“9字腔”典型结构如图7所示<sup>[31]</sup>。含“9字腔”结构的激光器虽然没有了次环,缩短了腔长,但在腔长变短的情况下,其非线性相移积累将更加困难,使得非线性放大环形镜很难工作在可饱和吸收状态。因此,为了积累足够的非线性相移,可以采用增强分束器的分束比不对称性、提高泵浦功率、增加主环中光纤长度或者加入非对称互易元件等手段来提供初始相移。第一种和第二种技术手段比较简单,本节主要针对后两种技术发展路线进行介绍。

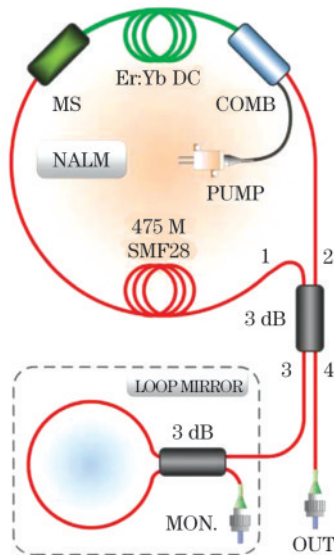


图7 长腔“9字腔”激光器结构<sup>[32]</sup>

Fig. 7 Structural diagram of laser with long “9-type cavity”<sup>[32]</sup>

### 2.2.1 长腔“9字腔”激光器

虽然通过在主环中增加光纤长度可以积累足够的非线性相移,但这使得“9字腔”失去了更高重复频率的优势,且因为腔长较长,此类“9字腔”只能工作在耗散孤子共振(DSR)和类噪声脉冲(NLP)状态下。DSR脉冲的脉宽随泵浦功率的增加呈线性增大,而峰值功率保持不变,因此DSR脉冲能实

现高能量输出而不会像孤子脉冲一样发生分裂。不同于DSR,NLP是一种包含了诸多超短亚脉冲的矩形脉冲。因此DSR和NLP虽然都可以实现比其他类型锁模激光器更高能量的脉冲输出,但输出脉宽较宽,无法实现超快应用。

来自波兰的Krzempek研究小组一直专注于非线性环形镜结构下的DSR脉冲产生,并于2016年利用Er:Yb共掺的双包层光纤首次实现了基于“9字腔”结构的DSR运转模式输出,输出脉冲能量达到2.3 μJ,输出脉宽为455 ns<sup>[32]</sup>。2019年,Wang等<sup>[33]</sup>利用Tm:Ho共掺的“9字腔”结构实现了97.4 nJ的类噪声脉冲输出,工作波长为1.9 μm。清华大学的Yang课题组通过优化“9字腔”的结构,在一个结构下分别实现了452 nJ的NLP输出和713.2 nJ的DSR输出<sup>[34]</sup>。最近,“9字腔”输出的DSR脉冲结合主振荡功率放大(MOPA)结构,已经可以实现单脉冲能量为10<sup>-4</sup> J、平均功率超百瓦的输出<sup>[35]</sup>。

### 2.2.2 非对称互易“9字腔”激光器

为了充分体现“9字腔”结构激光器的高重复频率的特性、改善激光器自启动的特性,研究人员考虑在“9字腔”结构激光器中采用非对称互易元件来提供初始相移。2015年,天津大学胡明列教授团队在“9字腔”激光器中加入1/4波片和法拉第旋光器,改进了激光器的对称结构(图8),得到了重复频率为80 MHz、脉宽为590 fs的脉冲输出,这说明非互易性元件的加入可以极大缩短积累非线性相移所需的光纤长度<sup>[36]</sup>。2016年北京张志刚教授团队利用封装的反射式相移器,实现了全保偏(PM)紧凑化的“9字腔”光纤锁模激光器(图9)<sup>[37]</sup>。在该工作中,反射式相移器由Wollaston棱镜、法拉第旋光器、1/8波片和反射镜构成,如图9所示。整个激

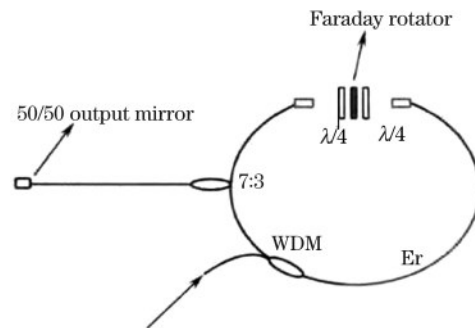


图8 加入法拉第旋光器的“9字腔”激光器实验装置图<sup>[36]</sup>  
Fig. 8 Experimental setup of laser with “9-type cavity” and Faraday rotator<sup>[36]</sup>

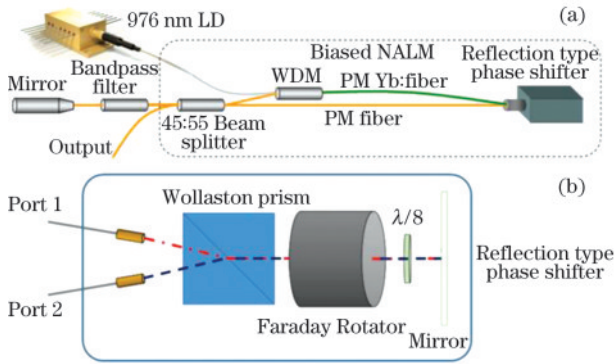


图 9 全保偏紧凑型“9 字腔”激光器结构图和反射式相移器结构图<sup>[37]</sup>。(a)全保偏紧凑型“9 字腔”激光器结构图；(b)反射式相移器结构图

Fig. 9 Structural diagram of compact “9-type cavity” laser based on all polarization maintaining fiber, and structural diagram of reflection-type phase shifter<sup>[37]</sup>. (a) Structural diagram of compact “9-type cavity” laser based on all polarization maintaining fiber; (b) structural diagram of reflection-type phase shifter

激光器可以被封装在一个 22 cm × 15 cm × 5 cm 的盒子里。

这种非对称互易器件的引入使得“9 字腔”激光器重复频率高、稳定性好的特性得到体现,使得“9 字腔”激光器技术愈发成熟。为了进一步实现更短脉宽、更高峰值功率的“9 字腔”激光器,国内多个研究单位从色散、增益、非线性控制等方面对“9 字腔”结构激光器进行了优化设计。2017 年,上海科技大学和华东师范大学联合团队在引入非互易相移器的基础上,通过调控激光器增益和腔内净色散,显著降低了锁模阈值并缩短了锁模建立时间;同时,通过一级色散管理的双向泵浦掺饵放大器,实现压缩后 28 fs 的脉宽和 3 nJ 的能量输出<sup>[38]</sup>。2018 年,天津大学胡明列教授团队仍然采用在“9 字腔”结构中加入移相器的思路,利用单偏振的大模场 PCF 实现了脉宽为 152 fs、输出能量为 28 nJ 的“9 字腔”振荡器直接输出,峰值功率接近 0.2 MW<sup>[39]</sup>。但该工作采用了大芯径的 PCF,导致整个系统无法实现全光纤集成。2019 年上海光学精密机械研究所冯衍研究员团队在“9 字腔”腔内插入  $\pi/2$  保偏相位偏置器,并对激光谐振腔内的光纤进行色散管理以及非线性控制,采用如图 10 所示的腔体结构实现了能够自启动的 50 fs 量级“9 字腔”锁模,锁模自启动时激光器的最大输出脉冲功率为 13.6 mW,重复频率为 85.3 MHz,光谱 3 dB 带宽为 85.1 nm<sup>[40]</sup>。值得指出的是,由于采用

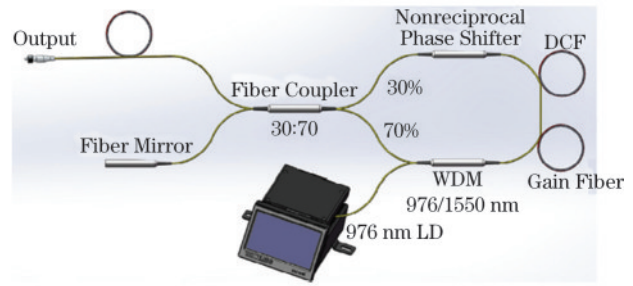


图 10 色散管理的“9 字腔”结构<sup>[40]</sup>

Fig. 10 Structure of dispersion managed “9-type cavity”<sup>[40]</sup>

了相位偏置的“9 字腔”结构,该振荡器的环境稳定性好,在 0~45 °C 高低温实验和 15 h 长时间输出实验中均实现了 50 fs 脉宽的稳定功率输出。

### 2.3 时空锁模光纤激光器

锁模激光器的锁模原理是使激光腔内的纵模相位锁定,从而实现超短脉冲和超高峰值功率输出。2015 年, Wright 等<sup>[41]</sup>研究了超短脉冲在多模光纤中的非线性传输后,提出了一种新的锁模技术,即基于多模光纤的时空锁模技术。该技术可同时锁定光纤腔内的众多横模与纵模。

图 11 给出了一种典型的时空锁模光纤激光器结构<sup>[42]</sup>。在该结构中,通过增益光纤和多模光纤的偏心熔接激发出高阶横模。少模增益光纤仅支持 3 种横模,用来实现空间滤波,并使得增益随着模式数量的增加而饱和,从而抑制模式之间的增益竞争和相互间的非线性作用;渐变折射率多模光纤主要用于降低模式色散,使得模式色散可以与色度、色散相比拟,这是实现时空锁模的关键;1/4 波片、半波片以及偏振分束器用来控制 NPE,从而实现饱和和吸收锁模效应。NPE 腔可以很容易地通过一组耦合的广义非线性薛定谔方程(GNLSE)进行建模<sup>[43]</sup>,同时可以在相对较低的激光功率下观察多模锁模过程;光谱滤波器用来实现单程带通滤波作用。

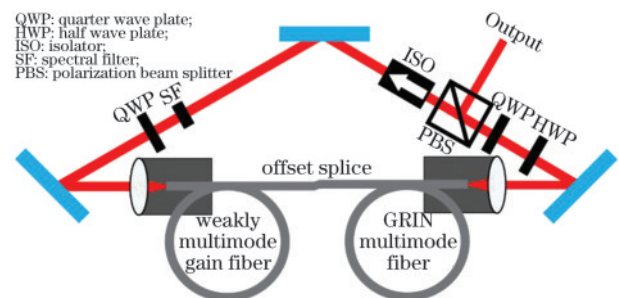


图 11 时空锁模光纤激光器典型结构<sup>[42]</sup>

Fig. 11 Structure of spatiotemporal mode-locking fiber laser<sup>[42]</sup>



目前,人们主要从色散以及周期性的调制方面理解时空锁模的原理,从概念上讲,时空锁模脉冲类似于单模光纤中的一维耗散孤子和自相似脉冲。在这类激光器中,正常色散和非线性相位调制会导致线性调频脉冲,其持续时间和带宽会在整个腔体内增加。而通过光谱滤波可减少脉冲持续时间并减小带宽,从而使脉冲满足激光的周期性边界条件。在时空锁模激光器中,空间滤波和频谱滤波有助于建立具有时空边界条件的三维稳态脉冲。而利用渐变折射率光纤可以使得高阶横模间的模式色散与纵模间的色度色散差不多,所以所有模式之间的耦合都同样强,这就使得腔内的多种模式都能实现锁模。时空锁模后的激光器腔内模式如图 12 所示<sup>[4]</sup>,在连续波状态下(左图),谐振模式是复杂的。时空模式锁定后(右图),这些模式将被非线性地锁定在一起,形成相位频率梳,从而产生相干的多模式脉冲。

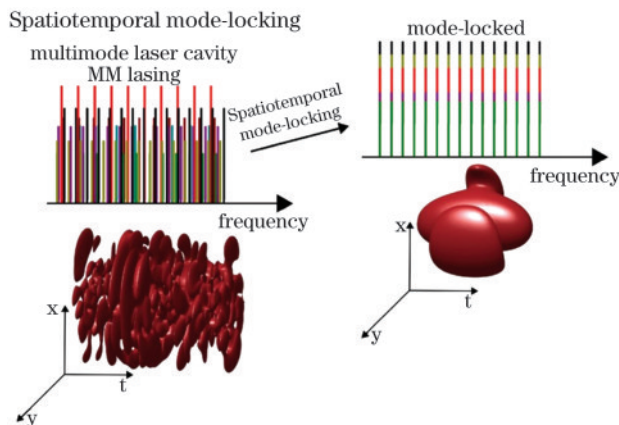


图 12 存在多横模的激光腔内时空锁模后的模式分布<sup>[4]</sup>  
Fig. 12 Mode distribution in spatiotemporal mode-locked laser cavities supporting multiple transverse modes<sup>[4]</sup>

图 11 所示的结构只是一种为了研究时空锁模技术的简易结构,用来检验 GNLSSE 对该模型的有效性。为了进一步丰富腔内横模,完善时空锁模技术,Wright 等构建了全多模光纤的时空锁模激光器,如图 13 所示。通过激发并锁定多个横模,Wright 等在实验中获得了能量为 150 nJ、脉宽为 150 fs 的脉冲输出,对应于 10 W 的平均输出功率以及 1 MW 的峰值功率<sup>[42]</sup>。他们还指出,利用更大芯径的光纤有望将脉冲能量再提高 2 个数量级。

相比于单模光纤中的锁模激光器,研究人员对多模光纤中的时空锁模研究(尤其是超短脉冲在多模光纤时空耦合作用下的非线性效应研究等)才刚刚开始,研究中遇到的问题很多,因此该技术也已经发展

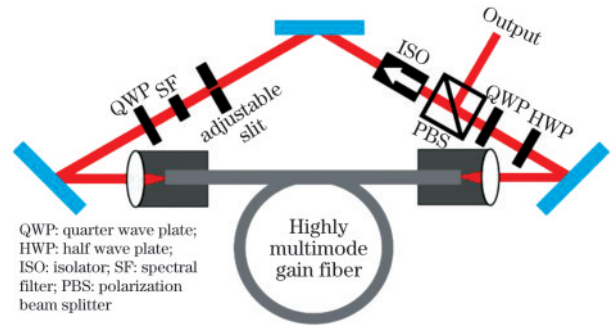


图 13 全多模光纤时空锁模激光器<sup>[42]</sup>  
Fig. 13 Spatiotemporal mode-locked fiber laser based on all multimode fiber<sup>[42]</sup>

成为超短光纤激光器领域最前沿与热门的方向。

### 3 高功率超短光纤激光器技术

除了各种新体制、高性能的振荡器之外,脉冲放大和压缩技术也是实现更短脉冲和更高峰值功率输出的关键。

#### 3.1 相干合束技术

众所周知,光纤激光系统散热性好,能用于高平均功率的激光产生,但由于横向模式不稳定性效应,可实现近衍射极限输出的飞秒脉冲光纤激光器目前的平均功率不超过 1 kW<sup>[44]</sup>。尽管研究人员针对此问题已经提出了不少解决办法,但是这个问题仍然未能得到很好的解决。

在脉冲能量和峰值功率不断提高的情况下,光纤中的非线性效应以及最终的自聚焦效应限制了飞秒光纤激光器性能的进一步提升。PCF 可以通过设计光纤结构来增加模场面积,从而减弱光纤的非线性效应,但是这种方法也有其自身的技术局限性,具体而言:光纤啁啾脉冲放大(FCPA)系统使用最大模场面积的 PCF,将光脉冲用光栅展宽器展宽到最大脉宽,在单根光纤中获取的脉冲能量远小于光纤中储存的能量,峰值功率也只有 GW 量级<sup>[45]</sup>。因此,目前啁啾脉冲放大(CPA)技术能实现的单链路输出峰值功率几乎已经接近极限。

为了突破光纤输出的极限,研究人员开始考虑相干合束技术。相干合束的核心思想是对脉冲进行各种形式的分割后将其放大,再进行相干合成。因此相干合束可以分别从空域、时域、频域进行分束再进行相干合成。按照对脉冲在不同域的操作,相干合束技术可以分为空间相干合束、时域相干合束和光谱相干合束。具体而言,空间相干合束是从空间上来增加放大链路再进行相干合成,包括空间

合成技术和衍射合成技术;时域相干合束技术路线包括分割脉冲放大和相干脉冲堆积技术;光谱相干合束需要对宽光谱脉冲进行切分或者对窄带光源进行合束,受非线性效应的限制,该技术不适用于超短脉冲放大。本节主要介绍空域相干合束和时域相干合束的相关技术路线的进展。

### 3.1.1 空间相干合束

在保持单根光纤输出上限的水平下,将脉冲在单根光纤中放大后再进行合束,这是空间相干合束最直观的解决办法。图 14 展示了相干合束技术近几年在应用于高功率锁模光纤激光器方面取得的进展。图中圆点表示单个飞秒光纤振荡器或系统输出的平均功率以及峰值功率,菱形表示相干合束技术近几年实现的平均输出功率以及峰值功率。

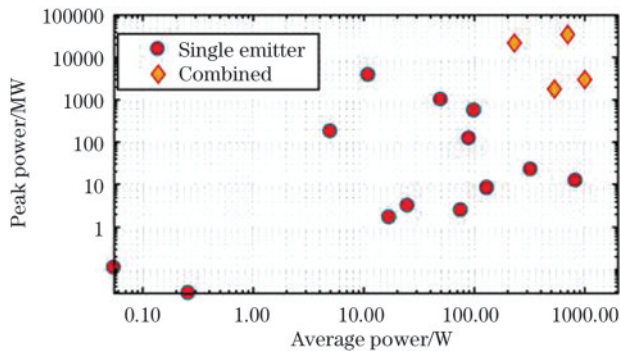


图 14 飞秒光纤激光器的峰值功率和平均功率<sup>[46]</sup>

Fig. 14 Peak and average powers of femtosecond fiber laser<sup>[46]</sup>

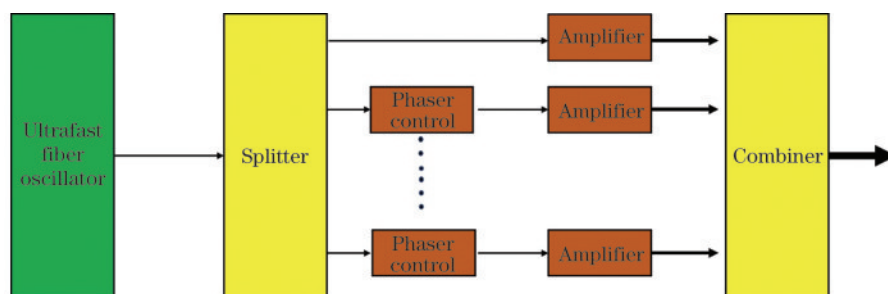


图 15 超短脉冲空间合束系统示意图

Fig. 15 Schematic diagram of ultrafast pulse spatial combination system

衍射合成技术是另外一种实现空间合束的技术路线,其基本原理是利用衍射光学元件(DOE)将不同角度的入射光集中到零级衍射级次处。DOE目前已经成功应用于多达 15 束连续激光的高功率合束<sup>[49]</sup>,但是对于超短脉冲来说,其脉冲光谱很宽,在衍射时存在空间频率啁啾(脉冲波面倾斜),从而导致合束效率下降。为了解决这个问题,需要在每

图 15 是超短脉冲空间合束系统的示意图,将一个超短种子源的输出脉冲进行分束,然后在多路光纤放大器中分别对其进行放大,最后利用一个合束器将放大后的脉冲合成一个脉冲。需要注意的是,放大过程中必须保证每个通道的相位锁定才能实现空间上的相干合束,这是该路线最大的技术难点和挑战,尤其是当通道数量较大时,相位控制手段的精度和要求更高。目前,通过相位控制手段,实验上已经达到 8 根光纤的空间合束,输出功率为 1 kW,脉冲能量为 1 mJ,合束效率达到 91%,光束质量  $M^2$  达到近衍射极限值( $M^2 < 1.1$ )<sup>[47]</sup>。每个放大通道在空间中的独立放大对相位控制提出了较高的要求。一种降低相位控制难度的方法是将各个放大链路置于同一环境下,通过保证每个放大链路的相位变化相同,简化相干合束的相位控制要求。基于此想法,研究人员考虑利用多芯光纤来实现空间合束:多芯光纤中每根光纤就是一个放大链路,通过控制每个纤芯保持单模传输,就能够实现在光纤中的相干合束。2016 年,天津大学的 Huang 等<sup>[48]</sup>利用 18 芯 PCF,实现了约  $2000 \mu\text{m}^2$  的同相位超模模场面积,利用一级光纤放大器进行压缩后获得了脉宽为 83 fs、峰值功率为 13 MW 的脉冲。该系统相比于多通道的空间合束系统的最大优势是实验系统简单,无需额外的相位控制技术,但是由于纤芯间距小,当脉冲能量较大时,不同纤芯的脉冲能量会相互转移,从而影响光束输出的稳定性。

个通道进行空间频率啁啾的预补偿。2017 年 Zhou 等<sup>[50]</sup>首次提出利用两级 DOE 补偿脉冲波面倾斜的思路,并在实验中演示了利用衍射合成 4 束超短脉冲,合束效率达到 80%,单个脉冲的宽度为 120 fs。2018 年,该小组对实验系统进行了改进(图 16),将闪耀光栅改进为二维阵列结构,并将该结构作为第一个 DOE 元件,第一次实现了二维衍射合束<sup>[51]</sup>,合



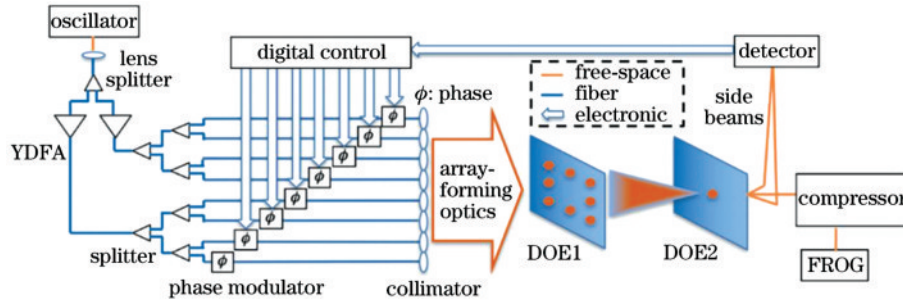


图 16 DOE实现相干合束实验装置图<sup>[51]</sup>

Fig. 16 Coherent combination setup based on DOE<sup>[51]</sup>

束脉冲总共 8 束,合束后脉宽为 120 fs,与合束前一致,合束效率接近理论极限。

### 3.1.2 分割脉冲放大技术

空间合束本质上是增大光纤的模场面积或者增加通道数目来提高脉冲能量,但光纤的功率密度上限并没有被突破,因此光纤空间合束技术相比固体激光器而言散热性更好一些(相对体表面积更大),但二者都是仅靠扩大放大介质的面积来增加功率耐受度<sup>[45]</sup>。因此,为了更好地展宽脉冲、降低光纤中的非线性效应,时域分割脉冲放大(DPA)技术被提了出来<sup>[52]</sup>。DPA技术的核心思想类似于CPA技术,只不过DPA技术将脉冲在时域上进行切割,得到和入射脉冲形状、脉宽一致而能量降低的复制脉冲,然后再对切割后的子脉冲分别进行放大,最后将放大后的子脉冲进行相干合束,从而提高系统输出能量。图 17 所示为利用双折射晶体实现时域脉冲切割的原理图,图中箭头表示偏振态,分割脉冲的数量  $N=2^m$ ,  $m$  表示双折射晶体数量。通过控制双折射晶体的长度,能够在时域上将单个入射脉冲分割成偏振态交替输出的等间距子脉冲。但是这种利用偏振分割的脉冲数目与双折射晶体

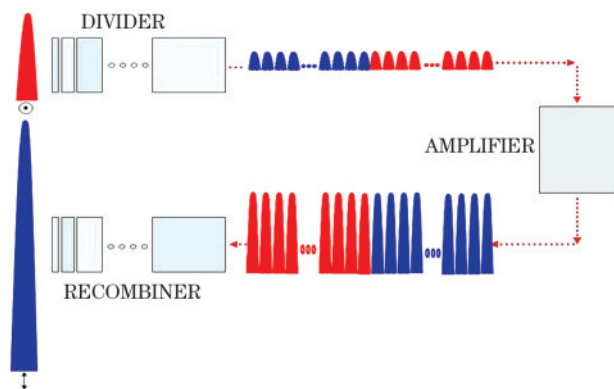


图 17 基于双折射晶体的分光原理图<sup>[52]</sup>

Fig. 17 Principle of beam division based on birefringent crystal<sup>[52]</sup>

有关,导致分割脉冲数目有限。

在利用DPA技术对脉冲进行分割和合束时,脉冲需要经过两次分光、延迟控制和补偿光路,这使得光路比较复杂。可以考虑在一个光路中加入反射和偏振旋转来实现脉冲的分割和合束。但是不管怎样,DPA技术都需要考虑主动相位控制,否则子脉冲序列在光纤中无法获得一致的增益,从而导致积累的非线性相移不同,最终影响合束效率。

虽然DPA技术存在一定复杂性,但是将DPA技术与空间合束、CPA技术相结合,可以极大地扩展合束通道,该方法具有实现大能量输出的潜力。2016, Kienel等<sup>[53]</sup>在主动控制相位的基础上,改进了时间分割放大系统,他们利用DPA技术将脉冲分割成4束,然后采用8通道空间合束和CPA技术,最终得到了平均功率为700 W、脉冲能量为12 mJ、脉宽为262 fs的脉冲输出。

### 3.1.3 相干脉冲堆积技术

如3.1.2节所述,DPA技术存在光路比较复杂、控制要求比较高等问题,且单一的DPA技术可分割和合束的脉冲数量有限。另外一种和DPA技术核心思想类似但实现方式不同的放大合束技术,即相干脉冲堆积技术(CPSA),被提了出来。CPSA的原理见图 17, CPSA不再分割脉冲,而是将振荡器输出的脉冲序列直接看成已经分割好的子脉冲,然后对其进行放大和相干叠加。

相干脉冲堆积需要设计堆积器的腔型,腔型主要包括两种:高Q值腔<sup>[54]</sup>和低Q值腔<sup>[55]</sup>。这两种腔型的区别是输入耦合镜的反射率和堆积后的脉冲从腔内的导出方式,但入射脉冲的重复频率都必须与腔长匹配。一般情况下,振荡器输出的重复频率不宜过低,否则不利于设计腔长。

基于高Q值腔的脉冲腔内增强堆积放大技术原理见图 18。该腔结构包括一个输入耦合镜和三个高

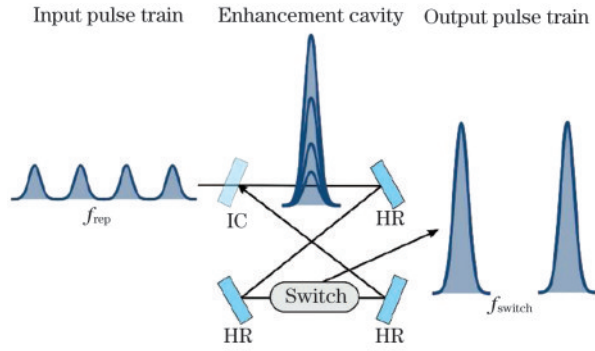


图 18 高 Q 值腔的脉冲腔内增强堆积放大技术<sup>[54]</sup>

Fig. 18 Enhanced stacking amplification technique in pulse cavity with high Q<sup>[54]</sup>

反镜。输入脉冲串以与腔长匹配的重复频率注入腔内,在腔内进行相干堆积,形成高能量的腔内脉冲,当注入一定数量的脉冲使腔内实现饱和后,通过高速的光开关将腔内储存的大能量堆积脉冲导出。腔内储存的脉冲能量与注入脉冲数量有关,由于存在稳态过程,此技术也被称为堆积和腔倒空技术<sup>[55]</sup>。虽然该技术可以实现上百个脉冲的堆积和合束放大,但实际上受开关的速率和非线性效应的限制,放大器峰值功率的输出和理论计算值还有很大差距。

与高 Q 值腔技术相对的是低 Q 值腔技术。Zhou 等<sup>[55]</sup>于 2015 年提出了用低 Q 值腔将脉冲叠加在一起的概念。在低 Q 值腔内堆积放大技术中,脉冲的耦合入腔和导出都利用干涉效应,将可实现该过程的器件称为 Gires-Tournois 干涉仪(GTI)。其基本原理如图 19 所示,耦合镜 M 的反射率为 R,腔内损耗  $\alpha \approx 1$ 。脉冲入射前,其相位和振幅都经过了调制,除去最后一个脉冲外,第 n 个脉冲  $A_n^{\text{in}}$  入射在反射率为 R 的耦合镜上,此时腔内循环的脉冲  $A_n^{\text{cav}}$  在耦合镜的另一面反射。 $A_n^{\text{in}}$  的透射光与  $A_n^{\text{cav}}$  的反射光相干相长,而  $A_n^{\text{in}}$  的反射光与  $A_n^{\text{cav}}$  的透射光相干相消,导致几乎没有光被反射出去。最后一个脉冲  $A_0^{\text{in}}$  经过相位调制后,其与  $A_0^{\text{cav}}$  形成的相干反射增

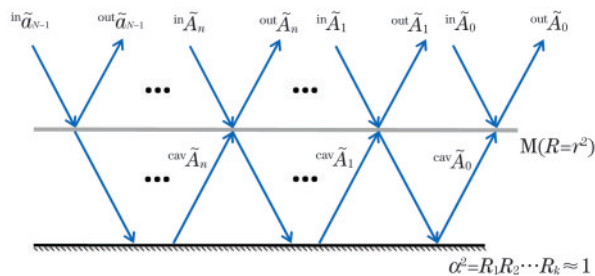


图 19 GTI 原理示意图<sup>[55]</sup>

Fig. 19 Principle diagram of GTI<sup>[55]</sup>

强,从而将存储的能量全部导出。

从以上分析可以看出,为了利用相干效应实现光开关的效果,需要对脉冲进行相位和振幅调制。但实际上振荡器输出的脉冲序列都是等幅的,对光脉冲进行幅度调制,反而使得脉冲能量损失。因此,为了提高堆积效率,研究人员提出腔级联或者堆积级联的方法。采用腔级联或者堆积级联的方法可以将  $2m+1$  或者  $(2m+1)^2$  个子脉冲进行级联堆积。2016 年, Galvanauskas 教授研究小组采用  $4 \times 4$  级联 GTI 堆积器,实现了 81 个子脉冲的相干堆积<sup>[56]</sup>。

### 3.2 非线性脉冲压缩技术

不论是相干合束放大还是 CPA,脉冲都还需要进一步压缩才能实现更短脉宽输出。不过增益窄化以及色散等问题限制了振荡器的输出带宽,使得在目前的技术条件下利用放大系统能将脉宽压缩到  $10^{-13}$  s 量级。为了进一步压缩光纤超短激光器的脉宽到少光学周期(10 fs 量级)、提高峰值功率,需要进一步展宽输出脉冲光谱,使得得到的傅里叶变化极限脉冲的脉宽更窄。基于这一思路,研究人员考虑将非线性脉冲压缩技术引入到放大系统中,即通过 SPM 来展宽光谱。

首先,SPM 引起的啁啾在脉冲中是近线性的,可以通过色散元件对其进行补偿,从而较容易地得到更短的脉宽。德国耶拿大学在该方向上进行了许多探索。2016 年, Hadrich 等<sup>[57]</sup>在一套平均输出功率超过 660 W 的飞秒光纤系统中采用两级非线性压缩,得到了当时平均输出功率最高的少光学周期(6.3 fs)脉冲输出。在该工作中,研究人员利用毛细管中填充的氩气作为非线性光谱展宽介质,每级展宽后用啁啾镜来补偿啁啾,从而实现脉冲压窄。首先,FCPA 的输出脉宽为 240 fs,能量为 520  $\mu\text{J}$ ,第一级毛细管长为 1 m,展宽压缩后的脉宽为 30 fs,脉冲能量为 320  $\mu\text{J}$ ,平均功率为 408 W;第二级毛细管长为 0.6 m,展宽压缩后的输出脉宽为 6.3 fs,能量为 170  $\mu\text{J}$ ,平均功率为 216 W。最终这套系统的压缩因子超过 38,脉冲峰值功率提高 8.5 倍。

毛细管作为非线性展宽介质使用时需要额外的啁啾补偿器件才能实现脉冲压窄。为了优化非线性脉冲压缩过程,耶拿大学发展了基于空心光纤(HCF)的非线性脉冲压缩技术。相比于毛细石英管,HCF 可以通过设计光纤结构来调节光纤传输特性参数。2017 年, Gebhardt 等<sup>[58]</sup>就用特殊设计的 HCF 实现负色散管理,从而使其与 SPM 引起的啁

啉相互补偿,形成非线性自压缩效果,且不需要额外的色散补偿元件来压缩脉宽。在该工作中,HCF 的长度为 0.42 m,被放在了两个压缩容器中间作为连接器。这两个容器一个充氦气,一个充氩气,分别作为非线性脉冲压缩的输入端和输出端。充气的目的是降低光纤端面的热负载,当然充气也略微影响了光纤的耦合效率,最终实现了半峰全宽为 13 fs 的 2  $\mu\text{m}$  脉冲输出,压缩因子超过 8。

2019 年,耶拿大学的研究小组进一步优化了 HCF 中氩气气压梯度,成功得到了平均功率为 318 W、脉宽为 10 fs、脉冲能量超过 mJ 量级的少光学周期脉冲输出<sup>[59]</sup>,这是第一次得到在平均输出功率超过百瓦的情况下单脉冲能量超过 mJ 量级的少光学周期脉冲。该项工作的关键是对 HCF 中氩气气压梯度的控制。基于此进展,研究人员对利用 HCF 光纤的压缩技术实现工业级高功率激光器的少光学周期充满信心。

## 4 结束语

通过调研分析了目前产生高功率光纤超短脉冲的几种新技术,介绍了相关的国内外研究进展。Mamyshev 振荡器可以在保持 fs 脉冲输出的情况下实现超过 10 MW 的峰值功率和超过  $\mu\text{J}$  量级的脉冲能量;“9 字腔”结构简单,既可以适用于大能量长脉宽输出,也可以通过色散管理实现 fs 输出,且稳定性好;时空锁模激光器具备输出 fs、mJ 量级脉冲的能力,但目前对时空锁模激光器的研究只是处于概念阶段,研究遇到的问题较多,且其输出光束质量无法与其他锁模结构相比较。

对振荡器所产生脉冲的放大和压缩技术进行了调研分析。相干合束技术是目前除 CPA 技术之外最有希望实现高功率超短脉冲输出的技术,得到了越来越多的研究和关注,但其也有自身的局限:空间相干合束虽然提高了输出功率,但本质上还是增加光纤的模场面积或者通道数目,这其实是在向固体激光器靠近<sup>[45-60]</sup>;单一的分割脉冲放大技术的分光数量有限,系统控制也较为复杂;脉冲相干堆积对腔长、重复频率的要求很高,同时也需要控制脉冲相位等参数。综合来看,单一的合束技术较难实现更高功率的超短脉冲输出,多种相干合束技术组合使用,虽然使得系统更加复杂,但有望进一步提高脉冲输出能量和平均功率。

针对现有主流技术的局限,调研分析了几种

产生高功率光纤超短脉冲的方法和放大合束以及压缩技术,但也有诸多与这些新技术路线相关的科学问题尚待解决。这里对大家普遍关心的问题抛砖引玉,期待科研人员的共同努力可使高功率光纤超短脉冲技术获得更多进步和发展。

## 参 考 文 献

- [1] Wise F W, Chong A, Renninger W H. High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2008, 2(1/2): 58-73.
- [2] Yu X, Luo J Q, Xiao X S, et al. Research progress of high-power ultrafast fiber lasers [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(5): 0508007  
余霞, 罗佳琪, 肖晓晟, 等. 高功率超快光纤激光器研究进展 [J]. *中国激光*, 2019, 46(5): 0508007.
- [3] Zhang Z G. Femtosecond laser technology [M]. Beijing: Science Press, 2011.  
张志刚. 飞秒激光技术 [M]. 北京: 科学出版社, 2011.
- [4] Fu W, Wright L G, Sidorenko P, et al. Several new directions for ultrafast fiber lasers [J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 9432-9463.
- [5] Fermann M E, Hofer M, Haberl F, et al. Femtosecond fibre laser [J]. *Electronics Letters*, 1990, 26(20): 1737.
- [6] Hofer M, Fermann M E, Haberl F, et al. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation [J]. *Optics Letters*, 1991, 16(7): 502-504.
- [7] Ober M H, Hofer M, Fermann M E. 42-fs pulse generation from a mode-locked fiber laser started with a moving mirror [J]. *Optics Letters*, 1993, 18(5): 367-369.
- [8] 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.
- [9] Nelson L E, Fleischer S B, Lenz G, et al. Efficient frequency doubling of a femtosecond fiber laser [J]. *Optics Letters*, 1996, 21(21): 1759-1761.
- [10] Ilday F O, Buckley J R, Lim H, et al. Generation of 50-fs, 5-nJ pulses at 1.03 micrometre from a wave-breaking-free fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2003, 28(15): 1365-1367.
- [11] Ilday F O, Buckley J R, Clark W G, et al. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(21): 213902.



- [12] Buckley J R, Wise F W, Ilday F O, et al. Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10 nJ[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(14): 1888-1890.
- [13] Ruehl A, Hundertmark H, Wandt D, et al. 0.7 W all-fiber erbium oscillator generating 64 fs wave breaking-free pulses[J]. *Optics Express*, 2005, 13(16): 6305-6309.
- [14] Chong A, Buckley J, Renninger W, et al. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser[J]. *Optics Express*, 2006, 14(21): 10095-10100.
- [15] Tang D Y, Zhao L M. Generation of 47-fs pulses directly from an erbium-doped fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(1): 41-43.
- [16] 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.
- [17] Ruehl 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.
- [18] Oktem B, Ülgüdür C, Ilday F Ö. Soliton-similariton fibre laser [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(5): 307-311.
- [19] Renninger W H, Chong A, Wise F W. Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(2): 021805.
- [20] 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.
- [21] Lan Y, Song Y J, Hu M L, et al. Enhanced spectral breathing for sub-25 fs pulse generation in a Yb-fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(8): 1292-1294.
- [22] Samartsev I, Bordenyuk A, Gapontsev V. Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser[J]. *Proceedings of SPIE*, 2017, 10085: 100850S.
- [23] Liu Z W, Ziegler Z M, Wright L G, et al. Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator [J]. *Optica*, 2017, 4(6): 649.
- [24] Mamyshev P V. All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect[C]//24th European Conference on Optical Communication. ECOC '98 IEEE Cat. No.98TH8398, September 20-24, 1998, Madrid, Spain. New York: IEEE Press, 1998: 475-476.
- [25] Piche M. Mode locking through nonlinear frequency broadening and spectral filtering[J]. *Proceedings of SPIE*, 1994, 2041: 358-365.
- [26] Sidorenko P, Fu W, Wright L G, et al. Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(11): 2672-2675.
- [27] Liu W, Liao R Y, Zhao J, et al. Femtosecond Mamyshev oscillator with 10-MW-level peak power [J]. *Optica*, 2019, 6(2): 194-197.
- [28] Ma C Y, Khanolkar A, Zang Y M, et al. Ultrabroadband, few-cycle pulses directly from a Mamyshev fiber oscillator [J]. *Photonics Research*, 2020, 8(1): 65-69.
- [29] Olivier M, Boulanger V, Guilbert-Savary F, et al. Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550 nm [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(4): 851-854.
- [30] Wang P, Yao S, Grelu P, et al. Pattern formation in 2- $\mu\text{m}$  Tm Mamyshev oscillators associated with the dissipative Faraday instability [J]. *Photonics Research*, 2019, 7(11): 1287-1295.
- [31] Hao Q, Chen F H, Zeng H P. Compact all-PM-fiber Er-laser mode-locked by a phase-biased nonlinear amplifier loop mirror[C]//2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), July 31-August 4, 2017, Singapore, Singapore. New York: IEEE Press, 2017: 1-2.
- [32] 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.
- [33] Wang X F, Xia Q, Gu B. A 1.9  $\mu\text{m}$  noise-like mode-locked fiber laser based on compact figure-9 resonator [J]. *Optics Communications*, 2019, 434: 180-183.
- [34] Zhao K J, Wang P, Ding Y H, et al. High-energy dissipative soliton resonance and rectangular noise-like pulse in a figure-9 Tm fiber laser[J]. *Applied Physics Express*, 2019, 12(1): 012002.
- [35] Zheng Z J, Ouyang D Q, Ren X K, et al. 0.33 mJ, 104.3 W dissipative soliton resonance based on a figure-of-9 double-clad Tm-doped oscillator and an all-fiber MOPA system[J]. *Photonics Research*, 2019, 7(5): 513-517.
- [36] Zhou X K, Song Y J, Liao R Y, et al. Research on modified nonlinear amplifying loop mirror mode-locked lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(12): 1202002.
- 周晓康, 宋有建, 廖若宇, 等. 改进的非线性放大环形镜锁模激光器研究[J]. *中国激光*, 2015, 42(12): 1202002.

- [37] Jiang T X, Cui Y F, Lu P, et al. All PM fiber laser mode locked with a compact phase biased amplifier loop mirror[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(16): 1786-1789.
- [38] Chen F H, Hao Q, Zeng H P. Optimization of an NALM mode-locked all-PM Er: fiber laser system [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2017, 29(23): 2119-2122.
- [39] Liu W, Shi H, Cui J, et al. Single-polarization large-mode-area fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror[J]. Optics Letters, 2018, 43(12): 2848-2851.
- [40] Zhou J Q, Pan W W, Fu X H, et al. Environmentally-stable 50-fs pulse generation directly from an Er: fiber oscillator [J]. Optical Fiber Technology, 2019, 52: 101963.
- [41] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres[J]. Nature Photonics, 2015, 9(5): 306-310.
- [42] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers [J]. Science, 2017, 358(6359): 94-97.
- [43] Wright L G, Renninger W H, Christodoulides D N, et al. Spatiotemporal dynamics of multimode optical solitons[J]. Optics Express, 2015, 23(3): 3492-3506.
- [44] Jauregui C, Limpert J, Tünnermann A. High-power fibre lasers [J]. Nature Photonics, 2013, 7(11): 861-867.
- [45] Zhang Z G. Coherent pulse stacking: an innovation beyond the chirped pulse amplification[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(12): 120001.  
张志刚. 相干脉冲堆积: 超越啁啾脉冲放大的新技术[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(12): 120001.
- [46] Klenke A, Müller M, Stark H, et al. Coherent beam combination of ultrafast fiber lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2018, 24(5): 1-9.
- [47] Müller M, Kienel M, Klenke A, et al. 1 kW 1mJ eight-channel ultrafast fiber laser[J]. Optics Letters, 2016, 41(15): 3439-3442.
- [48] Huang L L, Hu M L, Fang X H, et al. Generation of 110-W sub-100-fs pulses at 100 MHz by nonlinear amplification based on multicore photonic crystal fiber [J]. IEEE Photonics Journal, 2016, 8(3): 7101307.
- [49] Thielen P A, Ho J G, Burchman D A, et al. Two-dimensional diffractive coherent combining of 15 fiber amplifiers into a 600 W beam [J]. Optics Letters, 2012, 37(18): 3741-3743.
- [50] Zhou T, Sano T, Wilcox R. Coherent combination of ultrashort pulse beams using two diffractive optics [J]. Optics Letters, 2017, 42(21): 4422-4425.
- [51] Zhou T, Du Q, Sano T, et al. Two-dimensional combination of eight ultrashort pulsed beams using a diffractive optic pair [J]. Optics Letters, 2018, 43(14): 3269-3272.
- [52] Zhou S, Wise F W, Ouzounov D G. Divided-pulse amplification of ultrashort pulses[J]. Optics Letters, 2007, 32(7): 871-873.
- [53] Kienel M, Müller M, Klenke A, et al. 12 mJ kW-class ultrafast fiber laser system using multidimensional coherent pulse addition[J]. Optics Letters, 2016, 41(14): 3343-3346.
- [54] Breikopf S, Eidam T, Klenke A, et al. A concept for multiterawatt fibre lasers based on coherent pulse stacking in passive cavities [J]. Light: Science & Applications, 2014, 3(10): e211.
- [55] Zhou T, Ruppe J, Zhu C, et al. Coherent pulse stacking amplification using low-finesse Gires-Tournois interferometers [J]. Optics Express, 2015, 23(6): 7442-7462.
- [56] Zhou T, Ruppe J, Zhu C, et al. Coherent pulse stacking amplification using cascaded and multiplexed Gires-Tournois interferometers [C]//2015 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), May 10-15, 2015, San Jose, CA, USA. New York: IEEE Press, 2015: 1-2.
- [57] Hädrich S, Kienel M, Müller M, et al. Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power [J]. Optics Letters, 2016, 41(18): 4332-4335.
- [58] Gebhardt M, Gaida C, Heuermann T, et al. Nonlinear pulse compression to 43 W GW-class few-cycle pulses at 2  $\mu\text{m}$  wavelength[J]. Optics Letters, 2017, 42(20): 4179-4182.
- [59] Nagy T, Hädrich S, Simon P, et al. Generation of three-cycle multi-millijoule laser pulses at 318 W average power[J]. Optica, 2019, 6(11): 1423-1424.
- [60] Yan D Y, Liu B W, Song H Y, et al. Research status and development trend of high power femtosecond fiber laser amplifiers [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(5): 0508012.  
闫东钰, 刘博文, 宋寰宇, 等. 高功率光纤飞秒激光放大器的研究现状与发展趋势[J]. 中国激光, 2019, 46(5): 0508012.