

# 高功率超快光纤激光器研究进展

余霞<sup>1\*</sup>, 罗佳琪<sup>2</sup>, 肖晓晟<sup>3</sup>, 王攀<sup>3</sup>

<sup>1</sup>新加坡国立大学电子与计算机工程系, 新加坡 119077;

<sup>2</sup>南洋理工大学电子电气工程系, 新加坡 639798;

<sup>3</sup>清华大学精密仪器系精密测试技术与仪器国家重点实验室, 北京 100084

**摘要** 高功率超快脉冲激光应用广泛,包括精密工业加工、超快光谱学、强场物理学及军事应用等。光纤激光具有操作方便、散热要求低、光束质量好等优势。综述了近年来高功率超快光纤激光器的研究进展,包括新兴的被动锁模光纤激光技术及啁啾脉冲放大技术,以高功率超快光纤激光器在高次谐波产生中的应用为例,阐述了高能量光纤激光在非线性光学中的优势,对高功率超快光纤激光器的研究前景进行了展望。

**关键词** 非线性光学; 光纤激光器; 锁模激光器; 啁啾脉冲放大; 高次谐波

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0508007

## Research Progress of High-Power Ultrafast Fiber Lasers

Yu Xia<sup>1\*</sup>, Luo Jiaqi<sup>2</sup>, Xiao Xiaosheng<sup>3</sup>, Wang Pan<sup>3</sup>

<sup>1</sup>School of Electrical and Computer Engineering, National University of Singapore, Singapore 119077, Singapore;

<sup>2</sup>School of Electrical and Electronic Engineering, Nanyang Technological University, Singapore 639798, Singapore;

<sup>3</sup>State key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084, China

**Abstract** High-power ultrafast lasers have a wide range of applications, such as precise industrial processing, ultrafast spectroscopy, high-field physics, and military applications. Fiber lasers have the advantages of convenient operation, thermal load insensitivity, and good beam quality. The recent research progress of high-power ultrafast fiber lasers is reviewed, including the emerging passive mode locking and chirped pulse amplification technologies. The advantages of high-power fiber lasers on nonlinear optics are discussed via an example application, namely using high-power ultrafast fiber lasers to generate high-order harmonics. Further, the potential future research directions have also been prospected.

**Key words** nonlinear optics; fiber laser; mode-locked laser; chirped pulse amplifying; high-order harmonics

**OCIS codes** 190.4370; 140.4050; 320.7090

## 1 引言

高功率超短脉冲在超快光谱学、远距离遥感、强场物理学、精密工业加工及国防等方面具有重要应用。一般来说,传统的固体激光器,如钛蓝宝石激光器和放大器系统,在获得高峰值功率飞秒脉冲上具有明显优势。但由于受限于热光效应,传统固体激光器的平均功率和重复频率很难提升。然而,超短脉冲激光系统的高重复频率和高功率在一些特定的

应用中非常关键。例如,通过红外激光的高次谐波(HHG)获得的极紫外(XUV)辐射已在原子、分子和固态物理学中实现了多种应用<sup>[1]</sup>,对于这些应用,一个很关键的问题是要求每个脉冲内均含有大量光子。一种增加常规固体激光器平均功率的方法是通过低温冷却来改善增益介质的热光性能<sup>[2]</sup>。然而,该解决方案却增加了系统的复杂性和对实验室环境的依赖性,因此,人们开发出了具有新颖结构的增益介质来克服热光问题。例如,碟片激光器<sup>[3]</sup>通过将

收稿日期: 2019-01-21; 修回日期: 2019-03-27; 录用日期: 2019-04-02

基金项目: 国家自然科学基金(51527901)

\* E-mail: eleyuxia@nus.edu.sg

几百微米厚的增益介质连接在散热器上,确保了近似一维的有效散热。然而由于增益介质的长度小,每次通过的增益不会很高,因此需要通过再生放大来提取足够的能量,从而使得激光系统较为复杂,且增大了光路调节的难度。

与之相反,基于光纤的激光系统具有特殊的几何形状,其表面积与体积的比值很大,具有出色的散热性能,能避免热光效应的影响。同时,光纤的光束质量由光纤芯的设计决定,与功率无关。科研人员已经在光纤连续激光器中证明了 10 kW 输出功率下的光斑具有衍射极限的光斑质量<sup>[4]</sup>。除此之外,增益光纤可以有效地吸收抽运光,从而表现出非常高的单程增益和低抽运阈值。另外,光纤激光器固有的紧凑性和长期稳定性,利于大系统的构建。本文将介绍近年来高功率超快光纤激光器的一些研究进展,包括新型的被动锁模光纤激光技术、啁啾脉冲放大技术,以及高功率超快光纤激光器在高次谐波产生中的应用优势。在第 2 小节和第 3 小节中,将分别讨论掺镱和掺铥光纤激光器的技术细节。考虑到这两种激光器处于光纤的正反两个色散区间,因此在被动锁模激光器以及放大器的设计层面有不同的考量。

## 2 新型被动锁模光纤激光技术

获得超短脉冲源的技术除了被动锁模外还有主动锁模<sup>[5]</sup>和是非锁模技术<sup>[6]</sup>,例如对增益开关激光管的输出进行放大、非线性压缩<sup>[7]</sup>。针对被动锁模光纤激光器的研究有多个方向:在基础研究方面,常利用光纤激光器充当一个绝佳的研究非线性科学的平台<sup>[8]</sup>;在应用技术方面,追求更佳的性能,如使超快光纤激光器的输出脉冲能量、峰值功率等参数与固体激光器相比拟,或追求更高的重复频率,或在不同波段获得超短脉冲源等。依据激光腔的色散特性,可将锁模光纤激光器分为反常色散腔(对应于传统孤子)激光器、色散管理腔(对应于展宽脉冲以及自相似脉冲)激光器和正常色散腔(对应于耗散孤子)激光器;从锁模技术来看,又可将其分为有非线性偏振旋转(NPR)激光器、非线性环形镜(NOLM)激光器、非线性放大环形镜(NALM)激光器、多模光纤中的非线性多模干涉激光器、Mamyshev 再生器激光器、实际的可饱和吸收体(半导体可饱和吸收镜 SEASAM、石墨烯、拓扑绝缘体、黑磷等)激光器;以增益介质分类,又可将其分为掺铈( $\text{Nd}^{3+}$ )、铒( $\text{Er}^{3+}$ )、镱( $\text{Yb}^{3+}$ )、铥( $\text{Tm}^{3+}$ )等离子的光纤激光

器,对应于不同的激光波长。关于被动锁模光纤激光器的原理、分类等,可参见诸多现有的教材或综述性文章,如文献<sup>[9]</sup>。光纤振荡器是高功率超快光纤激光源的种子,本节主要关注近年来涌现出的新型被动锁模光纤激光技术,并集中于 1  $\mu\text{m}$  波段(掺镱光纤激光器)和 2  $\mu\text{m}$  波段(掺铥光纤激光器)。

### 2.1 超快掺镱光纤激光器

图 1 给出了近些年来超快光纤激光腔输出性能的峰值功率<sup>[6]</sup>,图中的功率值进行了归一化处理,即统一为纤芯直径为 6  $\mu\text{m}$  的标准单模光纤,并且对于未给出压缩效率的文献,假设其压缩效率为 75%。若一点中包含有不同的颜色,则代表了脉冲有几种不同的演化过程。研究者们不断提出各种新型的超快光纤激光器结构,用以提升振荡器的输出脉冲能量和峰值功率,使其逐渐接近甚至达到传统商用固体激光器的输出指标。在这些研究组中,尤以美国康奈尔大学的 Wise 研究组表现突出。2003 年,该研究组通过优化 NPR 锁模的色散管理腔中的净色散,分别获得了 2.2 nJ 的较高能量飞秒脉冲直接输出,以及腔外压缩后可达 52 fs 宽的脉冲输出<sup>[10]</sup>。2009 年,该研究组在其所提耗散孤子激光器概念的基础上,利用 10  $\mu\text{m}$  纤芯的双包层掺镱光纤搭建了净色散约为 0.05  $\text{ps}^2$  的光纤激光器,通过优化腔内滤波器的带宽,获得了 31 nJ 的直接脉冲输出,腔外压缩后脉宽为 80 fs,峰值功率为 200 kW<sup>[11]</sup>。2012 年,Chong 等<sup>[12]</sup>利用增益光纤中抛物线形脉冲的自相似演化来克服非线性效应导致的脉冲分裂,并在腔中引入高非线性光子晶体光纤,得到了带宽约为 200 nm 的脉冲直接输出。之后,他们进一步利用复杂的相位补偿设备,将脉宽压缩至 20 fs。

2015 年,借鉴 Mamyshev<sup>[13]</sup>在光纤通信领域提

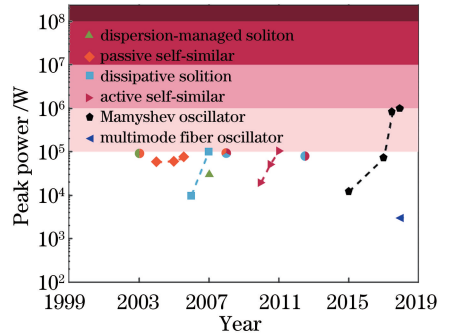


图 1 不同种类超快光纤振荡器输出的峰值功率<sup>[6]</sup>

Fig. 1 Output peak powers of various types of ultrafast fiber oscillators<sup>[6]</sup>

出的脉冲再生技术,Regelskis等<sup>[14]</sup>利用Mamyshev再生装置充当激光腔中的可饱和吸收器件,实现了2.8 nJ的脉冲输出。2017年,IPG公司的研究人员采用相似的思路搭建了全光纤Mamyshev振荡器,其输出脉冲能量可达15 nJ,压缩后的脉宽约为150 fs<sup>[15]</sup>。同年,Wise研究组的Liu等<sup>[16]</sup>进一步研究了Mamyshev光纤振荡器,指出了其锁模特性和原理:腔内形成了抛物线形脉冲,其在放大过程中的自相似演化使得脉冲可承受高的非线性效应而不分裂;腔内的Mamyshev再生器经多次循环后构成了具有阶跃式透过率曲线的可饱和吸收器件,这些特性使得Mamyshev光纤振荡器能够输出高能量的脉冲。图2给出了Liu等搭建的保偏光纤Mamyshev振荡器的结构,该Mamyshev振荡器包含了几乎完全相同的上下两部分,其中PBS为偏振分束器。光脉冲首先在增益光纤中传输,由于非线性光学作用,光谱被展宽;之后,光脉冲经过滤波器(图中左上角和右下角),滤波器由衍射光栅和光纤准直器组合而成,滤波器的中心波长调节为与脉冲中心波长略有偏差,因此,只有峰值功率较大的脉冲因光谱展宽较明显而透过滤波器,而对于功率较弱的脉冲,则无法透过该滤波器,此即信号再生的原理,在腔中发挥可饱和吸收作用。该光纤腔产生了能量高达50 nJ、脉宽为40 fs的单脉冲输出,脉冲的峰值功率可达兆瓦量级。2018年,该小组进一步改进腔结构,获得了能够简单启动的Mamyshev振荡器,得到的脉冲参数如下:脉宽为35 fs,单脉冲能量为190 nJ,峰值功率为3 MW<sup>[17]</sup>。与此同时,Mamyshev振荡器还被推广到1.5 μm波段<sup>[18]</sup>。

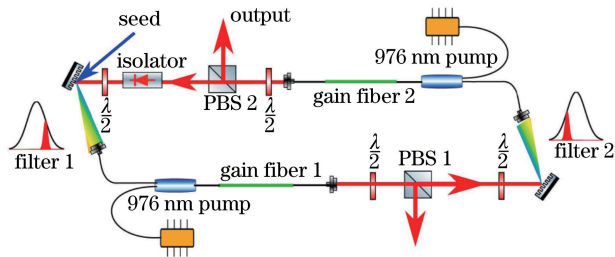


图2 Mamyshev振荡器的结构<sup>[16]</sup>

Fig. 2 Structure of Mamyshev oscillator<sup>[16]</sup>

锁模光纤激光技术另一个值得关注的进展是Wright等<sup>[19]</sup>在2017年提出并实现的基于多模光纤的时空锁模激光器,该激光器可同时锁定腔内的众多横模与纵模。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的输出,对应于10 W的平均输出功率以及

1 MW的峰值功率。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。清华大学某课题组进一步研究了时空锁模光纤激光器中的动态特性,如束缚态等<sup>[20]</sup>。

## 2.2 超快掺铥光纤激光器

工作波段为2 μm的激光器在生物医疗、环境监测、激光雷达等领域具有广阔的应用前景,因此在2 μm波段的锁模掺铥光纤激光器近年来发展迅速,受到了广泛关注。人们研究了基于新颖锁模材料的掺铥锁模光纤激光器,这些材料包括石墨烯、拓扑绝缘体、过渡族金属硫化物及黑磷等。本小节将从激光腔结构的设计以及高能量脉冲的实现方法两个角度简要介绍超快掺铥光纤激光器的研究进展。

### 2.2.1 不同的激光腔结构

早在1995年Nelson等<sup>[21]</sup>就实现了工作波长在2 μm的掺铥锁模光纤激光器,并获得了数百飞秒宽的脉冲输出。光纤通常在2 μm波段具有反常色散,锁模激光器此时工作在传统孤子状态。为提高输出脉冲的能量,人们研究了各种激光腔结构的输出特性。2008年,Engelbrecht等<sup>[22]</sup>搭建了色散管理的双包层掺铥光纤激光器,其色散补偿装置为反射式光栅,激光器的净色散为-0.02 ps<sup>2</sup>,获得了腔外压缩后宽度为294 fs的脉冲,最大单脉冲能量为4.3 nJ。同年,他们对该激光器结构进行了优化,使得腔内净色散为0.01 ps<sup>2</sup>,获得了单脉冲能量为4 nJ、腔外压缩后宽度为173 fs的脉冲<sup>[23]</sup>。2011年,Gumenyuk等<sup>[24]</sup>搭建了基于SESAM锁模的掺铥光纤激光器,采用啁啾光纤光栅对色散进行补偿,使腔内净色散从-0.32 ps<sup>2</sup>到0.47 ps<sup>2</sup>可调,分别实现了传统孤子和耗散孤子的锁模状态。

2012年,Wienke等<sup>[25]</sup>利用高数值孔径、小芯径的正色散光纤进行色散补偿,实现了色散管理的激光器结构,获得了腔外压缩后宽度为119 fs的脉冲。Haxsen小组<sup>[26]</sup>利用NPR与SESAM混合锁模的方式构建了色散管理腔,实现了去啁啾后脉宽为482 fs的脉冲。Kadel等<sup>[27]</sup>利用具有正常色散的高非线性光纤实现了NPR锁模的色散管理激光腔,并采用铥钛共掺光纤,通过调节偏振控制器分别实现了波长为1.97 μm和2.04 μm的输出,平均输出功率为25 mW。Chernysheva等<sup>[28]</sup>搭建了基于NALM和单壁碳纳米管(SWCNT)混合锁模的掺铥全光纤激光器,其中NALM环路中采用具有正常色散的高非线性掺铥光纤进行色散管理,通过调节

腔内偏振控制器及抽运功率,实现了中心波长为 1870 nm 的脉冲输出,去啾啾脉宽可达 450 fs,最大单脉冲能量为 0.4 nJ。随后他们还将高非线性掺锗光纤扩展到混合锁模腔中,实现了脉宽为 230 fs、能量为 2 nJ 的脉冲输出<sup>[29]</sup>。2013 年,Wang 等<sup>[30]</sup>采用 Nufern 公司的正常色散光纤(UHNA4)搭建色散管理腔,利用 SWCNT 锁模实现了类噪声脉冲(NLPs)和耗散孤子的输出,拓展了掺铋光纤激光器中的非线性动力学研究。之后,Nufern 公司的 UHNA 系列商用正常色散光纤被广泛应用于掺铋光纤腔中的色散补偿<sup>[31]</sup>。Wise 课题组在腔内加入 UHNA4 和 UHNA7 两种正常色散光纤获得了大正色散的光纤腔,并结合 Lyot 滤波器,实现了脉冲的自相似演化,获得了 7.6 nJ 的单脉冲输出,腔外压缩后的脉宽为 130 fs<sup>[32]</sup>。2016 年,Wang 等<sup>[33]</sup>通过调节色散补偿光纤的长度,在碳纳米管锁模激光器中实现了传统孤子、展宽脉冲以及耗散孤子的工作状态。2018 年,Li 等<sup>[34]</sup>在腔内利用微光纤进行二阶和三阶色散补偿,获得了平坦的光谱,腔外压缩后的脉宽为 195 fs。

具有高重复频率的脉冲种子源具有很多潜在应用。对于超快光纤激光器,可以通过构建足够短的腔来获得高重复频率输出,难点在于如何用很短的增益光纤获得足够维持锁模的增益。2018 年,Cheng 等<sup>[35]</sup>利用 5.9 cm 长的重度掺铋特种光纤,实现了基频高达 1.6 GHz 的锁模输出。对于基频不是很高的光纤激光器,可以通过谐波锁模来获得高的重复频率,如,2016 年 Russell 小组利用光子晶体光纤中的光声相互作用,在掺铋光纤激光器中得到了 52 阶的谐波锁模,输出重复频率为 1.446 GHz<sup>[36]</sup>。近年来通过耗散 Faraday 不稳获得 10 GHz 以上的高次谐波锁模技术也值得关注<sup>[37]</sup>。

### 2.2.2 高能量脉冲的实现方法

为了在光纤激光腔中获得高能量输出脉冲,可以通过产生时域上较宽的脉冲来实现,例如类噪声脉冲和耗散孤子共振(DSR)脉冲。2013 年,He 等<sup>[38]</sup>利用 NPR 锁模并采用长为 14.5 cm 的高掺杂光纤控制激光器工作在类噪声脉冲状态,得到了能量为 17.3 nJ 的输出脉冲。2014 年,Li 等<sup>[39]</sup>在基于 NOLM 锁模的腔中实现了能量为 249.32 nJ 的类噪声脉冲输出。Liu<sup>[40-41]</sup>等研究了 NPR 锁模、NALM 锁模光纤激光器中类噪声脉冲的产生,后者的输出脉冲能量可达 32.72 nJ。2018 年,Wang 等<sup>[42]</sup>利用“9 字腔”结构实现了 97.4 nJ 的类噪声脉冲输出。

最近,清华大学的 Yang 课题组通过优化“9 字腔”的结构,实现了 452 nJ 的类噪声脉冲输出<sup>[43]</sup>。

DSR 脉冲是一种特殊的耗散孤子,它通常是矩形的宽脉冲<sup>[44]</sup>。随着抽运功率增加,DSR 脉冲的宽度增加,但不发生分裂。2018 年,Ibarra-Escamilla 等<sup>[45]</sup>在利用 NOLM 技术锁模的腔中实现了脉冲能量为 206 nJ 的 DSR 输出。同年,Luo 课题组研究了“ $\sigma$ 形”激光腔中不同腔长下的 DSR 演化特性,并在实验中获得了能量为 353.11 nJ 的脉冲输出<sup>[46]</sup>。前述清华大学课题组在“9 字腔”结构激光器中也实现了 DSR 脉冲输出,其最大单脉冲能量可达 713.2 nJ<sup>[43]</sup>。

## 3 啾啾脉冲放大(CPA)技术

光纤本身具有单程增益高、热管理容易,以及高功率下光斑质量高且稳定等特性,因此,光纤激光器在高功率方向上取得了一定成果。

高功率光纤激光器真正意义上的发展得益于 1988 年 Snitzer 等<sup>[47]</sup>提出的基于双包层光纤的包层抽运技术。抽运光从光纤端面耦合进内包层,并在内包层与外包层的界面处发生多次全反射。在沿光纤方向传输过程中,抽运光逐渐被纤芯中掺杂的稀土离子吸收,在受激辐射跃迁过程中产生信号光,最终信号光从双包层光纤的纤芯输出,保证了光纤激光器输出的光束质量。这种抽运方式既能使更多的抽运功率注入光纤激光器,又能更有效地吸收抽运光。此方案提出后,光纤激光器的输出功率很快突破了瓦级,并迎来飞速发展。

飞秒激光高峰值功率和光纤本身长作用距离的几何特性,使得飞秒激光受限于非线性,难以直接在光纤中放大到很高的功率水平,而非线性效应主要取决于光纤中的光强度,因此,可以从时间和空间两方面来减小非线性的影响。在时间上,可以通过 CPA 技术降低光纤中的峰值功率<sup>[48]</sup>,该技术的提出者在 2018 年获得了诺贝尔奖。在 CPA 中,锁模振荡器的超短光脉冲通过色散延迟线在时间上被展宽,展宽倍数高达 10000。因此,在放大期间,脉冲的峰值功率显著降低,从而大大降低了非线性效应。在放大之后,被展宽的放大脉冲被具有相反色散的压缩器重新压窄。在空间上,可以通过对有源光纤进行设计来增加光纤的模场面积,从而降低光纤中的光强度。在保持稳定单模输出的前提下,通过减小数值孔径,目前传统的单模阶跃折射率有源光纤的芯径最大可达 40  $\mu\text{m}$ <sup>[49]</sup>。而掺杂稀土元素的光子晶体光纤(PCF)可以通过控制光纤中的微结构和

不同模式的传输损耗而得到更大的纤芯尺寸,纤芯直径可超过  $100\ \mu\text{m}$ <sup>[50]</sup>。

### 3.1 基于掺镱光纤的 CPA 技术

基于 CPA 和大模场面积有源光纤的激光放大器已得到了广泛研究。掺镱光纤具有能级结构简单、增益带宽较宽、量子亏损低等优点,正逐步成为高功率光纤激光器中被广泛使用的一种增益介质。2010 年,德国耶拿弗里德里希·席勒大学的 Eidam 等<sup>[51]</sup>报道了一种基于大模场掺镱光纤的三级 CPA 系统,该系统最终实现了平均功率为 830 W、重复频

率为 78 MHz、脉宽约为 650 fs 的输出,这是目前掺镱飞秒光纤激光器实现的最大平均功率。该系统结构如图 3 所示,其中 DL 为半导体激光器,OI 为光隔离器。利用 Öffner 型反射光栅将被动锁模的种子源展宽到 800 ps,然后经过两级预放大可达到 50 W 的平均功率。主放大器采用的是长 8 m、模场直径为  $27\ \mu\text{m}$ 、纤芯为纳米结构的大模场光纤。主放大器没有选择模场直径更大的棒状 PCF,是因为其热效应引起的模式不稳定,导致其平均功率被限制在百瓦级。

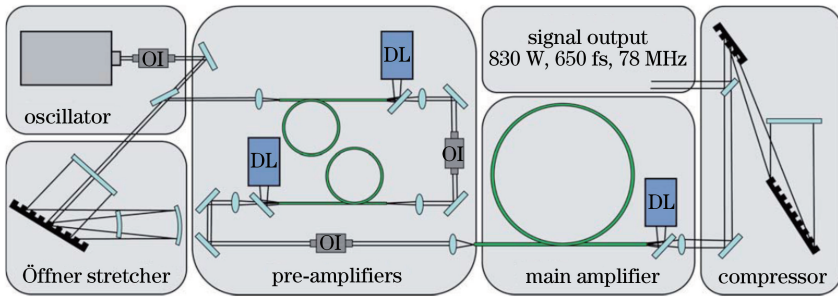


图 3 平均功率为 830 W 的 CPA 系统结构图<sup>[51]</sup>

Fig. 3 Structural diagram of CPA system with average power of 830 W<sup>[51]</sup>

2013 年,美国 PolarOnyx 公司的 Wan 等<sup>[52]</sup>实现了千瓦全光纤脉冲激光器。他们在 8 m 长的大模场保偏双包层光纤(Nufern: PLMA-YDF-30/40-VIII)中采用双端抽运,将直接输出平均功率为 50 W、重复频率为 69 MHz、展宽后脉宽为 1 ns 的脉冲放大到 1052 W(压缩前)。脉冲经压缩后的脉宽可达 800 fs,但该文中并未提到压缩效率。2011 年,Eidam 等<sup>[53]</sup>利用大空气孔间隔包层光纤(LPF)通过图 4 所示的四级 CPA 系统实现了 2.2 mJ 能量、5 kHz 重复频率和 480 fs 脉宽的脉冲输出,相对应的峰值功率为 3.8 GW,这是单路光纤 CPA 系统直接输出的最高水

平。实验中,重复频率为 78 MHz 的钛宝石飞秒激光经过非线性光纤(NL-fiber: nonlinear fiber)后中心波长红移到 1028 nm,然后经过 100 m 保偏单模光纤和一级 Öffner 型光栅将信号脉冲展宽到 3 ns。之后采用由空间光调制器(SLM)构成的脉冲整形器进行啁啾预补偿;然后通过三级声光调制器(AOM)和预放大器,将 5 kHz 重复频率的  $40\ \mu\text{J}$  脉冲输入到功率放大级。该放大级采用长为 1.3 m、模场直径为  $105\ \mu\text{m}$  的 LPF。此外,在实验中采用圆偏振光减小放大期间获得的非线性相位,并利用空间光调制器进行相位整形,从而对其进行补偿。

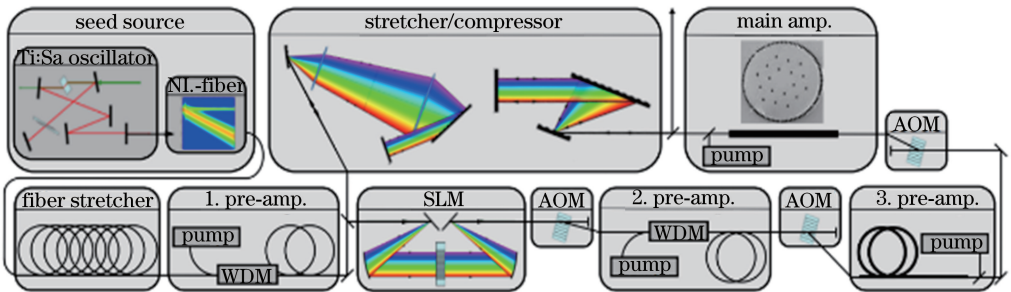


图 4 脉冲能量输出为 2.2 mJ 的基于 LPF 的 CPA 系统<sup>[53]</sup>

Fig. 4 LPF-based CPA system with output pulse energy of 2.2 mJ<sup>[53]</sup>

目前,高功率飞秒掺镱光纤激光技术最主要的一个限制因素是模式的不稳定性(TMI)<sup>[51]</sup>。从严格意义上来讲,大模场 PCF 并非完全单模,当被放

大的信号功率超过一定阈值时,光纤激光器的输出模式就会出现明显的与时间相关的随机性,能量会在基阶模与高阶模之间动态转换,输出光束的模式

会随着时间推移而产生波动,高阶模式成分增多,光斑的形状变得不规则,输出光束质量变差。

这种效应的发生与有源光纤的热负荷有关。对于掺铥光纤而言,其平均热负荷的临界值约为  $30 \sim 34 \text{ W/m}^{[54]}$ ,并且 TMI 阈值受峰值功率的影响不大。对于给定的光纤,不论是连续光还是脉冲光,TMI 阈值一般在同一个数量级。目前 TMI 的物理根源还没有完全研究透彻,人们提出的主要机理包括热致折射率光栅形成机理<sup>[51,55]</sup>、受激热瑞利散射<sup>[56-57]</sup>、光子暗化<sup>[54,58]</sup>和热透镜效应<sup>[59]</sup>。研究人员也提出了多种抑制 TMI 的方式,如减小抽运光吸收系数<sup>[60]</sup>,改变抽运或信号光的波长<sup>[54]</sup>,改善光纤设计来抑制高阶模<sup>[57]</sup>,改进冷却方式<sup>[61]</sup>等等。

### 3.2 基于掺铥光纤的 CPA 技术

近几年来,由于工作在  $2 \mu\text{m}$  波段的掺铥光纤激光器具有广阔的应用前景,针对它的研究也在不

断深入,并且理论<sup>[62]</sup>和实验<sup>[63]</sup>研究表明,掺铥光纤激光器在保证衍射极限光束质量的前提下,能承受更高的热负荷。

2018 年,德国耶拿弗里德里希·席勒大学的 Gaida 等<sup>[64]</sup>基于飞秒掺铥光纤激光器实现了平均功率超过  $1 \text{ kW}$  的激光输出,这是目前所有飞秒光纤激光器可以达到的最高平均功率,实验装置如图 5 所示。重复频率为  $80 \text{ MHz}$  的飞秒种子源经啁啾光纤光栅后展宽到  $1 \text{ ns}$ ,然后经过一级  $2 \text{ m}$  长保偏双包层掺铥光纤(TDF)和两级长度分别为  $3 \text{ m}$  和  $6 \text{ m}$  的掺铥保偏 PCF 放大到  $1150 \text{ W}$ ,最后由 Treacy 型光栅对压缩回  $265 \text{ fs}$ 。压缩器的整体效率为  $96\%$ ,对应  $1060 \text{ W}$  的最终输出。通过理论计算得出在最大功率输出时,主放大器中光纤的平均热负荷为  $98 \text{ W/m}$ ,远超过掺铥光纤中 TMI 的临界值,但输出仍然保持着衍射极限的光束质量,光束质量因子  $M^2 < 1.1$ 。

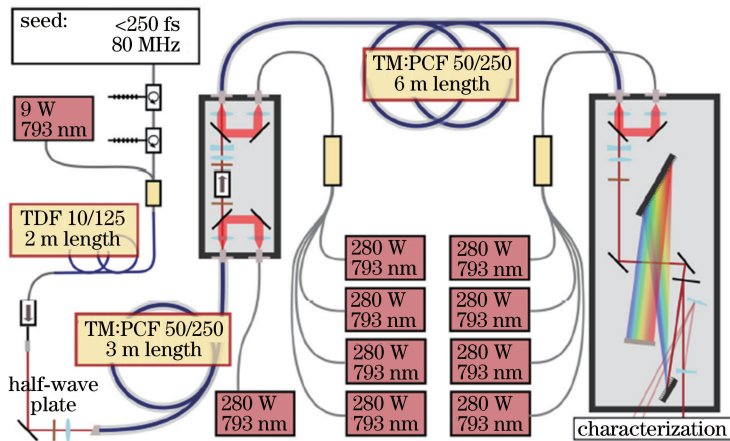


图 5 千瓦级飞秒掺铥光纤激光器系统示意图<sup>[64]</sup>

Fig. 5 Schematic of kW-level fs Tm-doped fiber laser system<sup>[64]</sup>

2016 年,Gaida 等<sup>[65]</sup>采用图 6 所示的 CPA 系统,实现了最大的脉冲能量( $470 \mu\text{J}$ )输出。通过一个 Öffner 展宽器将一个重复频率为  $33.1 \text{ MHz}$  的基于半导体可饱和吸收镜(SESAM)的锁模脉冲种子源展宽至  $1 \text{ ns}$ 。两级预放采用  $2.5 \text{ m}$  的保偏 PCF 为增益介质,两个 AOM 将重复频率降至  $61 \text{ kHz}$ 。主放大器采用长为  $1.15 \text{ m}$ 、芯径为  $81 \mu\text{m}$  的棒状 PCF,采用后向抽运的方式。最后经过一个效率为  $82\%$  的 Treacy 型压缩器后,获得峰值功率为  $2 \text{ GW}$ 、平均功率为  $28.7 \text{ W}$ 、能量为  $470 \mu\text{J}$ 、脉宽为  $200 \text{ fs}$  的超短脉冲。该课题组通过展宽器对脉冲进行预整形,显著减弱了主放大器中的非线性效应。

相对于  $1 \mu\text{m}$  脉冲光,  $2 \mu\text{m}$  激光在同等条件下产生的非线性更低,但目前基于掺铥激光器的器件发展得更为成熟。例如,还没有芯径超过  $100 \mu\text{m}$

的大模场掺铥 PCF,在  $2 \mu\text{m}$  处可用的压缩器的压缩脉宽也比较小,这使得高峰值功率带来的非线性是目前限制脉冲能量提升的主要因素。

CPA 系统中的压缩器常用衍射光栅,其优点包括可调节的色散量和平滑的色散曲线。目前,光纤 CPA 达到的最高峰值功率的系统也是用衍射光栅作为压缩器的<sup>[53]</sup>。但是当脉冲被展宽至百皮秒甚至纳秒量级时,基于衍射光栅的脉冲压缩器就会变得很庞大,且衍射光栅压缩器需要精确对准才能获得良好的空间效果和时间特性。基于啁啾体布拉格光栅(CVBG)的压缩器具有结构紧凑、易于对准和对环境敏感度低等特性,是一种光栅周期沿光束传播方向逐渐变化的反射式体布拉格光栅。这一特性使得不同波长的光束在光栅内部的不同平面被反射,从而带来色散。CVBG 可以在一个很紧凑的结

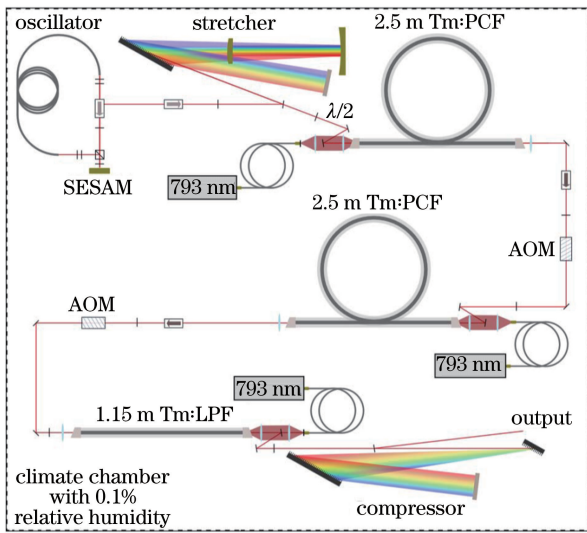


图6 峰值功率为2 GW的CPA系统机构图<sup>[65]</sup>

Fig. 6 Structural diagram of CPA system with peak power of 2 GW<sup>[65]</sup>

构中提供高的色散量<sup>[66-67]</sup>,因此,比衍射光栅更加稳定,而且在紧凑的结构下为压缩更长脉宽的脉冲提供了可能性。如前所述,目前光纤CPA系统中能量进一步提升的一个主要限制因素是非线性光学效应,所以CVBG为通过展宽脉冲降低光纤中的非线性来提高脉冲能量提供了可行性。

### 3.3 非线性脉冲压缩技术

受限于光纤振荡器的输出带宽,经过CPA系统压缩后的脉宽一般为百飞秒量级。为了进一步压缩脉宽到几个周期,从而提高峰值功率,通常会在CPA系统后采用非线性脉冲压缩技术。这个概念的基本思想是通过非线性自相位调制(SPM)展宽光谱,使其对应的傅里叶变换极限的脉宽更窄。SPM引起的啁啾在脉冲中间是近线性的,可以通过色散元件进行补偿,因此可以得到更短的脉宽。2016年,Hädrich等<sup>[68]</sup>通过两级非线性压缩得到半峰全宽为6.3 fs、能量为170  $\mu\text{J}$ 、平均功率和峰值功率分别为216 W和17 GW的超短脉冲。在该实验中,从掺镱CPA系统得到的宽度为240 fs、能量为520  $\mu\text{J}$ 的脉冲依次通过两根长度分别为1 m和0.6 m的毛细石英管。毛细石英管中充满氩气作为非线性光谱展宽介质。每一级后用啁啾镜来补偿光谱展宽过程中产生的啁啾,最终实现了超过38的压缩因子,使脉冲峰值功率提高了8.5倍。

近几年,在很多非线性压缩系统中,空心光纤(HCF)被用作光谱展宽的波导。相比于毛细石英管,HCF能提供更好的光斑模式,并且色散可通过光纤结构来调节。由于SPM引起的啁啾与负色散

带来的啁啾具有相反的符号,因而可以在光谱展宽过程中互相补偿,形成非线性自压缩效果,即不需要额外的色散元件。2017年,Gebhardt等<sup>[69]</sup>用一根长为0.42 m、充氩气的HCF,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。在该非线性自压缩系统中,只通过SPM和HCF本身的色散互相补偿来实现脉冲的压缩,且传输效率超过了90%,这是目前2  $\mu\text{m}$ 光纤激光器可以达到的最短脉冲。

## 4 高功率超快光纤激光器在高次谐波产生中的应用

CPA结合非线性脉冲压缩技术有效提高了激光的峰值功率,而峰值功率的不断提高为非线性光学频率转换提供了有效的光源<sup>[70]</sup>。这种通过非线性转换产生的相干光源突破了激光增益介质发射谱线的限制,使输出的光束波长拓展至传统激光器无法直接输出的波段范围,可以满足更广泛的科研及应用需求。这些非线性转换包括超连续谱、参量振荡、谐波产生等。用于抽运非线性光学频率转换的激光脉冲多以钛蓝宝石飞秒激光器作为种子,然后经过CPA产生。相较于基于蓝宝石晶体的放大器,基于光纤激光器的重复频率在千赫兹以上,这为很多非线性转换提供了高的光子通量。本节将简要讨论超快光纤激光器在高次谐波产生中的应用,简述高能量、高重复频率光纤激光器在非线性光学实验中的优势和面临的挑战。

当一束峰值功率非常高的激光脉冲在气体中聚焦时,强场作用下的非线性效应会导致高次谐波的产生。这种物理实验所需要的光强至少为 $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>量级。Corkum教授<sup>[71]</sup>研究组的半经典“简单三步模型”可以用来描述高次谐波产生的物理过程:首先,电子在强电磁场下脱离原子的束缚,电离产生的自由电子随后在场中加速,在半个光学周期后方向反转,最终,电子在一定的概率下回到原始离子中重新组合,发射出相干的高次谐波辐射。在材料分析和激光物理应用实验中,例如光电子能谱和显微分析、重合检测、相干衍射成像,这种极紫外光甚至软X射线区域的相干光源在一些应用领域可以用来代替同步辐射光源。另外,高次谐波还能够在极紫外光谱区域产生阿秒脉冲<sup>[72]</sup>,阿秒脉冲具有很小的空间长度和时间尺度,可用于研究材料中的电子运动等,必将促进更多旨在理解基本原子和分子过程的研究。

2014年,德国耶拿弗里德里希·席勒大学的研究人员实现了能量为353  $\mu\text{J}$ 、脉宽小于8 fs的光纤激光系统,其重复频率为150 kHz,可提供高达53 W的平均输出功率<sup>[73]</sup>。这种激光系统具有极高的重复频率和平均功率,比基于钛蓝宝石的少周期激光器高出近两个数量级。利用这种光纤激光器产生的高次谐波能够生成连贯的软X射线,直至水窗光谱区域。实验中,在120 eV处获得的光子数超过 $3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 。同年,该研究组又报道了通过重复频率为兆赫兹的光纤激光器,其产生了25~40 eV的高次谐波,每个谐波的光子通量超过 $10^{12} \text{ s}^{-1}$ <sup>[74]</sup>;最高的25次谐波(30 eV)的平均功率为143  $\mu\text{W}$ ,其光子通量可达 $3 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ 。

相较于使用被动增强谐振腔的方案<sup>[75-78]</sup>,重复频率为兆赫兹的高能量光纤激光器的峰值功率已经能够直接产生高次谐波,如图7所示。这种新的空间相干XUV光源将光子通量提高了4个数量级,从而证明了该光源的巨大潜力<sup>[79-80]</sup>。2017年,IMRA公司将60 fs的高功率激光聚焦在硅或氧化锌固体材料上,产生了7次谐波<sup>[81]</sup>,谐波强劲而稳定,材料没有任何损坏的迹象。另外,理论计算表明,在12 eV光子能量下可能会产生19次谐波。直接利用小型化高功率超快光纤激光器在固体中产生高次谐波,为将阿秒技术引入半导体提供了可能性,这种超快光源也成为紫外及深紫外光频梳的一种实现方案。

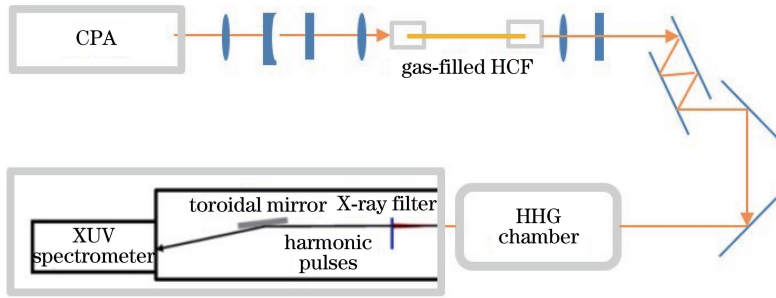


图7 基于超快激光的高次谐波产生的实验示意图

Fig. 7 Experimental diagram of HHG generation based on ultrafast laser

## 5 结束语

从超快光纤激光振荡器的产生、基于CPA的高功率高能量光纤激光器系统,以及高功率超快光纤激光器在高次谐波产生中的应用三个方面,系统阐述了高功率超快光纤激光器近年来的研究进展。对于该研究今后可能的发展方向,分别展望如下:

对于新型超快光纤振荡腔而言,如能从种子源直接输出较高能量的超短脉冲,就会极大地简化高功率激光源后续的放大装置。Mamyshev振荡器已被证明在1  $\mu\text{m}$ 、1.5  $\mu\text{m}$ 波段具有很高的输出能量,该技术在2  $\mu\text{m}$ 波段也具有一定的研究前景。时空锁模的多模光纤激光器在高能量输出方面极具潜力,但其输出光束质量较差,需要进一步研究、优化。将不同的技术结合起来,如将Mamyshev锁模技术应用于多模光纤激光器(包括时空锁模激光器),有望大大提高锁模光纤激光器的输出脉冲能量。

相对于传统的固体激光器,光纤激光器在产生高重复频率、高功率超短脉冲方面具有很大优势。

为了进一步提高平均输出功率,在掺镱光纤激光器的研究中,需要解决高功率下大模场光纤的TMI效应,寻求更加稳定的光纤制备工艺。而对于掺铒光纤激光器,可以通过用波长更接近的同带抽运等方法降低量子亏损,减轻光纤的热负荷,提高激光器的效率。

在高能量、高峰值功率方面,光纤激光器较固体激光器仍有一定差距。但近些年,研究人员通过相干合成的方法克服了单路超快光纤激光器严重的非线性效应,使其与固体激光器的差距不断减小。利用相干合成技术发展高能量超短脉冲将会成为未来重要的发展方向。

目前高功率光纤激光器的研究主要集中在近红外(1~2  $\mu\text{m}$ )波段,然而将输出激光波长延伸至中红外波段将有利于很多现有或新的应用。基于非线性的光谱红移或利用特种有源光纤(如氟化物光纤),已经可以实现中红外激光的输出。但在该领域,高功率的超短脉冲光源仍有待进一步研究。

## 参 考 文 献

[1] Corkum P B, Krausz F. Attosecond science [J].



- Nature Physics, 2007, 3(6): 381-387.
- [2] MüLLER D, Backus S, Read K, *et al.* Cryogenic cooling multiplies output of Ti:sapphire laser [J]. Laser Focus World, 2005, 41(10): 65-68.
- [3] Giesen A, Hügel H, Voss A, *et al.* Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers [J]. Applied Physics B, 1994, 58(5): 365-372.
- [4] Gapontsev D. kW CW single mode ytterbium fiber laser in all-fiber format [C/OL]. [2019-01-21]. <https://ci.nii.ac.jp/naid/10023978330>.
- [5] Haus H A. Mode-locking of lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6(6): 1173-1185.
- [6] Fu W, Wright L G, Sidorenko P, *et al.* Several new directions for ultrafast fiber lasers [J]. Optics Express, 2018, 26(8): 9432-9463.
- [7] Fu W, Wright L G, Wise F W. High-power femtosecond pulses without a modelocked laser [J]. Optica, 2017, 4(7): 831-834.
- [8] Grellu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers[J]. Nature Photonics, 2012, 6(2): 84-92.
- [9] Wise F W, Chong A, Renninger W H. High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion[J]. Laser & Photonics Review, 2008, 2(1/2): 58-73.
- [10] Lim H, Ilday F Ö, Wise F W. Generation of 2-nJ pulses from a femtosecond ytterbium fiber laser[J]. Optics Letters, 2003, 28(8): 660-662.
- [11] Kieu K, Renninger W H, Chong A, *et al.* Sub-100 fs pulses at watt-level powers from a dissipative-soliton fiber laser[J]. Optics Letters, 2009, 34(5): 593-595.
- [12] Chong A, Liu H, Nie B, *et al.* Pulse generation without gain-bandwidth limitation in a laser with self-similar evolution[J]. Optics Express, 2012, 20(13): 14213-14220.
- [13] Mamyshev P V. All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect [C]. 24th European Conference on Optical Communication, 1998: 475-476.
- [14] Regelskis K, Želudevičius J, Viskontas K, *et al.* Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering[J]. Optics Letters, 2015, 40(22): 5255-5258.
- [15] Samartsev I, Bordenyuk A, Gapontsev V. Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser [J]. Proceedings of SPIE, 2017, 10085: 100850S.
- [16] Liu Z W, Ziegler Z M, Wright L G, *et al.* Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator[J]. Optica, 2017, 4(6): 649-654.
- [17] Sidorenko P, Fu W, Wright L G, *et al.* Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator [J]. Optics Letters, 2018, 43(11): 2672-2675.
- [18] Olivier M, Boulanger V, Guilbert-Savary F, *et al.* Femtosecond Mamyshev oscillator at 1550 nm [C/OL]. [2019-01-21]. <https://doi.org/10.1364/ASSL.2018.ATu1A.4>.
- [19] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers[J]. Science, 2017, 358(6359): 94-97.
- [20] Qin H Q, Xiao X S, Wang P, *et al.* Observation of soliton molecules in a spatiotemporal mode-locked multimode fiber laser[J]. Optics Letters, 2018, 43(9): 1982-1985.
- [21] Nelson L E, Ippen E P, Haus H A. Broadly tunable sub-500 fs pulses from an additive-pulse mode-locked thulium-doped fiber ring laser[J]. Applied Physics Letters, 1995, 67(1): 19-21.
- [22] Engelbrecht M, Haxsen F, Ruehl A, *et al.* Ultrafast thulium-doped fiber-oscillator with pulse energy of 4.3 nJ[J]. Optics Letters, 2008, 33(7): 690-692.
- [23] Haxsen F, Ruehl A, Engelbrecht M, *et al.* Stretched-pulse operation of a thulium-doped fiber laser[J]. Optics Express, 2008, 16(25): 20471-20476.
- [24] Gumenyuk R, Vartiainen I, Tuovinen H, *et al.* Dissipative dispersion-managed soliton 2  $\mu\text{m}$  thulium/holmium fiber laser [J]. Optics Letters, 2011, 36(5): 609-611.
- [25] Wienke A, Haxsen F, Wandt D, *et al.* Ultrafast, stretched-pulse thulium-doped fiber laser with a fiber-based dispersion management [J]. Optics Letters, 2012, 37(13): 2466-2468.
- [26] Haxsen F, Wandt D, Morgner U, *et al.* Monotonically chirped pulse evolution in an ultrashort pulse thulium-doped fiber laser[J]. Optics Letters, 2012, 37(6): 1014-1016.
- [27] Kadel R, Washburn B R. All-fiber passively mode-locked thulium/holmium laser with two center wavelengths [J]. Applied Optics, 2012, 51(27): 6465-6470.
- [28] Chernysheva M A, Krylov A A, Kryukov P G, *et al.* Thulium-doped mode-locked all-fiber laser based on NALM and carbon nanotube saturable absorber [J]. Optics Express, 2012, 20(26): B124-B130.
- [29] Chernysheva M A, Krylov A A, Arutyunyan N R, *et al.* SESAM and SWCNT mode-locked all-fiber thulium-doped lasers based on the nonlinear amplifying loop mirror[J]. IEEE Journal of Selected

- Topics in Quantum Electronics, 2014, 20 (5): 1101208.
- [30] Wang Q Q, Chen T, Li M S, *et al.* All-fiber ultrafast thulium-doped fiber ring laser with dissipative soliton and noise-like output in normal dispersion by single-wall carbon nanotubes [J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(1): 011103.
- [31] Kadel R, Washburn B R. Stretched-pulse and solitonic operation of an all-fiber thulium/holmium-doped fiber laser[J]. Applied Optics, 2015, 54(4): 746-750.
- [32] Tang Y X, Chong A, Wise F W. Generation of 8 nJ pulses from a normal-dispersion thulium fiber laser [J]. Optics Letters, 2015, 40(10): 2361-2364.
- [33] Wang Y, Alam S U, Obraztsova E D, *et al.* Generation of stretched pulses and dissipative solitons at 2  $\mu\text{m}$  from an all-fiber mode-locked laser using carbon nanotube saturable absorbers [J]. Optics Letters, 2016, 41(16): 3864-3867.
- [34] Li Y H, Wang L Z, Kang Y, *et al.* Microfiber-enabled dissipative soliton fiber laser at 2  $\mu\text{m}$  [J]. Optics Letters, 2018, 43(24): 6105-6108.
- [35] Cheng H H, Lin W, Luo Z Q, *et al.* Passively mode-locked Tm<sup>3+</sup>-doped fiber laser with gigahertz fundamental repetition rate [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2018, 24 (3): 1-6.
- [36] Pang M, He W, Russell P S J. Gigahertz-repetition-rate Tm-doped fiber laser passively mode-locked by optoacoustic effects in nanobore photonic crystal fiber [J]. Optics Letters, 2016, 41(19): 4601-4604.
- [37] Tarasov N, Perego A M, Churkin D V, *et al.* Mode-locking via dissipative Faraday instability[J]. Nature Communications, 2016, 7: 12441.
- [38] He X, Luo A P, Yang Q, *et al.* 60 nm bandwidth, 17 nJ noiselike pulse generation from a thulium-doped fiber ring laser[J]. Applied Physics Express, 2013, 6(11): 112702.
- [39] Li J F, Zhang Z X, Sun Z Y, *et al.* All-fiber passively mode-locked Tm-doped NOLM-based oscillator operating at 2- $\mu\text{m}$  in both soliton and noisy-pulse regimes [J]. Optics Express, 2014, 22 (7): 7875.
- [40] Liu S, Yan F P, Li Y, *et al.* Noise-like pulse generation from a thulium-doped fiber laser using nonlinear polarization rotation with different net anomalous dispersion[J]. Photonics Research, 2016, 4(6): 318-321.
- [41] Liu S, Yan F P, Zhang L N, *et al.* Noise-like femtosecond pulse in passively mode-locked Tm-doped NALM-based oscillator with small net anomalous dispersion[J]. Journal of Optics, 2016, 18(1): 015508.
- [42] 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.
- [43] 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.
- [44] Grelu P, Chang W, Ankiewicz A, *et al.* Dissipative soliton resonance as a guideline for high-energy pulse laser oscillators[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2010, 27(11): 23362341.
- [45] Ibarra- Escamilla B, Duran-Sanchez M, Posada-Ramirez B, *et al.* Dissipative soliton resonance in a thulium-doped all-fiber laser operating at large anomalous dispersion regime [J]. IEEE Photonics Journal, 2018, 10(5): 1503907.
- [46] Du T J, Li W W, Ruan Q J, *et al.* 2  $\mu\text{m}$  high-power dissipative soliton resonance in a compact  $\sigma$ -shaped Tm-doped double-clad fiber laser[J]. Applied Physics Express, 2018, 11(5): 052701.
- [47] Snitzer E, Po H, Hakimi F, *et al.* Double clad, offset core Nd fiber laser [ZJ/OL]. [2019-01-21]. [https://www.osapublishing.org/view\\_article.cfm?gotourl=https%3A%2F%2Fwww%2Eosapublishing%2Eorg%2FDirectPDFAccess%2F71545563-F986-10F8-2082CFC83610E990\\_144250%2FOFS-1988-PD5%2Epdf%3Fda%3D1%26id%3D144250%26uri%3DOFS-1988-PD5%26seq%3D0%26mobile%3Dno&org=Shanghai%20Institute%20of%20Optics%20and%20Fine%20Mechanics%20Library](https://www.osapublishing.org/view_article.cfm?gotourl=https%3A%2F%2Fwww%2Eosapublishing%2Eorg%2FDirectPDFAccess%2F71545563-F986-10F8-2082CFC83610E990_144250%2FOFS-1988-PD5%2Epdf%3Fda%3D1%26id%3D144250%26uri%3DOFS-1988-PD5%26seq%3D0%26mobile%3Dno&org=Shanghai%20Institute%20of%20Optics%20and%20Fine%20Mechanics%20Library).
- [48] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. Optics Communications, 1985, 55(6): 447-449.
- [49] Jeong Y, Sahu J K, Payne D N, *et al.* Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power [J]. Optics Express, 2004, 12 (25): 6088-6902.
- [50] Brooks C D, di Teodoro F. Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100  $\mu\text{m}$  core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier[J]. Applied Physics Letters, 2006, 89 (11): 111119.
- [51] Eidam T, Hanf S, Seise E, *et al.* Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power [J]. Optics Letters, 2010, 35(2): 94-96.
- [52] Wan P, Yang L M, Liu J. All fiber-based Yb-doped high energy, high power femtosecond fiber lasers[J]. Optics Express, 2013, 21(24): 29854-29859.

- [53] Eidam T, Rothhardt J, Stutzki F, *et al.* Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power[J]. *Optics Express*, 2011, 19(1): 255-260.
- [54] Jauregui C, Otto H J, Stutzki F, *et al.* Simplified modelling the mode instability threshold of high power fiber amplifiers in the presence of photodarkening[J]. *Optics Express*, 2015, 23(16): 20203-20218.
- [55] Stihler C, Jauregui C, Tünnermann A, *et al.* Modal energy transfer by thermally induced refractive index gratings in Yb-doped fibers[J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(1): 59.
- [56] Dong L. Stimulated thermal Rayleigh scattering in optical fibers[J]. *Optics Express*, 2013, 21(3): 2642-2656.
- [57] Hansen K R, Alkeskjold T T, Broeng J, *et al.* Theoretical analysis of mode instability in high-power fiber amplifiers[J]. *Optics Express*, 2013, 21(2): 1944-1971.
- [58] Otto H J, Modsching N, Jauregui C, *et al.* Impact of photodarkening on the mode instability threshold [J]. *Optics Express*, 2015, 23(12): 15265-15277.
- [59] Dong L. Thermal lensing in optical fibers[J]. *Optics Express*, 2016, 24(17): 19841-19852.
- [60] Jauregui C, Otto H J, Stutzki F, *et al.* Passive mitigation strategies for mode instabilities in high-power fiber laser systems[J]. *Optics Express*, 2013, 21(16): 19375-19386.
- [61] Ward B, Robin C, Dajani I. Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers[J]. *Optics Express*, 2012, 20(10): 11407-11422.
- [62] Smith A V, Smith J J. Mode instability thresholds for Tm-doped fiber amplifiers pumped at 790 nm[J]. *Optics Express*, 2016, 24(2): 975-992.
- [63] Goodno G D, Book L D, Rothenberg J E. Low-phase-noise, single-frequency, single-mode 608 W thulium fiber amplifier[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(8): 1204-1206.
- [64] Gaida C, Gebhardt M, Heuermann T, *et al.* Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(23): 5853-5856.
- [65] Gaida C, Gebhardt M, Stutzki F, *et al.* Thulium-doped fiber chirped-pulse amplification system with 2 GW of peak power[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(17): 4130-4133.
- [66] Liao K H, Cheng M Y, Flecher E, *et al.* Large-aperture chirped volume Bragg grating based fiber CPA system [J]. *Optics Express*, 2007, 15(8): 4876-4882.
- [67] Sobon G, Krzempek K, Tarka J, *et al.* Compact, all-PM fiber-CPA system based on a chirped volume Bragg grating [J]. *Laser Physics*, 2015, 26(1): 015106.
- [68] 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.
- [69] 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.
- [70] Zhao J, Hu M L, Fan J T, *et al.* Research progress of nonlinear frequency conversion technology based on fiber femtosecond lasers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(4): 040001.  
赵君, 胡明列, 范锦涛, 等. 光纤飞秒激光抽运的非线性光学频率变换研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(4): 040001.
- [71] Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994.
- [72] Antoine P, L'Huillier A, Lewenstein M. Attosecond pulse trains using high-order harmonics[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 77(7): 1234.
- [73] Rothhardt J, Hädrich S, Klenke A, *et al.* 53 W average power few-cycle fiber laser system generating soft X rays up to the water window [J]. *Optics letters*, 2014, 39(17): 5224-5227.
- [74] Hädrich S, Klenke A, Rothhardt J, *et al.* High photon flux table-top coherent extreme-ultraviolet source[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(10): 779-783.
- [75] Jones R J, Moll K D, Thorpe M J, *et al.* Phase-coherent frequency combs in the vacuum ultraviolet via high-harmonic generation inside a femtosecond enhancement cavity [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(19): 193201.
- [76] Yost D C, Schibli T R, Ye J. Efficient output coupling of intracavity high-harmonic generation[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(10): 1099-1101.
- [77] Carstens H, Högner M, Saule T, *et al.* High-harmonic generation at 250 MHz with photon energies exceeding 100 eV[J]. *Optica*, 2016, 3(4): 366-369.
- [78] Gaponenko M, Labaye F, Wittwer V, *et al.* Compact megahertz coherent XUV generation by HHG inside an ultrafast thin disk laser [C/OL]. [2019-01-21]. <https://doi.org/10.1364/NLO.2017.NTh3A.1>.
- [79] Hädrich S, Krebs M, Hoffmann A, *et al.* Exploring new avenues in high repetition rate table-top coherent

- extreme ultraviolet sources [J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(8): e320.
- [80] Hädrich S, Rothhardt J, Krebs M, *et al.* Single-pass high harmonic generation at high repetition rate and photon flux [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2016, 49 (17): 172002.
- [81] Lee K F, Ding X Y, Hammond T J, *et al.* Harmonic generation in solids with direct fiber laser pumping[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(6): 1113-1116.