

文章编号: 0258-7025(2009)07-1660-11

光子晶体光纤飞秒激光技术研究进展及其前沿应用

胡明列 宋有建 刘博文 方晓惠 张 弛 刘华刚 刘 丰 王昌雷 柴 路 邢岐荣 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室 教育部光电信息技术科学重点实验室, 天津 300072)

摘要 光子晶体光纤(PCF)呈现出许多在传统光纤中难以实现的特性:可灵活设计的色散特性、增强的光学非线性特性、在极宽谱带内单模传输特性和增强的双折射特性等,使其从一出现便受到了广泛关注并成为近年来光学与光电子学研究的一个热点,在飞秒激光技术中得到了广泛的应用并极大地提高了锁模光纤激光器的输出水平。尤其以掺增益介质的双包层光子晶体光纤为代表的新型光纤激光技术的出现极大地推动了飞秒激光技术的普及化。阐述了近年来基于光子晶体光纤的飞秒激光振荡器、放大器方面的研究进展及其前沿应用。

关键词 飞秒激光技术;光子晶体光纤;大模场面积;太赫兹辐射;非线性光学;微加工

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093607.1660

Development and Advanced Applications of Femtosecond Photonic Crystal Fiber Laser Technique

Hu Minglie Song Youjian Liu Bowen Fang Xiaohui Zhang Chi Liu Huangang
Liu Feng Wang Changlei Chai Lu Xing Qirong Wang Qingyue

(Key Laboratory of Opto-Electronic Information Science and Technology of Ministry of Education,
Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instruments and Opto-Electronics
Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract It has been shown by intensive research activities in the optics and optoelectronics fields that many novel properties unimaginable with conventional optical fibers can result from the holey structure in photonic crystal fibers (PCF), including flexible design of dispersion, enhanced nonlinearity, endlessly single mode operation, and high birefringence. Photonic crystal fiber has been successfully applied in femtosecond laser technology and pushed the output performance of femtosecond fiber laser to match with the solid-state laser system. A review of recent work on high power femtosecond photonic crystal fiber laser oscillator, amplifier and their applications are proposed. Feasible scenario in future applications of high pulse energy large mode area photonic crystal fiber lasers will be come soon.

Key words femtosecond laser; photonic crystal fiber; large mode area; terahertz radiation; nonlinear optics; micromachining

1 引 言

超短脉冲激光技术从 20 世纪 80 年代开始,经历染料飞秒激光和固体飞秒激光的发展,开辟了飞秒激光的应用时代。但其昂贵的成本、庞大的结构、复杂的操作严重阻碍了飞秒激光应用的普及化。所以,探索新机理,突破现有飞秒激光局限,研制新一

代飞秒激光技术成为世界范围内热门研究课题。随着光子晶体光纤(PCF)的问世^[1],新一代飞秒激光技术的研究开始蓬勃发展起来^[2]。2004 年 Moenster 等^[3]将 Nd³⁺ 离子掺入光子晶体光纤中,该光纤纤芯直径 7 μm,在 1060 nm 处呈现负色散,利用半导体可饱和吸收镜(SESAM)实现了被动锁

收稿日期: 2009-03-30; 收到修改稿日期: 2009-04-15

基金项目: 国家 973 计划(2006CB806002), 国家 863 计划(2007AA03Z447), 国家自然科学基金重点项目(60838004), 全国博士学位论文作者专项资金(2007B34)和教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-07-0597)资助课题。

作者简介: 胡明列(1978—),男,副教授,主要从事超短脉冲激光技术及其应用等方面的研究。

E-mail: huminglie@tju.edu.cn

模。2006 年丹麦和芬兰的科学家利用全固态带隙结构的增益光子晶体光纤初步实现了具有增益、色散、非线性三位一体的全光纤锁模激光器,从此开始了光子晶体光纤飞秒激光器研究的新趋势、新潮流^[4]。但是上述光子晶体光纤均为较小芯径结构,输出功率只有几十毫瓦。为了突破小纤芯带来的输出功率限制,将掺 Yb^{3+} 大模场面积(LMA)光子晶体光纤作为增益介质,则成为提高输出功率的关键新技术^[5~11]。2007 年,德国 Limpert 小组的 B. Ortac 等^[7]利用双包层大模场面积光子晶体光纤实现了孤子锁模,获得了平均功率 880 mW,单脉冲能量 16.5 nJ,脉冲宽度 500 fs 的稳定锁模,其单脉冲能量等技术指标已经达到普通的钛宝石飞秒激光器的水平,并且正在迅速向微焦耳量级迈进。天津大学超快激光研究室也同步开展了这一领域的研究^[9~11],并利用偏振型大模场面积光子晶体光纤实现了孤子锁模及全正色散锁模运转,分别得到 19 nJ 和 50 nJ 的单脉冲能量输出。

在振荡级研究开展的同时,将大模场面积光子晶体光纤用于飞秒激光放大器的研究也很快展开。2003 年 Limpert 等^[12]利用纤芯直径为 28 μm 的掺 Yb^{3+} 双包层大模场面积光子晶体光纤为放大器的增益介质,采用后向抽运方式,得到了平均功率 6 W,重复频率 73 MHz,脉冲宽度 100 fs 左右的脉冲输出。实验中使用的光纤不但在纤芯实现单模,而且利用了“空气包层”技术使外包层几乎为空气,数值孔径增加到 0.55,增大了抽运光的耦合效率和吸收系数。2004 年该小组又利用纤芯直径为 40 μm 的该种光纤放大被动锁模的 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 振荡级输出的皮秒脉冲,得到平均功率 48 W,重复频率 80 MHz,脉冲宽度 10 ps 的输出^[13]。2005 年 IMRA 公司利用纤芯为 40 μm 掺 Yb^{3+} 双包层光子晶体光纤作为主放大的增益介质,得到了单脉冲能量为 100 μJ ,重复频率 100 kHz,脉冲宽度 650 fs 的输出^[14],在该实验中利用了自相位调制的非线性啁啾补偿系统中三阶色散失配。同年 F. Röser 等^[15]利用基于掺 Yb^{3+} 大模场面积双包层光子晶体光纤的啁啾脉冲放大系统,得到了平均功率 131 W,重复频率 73 MHz,脉冲宽度 220 fs 的输出,这是目前为止得到的最高平均功率。2007 年该小组又利用纤芯为 80 μm 的 LMA-PCF 得到了单脉冲能量为 1.45 mJ,重复频率 50 kHz,脉冲宽度 800 fs 的输出^[16],这是目前光纤飞秒激光器输出的最高单脉冲能量。天津大学超快激光研究室利用同样的单偏振

大模场面积光子晶体光纤为增益介质,研制了全光子晶体光纤的飞秒激光放大系统,获得了平均功率 23 W,脉冲宽度 110 fs,重复频率 47 MHz 的飞秒激光光源。

在追求高平均功率、高单脉冲能量的同时,对更短脉冲输出的探索也没有停止。2008 年 Zaouter 等^[17]利用纤芯为 80 μm 的 LMA-PCF 为增益光纤,种子脉冲没有展宽,直接耦合到增益光纤中放大,在得到增益的同时利用自相位调制效应展宽脉冲光谱,结合系统中三阶色散(TOD)和自相位调制(SPM)引入的非线性啁啾之间的相互补偿,得到压缩后脉冲宽度 49 fs 的输出。由于 Yb^{3+} 增益带宽的限制,在 1040 nm 附近只能提供 30 nm 左右的带宽,可以支持 53 fs 的傅里叶变换极限脉冲宽度。如果将脉冲的中心波长推至 1060~1100 nm 附近就可以得到 50 nm 的带宽,可以支持更短的脉冲宽度。如果要得到更短的脉冲(如 10 fs),则需要 SPM 的引入来提供更大的带宽,但是同时需要一定的补偿手段来消除多种非线性效应带来的非线性啁啾。这是目前努力的方向。国内相继开展了光子晶体光纤飞秒激光放大器的研究,王清月教授领导的课题组开发的全光子晶体光纤飞秒激光放大系统输出平均功率 16 W,脉冲宽度 39 fs 的最短脉冲记录^[18]。本文将详细阐述我们最近两年在光子晶体光纤飞秒激光振荡器、放大系统方面开展的工作,以及基于该系统的应用研究。

2 掺杂光子晶体光纤

光子晶体光纤是一种由单一材料构成,包层中具有周期性微米量级空气孔结构的新型光纤,其所具有的独特性质来源于包层中的二维光子晶体结构,这种结构以先前不可能达到甚至不可能想象的方式将光控制在光纤纤芯中,构成了光子晶体光纤不同于甚至优于传统光纤的特性,为克服传统光纤发展中的一些技术障碍提供了可能的解决途径。基于单一材料构成和空气孔结构,光子晶体光纤具有极灵活的可设计性。通过改变空气孔结构,可以得到不同传输特性的光子晶体光纤,如极大单模场、增强数值孔径、增强非线性等多种可应用于飞秒激光技术中的光纤结构。到目前为止出现的光子晶体光纤按传输特性可以分成两大类:折射率引导型和光子带隙型,分别基于全内反射效应和光子带隙效应导光。为了将光子晶体光纤应用在激光器中,需要在纤芯区域掺入激光增益介质,这就限制了部分中

空结构的光子晶体光纤作为激光器增益介质。当然中空结构的带隙型光子晶体光纤依然可以作为色散补偿器件应用到飞秒激光器中。目前基于上述两种导光机制的增益光子晶体光纤已经设计出来并被成功应用到锁模光纤激光器中。

图 1 给出了几种常见的增益光子晶体光纤的端面结构图。其中(a)和(b)分别为最典型的光子晶体光纤结构,(a)基于全内反射机制,有空气孔结构的区域降低了折射率构成包层,而(b)则基于光子带隙机制,包层中周期性分布的高折射率棒形成了带隙结构。增益介质掺杂于纤芯中,(a)型光纤基于包层空气孔结构带来的反常色散能够在激光工作波段用于色散补偿,因此飞秒激光技术中所需的三大必要功能元件:增益、色散和非线性可同时由光子晶体光纤完成^[3]。而(b)型光纤不仅能提供(a)型光纤的三大必要功能,且因其全固态结构,能够更方便和低损耗地同标准光纤器件熔接,从而构建极其简易和紧凑的全光纤飞秒激光器^[4]。但是(a)和(b)型光纤仍然受限于纤芯尺寸大小,不能够产生高功率的飞秒激光脉冲。利用空气包层技术和无截止单模技术,可以构成具有很高数值孔径的抽运光包层和很大模场面积的激光纤芯,如图 1 中(c),(d)和(e)型光纤。支撑壁细到百纳米尺寸的抽运光包层能够提供高达 0.6~0.9 的数值孔径,从而能够极大地提高抽运光耦合效率。而纤芯区域的无截止单模结构使其芯径能扩大到 40 μm (c)型光纤^[7]、甚至 100 μm (d)型光纤^[19],大大提高了光纤飞秒激光器可输出的脉冲能量和平均功率。在无截止单模结构中加入偏振应力材料,则能够形成单一偏振模式传输的大模场光子晶体光纤,如图 1(e)所示。如果需要进一步提高有效模场面积,多芯光子晶体光纤提供了一种新的解决方案。这种结构的光子晶体光纤不仅能进一步提高有效模场面积,而且由于各个芯之间离散分布、热应力等问题也得到了缓解,从而能在高功

率光纤激光器的应用中进一步提高运转功率,推迟增益饱和,并有效降低非线性效应的影响,其中一种典型的 7 芯结构如图 1(f)所示。

3 光子晶体光纤飞秒激光振荡器

在上述多种结构的增益光纤中,我们最近的研究主要基于掺 Yb 偏振型大模场面积光子晶体光纤(Crystal Fibre A/S,丹麦),即图 1 中(e)所示。该光纤为双包层结构,光纤的增益纤芯的单模场直径为 29 μm (对应的单模场面积为 660 μm^2),数值孔径为 0.03。光纤内包层直径为 200 μm ,同时作为抽运光的纤芯。光纤的外包层又称为“空气包层”,它具有非常高的空气比,使内包层获得高达 0.55 的数值孔径。这种抽运结构具有 9 dB/m 的抽运光吸收系数。在光纤纤芯附近引入与包层折射率匹配的应力产生元,从而引起足够的双折射,使基模的两个简并的正交偏振态分离,且其中一个偏振态的折射率低于内包层等效折射率而不满足光纤内传输的弱导条件被损耗掉,使光纤达到偏振保持的效果。实验中选用光纤的偏振消光比为 10 dB,1060 nm 附近的单一偏振带宽大于 100 nm。光纤的偏振性能对弯曲半径很敏感,实验中把光纤弯曲成直径为 30 cm 的环以保证单偏振运转。为了防止端面反馈形成自激振荡,影响稳定锁模运转,光纤的两端面均打磨成 8°。

激光器主要采用线型腔结构,其实验装置如图 2 所示。采用波长为 976 nm 的大功率激光二极管(LD)直接抽运该光纤,抽运光通过纤芯直径为 200 μm ,数值孔径为 0.22 的尾纤输出,经过非球面透镜耦合进大模场面积光子晶体光纤。利用对波长为 976 nm 的抽运光高透,对波长为 1.04 μm 的激光高反的双色镜分离激光与抽运光。全反镜和 SESAM 作为两个腔镜。全反镜采用曲率半径为 750 mm 的凹面反射镜,这一曲率有利于提高激光反馈至光纤纤芯的效率。SESAM 基于 GaAs/AlAs 布拉格反射镜上低温分子束外延技术生长的 InGaAs 量子阱结构,用于启动锁模。它在 1.04 μm 附近的线性吸收率为 65%,调制深度为 35%,饱和通量为 20 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$,吸收恢复时间小于 500 fs。利用焦距为 11 mm 的非球面透镜聚焦,通过改变会聚光斑的尺寸获得启动锁模所需的能量密度。谐振腔另一端的双色镜后面依次插入半波片及偏振分束器,通过旋转半波片确保只激发沿光纤慢轴偏振的模式。利用另一对半波片和偏振分束器调整激光器的

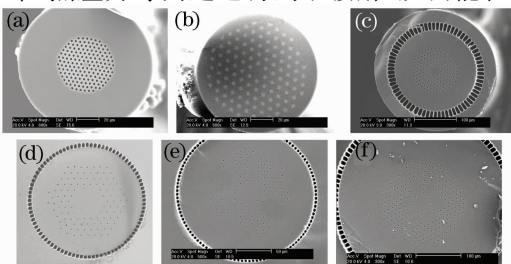


图 1 几种增益光子晶体光纤端面图

Fig. 1 Examples of various types of gain material doped photonic crystal fibers

耦合输出率,偏振分束器的导出端作为激光器的输出。实验中通过旋转半波片,使激光器的输出率保持在 90%,这样既能最大限度地导出腔内功率,又能把 SESAM 上的平均功率控制在比较低的水平,有效避免对 SESAM 的热损伤。由于线形腔内同时存在沿两个方向传播的脉冲,需要在两个偏振分束器之间加入法拉第旋光器,从而保证仅在单一方向存在高耦合输出率,使激光器高效率运转。激光器有效腔长约为 3 m,获得的锁模脉冲序列重复频率

约为 50 MHz。利用上升时间为 200 ps 的高速响应光电二极管和采样频率为 4 GHz 的示波器探测锁模脉冲序列,同时可以监测激光器的多脉冲运转。利用一对 600 线/mm 的表面镀金的闪耀光栅作为色散补偿,通过光栅对间距改变的负色散量来控制腔内净色散,从而达到控制腔内锁模脉冲动力学过程,成功获得了孤子锁模、呼吸孤子锁模以及全正色散锁模等三种状态。

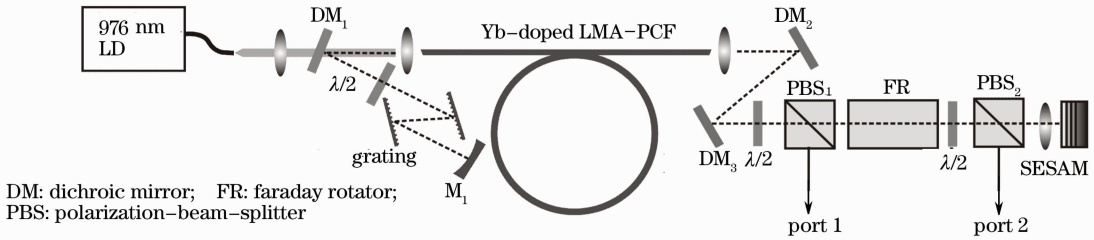


图 2 激光器实验装置图

Fig. 2 Experimental setup of the fiber laser

3.1 孤子锁模状态

大模场面积光子晶体光纤的色散接近于其材料色散,在 1 μm 波段为 0.019 ps²/m。一个腔循环周期之内,激光脉冲两次通过 1.5 m 长的光纤,产生 0.057 ps² 的正常色散。首先选择光栅对的间隔为 6.5 cm,入射角度为 30°,激光脉冲经光栅对两次反射产生 -0.095 ps² 的反常色散。因此激光脉冲一个腔循环周期内共获得 -0.038 ps² 的反常色散,此时激光器运转在孤子锁模域^[20]。激光器在输出功率为 200 mW 时开始出现调 Q 锁模,继续增加抽运功率,并调整 SESAM 上的光斑尺寸,使其达到饱和能量密度,获得了稳定的连续锁模。触碰光纤及敲击光学平台都不会对锁模造成影响,体现了偏振光纤优良的环境稳定性。重新打开激光器,只需要恢

复抽运功率就可以获得稳定锁模运转。输出平均功率最高达到 900 mW,单脉冲能量为 19 nJ。测量得到的激光器在单脉冲稳定运转时的输出光谱如图 3 (a) 所示。由图中可以看出,光谱的中心波长为 1038 nm,3 dB 带宽为 6 nm。对数坐标下的光谱具有明显的成对出现的 Kelly 边带,这是由激光器的周期性输出对孤子波的调制引起的,是孤子锁模的典型特征。激光器输出脉冲的自相关曲线如图 3 (b) 所示,利用双曲正割函数拟合,脉冲宽度为 518 fs,脉冲的时间带宽积为 0.87,是变换极限的 2.76 倍。进一步经腔外压缩可至 120 fs,通过进一步优化腔内色散,可以获得更窄的脉冲。

3.2 呼吸孤子锁模状态

缩短光栅对的间隔到 4.3 cm,在入射角度为 30°

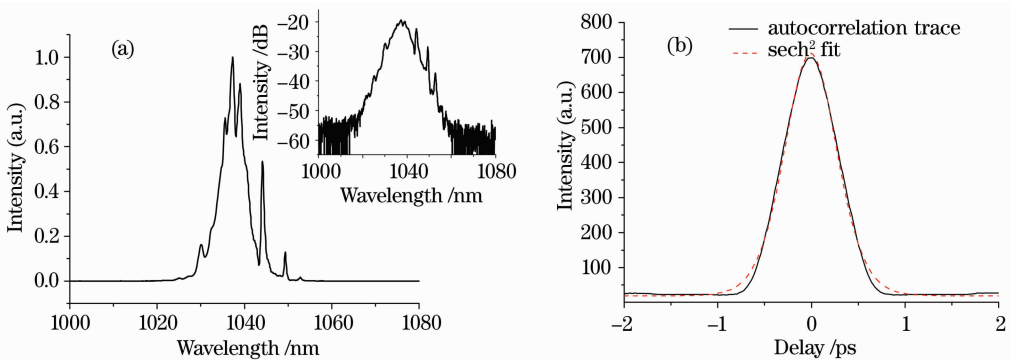


图 3 孤子锁模状态下激光器输出的脉冲光谱(a)和自相关曲线(b)。(a)中插图为对数坐标下的光谱

Fig. 3 Output spectrum (a) and the autocorrelation trace (b) in soliton mode-locking operation.

The inset of (a) is the spectrum in logarithm

情况下,激光脉冲经光栅对两次反射共产生 -0.064 ps^2 的色散量。大模场面积光纤的色散为 $0.019 \text{ ps}^2/\text{m}$,两次通过光纤共产生 0.057 ps^2 的色散量。因此,激光脉冲在一个腔循环周期内共获得 -0.007 ps^2 的反常色散,此时光纤激光器运转在呼吸脉冲锁模状态。激光器在抽运功率为 4.6 W 时实现自启动锁模,输出功率为 250 mW 。输出平均功率最高达到 400 mW ,其单脉冲能量为 8.5 nJ 。测量得到的激光输出光谱如图 4(a)中曲线 1 所示,插图所示为所有光谱的对数坐标形式。光谱的中心频率为 1045 nm ,谱宽为 15 nm 。直接输出激光脉冲的自相关曲线如图 4(b)所示,为 500 fs (假设高斯脉冲形状)。输出脉冲在腔外利用光栅对补偿色散,压缩至 98 fs ,获得了变换极限的脉冲,图 4(b)中插图给出了压缩后脉冲的干涉自相关曲线。减小光栅对的间距至 4.1 cm ,腔净色散为 -0.004 ps^2 ,此时激光器依然保持稳定锁模,如图 4(a)中曲线 2 所示。当进一步减小腔内净色散量时,锁模开始变得不稳定,并容易形成多脉冲及出现束缚态锁模。在

谐振腔的零色散点处,无法获得稳定锁模。继续减小光栅对的间距,激光器过渡到正色散域,并重新实现稳定的锁模运转。此时,光栅对的间距为 3.6 cm ,产生 -0.054 ps^2 的反常色散,一个腔循环周期的净色散为 0.003 ps^2 。测量得到的激光输出光谱如图 4(a)中曲线 3 所示。光谱宽度仍为 15 nm ,不过光谱形状与负色散域明显不同,光谱形成陡峭的两沿,这是正色散域锁模的显著特征。输出脉冲同样在腔外利用光栅对补偿色散,压缩至 160 fs 。可以看出,正色散域的脉冲在腔内传输时,脉冲宽度的展宽-压缩率比负色散域高 1 倍,因此有效降低了峰值功率,可以实现更高的单脉冲能量输出。实验中获得了 500 mW 的平均功率输出,对应的单脉冲能量为 10.6 nJ 。继续减小光栅对的间距,激光器由呼吸脉冲锁模域过渡到全正色散锁模域(图 4(a)中曲线 4 和 5 所示),并可以获得更高的单脉冲能量,但是由于脉冲前后沿具有非线性啁啾,压缩后的脉冲宽度比呼吸脉冲锁模域宽得多。

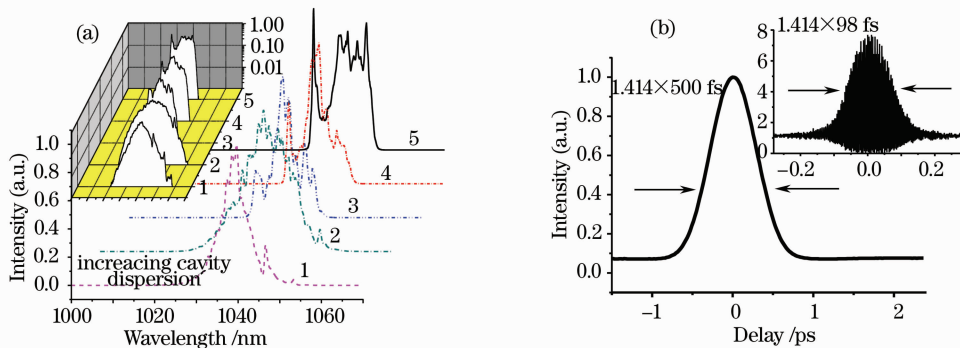


图 4 呼吸孤子锁模状态下不同净腔内色散条件时激光器输出脉冲的光谱(a)和最短脉冲时自相关曲线(b),

(a)中插图为对应对数坐标下的光谱,(b)中插图为腔外再压缩之后的自相关曲线

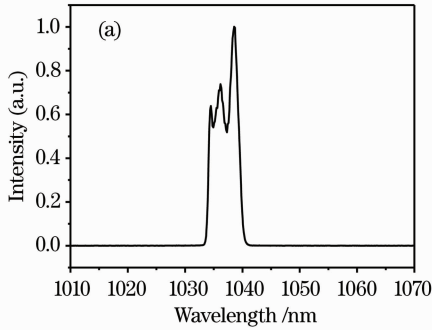
Fig. 4 (a)Spectrum of this fiber laser output at different intracavity net dispersion of stretched-pulse regime. Inset shows the spectrum on a logarithmic scale; (b) typical autocorrelation trace of the output pulses at stretched-pulse regime. Inset is the autocorrelation trace of extracavity dechirped output pulses

3.3 全正色散锁模状态

在不使用任何腔内色散补偿元件的情况下,也能实现激光器的稳定锁模运转,即全正色散锁模。通过增加抽运功率及仔细调节 SESAM 上的会聚光斑的大小,在输出功率 500 mW 的情况下,激光器出现调 Q 锁模。在输出功率 800 mW 时达到稳定连续波锁模的阈值。抽运功率增加至 12 W 时,最高得到 2.5 W 的平均功率输出,对应单脉冲能量为 50 nJ ^[11]。继续增加抽运功率,激光器进入多脉冲运转状态。在全正色散锁模域,由于激光器谐振腔内没有反常色散,其直接输出脉冲具有强烈的啁啾,

脉冲宽度在皮秒量级,对应几个纳米的频谱宽度。激光器稳定工作在 2.5 W 输出功率的情况下,其输出脉冲的光谱如图 5(a)所示,光谱的半峰全宽为 5.2 nm ,具有陡峭的两沿,这是全正色散锁模的典型特征。激光器输出脉冲的自相关曲线如图 5(b)所示,利用高斯函数进行拟合,测量的脉冲半峰全宽为 4.2 ps 。腔外两次通过一对平行放置的 600 线/mm 的闪耀光栅进行色散补偿,光栅表面镀金以提高衍射效率,压缩后平均功率为 1.7 W ,脉冲形状如图 5(b)中插图所示,脉冲半峰全宽为 410 fs ,脉冲被压缩了 10 倍,这说明激光脉冲具有较大的线

性啁啾。压缩后脉冲的时间带宽积为 0.6，是变换极限的 1.36 倍。脉冲两沿存在没有被补偿的基底，



说明自相位调制展宽光谱和增益带宽限制的共同作用过程在脉冲两沿积累了非线性啁啾。

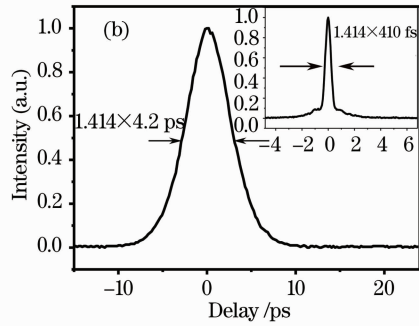


图 5 全正色散锁模状态下激光器输出脉冲的光谱(a)和自相关曲线(b)，(b)中插图为腔外再压缩脉冲的自相关曲线

Fig. 5 Spectrum (a) and the autocorrelation trace (b) of this fiber laser output at all normal dispersion regime.

The inset in (b) is the autocorrelation trace of extracavity dechirped output pulses

3.4 光纤自由输出激光腔

上述激光器中^[4~10]仍然包含了大量的自由光路偏振控制器件,使激光器结构相对复杂。因此我们进一步简化了这种激光器的腔型结构,直接将大模面积光子晶体光纤一个端面塌陷打磨成 0°角,利用其自身的反馈获得了激光振荡,省去了复杂的偏振元件和输出器件。并通过调节腔内滤波程度,实现了从宽带滤波(wide filtering, WF)锁模至窄带滤波(narrow filtering, NF)锁模的连续可调谐。光纤打磨成 0°角的一端如图 6 中插图(a)所示,直接作为输出端,具有光滑平整的表面(如图 6 中插图(c)所示),输出率约为 96%,并利用该端面的反馈与 SESAM 形成激光谐振腔。抽运光耦合端的光纤端面研磨成 8°角(如图 6 中插图(b)所示),用以防止自激振荡的产生。双色镜 DM₁ 在 20°入射时对中心波长 976 nm 的抽运光透过率大于 95%,同样角度下对中心波长 1037 nm 的激光反射率大于 99%,其作用是分离抽运光和激光,让抽运光充分耦合入光纤,同时使激光充分反射而不至于反馈回 LD 而将其损坏,同样的双色镜 DM₂ 用于折叠光路。激光器输出模场截面如图 6 中插图(d)所示,是具有良好光束质量的基模模场。腔内正色散主要来自光纤的材料色散,为 0.019 ps²/m,一个循环周期内共产生 0.038 ps²/m 的色散量。实验中利用一对 600 线/mm 的镀金闪耀光栅进行色散补偿,光栅对间距为 2.5 cm,经计算,提供的负色散量约为 -0.0904 ps²,于是腔内的净色散量为 -0.0524 ps²,激光器工作在负色散锁模区。由于光栅的衍射效率对偏振敏感,因此需要在光栅前放置半波片,通过调节半波片使得入射光的偏振方向与光栅衍射效率最高的偏振方向一致。利用聚焦用的非球面透镜调

节 SESAM 上汇聚光斑大小,并调节光栅对的角度,可以获得稳定的锁模运转。

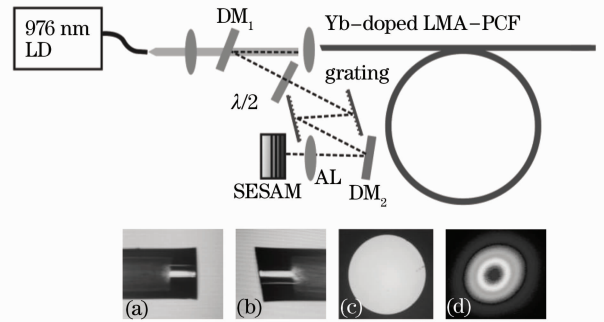


图 6 光纤自由输出的锁模激光器结构示意图,(a)和(b)分别为 0°和 8°端塌陷区图,(b)图为端面,(c)图为塌陷打磨后的光纤端面,(d)图为激光器输出光束质量

Fig. 6 Experimental setup. AL: aspheric mirrors; DM: dichroic mirrors; λ/2: half wave plate; HR: high reflector. Insets, (a) and (b) are the collapsing part at 0° and 8° ends; (c) is the cross section of 0° polished end; (e) is the directly output mode distribution

该激光器还可以实现飞秒锁模状态到皮秒锁模状态的时域可调谐,这种调谐特性是由激光器中的滤波机制实现的。经过光栅到达 SESAM 后,光束截面由圆形被拉伸成椭圆形,这对应于激光频率成分在空间中展开。微调 SESAM 的角度或光栅对的角度,让大部分频率成分返回光纤参与锁模,则可以实现宽带(WF)锁模,激光器工作在飞秒锁模状态;若只有少部分频率成分返回光纤参与锁模,则可以实现窄带(NF)滤波锁模,激光器工作在皮秒锁模状态。宽带锁模状态下的光谱较宽,直接输出脉冲宽

度为飞秒量级。这种锁模状态所能支持的最大平均输出功率为 2.2 W, 对应单脉冲能量 29.3 nJ, 其光谱形状和脉冲自相关曲线分别如图 7(a), (b) 中 A 曲线所示, 频谱宽度约为 6 nm, 并具有明显的孤子边带, 脉冲宽度为 367 fs。进一步经过腔外色散补偿, 可以将脉冲宽度压缩至 253 fs。通过调节 SESAM 角度或光栅对角度, 减小滤波带宽, 获得稳定锁模的起始抽运光阈值提高, 锁模光谱宽度变窄, 脉冲宽度加宽。图 7(a), (b) 中 B 曲线分别给出了

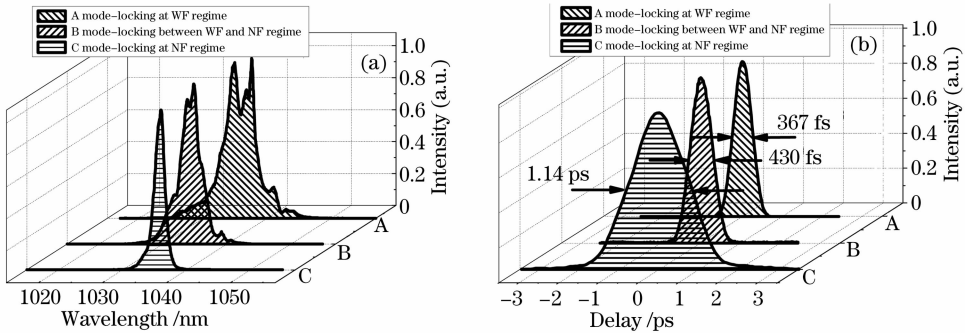


图 7 从宽带滤波锁模向窄带滤波锁模过渡的脉冲光谱和自相关曲线变化, A 为输出平均功率 2.2 W 的宽带滤波锁模状态, B 为平均功率 3.5 W 的中间状态, C 为平均功率 4 W 的窄带滤波锁模状态

Fig. 7 Evolution of the spectra and pulse duration from WF to NF mode-locking. A is WF mode-locking at 2.2 W average output power, B is mode-locking at 3.5 W average output power between WF and NF regime, C is NF mode-locking at 4.0 W average output power

4 光子晶体光纤飞秒激光放大系统

为了获得更高功率的飞秒激光脉冲, 我们利用振荡器输出的种子光进行了放大实验^[18,19]。光子晶体光纤飞秒激光放大系统装置如图 8 所示, 框图中上半部分为振荡级部分。输出种子光的振荡级采用孤子锁模方式。放大级使用相同的增益光纤, 采用后向抽运方式, 使用波长为 976 nm 的大功率激光二极管作为抽运源, 抽运光通过纤芯直径为 200 μm , 数值孔径为 0.22 的尾纤输出, 经非球面镜 (AL) 耦合到增益光纤中。振荡级的种子光经过隔离器和双色镜 DM_4, DM_5 进入放大级, 隔离器和双色镜都起隔离作用, 前者防止种子光反馈进入振荡级, 破坏锁模; 后者对 976 nm 波长的光高透, 1040 nm 波长的光高反, 隔离残余抽运光。增益光纤具有保偏结构, 所以在种子光通过非球面镜之前需经过半波片, 用以调整入射光的偏振态, 使之和增益光纤偏振轴一致。增益光纤长度为 2 m, 使种子光在放大的同时, 光谱通过非线性效应得到展宽。抽运光透过双色镜 DM_6 , 经非球面镜耦合进入增益光纤, DM_6 对 976 nm 波长的光高透, 1040 nm 波长

一组输出平均功率为 3.5 W 的锁模脉冲光谱形状和自相关曲线, 光谱宽度约为 4 nm, 脉冲宽度为 430 fs。进一步减小滤波带宽, 可实现窄带锁模, 此时锁模光谱较窄, 直接输出脉冲宽度为皮秒量级。这种锁模状态所能支持的最大平均输出功率为 4 W, 对应单脉冲能量 53.3 nJ, 其光谱形状和脉冲自相关曲线如图 7(a), (b) 中 C 曲线所示, 频谱宽度约为 2 nm, 脉冲宽度为 1.14 ps。

的光高反, 起到隔离的效果, 防止输出光进入抽运源损害二极管激光器, 该出射端的非球面镜既要提高抽运效率又要满足增益光纤输出的数值孔径匹配。输出的放大光由双色镜 DM_6 反射, 经过光栅对压缩后输出, 光栅为 1200 线/mm 的深刻蚀透视光栅, 接近于利特罗角入射时, 对波长 1040 nm 激光的衍射效率大于 93%。光栅的衍射效率对偏振敏感, 需通过调整半波片使得入射光的偏振态与光栅衍射效率最高的偏振方向一致。

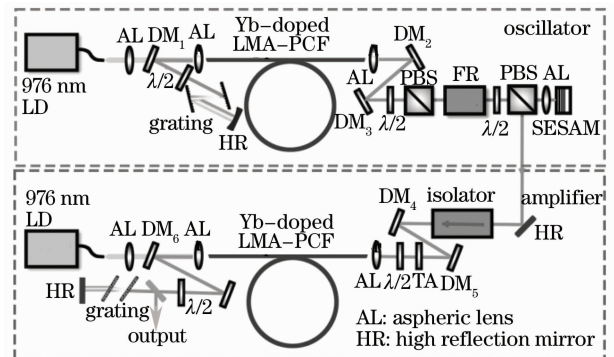


图 8 放大系统装置图

Fig. 8 Experiment setup of the laser amplifier

振荡级采用孤子锁模方式,其输出脉冲的非线性啁啾较小,作为种子光可以减小在放大过程中的非线性相移积累。而其较窄的脉冲宽度,提高了峰值功率,增大了放大过程中基于自相位调制(SPM)带来的光谱展宽,更容易在放大级后得到窄脉冲。从振荡器输出的种子光通过隔离器之后功率为 180 mW,由非球面镜耦合到放大级的增益光纤中,当抽运光功率为 37 W 时,输出功率为 28 W(压缩后为 23 W),增益为 19.6 dB,抽运效率为 40%,如图 9(a)曲线 A 所示。种子光在放大的同时由于自相位调制效应展宽光谱,能够支持更窄的脉冲。输出光谱呈振荡的多峰结构,为典型的 SPM 效应,如图 9(b)所示。随着输出功率的增大,光谱峰数目增加,外侧峰强度不断增大,光谱随之展宽。由于增益光

纤为大模面积光纤,具有很低的非线性系数,而且 SPM 效应的阈值低于受激拉曼效应,因此在当前功率水平运转时,除 SPM 效应外其他非线性过程相对较弱。脉冲形状近似为高斯型,SPM 效应展宽光谱并在脉冲中部产生线性相移,脉冲输出后由光栅压缩,能够获得比种子光更短的脉冲宽度。随着光谱不断展宽,出射脉冲的压缩率提高,脉冲压缩得更窄,如图 9(a)中曲线 B 所示。当抽运功率在 37 W 附近时,光谱宽度展宽到 47 nm。直接输出的脉冲宽度为 2.0 ps,压缩后为 110 fs,对应的相干自相关曲线如图 9(b)中插图所示。进一步利用 3.5 m 光纤作放大级增益介质,提高系统的非线性,在放大输出功率 16 W 时,可以获得腔外压缩至 39 fs 的激光脉冲^[18]。

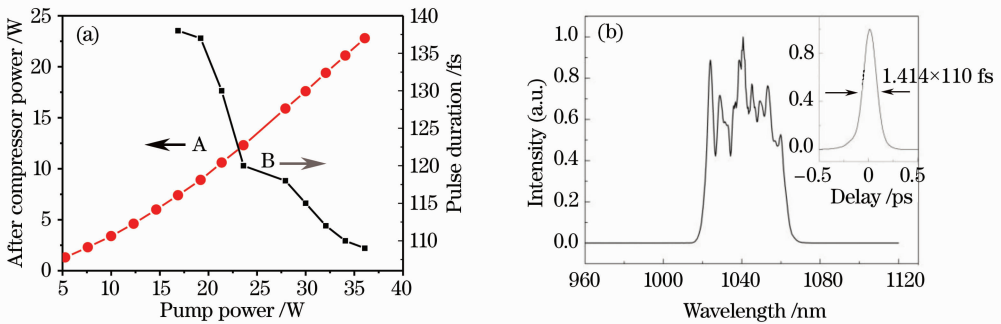


图 9 (a)中曲线 A 为放大级输出经压缩后的平均功率随抽运功率的变化曲线,曲线 B 为输出光经压缩后脉冲宽度随抽运功率的变化曲线;图(b)为输出功率 23W 情况下的光谱和自相关曲线(插图)

Fig. 9 In Fig. (a) line A is the output efficiency corresponding to pump power after compressor, Line B is the dependence of the output pulse duration on pump power; (b) is the spectrum from the amplifier and the corresponding autocorrelation trace

5 应用研究

利用上述光子晶体光纤飞秒激光振荡器和放大器输出的高重复频率、高功率飞秒激光,我们进行了一系列飞秒激光技术应用前沿的研究,例如用以产生高功率超连续白光、高功率紫外飞秒激光、高功率太赫兹辐射以及高重复频率下的飞秒激光微加工。

5.1 高功率超连续白光的产生

将上述光子晶体光纤飞秒激光放大系统输出的飞秒脉冲耦合到零色散点在 1000 nm 附近的非线性光子晶体光纤中,在脉冲宽度 110 fs,平均功率为 4 W 左右的飞秒激光作用下,获得平均功率为 2.5 W 的超连续光谱,光谱覆盖范围从 650~1550 nm,如图 10 所示,其输出模场如图 10 中插图,为典型的光子晶体光纤输出的六角形基模场。输出光谱具有很好的平坦度,进一步处理高非线性光纤耦合端使

其能承受更高功率的飞秒激光,将能够获得更高功率的超连续白光输出。

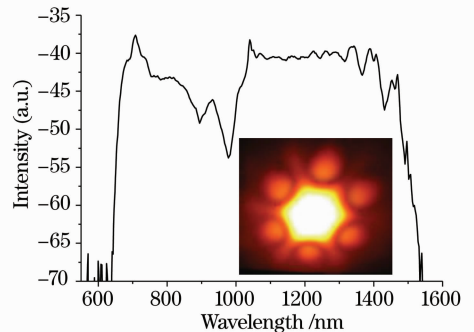


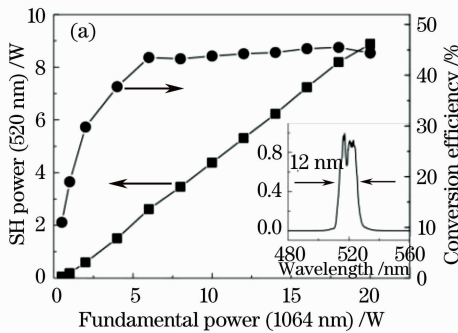
图 10 输出的 2.5 W 超连续白光。插图为白光输出模式
Fig. 10 Generation of 2.5 W supercontinuum. The inset is the output mode distribution

5.2 高功率紫外飞秒激光的产生

二倍频(SH)和四倍频(FH)的实验直接采用放

大系统输出的脉宽约为 110 fs 的飞秒激光为基频种子光,在最高平均功率输出下的峰值功率可达 3.6 MW,较高的峰值功率非常有利于提高倍频的转换效率。图 11(a)为实验测得的二次谐波功率和转换效率随基波功率的变化曲线以及在最大功率时二次谐波的光谱。由图中可知,在 20 W 的基频光平均功率抽运下,二次谐波的最大功率达到 8.88 W,此时的转换效率为 44.4%。图 11(a)中插图显示,二次谐波光谱中心波长在 520 nm 处,谱宽为 12 nm。

使用焦距为 100 mm 的透镜将二次谐波聚焦到



0.18 mm 的 BBO-2 晶体上,进行四次谐波转换,可以获得 260 nm 的紫外脉冲激光。图 11(b)为紫外激光的功率和效率随二次谐波功率的变化曲线以及在最大功率时的四次谐波光谱。当二次谐波功率为 8.88 W 时(对应基频光功率 20 W),获得最大的紫外平均功率为 656 mW,单脉冲能量 13 nJ,此时二次谐波到四次谐波的转换效率为 7.39%。图 11(b)中的插图为四次谐波的光谱,带宽为 3.7 nm,理论上可支持 27 fs 的傅里叶极限脉冲(假设为高斯形状脉冲)。

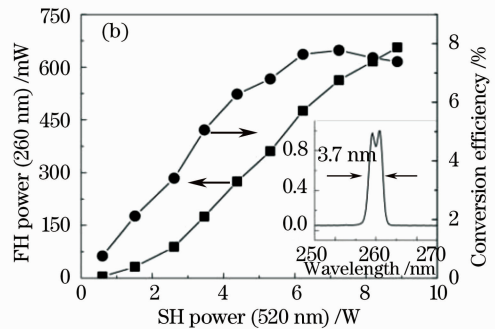


图 11 (a)二次谐波功率和转换效率随基波功率的变化曲线(插图为最大功率时二次谐波的光谱);

(b)四次谐波功率和转换效率随二次谐波功率的变化曲线(插图为最大功率时四次谐波的光谱)

Fig. 11 (a) Output power and conversion efficiency of the SH as a function of the fundamental power (inset: the spectrum of the SH); (b) Output power and conversion efficiency of the FH as a function of the SH power (inset: the spectrum of the FH)

5.3 紧凑型太赫兹辐射源

基于钛宝石飞秒激光系统的太赫兹时域光谱仪 (THz-TDS),体积庞大,成本昂贵,平均功率低,且难以移动,高功率小型化 THz-TDS 是太赫兹技术应用的前沿方向。光纤飞秒激光器作为抽运源是 THz-TDS 小型化的重要研究方向。光纤飞秒激光器由激光二极管直接抽运,效率高,结构紧凑,价格低廉;光束被封闭在纤芯中,受环境影响较小,放宽了飞秒激光器对实验环境的要求。利用光子晶体光纤飞秒激光振荡器输出的平均功率为 900 mW,重

复频率为 47.3 MHz (对应于 14.8 nJ 的单脉冲能量),脉冲宽度为 518 fs 的飞秒激光脉冲通过分束器后分成抽运光和探测光。抽运光经过斩波器和焦距为 75 mm 的透镜聚焦到 ZnTe 晶体上,辐射出太赫兹脉冲。探测光脉冲在另一块 ZnTe 晶体处与太赫兹脉冲相遇,经渥拉斯顿棱镜分束后由一对对接的光电二极管接收,转化为电信号被锁相放大器放大并由计算机显示输出。图 12(a)是实验测得的太赫兹时域信号以及对应的傅里叶频谱,获得了 0.1 THz 到 0.9 THz 的宽带太赫兹波^[10]。由于

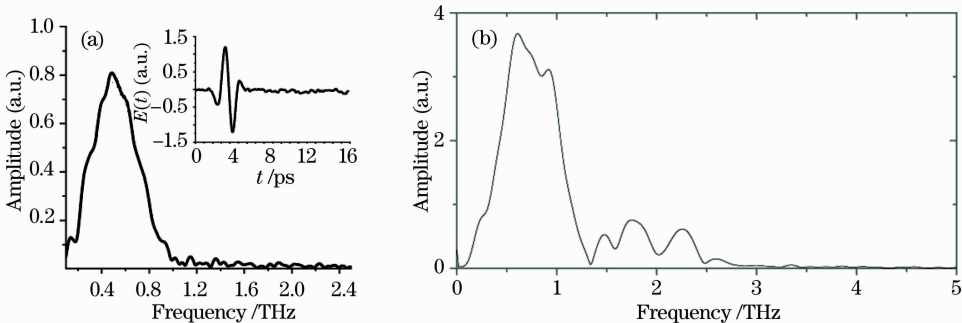


图 12 分别通过光子晶体光纤飞秒激光振荡器(a)和放大器(b)产生的超快太赫兹光谱

Fig. 12 THz radiation generated through femtosecond photonic crystal fiber oscillator(a) and amplifier(b)

1 μm 波段的激光与 ZnTe 晶体的相位匹配曲线不如 800 nm 钛宝石飞秒激光,因此相对而言产生的太赫兹波较窄。最近我们利用光子晶体光纤飞秒激光放大系统输出的高功率亚百飞秒脉冲在 GaP 晶体中获得了覆盖 0.1 THz 到 3 THz 的高功率宽带太赫兹波辐射,如图 12(b)所示。

5.4 高重复频率飞秒激光微纳加工

利用高重复频率飞秒激光进行高速微纳加工也是近期飞秒激光微纳加工领域的热点^[21]。我们利用光子晶体光纤飞秒激光放大系统输出的高重复频率高平均功率飞秒激光脉冲在多种材料上进行了刻划加工^[22]。在平均功率 450 mW,脉冲宽度 110 fs,重复频率 50 MHz 飞秒激光作用下,平移台运作速度 90 $\mu\text{m}/\text{s}$,在硅片表面刻划的 90°扇形图案如图 13 所示。与钛宝石加工结果比较后可以发现,钛宝石飞秒激光放大器刻划的线阵周围伴随着更多的碎屑,而利用高重复频率光子晶体光纤飞秒激光器刻划线阵时,由于它的单脉冲能量(纳焦耳量级)比钛宝石放大器(微焦耳)小两个量级,因而更容易通过控制曝光时间(对应入射脉冲数目)来精确控制加工区域内沉积的飞秒激光能量,从而减小加工区域的热效应,使刻划的线条具有规整的边缘加工效果,且有效降低加工过程中产生的碎屑对样品表面的溅射污染,保护了制作衬底。

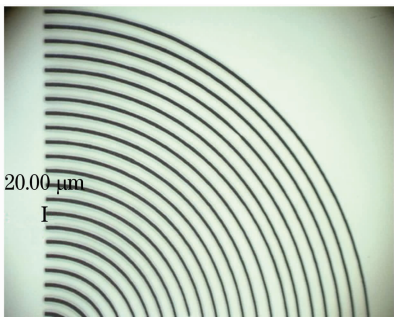


图 13 光子晶体光纤飞秒激光放大系统输出的飞秒脉冲在硅片表面刻划线阵的光学显微镜图

Fig. 13 Optical micrograph of a 90° sector of a micropattern produced by a 450 mW, 50 MHz LMA-PCF laser output on a silicon wafer

6 结 论

经过近两年的研究,实现了光子晶体光纤飞秒激光振荡器和放大系统的稳定运转,并在上述基础上进行了高平均功率下的非线性频率变换、微加工和高功率太赫兹的产生实验,初步应用显示这种新型的、高重复频率、高平均功率、低成本的激光器在

多方面的优势。光子晶体光纤飞秒激光技术还在不断地发展过程中,目前输出激光的平均功率已经远远超过了 Ti:sapphire 飞秒激光系统,脉冲宽度也在逼近后者,虽然单脉冲能量还远没有达到 Ti:sapphire系统的最高水平,但是光子晶体光纤飞秒激光系统提供的脉冲宽度和单脉冲能量已经可以满足大部分要求,如当前飞秒激光应用的一些前沿领域,生物成像、光化学、微纳加工、非线性光学。而且光子晶体光纤具备了传统光纤的特点,可以大大简化飞秒激光系统的结构,缩小系统的尺寸,降低成本,最重要的是高平均功率和较强抗外部环境干扰能力方面,为高功率、数十飞秒激光技术更广泛地应用提供了一种全新的支撑技术。光子晶体光纤飞秒激光技术的发展以其低廉的成本,能抗击外部环境影响的封闭式结构,无需繁琐调试的集成化以及高功率高光束质量等突出优势决定了其工作的稳定性、可靠性、简约性和普及性,从而将开创一个飞秒激光应用普及的新时代,在众多的基础学科、高新技术、国防应用以及大科学工程中发挥其不可替代的重要的独特作用。

参 考 文 献

- 1 Wang Qingyue, Hu Minglie, Chai Lu. Progress in nonlinear optics with photonic crystal fibers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(1): 57~66
王清月,胡明列,柴路. 光子晶体光纤非线性光学研究新进展[J]. *中国激光*, 2006, **33**(1): 57~66
- 2 Wang Qingyue, Hu Minglie, Song Youjian *et al.*. Large-mode-area photonic crystal fiber laser output high average power femtosecond pulses [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(12): 1603~1606
王清月,胡明列,宋有建等. 用大模场光子晶体光纤获得高功率飞秒激光[J]. *中国激光*, 2007, **34**(12): 1603~1606
- 3 M. Moenster, P. Glas, G. Steinmeyer *et al.*. Mode-locked Nd-doped microstructured fiber laser [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(19): 4523~4528
- 4 A. Isomäki, O. G. Okhotnikov. Femtosecond soliton mode-locked laser based on ytterbium-doped photonic bandgap fiber[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(20): 9238~9243
- 5 J. Limpert, F. Röser, T. Schreiber *et al.*. High-power ultrafast fiber laser systems[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2006, **12**(2): 233~244
- 6 B. Ortaç, O. Schmidt, T. Schreiber *et al.*. High-energy femtosecond Yb-doped dispersion compensation free fiber laser [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(17): 10725~10732
- 7 B. Ortaç, J. Limpert, A. Tünnermann. High-energy femtosecond Yb-doped fiber laser operating in the anomalous dispersion regime[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**: 2149~2151
- 8 B. Ortaç, C. Lecaplain, A. Hideur *et al.*. Passively mode-locked single-polarization microstructure fiber laser[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(3): 2122~2128
- 9 Song Youjian, Hu Minglie, Liu Bowen *et al.*. High energy femtosecond Yb-doped single polarization large-mode-area photonic crystal fiber laser works in soliton regime [J]. *Acta*

- Physica. Sin.*, 2008, **57**(10): 6425~6429
宋有建, 胡明列, 刘博文等. 高能量掺 Yb 偏振型大模场面积光子晶体光纤孤子锁模飞秒激光器 [J]. *物理学报*, 2008, **57**(10): 6425~6429
- 10 Youjian Song, Minglie Hu, Changlei Wang *et al.*. Environmentally stable, high energy Yb-doped large-mode-area photonic crystal fiber laser operating in the soliton-like regime [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2008, **20**(13): 1088~1090
- 11 Song Youjian, Hu Minglie, Zhang Chi *et al.*. High pulse energy femtosecond large-mode-area photonic crystal fiber laser [J]. *Chinese Science Bulletin*, 2008, **53**(23): 3741~3745
- 12 J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte *et al.*. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(24): 3332~3337
- 13 J. Limpert, A. Liem, M. Reich *et al.*. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(7): 1313~1319
- 14 L. Shah, Z. Liu, I. Hartl *et al.*. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier [J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(12): 4717~4722
- 15 F. Röser, J. Rothhardt, B. Ortac *et al.*. 131 W 220 fs fiber laser system [J]. *Opt. Letters*, 2005, **30**(20): 2754~2756
- 16 F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt *et al.*. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system [J]. *Opt. Letters*, 2007, **32**(24): 3495~3497
- 17 Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna *et al.*. Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(1): 107~109
- 18 Liu Bowen, Hu Minglie, Song Youjian *et al.*. 39 fs, 16 W all photonic crystal fiber laser system [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(6): 811~814
刘博文, 胡明列, 宋有建等. 39 fs, 16 W 全光子晶体光纤飞秒激光系统 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(6): 811~814
- 19 J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt *et al.*. Extended single-mode photonic crystal fiber lasers [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(7): 2715~2720
- 20 Song Youjian, Hu Minglie, Zhang Chi *et al.*. Stretched-pulse femtosecond photonic crystal fiber laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(6): 830~834
宋有建, 胡明列, 张弛等. 呼吸脉冲锁模的光子晶体光纤飞秒激光器 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(6): 830~834
- 21 He Fei, Cheng Ya. Femtosecond laser micromachining: Frontier in laser precision micromachining [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(5): 595~622
何飞, 程亚. 飞秒激光微加工: 激光精密加工领域的新前沿 [J]. *中国激光*, 2007, **34**(5): 595~622
- 22 B. -W. Liu, M. -L. Hu, X. -H. Fang *et al.*. High-power wavelength-tunable photonic-crystal-fiber-based oscillator-amplifier-frequency-shifter femtosecond laser system and its applications for material microprocessing [J]. *Laser Physics Letters*, 2009, **6**(1): 44~48