



· 光纤激光器 ·

皮秒光纤激光脉冲两个关键问题的研究*

路 桥¹, 毛庆和^{1,2}

(1. 中国科学院合肥物质科学研究院安徽光学与精密机械研究所, 合肥 230026; 2. 中国科学技术大学, 环境科学与光电技术学院, 合肥 230026)

摘 要: 窄带耗散孤子锁模光纤激光器可以产生接近变换限制的皮秒脉冲, 但受非线性相移的限制, 输出脉冲重复频率不能通过增加腔长来降低, 脉冲能量仅在 0.1 nJ 以下, 严重制约着这类皮秒脉冲的实际应用。提出一种通过耦合器抽取腔内脉冲能量、抑制腔内非线性相移积累, 进而允许增加腔长来降低窄带耗散孤子皮秒光纤激光脉冲重复频率的方法。运用该方法, 成功地将激光器重复频率由 35.2 MHz 降低到了 1.77 MHz, 且脉冲时频特性保持不变。提出了一种基于级间 FBG 陷波滤波的抑制皮秒脉冲光纤放大中光谱展宽的方法。通过简单地使用级间陷波滤波器, 既可窄化第一级光纤放大器后的输出脉冲谱宽, 允许采用第二级光纤放大器进一步提升脉冲能量, 而且, 还可将脉冲重塑为近高斯形, 利用高斯脉冲光谱展宽斜率小的特点, 允许第二级光纤放大器将脉冲能量提升得更高。利用该方法, 在 RMS (均方值) 谱宽保持 0.4 nm 以内的前提下, 10 ps 脉冲经标准单模光纤放大器后, 能量可由 0.2 nJ 可提升到 10 nJ 以上。

关键词: 皮秒脉冲; 锁模光纤激光器; 皮秒光纤放大器; 重复频率; 脉冲能量; 非线性相移

中图分类号: O439

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202032.200210

Two key frontier issues on picosecond pulses generated by mode-locked fiber lasers

Lu Qiao¹, Mao qinghe^{1,2}

(1. Anhui Provincial Key Laboratory of Photonics Devices and Materials, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026;

2. School of Environmental Science and Optoelectronic Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract: Narrowband dissipative soliton mode-locked fiber lasers can produce transform-limited picosecond pulses. Unfortunately, due to the limitation of allowable nonlinear phase shift for the intracavity pulse, the repetition rate of the pulses generated by such lasers cannot be reduced by increasing the cavity length; the pulse energy is only below 0.1 nJ. These seriously restrict the practical application of such picosecond pulsed fiber lasers. In this paper, we propose a method that allows the cavity length to be increased to reduce the repetition rate of the narrowband dissipative soliton picosecond fiber laser pulses by extracting the pulse energy out of the cavity with a coupler to suppress the accumulation of nonlinear phase shift of the intracavity pulses. Using this method, the laser repetition rate was successfully reduced from 35.2 MHz to 1.77 MHz, and the pulse time-frequency characteristics remained unchanged. We also propose a method to suppress spectral broadening in picosecond pulse fiber amplification based on inter-stage FBG notch filtering. By simply using the inter-stage notch filter, the output pulse spectrum width after the first-stage fiber amplifier can be narrowed, allowing the second-stage fiber amplifier to further increase the pulse energy, and also, the pulse can be reshaped to be nearly Gaussian-shaped, allowing the second-stage fiber amplifier to increase the pulse energy higher by using the Gaussian pulse characteristics of the smaller spectral broadening slope. Using this method, on the premise of keeping the RMS spectral width within 0.4 nm, after a 10 ps pulse passes through a standard single-mode fiber amplifier, the pulse energy can be increased from 0.2 nJ to more than 10 nJ.

Key words: picosecond pulse; mode-locked fiber laser; picosecond pulse fiber amplifier; repetition rate; pulse energy; nonlinear phase shift

* 收稿日期: 2020-07-20; 修订日期: 2020-09-27

基金项目: 国家重点研发计划项目(2017YFB0405100, 2017YFB0405200); 中国科学院战略性先导科技专项 B 类(XDB21010300); 国家自然科学基金项目(61805258, 61377044); 先进激光技术安徽省实验室主任基金项目(20191001)

作者简介: 路 桥(1992—), 男, 博士, 从事光纤激光器的研究; luqiao@mail.ustc.edu.cn.

通信作者: 毛庆和(1963—), 男, 研究员, 博士生导师, 从事光纤激光技术、微纳光子器件等研究; mqinghe@aiofm.ac.cn.

根据傅里叶变换原理,皮秒激光脉冲能兼具高光谱纯度和窄脉冲宽度特性,如:10 ps 高斯脉冲在理论上对应的光谱宽度窄至 $0.17 \text{ nm}@1064 \text{ nm}$,这种由高光谱纯度和窄脉宽决定的高功率谱密度和高峰值功率特性是飞秒和纳秒脉冲所不具备的独有优势。正因为如此,皮秒脉冲在非线性变频^[1]、相干反斯托克斯拉曼散射成像^[2]、激光精密测距和精细加工^[3]等领域都具有极其重要应用,也是激光核聚变中的重要强场光源之一^[4]。不同应用场景对皮秒脉冲波长、谱宽、脉宽、能量及重复频率等指标参数的要求不同。在涉及光与物质相互作用的应用中,对皮秒脉冲波长和谱宽要求严格,并且,皮秒脉冲谱宽还决定着光谱分辨率^[5],从而使得在相干反斯托克斯拉曼光谱等相干测量应用中,要求皮秒脉冲具有窄带光谱特性。但在其他大多应用场合,对皮秒脉冲波长并无严格限制,最常用的皮秒脉冲处在 1064 nm 激光波段及其衍生的倍频波长,例如,半导体微加工中的紫外皮秒脉冲即由 1064 nm 激光脉冲经多倍频获取^[6]。皮秒脉冲脉宽决定着应用系统的时间和空间分辨率上限,使得精密加工和高精度测距等应用中要求脉宽在 $\sim 10 \text{ ps}$ 及其以下,以降低加工和测距的误差^[3,5]。工业加工和测距应用中还要求皮秒脉冲具有大能量特性,用于工业加工的皮秒脉冲能量一般在 $1 \mu\text{J}$ 以上,而用于测距时则希望在 mJ 级及其以上,以实现长距离测距^[7]。实际应用对皮秒脉冲重复频率的要求差异较大,受烧蚀过程等离子体屏蔽动态时间的限制^[3],加工应用中的皮秒脉冲重复频率常低于 1 MHz ;长距离测距应用时,为确保足够大的模糊距离^[7],脉冲重复频率往往低于 1 kHz 。鉴于高重复频率脉冲利于实现高功率化^[8-9],对于非线性变频等要求高功率的场合,皮秒脉冲重复频率甚至达 700 MHz ^[1]以上,这种超高重复频率皮秒脉冲甚至还可用于产生高频率稳定的时频基准微波信号^[10]。

实际应用中的皮秒脉冲源一般是指由皮秒脉冲种子源后接脉冲选单器和功率提升光放大器构成的主振荡功率放大(MOPA)系统。增益开关半导体激光器、短腔调 Q 激光器、锁模固体激光器和光纤激光器都可产生皮秒脉冲,并可用来作为这种 MOPA 系统的种子源。但是,增益开关半导体激光器虽能方便地调控脉宽和重复频率,受其增益动态特性的限制,难以产生 100 ps 以下脉宽的光滑脉冲^[11],且输出脉冲一致性和对比度也远不及锁模激光脉冲;通过缩短腔长、减小腔循环时间,短腔调 Q 固体激光器^[12-13]可产生数百 ps 脉冲,调 Q 芯片激光器甚至可产生 μJ 级 100 ps 以下的皮秒脉冲^[13],但仍存在着对调 Q 皮秒脉冲重复频率和脉宽调控的问题,难以将脉宽降低至 $\sim 10 \text{ ps}$ 级^[14]。因此,锁模技术仍然是当今产生皮秒脉冲的最主流方案。采用被动锁模固体激光器,可以产生满足变换极限的低噪声皮秒和亚皮秒脉冲,重复频率可方便地设计在数 MHz 到百 MHz 范围内,脉冲能量达 10 nJ 以上。通过在被动锁模固体激光器输出端接入快速光开关,对其产生的非常“干净”的皮秒脉冲进行选单,便可构建满足不同应用要求的低重复频率皮秒脉冲前端,再采用固体放大器提升能量,就可构建出大能量皮秒脉冲 MOPA 系统,由此研发的各种皮秒脉冲源已广泛应用于科学研究和工业生产中。

被动锁模光纤激光器也可产生皮秒脉冲。但是,与固体激光器不同,被动锁模光纤激光器中涉及到脉冲在光纤腔内的色散非线性传输演化,而这种色散非线性传输演化行为遵循非线性薛定谔方程^[15],使得由被动锁模光纤激光器产生的超短光脉冲具有丰富的时频特性。根据光纤谐振腔的色散特性,由被动锁模光纤激光器产生的超短光脉冲分为孤子^[16]、呼吸孤子^[17]、自相似子^[18]和耗散孤子^[19]等类型。不同类型激光脉冲在谐振腔内实现自洽激光振荡时,单脉冲运转所允许的非线性相移(NPS)不同^[20],导致可获得的脉冲能量存在差异。对于标准单模光纤,受允许的腔内 NPS 制约,目前已报道的孤子和呼吸孤子脉冲能量均在 $\sim 1 \text{ nJ}$ ^[16],自相似子脉冲的能量则为数 nJ ^[21],但是,对于传统全正色散被动锁模光纤激光器,包括新近发展出的 Mamyshev 光纤激光器^[20],腔内 NPS 可允许超过 10π ,从而使得输出脉冲能量可超过 10 nJ ^[15],已能与锁模固体激光器脉冲能量相比拟,且具有结构紧凑、免维护和光束质量好等一系列的优点。但是,传统全正色散被动锁模光纤激光器输出脉冲谱宽较宽,一般均在 10 nm 以上^[22];Mamyshev 光纤激光器尽管可产生超过 50 nJ 的脉冲,也存在着难以自启动,需依靠种子注入^[23]或泵浦调制等方法启动锁模^[24]等问题。

尽管如此,全正色散耗散孤子锁模光纤激光器依然提供了一种稳定可靠的光纤激光脉冲种子源方案。由于腔内滤波器的耗散机制对腔内脉冲幅度和相位演化都具有重要作用,从而支配着耗散孤子脉冲在腔内的成形^[25]。近年的研究已表明,全正色散锁模光纤激光器不仅可产生宽带飞秒耗散孤子,还可产生具有接近变换限制性质的窄带皮秒耗散孤子脉冲^[26]。2008 年, Turchinovich 等人首次演示了一种采用窄带光纤 Bragg 光栅(FBG)作为腔内滤波器、半导体可饱和吸收镜(SESAM)作为锁模器件的线形腔全正色散锁模光纤激光器,获得了具有接近变换限制性质的窄带 4 ps 耗散孤子皮秒脉冲^[27]。迄今,采用非线性偏振旋转(NPE)^[28]和非线性放大环形镜(NALM)^[29]等锁模技术,以及光栅^[30]等滤波机制构建的光纤激光器,已相继成功演示了输出脉宽在 $5\sim 200 \text{ ps}$ 范围的近变换限制皮秒脉冲。

与基于宽带滤波器($\sim 10 \text{ nm}$)的传统飞秒耗散孤子锁模光纤激光器不同^[25],窄带耗散孤子光纤激光器所用滤

波器带宽窄,一般在 1 nm 以下,导致滤波后的脉宽在 ps 量级,而皮秒脉冲在光纤腔内传输时经历的色散效应极弱,使得为避免光波分裂引起多脉冲效应^[31]、确保单脉冲锁模运转所允许的腔内 NPS 也极低,仅约 0.1π ,即激光器需要工作在弱非线性区^[32]。这种弱非线性区锁模运转属性,赋予了窄带耗散孤子皮秒脉冲诸多优点,如:脉冲在腔内以低呼吸比演化,导致输出脉冲接近变换限制,从而确保了脉冲的高光谱纯度,并且,输出脉冲宽度可以方便地通过优化设计滤波器带宽进行调控^[32]。事实上,窄带耗散孤子光纤激光皮秒脉冲的时频特性已完全可与传统锁模固体激光器产生的皮秒脉冲相比拟,但却比后者更具稳定紧凑等优势。因此,人们近年来逐渐开始以窄带耗散孤子光纤激光皮秒脉冲作为种子源,发展出了基于皮秒脉冲光纤前端、后接固体放大器的混合 MOPA 结构方案^[5,33-34]。2013 年, Antonio Agnesi 等人采用这种光纤前端和多程 Nd:YVO₄ 固体放大级的混合 MOPA 方案,获得了重复频率约 1 MHz、平均功率 10 W 和脉宽 55 ps 的激光输出^[34],基于该方案,天津大学通过三倍频也实现了 15 μ J, 355 nm 紫外皮秒脉冲输出并应用于材料加工^[5],上海理工大学则报道了 mJ 级的皮秒脉冲输出^[33]。迄今,这种基于皮秒脉冲光纤前端的混合 MOPA 方案已在工业界得到了广泛应用,并且,采用固体再生放大器或板条放大器的数十 mJ 级皮秒脉冲输出结果也已演示成功^[35]。

但是,受光纤非线性效应的影响,皮秒脉冲光纤前端依然面临着许多亟待研究解决的问题。比如,由于窄带耗散孤子光纤激光脉冲必须工作在弱非线性区,单脉冲锁模运转所允许的腔内 NPS 仅约 0.1π ,导致这种皮秒脉冲的重复频率一般在 10 MHz 以上,重复频率下限由脉宽(或带宽)决定^[32]。并且,不允许通过直接增大腔长来降低重复频率。这是因为,若通过增大腔长来降低重复频率,为确保单脉冲运转所允许的 NPS,腔内脉冲能量须自动调节来降低,而这却会导致难以漂白可饱和吸收体,进而引起调 Q 不稳定性^[36],无法获取单脉冲锁模运转。再比如,受允许的腔内 NPS 的限制,光纤激光皮秒脉冲能量仅约 0.1 nJ,远低于锁模固体激光器的脉冲能量(> 10 nJ)。这样,对这种低能量脉冲种子直接进行固体多程行波放大时,放大效率极低,而若采用再生放大器进行放大,则可能会引发混沌和分型等非线性物理过程^[37],因此,这种低能量皮秒激光脉冲种子非常不适合直接固体放大。但是,获得 mJ 及以上量级大能量脉冲必须要采用固体放大技术,这样,就必须设法采用单模光纤放大器将这种皮秒脉冲放大到 10 nJ 水平。考虑到固体放大器通常选用 Nd:YVO₄^[38] 或 Nd:YAG^[39] 等受激发射系数较大的晶体,增益带宽一般均小于 0.6 nm,为确保固体放大的效率,以光纤放大提升皮秒光纤激光脉冲能量时,输出脉冲谱宽应不超过晶体的增益带宽。但是,光纤放大过程中却不可避免地会经历自相位调制(SPM)效应,导致皮秒脉冲因 NPS 积累而光谱展宽,例如,采用标准单模光纤放大时,10 ps 的光纤激光种子脉冲光纤放大至 4.2 nJ 时,脉冲 3 dB 谱宽就会拓宽到约 0.75 nm^[5]。而若采用非线性系数低的超大模场增益光纤来缓解这种脉冲光谱展宽,又会不利于后续固体放大过程中的光束质量控制^[40]。因此,必须要设法研究解决光纤激光皮秒种子脉冲光纤放大过程中的光谱展宽问题,实现高保真的高效光纤放大,才能有效运用固体放大技术来获取更大能量的皮秒脉冲。

本文提出并演示发展低重复频率大能量窄带皮秒脉冲光纤前端中面临的两个关键问题的解决方案。通过对皮秒光纤激光脉冲腔内成形与演化特性的研究,揭示窄带耗散孤子单脉冲运转所允许的 NPS,以及由此导致的激光器输出脉冲能量低、重复频率难以通过增大腔长降低等问题。设计并演示一种通过插入耦合器抽取腔内脉冲能量、抑制非线性积累,来实现激光器低重复频率稳定锁模的方法。根据皮秒光纤激光脉冲在光纤放大过程中光谱展宽的特点,提出并演示一种基于 FBG 级间陷波滤波的可有效抑制光谱展宽的皮秒脉冲高保真级联光纤放大方案。

1 窄带耗散孤子皮秒光纤激光脉冲特性

为简单且不失一般性,我们采用图 1(a)所示的光纤激光器,对窄带耗散孤子光纤激光脉冲的特性进行数值模拟分析。图 1(b)为脉冲在腔内往返传输的等效示意图,脉冲在腔内将依次经历窄带滤波器(NBF)、传输光纤 1(SMF1)、增益光纤(YDF)、传输光纤 2(SMF2)和可饱和吸收体(SAM)。于是,采用脉冲跟踪法,可以数值模拟出脉冲在腔



Fig. 1 Configuration of linear cavity picosecond pulsed fiber laser based on SESAM and narrowband FBG filter, equivalent schematic diagram of the round-trip transmission for the pulses in the cavity

图 1 基于 SESAM 和窄带 FBG 滤波器的线性腔皮秒脉冲光纤激光器的结构及脉冲腔内往返传输示意图

内传输演化行为。事实上,脉冲在光纤中的传输演化行为可由带增益的非线性薛定谔方程(NLSE)描述^[41]

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{g}{2}A + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma|A|^2A \quad (1)$$

式中: A 为脉冲电场包络函数; g , β_2 和 γ 分别为光纤的增益系数、群速度色散参量和非线性系数。NBF 的传递函数和 SAM 的作用函数分别可表述成^[34]

$$H(\nu) = T_0 \exp\left[-(\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu^2\right] \quad (2)$$

$$A_{\text{out}}^2 = T_{\text{sam}} \left[1 - q_0 / (1 + A_{\text{in}}^2 / P_{\text{sat}})\right] \quad (3)$$

式中: T_0 和 $\Delta\nu$ 分别是 NBF 的透过率和 $1/e$ 谱宽; A_{in} 与 A_{out} 为脉冲电场包络函数; q_0 与 P_{sat} 分别是 SAM 的调制深度和饱和功率。

采用表 1 所示的光纤激光器元件参数,容易模拟出图 1(a)所示的激光器输出脉冲的时域波形和光谱,结果如图 2(a)和(b)所示。可见,该激光器输出脉冲的 3 dB 脉宽和谱宽分别为 12.2 ps 和 0.16 nm,对应于 0.52 的时间带宽积(TBP)。考虑到变换限制的高斯脉冲时间积为 0.44,表明该输出脉冲所携带的啁啾量较小,具有接近变换限制的特性。此外,输出脉冲具有光滑的钟形时频电场轮廓,这是因为,输出脉冲峰值功率和脉冲能量分别为 8.7 W 和 107 pJ,较低的峰值功率和脉冲能量更有利于保持激光器运转在较低腔内 NPS 下,从而有利于保持干净的时频电场轮廓。

表 1 激光器模拟参数表

Table 1 Parameters used in simulations of the fiber laser

parameter	value
$\Delta\nu$, ν_0 and T_0 of NBF	0.3 nm, 1064 nm, 60%
q_0 , relaxation time and P_{sat} of SAM	18%, 0.5 ps, 6 W
length, GVD and nonlinearity of SMF1	1 m, 0.024 ps ² /m, $3.5 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
length, g and saturation energy of YDF	1 m, 9.6 dB/m, 1 nJ
length, GVD and nonlinearity of SMF2	1 m, 0.024 ps ² /m, $3.5 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

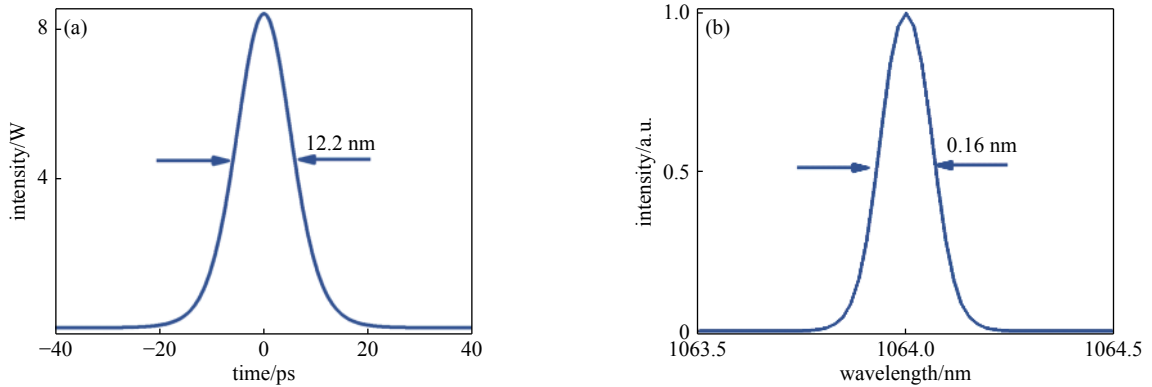


Fig. 2 Electric field envelopes of output pulses in (a) time domain and (b) frequency domain

图 2 输出脉冲的时域(a)和频域(b)电场包络

为深入理解脉冲在腔内传输演化的动力学过程,图 3 给出了模拟得到的脉冲时域和频域电场包络在腔内不同位置处的分布。由图可见,脉冲在腔内 YDF, SMF1 和 SMF2 等各段光纤中传输时,均保持着极低的呼吸比演化,时域和频域宽度几乎不变。这是因为,窄带滤波器是脉冲运转的周期性边界,经过滤波后的脉冲光谱仅为 0.3 nm,根据傅里叶变换,只能支持皮秒以上脉宽的脉冲,而皮秒脉冲在光纤传输过程中所经历的色散作用较弱,同时,为避免光波分裂引发的多脉冲效应,与色散效应相平衡的非线性作用也必须较弱,使得允许的腔内 NPS 积累较小,激光器输出脉冲能量也相应地仅为百 pJ 量级。当试图通过增大泵浦功率提高增益来增大输出脉冲能量时,容易因突破 NPS 限制而引发光波分裂、导致多脉冲效应。

图 4 给出了模拟得到的输出脉冲能量、NPS, 3 dB 脉宽和谱宽与增益之间的关系。当增益小于 8 dB 时,因增益

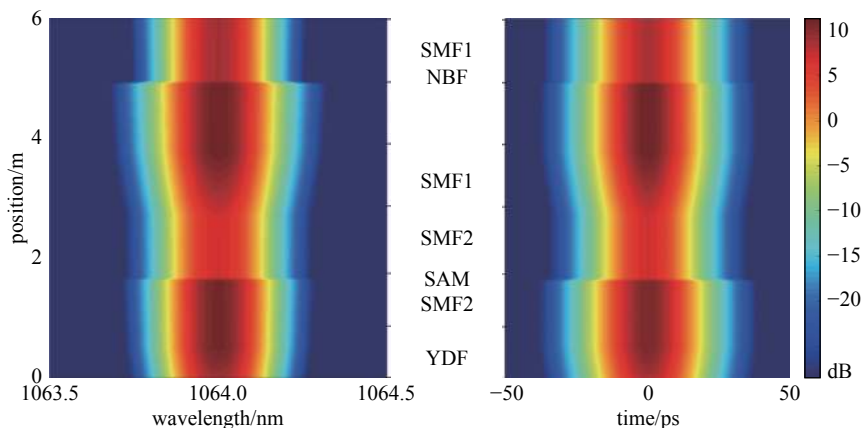


Fig. 3 Electric field envelope evolutions in time domain and frequency domain for pulse propagating along different fibers in the cavity
图 3 脉冲时域和频域电场包络在腔内各段光纤中的演化

低于腔损耗 8.2 dB, 激光器无法锁模运转, 输出噪声脉冲; 当激光器增益在 8.4~14.4 dB 之间时, 可以实现单脉冲锁模运转, 脉冲能量随着增益增大而单调增加, 单脉冲能量区间为 55~132 pJ, 对应的 NPS 为 0.13~0.42, 输出脉冲能量和 NPS 成正比; 继续增大增益时, 激光器因腔内过量的 NPS 积累, 将引发光波分裂、产生多脉冲, 因此, 该激光器单脉冲运转所允许的最大 NPS 为 0.42。图 4(b) 是激光器单脉冲运转时, 脉宽和谱宽随增益的变化关系。随着增益的增大, 脉宽从 16 ps 缓慢降低至 10.8 ps, 谱宽则相应地从 0.12 nm 增大至 0.26 nm。这是因为, 随着增益的增大, NPS 积累增大, 使得光谱发生展宽, 从而支持的脉宽更窄。值得注意的是, 在增大泵浦功率过程中, 脉冲始终保持着近变换限制特性, TBP 从 0.5 缓慢增大至 0.7, 且输出脉冲谱宽一直被限定在所用 NBF 带宽 0.3 nm 以内。由此可见, 激光器存在单脉冲锁模运转区间, 当增益过大导致脉冲在腔内积累的 NPS 超出上限时, 脉冲将分裂为多脉冲态。

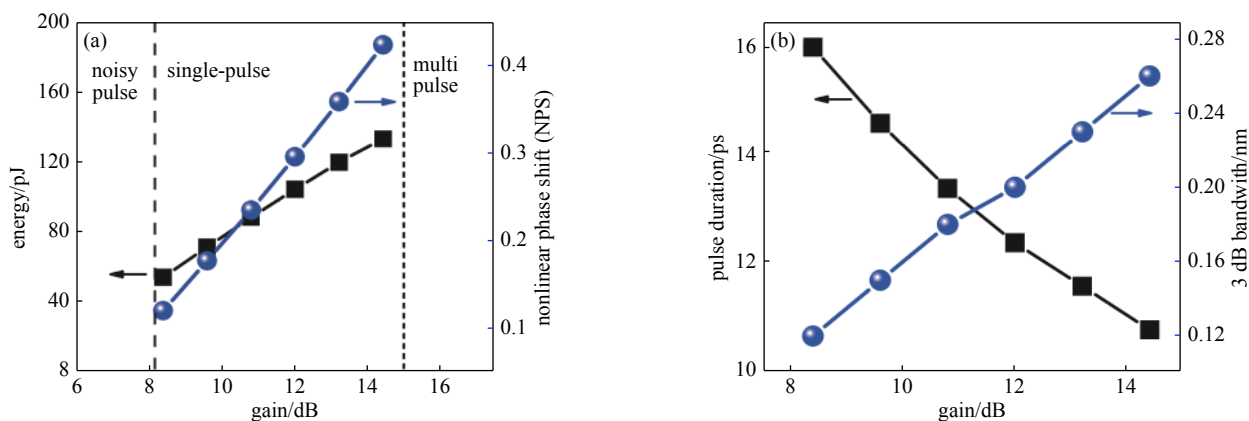


Fig. 4 (a) Output pulse energy and NPS experienced by the intra-cavity pulse as functions of the cavity gain;
(b) temporal and spectral widths of the output pulses as functions of the cavity gain

图 4 (a) 输出脉冲的能量和 NPS 与增益之间的关系; (b) 输出脉冲的脉宽和谱宽与增益之间的关系

图 5 为模拟得到的输出脉冲特性随滤波带宽的变化规律。由图 5(a) 所示的输出脉宽和 NPS 上限与窄带滤波器带宽之间的关系可见, 随着所用窄带滤波器带宽由 0.1 nm 增大至 0.5 nm, 输出脉冲中值脉宽从 26 ps 降低至 5.5 ps, 单脉冲运转所允许的腔内 NPS 积累则对窄带滤波器带宽不敏感, 保持在 $\sim 0.1\pi$, 为此, 输出脉冲中值能量须由 180 pJ 降低至 58 pJ。文献 [42] 中的实验结果也展示了与此相似的变化规律。若保持窄带滤波器带宽 0.3 nm 不变, 等量改变 SMF1 和 SMF2 长度来调整腔长, 可得到图 5(b) 所示的通过增加腔长降低重复频率时激光器输出脉冲脉宽和 NPS 的变化规律。可见, 随着腔长由 3 m 增大至 6 m, NPS 和输出脉冲中值脉宽均对腔长不敏感。但是, 单脉冲运转区间不断缩小。原因是, 增大腔长增加了脉冲 NPS 的积分路径, 为了抵御过量 NPS 积累, 必须降低脉冲的能量和增益, 导致单脉冲运转区间缩小。因此, 腔内 NPS 积累限制了通过增大腔长的途径来降低脉冲的重复频率。若进一步增大光纤长度, 单脉冲运转区间将消失, 导致激光器无法实现单脉冲运转。此时, 若将 SMF1 或 SMF2 换成非线性系数相对较低的大模场光纤, 则可使激光器恢复至单脉冲锁模状态, 从而表明, 通过腔内非线性调控, 可望缓解因 NPS 积累对获取低重复频率脉冲的制约。

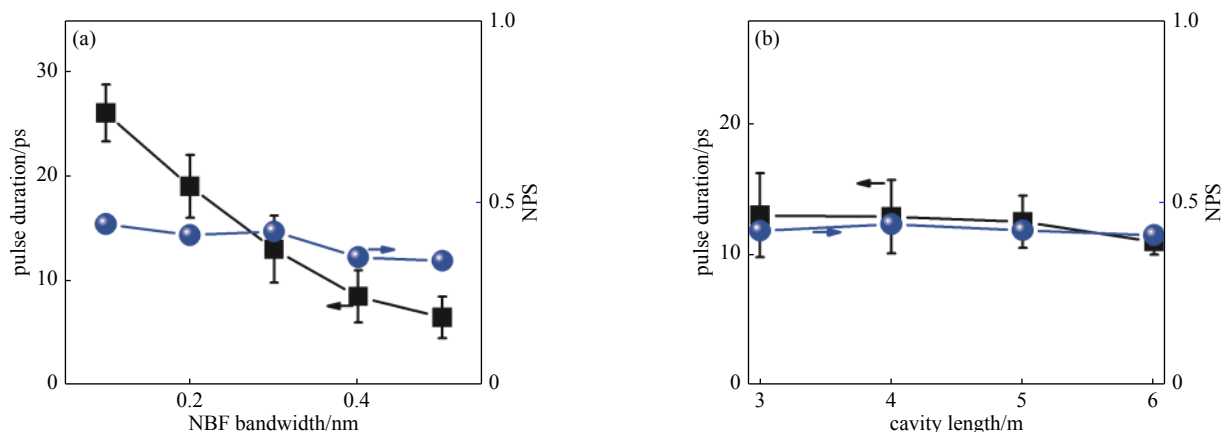


Fig. 5 Output pulse duration and the maximum allowable NPS as functions of (a) intra-cavity filter bandwidth, and (b) cavity length

图5 输出脉宽和NPS上限与(a)窄带滤波器带宽以及(b)腔长之间的关系

为验证上述模拟结果,我们构建了如图1(a)所示的线性腔全保偏皮秒锁模光纤激光器,对模拟得到的激光输出特性进行了实验验证。该激光器增益光纤为1 m长的保偏单模掺镱光纤(Nufern, PM-YSF-6/125-HI),在975 nm处的吸收为250 dB/m,由975 nm激光二极管(LD)经保偏波分复用器(WDM)泵浦,WDM插入损耗约0.5 dB,其尾纤为PM 980保偏光纤(Nufern, PM980),该光纤群速度色散和非线性系数分别为 $0.024 \text{ ps}^2/\text{m}$ 和 $3.5 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 。线形谐振腔由保偏FBG和带尾纤的SESAM(Batop, SAM-1064-18-500fs)构成腔镜。FBG刻写在PM980光纤上,中心波长为1064.2 nm,带宽和反射率分别为0.3 nm和60%,该FBG也起到滤波耗散作用。带PM980尾纤的SESAM用作锁模器件,调制深度10%,饱和通量约 $130 \mu\text{J}/\text{cm}^2$,弛豫时间500 fs,尾纤与SESAM之间的耦合效率约为70%,总腔长和总腔损耗分别为3 m和5.6 dB。经FBG输出的脉冲序列分别由光功率计(Ophir, VEGA)、光谱分析仪(YOKOGAWA, AQ6370D)、自相关仪以及2 GHz光电探测器(EOT, ET3000A)后接示波器(Agilent, MSO8064A)与频谱仪(Agilent, E4402B)测量。

实验发现,随着泵浦功率逐渐增大,激光器先开始连续波起振,并由连续波振荡逐渐变化到调Q锁模状态,并伴有调Q不稳定性现象;当泵浦功率处在52~72 mW之间时,激光器工作在稳定的单脉冲锁模状态;一旦泵浦功率超过72 mW,激光器则工作在多脉冲锁模状态,上述变化过程中的输出功率与泵浦功率之间的关系如图6所示。当泵浦功率由多脉冲锁模状态缓慢降低时,观察到了激光器的泵浦迟滞现象^[43]。因此,实验结果表明,该光纤激光振荡器确实存在着单脉冲锁模运转所对应的泵浦区间,高于该泵浦区间工作时,因脉冲能量过大,将突破腔内允许的NPS,导致激光器为多脉冲锁模,低于泵浦区间工作时,则会因未能完全漂白SESAM,而引发调Q不稳定性。

当激光器工作于单脉冲锁模运转区间时,输出脉冲重复频率约为33 MHz,与3 m的腔长相对应,脉冲能量则随泵浦光功率的改变而处在56~90 pJ范围内,这与图1(b)模拟结果基本相符。实验还分别测量了对应单脉冲锁模运转区间中心附近输出脉冲能量~73 pJ时的强度自相关曲线和光谱,如图7(a)和(b)所示,可见,输出脉冲的脉宽约13 ps,谱宽为0.17 nm,也与图1(c)中的模拟结果较好相符;由13 ps脉宽和0.17 nm谱宽,可得脉冲的TBP约0.59,表明输出脉冲确实接近满足变换极限特性。实验还发现,若增加该皮秒脉冲光纤振荡器中的SMF1和(或)SMF2的长度,原有52~72 mW的单脉冲锁模运转对应的泵浦光功率区间急剧窄化而消失,从而不能通过增加腔长来降低该激光器输出脉冲的重复频率,原因在于允许的腔内NPS的限制。

2 降低窄带皮秒光纤激光脉冲重复频率

根据上节的模拟与实验结果,图1(a)所示的激光器重复频率难以通过增加腔长来降低的主要原因是,单脉冲

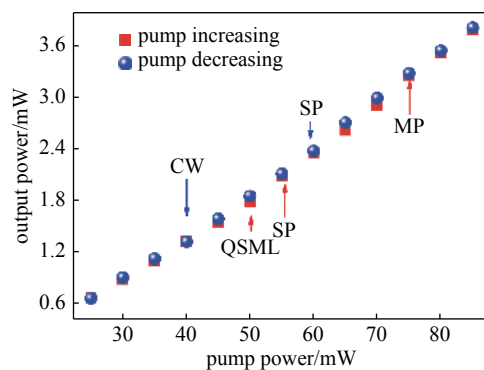


Fig. 6 Changes of output pulse average power and the corresponding operation state of the laser with the pump power

图6 输出脉冲平均功率及其相应激光器运转状态随泵浦功率的变化关系

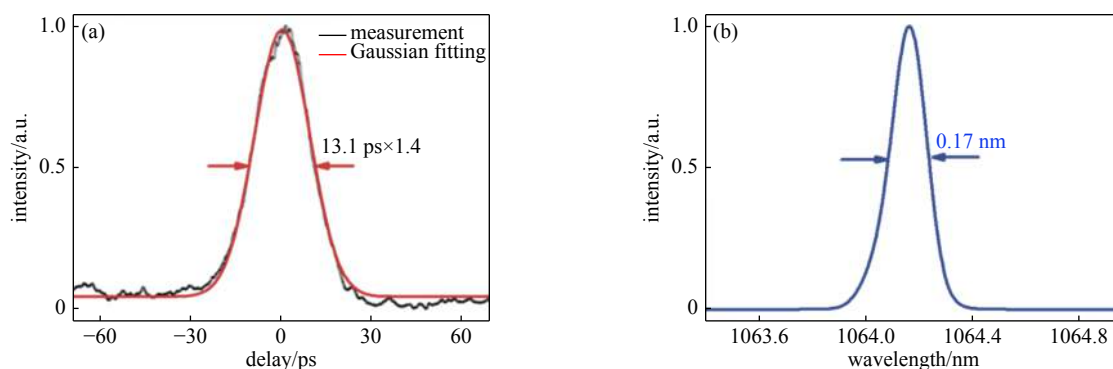


Fig. 7 Measured intensity autocorrelation trace (a) and spectrum (b) of output pulses when the pulse energy is 73 pJ

图 7 当输出脉冲能量为 73 pJ 时测得的强度自相关迹(a)和光谱(b)

锁模运转允许的腔内 NPS 基本为定值,从而限制了激光器单脉冲锁模运转对应的泵浦功率区间。为此,我们将图 1(a)所示的全正色散线形腔被动锁模光纤激光器结构改成图 8 所示,通过在腔内插入一只快轴截止的保偏型光耦合器(OC),将腔内脉冲能量抽出。这样,再增加腔长时,因脉冲能量已由 OC 抽出,导致腔长变长时,腔内 NPS 积累依然可望不超过允许的腔内 NPS 值,以致可以通过增加腔长来降低激光器输出脉冲的重复频率。图 8 所示的激光器中所有器件与图 1(a)中均相同,亦为全保偏结构,仅 FBG 的反射率改为 90%,以抵消因插入功率耦合比 30:70 的 OC 引起的附加损耗,OC 的 30% 输出端接入了光隔离器(ISO)以防止后向反射。包括 FBG 在内的所有腔内器件尾纤长度均约 30 cm,总腔长和总腔损耗分别为 2.8 m 和 5.6 dB。下面我们将通过研究该激光器的输出脉冲特性、在腔内不同位置增加光纤长度对输出脉冲特性的影响以及采用大模场光纤后输出脉冲重复频率的降低程度等,来演示图 8 所示的光纤激光器结构非常适合于用来降低皮秒脉冲的重复频率。

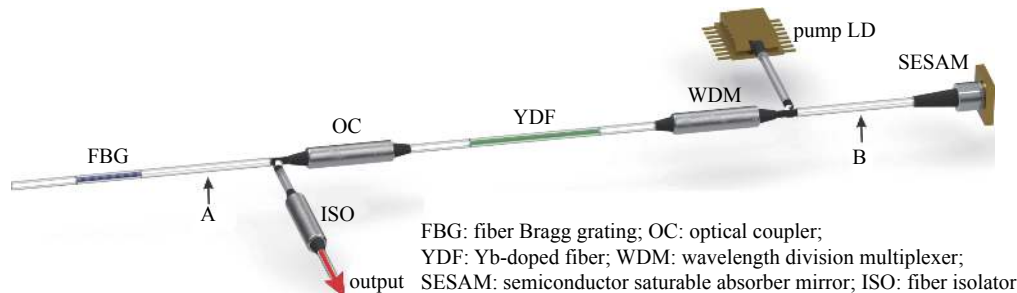


Fig. 8 Configuration of the passively mode-locked fiber laser for picosecond pulses with reduced repetition rate

图 8 低重复频率被动锁模光纤激光器结构示意图

对于图 8 所示激光器,当泵浦光功率在 76~100 mW 之间时,处在稳定的单脉冲锁模状态,而当泵浦功率超过 100 mW 时,则为多脉冲锁模状态。在单脉冲锁模状态下,泵浦功率由 76 mW 增加到 100 mW 时,脉冲能量由 23 pJ 增大到 62 pJ;重复频率恒为 35.2 MHz,与 2.8 m 腔长相对应。图 9 和 10 为单脉冲锁模状态下不同泵浦功率时实测的输出脉冲光谱和强度自相关曲线。可见,当泵浦功率分别为 76, 88 和 100 mW 时,谱宽分别为 0.164, 0.171 和 0.177 nm,对实测自相关曲线采用高斯拟合得到的脉宽分别为 12.8, 12.2 和 11.2 ps,对应的 TBP 分别为 0.55, 0.53 和 0.51,表明输出的耗散孤子脉冲携带弱啁啾。泵浦功率增大时,脉宽轻微变窄,这与上节中得到的变化规律相吻合。根据实测脉宽值,可估算出 76, 88 和 100 mW 泵浦功率下单脉冲锁模的 NPS 分别约 0.141, 0.213 和 0.311^[44],表

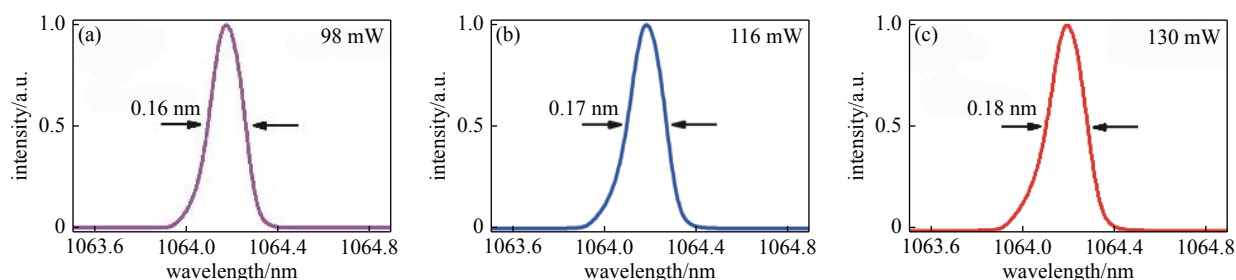


Fig. 9 Measured output pulse spectra of the 35.2 MHz laser when the pump power is (a) 98 mW, (b) 116 mW, and (c) 130 mW, respectively

图 9 实测的输出脉冲光谱,其中的泵浦功率分别为:(a)98 mW;(b)116 mW;(c)130 mW

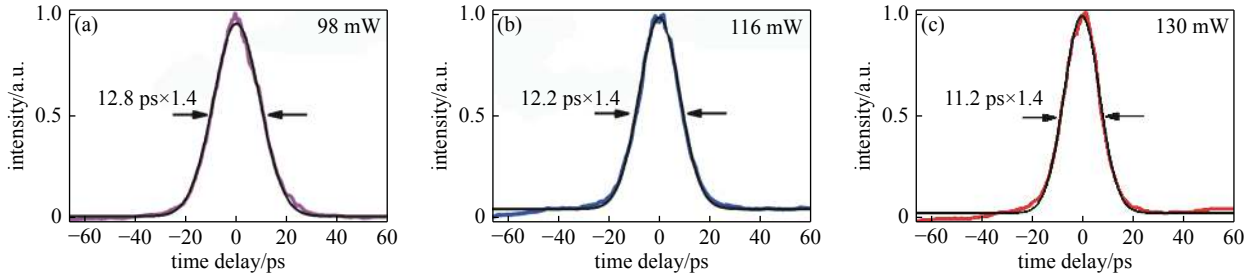


Fig. 10 Measured intensity autocorrelation traces (color curves) and their Gaussian fitting (black curves) of output pulses for the 35.2 MHz laser when the pump power is (a) 98 mW, (b) 116 mW, and (c) 130 mW, respectively

图 10 实测的输出脉冲强度自相关曲线(彩色)及其高斯拟合(黑色),其中泵浦功率分别为:(a)98 mW;(b)116 mW;(c)130 mW

明激光器确实工作在弱非线性区,腔内 NPS 积累随泵浦功率增大,允许的最大 NPS 积累为 0.311。因此,图 8 所示激光器输出特性规律与前述图 1(a)所示激光器完全相同。

当在激光器腔内 A 和 B 两点(见图 8)插入相同长度的 PM980 光纤来降低重复频率时,实验发现,随着插入光纤长度的增加,激光器单脉冲锁模对应的泵浦功率及其区间均减小,当插入光纤长度达 5.5 m 时,激光器单脉冲锁模区间消失。图 11(a)和(b)为插入 5 m 光纤使激光器重复频率降至 13.1 MHz 时,分别测得的输出脉冲自相关曲线、光谱和脉冲序列,脉宽和谱宽分别为 12.1 ps 和 0.18 nm,对应的脉宽带宽积 0.58。根据实验测得的单脉冲能量 28 pJ,估算的 NPS 为 0.338,略大于 35.2 MHz 重复频率时的 0.311(泵浦功率为 100 mW),表明激光器可自动地降低单脉冲能量来满足单脉冲锁模允许的腔内 NPS 积累限制。但是,当插入光纤长度过长时,这种自动调节功能则因脉冲能量过低引发调 Q 不稳定性而失效^[34]。因此,在增大腔长降低重复频率时,必须不能突破单脉冲锁模允许的腔内 NPS 限制。

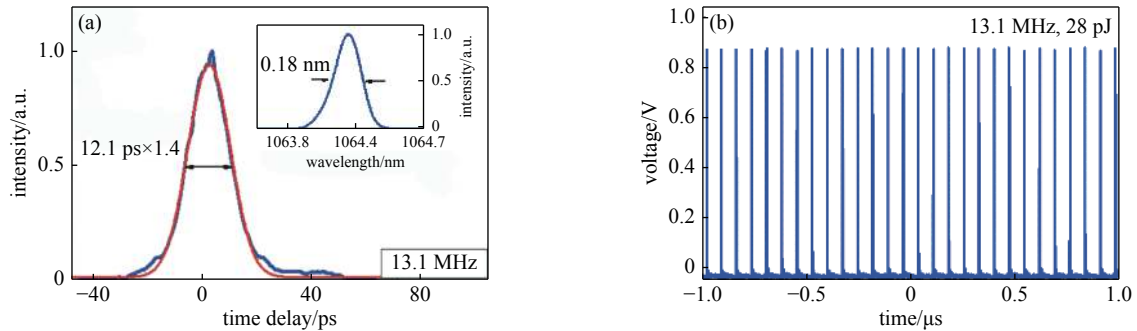


Fig. 11 (a) Measured intensity autocorrelation trace (red curve) and its Gaussian fitting (blue curve) of the output pulses for the 13.1 MHz laser, the inset shows the corresponding spectrum; (b) Measured pulse trains of the laser

图 11 (a)实测的 13.1 MHz 激光器输出脉冲自相关曲线(蓝色)及其高斯拟合(红色),插图为相应输出脉冲光谱;(b)实测的输出脉冲序列

考虑到因 OC 抽取了大部分脉冲能量而使得在激光器腔内 A 点处插入光纤时积累的 NPS 小于 B 点,故实验仅在 A 点插入附加光纤。当 A 点插入的 PM980 光纤长度达 10 m 时,在 52~54 mW 泵浦下,激光器依然保持单脉冲锁模状态,脉冲重复频率降至 7.7 MHz,这时,测得的输出脉冲光谱和强度自相关曲线如图 12(a)所示,脉宽和光谱

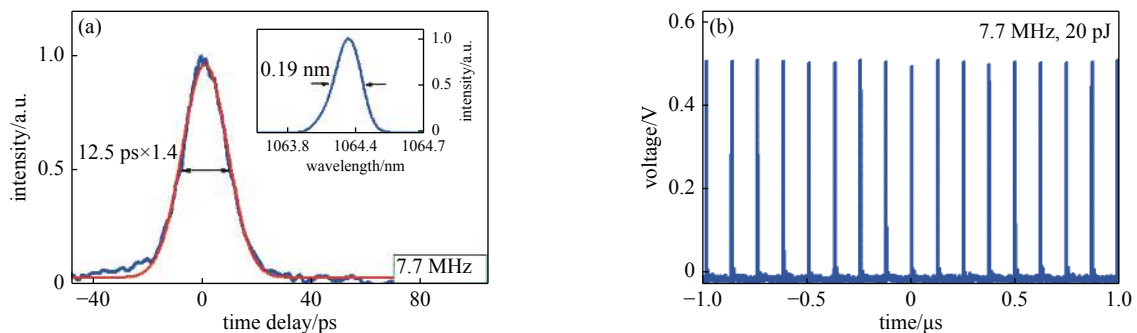


Fig. 12 (a) Measured intensity autocorrelation trace (blue curve) and its Gaussian fitting (red curve) of the output pulses for the 7.7 MHz laser, the inset shows the corresponding spectrum; (b) Measured pulse trains of the laser

图 12 (a)测得的 7.7 MHz 激光器强度自相关曲线(蓝色)及其高斯拟合(红色),插图为相应输出脉冲光谱;(b)测得的输出脉冲序列

分别为 12.5 ps 和 0.19 nm, 脉宽带宽积 0.64, 图 12(b) 为相应的脉冲序列。与前述 13.1 MHz 激光器相比, 输出脉冲能量进一步微小降低至 20 pJ, NPS 小幅增大至 0.376, 表明在 NPS 限制下, 在 OC 后端可允许插入更长光纤。

由上述实验结果, 当增加腔长将脉冲重复频率由 35.2 MHz 降低到 13.1 MHz 和 7.7 MHz 时, 单脉冲锁模允许的腔内最大 NPS 积累由 0.311 增大至 0.338 和 0.376。在全正色散光纤激光器中, 光波分裂效应是产生多脉冲的原因, 而光波分裂的发生取决于脉冲在光纤传输过程中色散和非线性效应感应频率啁啾总量。尽管皮秒脉冲因色散引入的线性啁啾弱, 但在正色散光纤中, 色散线性啁啾可部分抵消非线性啁啾效应, 起到抵御光波分裂的作用, 从而最终使得腔长增加时单脉冲锁模允许的 NPS 积累稍有增大。正因为如此, 在传统全正色散飞秒耗散孤子激光器中, 通过大幅增大腔长增大色散感应啁啾, 以此提高飞秒耗散孤子抵御光波分裂所允许的 NPS, 已获得了极大能量的巨啁啾脉冲^[45-46]。但是, 由于皮秒脉冲引入的色散啁啾太弱, 使得腔内脉冲整形主要由非线性 SPM 和滤波效应支配, 从而导致了在增加腔长降低重复频率过程中, 输出脉冲脉宽和谱宽分别由 11.2 ps 和 0.177 nm 小幅增加到 12.1 ps 和 0.18 nm; 0.19 nm 和 12.5 ps, 即对于给定的 FBG 带宽, 激光器腔长以及腔内光纤分布对输出脉冲的脉宽和谱宽基本无影响, 而若进一步降低重复频率, 则必须设法控制因光纤长度增加而带来的附加非线性效应积累。

为此, 实验改在 A 点插入低非线性系数的保偏大模场 (PLMA-GDF-10/125, PLMA) 光纤, 该 PLMA 光纤的非线性系数和群速度色散参量分别为 $7.3 \times 10^{-4} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 和 $0.005 \text{ ps}^2/\text{m}$ 。实验发现, 当 PLMA 光纤长度增加到 50 m 时, 激光器在 50 mW 泵浦功率下仍然可工作在单脉冲锁模状态。图 13 分别为测得的脉冲序列、RF 谱、光谱及强度自相关曲线。可见, 输出脉冲重复频率已降至 1.77 MHz, RF 谱信噪比达 54 dB, 边带平滑无噪声尖峰, 脉冲光谱宽度为 0.18 nm, 由强度自相关曲线, 脉宽约 10 ps, 时间带宽积 0.49。而测得的输出单脉冲能量则为 22 pJ, 对应腔内 NPS 为 0.295。因此, 采用低非线性系数的 PLMA 光纤增加腔长降低重复频率后, 输出脉冲时频特性依然变化不大。

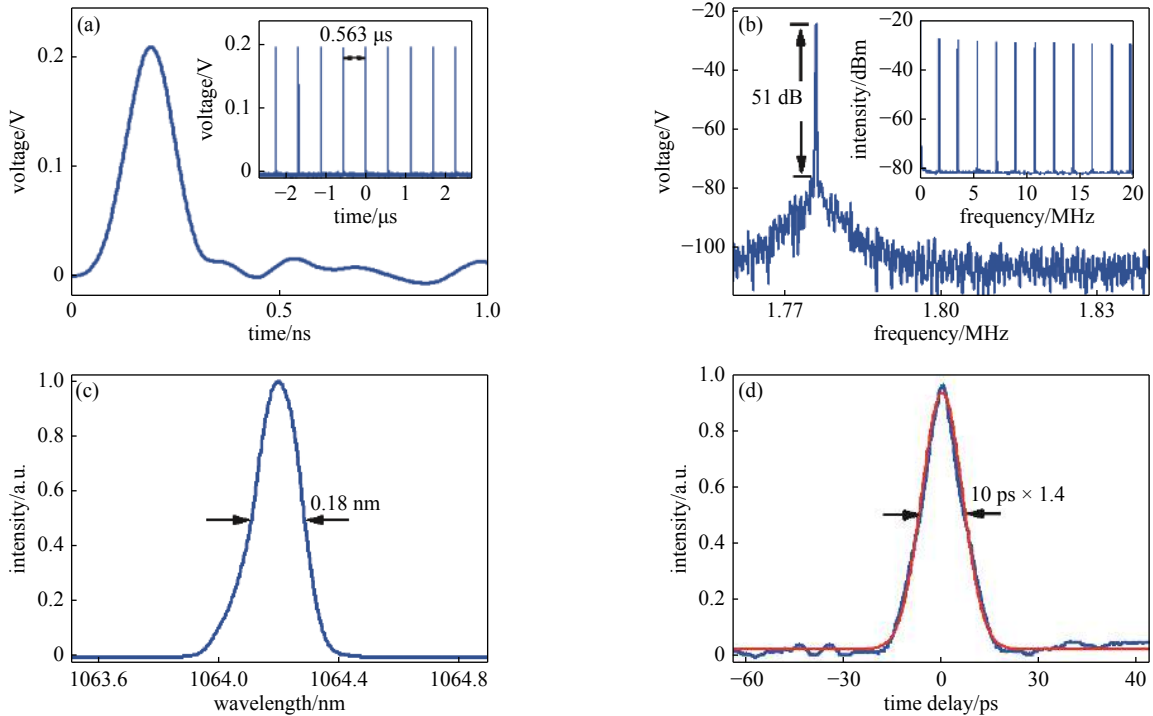


Fig. 13 Output pulse characteristics of the laser after inserting 50 m LMA fiber in position A: (a) measured pulse profile, the inset shows the pulse train; (b) measured RF spectrum of pulse train with resolution of 300 Hz, the inset shows the higher harmonics with resolution of 3 kHz; (c) measured optical spectrum; (d) measured intensity autocorrelation traces (blue) and Gaussian fitting traces (red) of output pulses

图 13 插入 50 m 的 PLMA 光纤后激光器单脉冲锁模的输出特性。(a) 高速示波器测得的单脉冲, 插图为脉冲序列;
(b) 输出脉冲的频谱, 测量分辨率为 100 Hz, 测量范围为 1 MHz, 插图为高次谐波频谱, 测量分辨率为 3 kHz;
(c) 输出脉冲光谱; (d) 实测脉冲强度自相关曲线 (蓝色) 及其高斯拟合 (红色)

至此, 我们已演示了一种通过在腔内插入 OC 抽取脉冲能量、进而允许增加腔长来有效降低脉冲重复频率的方法。通过在 OC 后端分别插入 PM980 光纤和低非线性系数的大模场光纤, 我们可将激光器的重复频率从 35.2 MHz 分别降低至 7.7 MHz 和 1.77 MHz, 且保持脉冲宽度和光谱基本不变。值得指出的是, 这一方法对任意的 FBG 带宽

均有效,从而为获取低重复频率的皮秒耗散孤子光纤激光脉冲提供了一条新途径。

3 级间陷波滤波高保真皮秒脉冲光纤放大

受允许的腔内 NPS 限制,窄带耗散孤子光纤激光皮秒脉冲的能量小于 0.1 nJ,因能量过低而不适合直接固体放大。但是,获取 mJ 及以上量级能量的脉冲又必须要采用固体放大技术。考虑到光纤放大器具有增益高、光束质量好等优点,因此,应设法将这种皮秒脉冲能量通过时频高保真光纤放大提升到 10 nJ 水平,以便于 MOPA 系统中后续固体放大器的光束质量控制,并使得脉冲光谱仍落在固体放大增益带宽之内,以确保高效放大。但是,皮秒脉冲光纤放大过程中不可避免地会经历 SPM 效应,导致 NPS 积累,产生光谱展宽。采用大模场增益光纤,虽可减缓脉冲光谱展宽效应^[39],但却不利于固体放大过程中的光束质量控制。基于偏振分合束效应的分离脉冲放大(DPA)^[47]技术可以克服皮秒脉冲光纤放大过程中的光谱展宽效应,但是,该方案需要在输入输出端对脉冲分别进行精密的偏振分离和合束操控,且放大效果取决于分离后的脉冲拷贝数量,技术复杂,更适用于大型激光系统,用于皮秒脉冲光纤前端时则极不经济。通过对输入脉冲引入负的预啾啾,利用光纤放大过程中 SPM 效应对脉冲光谱的窄化效应^[48],也可抑制光纤放大过程中的光谱展宽,但是,该方案需对输入脉冲预加精确的负啾啾,这对皮秒脉冲较难实现,更适合飞秒脉冲的光纤放大。不仅如此,因窄带皮秒脉冲在光纤中经历的色散效应极弱,若采用光纤作为展宽器,则需数 km 以上光纤才可有效将脉冲展宽至亚 ns 级,且高损伤阈值、大压缩比的压缩器极其复杂昂贵,使得啾啾脉冲放大(CPA)技术同样也不适合用来构建皮秒脉冲光纤前端^[49]。因此,非常有必要寻找出更简单有效的方法,来解决皮秒光纤激光种子脉冲光纤放大过程中的光谱展宽问题。

图 14(a)是我们提出的基于级间陷波滤波的皮秒脉冲高保真光纤放大方案的结构示意图。由光纤激光器产生的低能量皮秒脉冲先由单模光纤放大器(YDFA-1)预放大,经 FBG 构成的陷波滤波器光谱滤波和时域整形后,再由第二级光纤放大器(YDFA-2)进一步提升能量。陷波滤波器由刻写在 PM980 光纤上的 FBG 构成。经应力隔离封装后,FBG 的中心波长可由温度精确控制,FBG 中心波长与温度之间关系 $\sim 10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ 。YDFA-1 采用单包层掺镱光纤 PM-YSF-6/125-HI 用作增益光纤,纤芯直径为 $6 \mu\text{m}$,采用 980 nm 的 LD 正向泵浦。YDFA-2 的结构与 YDFA-1 相同,另外两种保偏双包层增益光纤(Nufern LMA-YDF10/130 & LMA-YDF15/130)也用作 YDFA-2 的增益光纤,以进行实验比较。所有增益光纤的群速度色散值基本相同,但非线性系数与模场面积成反比,故大模场增益光纤的非线性系数相对较小。YDFA-1 和 YDFA-2 中均采用了保偏器件,而种子源为线偏振皮秒脉冲,故经 YDFA-2 放大输出的皮秒脉冲也为线偏振。种子振荡器结构与图 8 类似,图 14(b)和(c)为实测的种子脉冲光谱、强度自相关曲线及其洛伦兹拟合。可见,种子脉冲的谱宽和脉宽分别约 0.14 nm 和 9.2 ps,对应 TBP 约为 0.35 的近变换限制皮秒脉冲。值得注意的是,种子脉冲光谱呈现了一定的非对称性,这可能是由腔内 FBG 对脉冲啾啾的非对称滤波引起^[41],文献 [50-51] 中也报道了相似的光谱特征。

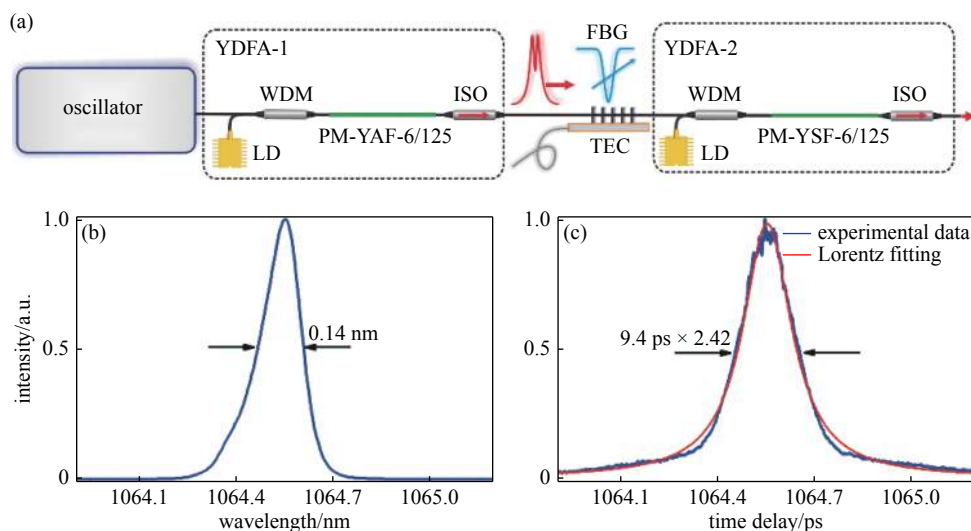


Fig. 14 (a) Schematic diagram of the high fidelity two-stage picosecond pulse fiber amplifier based on inter-stage FBG notch filter; (b) measured output pulse spectrum of the oscillator with the resolution of 0.02 nm; and (c) measured intensity autocorrelation trace and its Lorentz fitting for the output pulses. In the mark of $9.4 \text{ ps} \times 2.42$, 2.42 is the Lorentz fitting constant, and 9.4 ps is regarded as the measured pulse width

图 14 (a)基于级间 FBG 陷波滤波的皮秒脉冲光纤放大器结构示意图; (b)振荡器输出脉冲光谱; (c)振荡器输出脉冲强度自相关曲线及其洛伦兹拟合

实验测得种子脉冲能量约为 0.2 nJ, 经保偏隔离器后进入 YDFA-1 预放大。YDFA-1 的增益光纤长度选为 1.2 m, 该长度既可确保脉冲能量能有效放大, 又不会因增益光纤过长而积累出过大的 NPS。同样, 为减少 NPS 积累, 尽可能地缩短了 YDFA-1 的光纤链路长度, 实际长度最终控制在 2.1 m。当 YDFA-1 的泵浦功率增大时, 输出脉冲能量和谱宽均随之增大。考虑到输出脉冲能量及其谱宽主要由光纤放大器链路积累的 NPS 决定, 光纤放大器的具体泵浦功率并不重要, 故这里未给出具体的泵浦功率大小。图 15(a) 是 YDFA-1 输出脉冲能量分别为 1, 2.1 和 5.4 nJ 时测得的输出脉冲光谱。当脉冲能量为 5.4 nJ 时, 光谱呈现出因 SPM 效应导致的周期性调制, 光谱短波长侧呈现出次峰结构或光谱旁瓣, 3 dB 脉冲谱宽展宽至 0.6 nm, 已接近固体放大器常用晶体的增益带宽。可见, 采用单模光纤放大器难以将窄带耗散孤子皮秒光纤激光脉冲能量高保真地放大到 10 nJ 以上, 文献 [5] 也报道了类似的结果。值得注意的是, 在短波长侧产生光谱旁瓣的原因可能是, 种子脉冲非对称光谱使得其短波长翼易于因 SPM 产生出非线性啁啾成分, 从而加速了短波长翼的新频率产生^[52]。

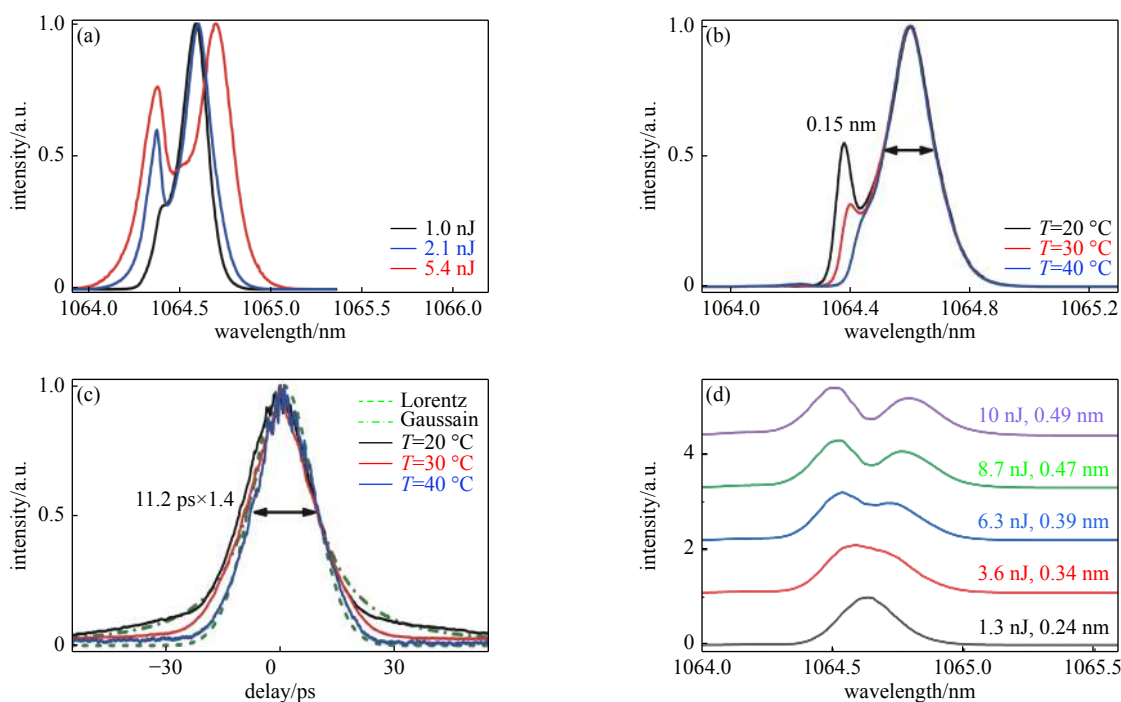


Fig. 15 (a) Measured spectra when the output pulse energies of YDFA-1 are different; (b) measured spectra for the pulses after the FBG notch filter under different controlling temperature; (c) measured intensity autocorrelation traces and their fitting curves for the pulses after the FBG notch filter under different controlling temperature; (d) measured spectra for different output pulse energies of YDFA-2 when the controlling temperature of the FBG notch filter is at 40 °C, where the labeled bandwidths are 3-dB bandwidths

图 15 (a) 当 YDFA-1 输出脉冲能量不同时测得的光谱; (b) 经不同控制温度的 FBG 陷波滤波后的脉冲光谱; (c) 经不同控制温度的 FBG 陷波滤波后的脉冲强度自相关曲线及其拟合; (d) FBG 陷波滤波控制温度为 40 °C 下, YDFA-2 输出不同脉冲能量时的脉冲光谱 (标注的带宽为 3 dB 带宽)

图 15(b) 和 (c) 为不同控制温度下经 FBG 陷波滤波器后的输出脉冲光谱和强度自相关曲线。可见, 在 FBG 陷波滤波器温度从 20 °C 上升至 40 °C 的过程中, FBG 陷波滤波的中心波长逐渐红移, 对脉冲的光谱滤波效应逐渐增强。当控制温度为 40 °C 时, 脉冲光谱原有的次峰结构可以完全滤除, 导致脉冲 3 dB 谱宽窄化至 0.15 nm, 光谱又恢复至放大前的钟形。陷波滤波前后的脉冲能量分别为 2.1 nJ 和 1.5 nJ, 即陷波滤波器的插入损耗仅为 1.4 dB, 远小于脉冲经 YDFA-1 所获得的约 10.2 dB 增益。并且, 由于该 FBG 陷波滤波器只滤除了脉冲光谱中短波长翼携带较大非线性啁啾的成分, 使得由滤波前后的强度自相关曲线分别经洛伦兹拟合和高斯拟合给出的脉宽为 9.4 ps 和 11.2 ps, 即滤波前后的脉宽基本不变, 这里之所以对滤波前后的自相关曲线分别采用洛伦兹和高斯拟合, 是因为这种拟合得到的理论自相关曲线与实测自相关曲线的重合度更佳。滤波前后脉冲宽度基本不变, 这并不奇怪, 因为窄带皮秒脉冲在光纤放大过程中经历的色散效应极弱, 且陷波滤波仅滤除了携带非线性啁啾的脉冲光谱中的短波长旁瓣。

但是, 令人意外的是, 随着陷波滤波效应的增强, 采用高斯拟合所得理论自相关曲线与实测自相关曲线的重合度变高, 这意味着滤波前倾向于洛伦兹形的皮秒脉冲经陷波滤波后向着高斯形脉冲演变。将实测的滤波后的 11.2 ps

脉宽与图 15(b)中给出的滤波后的 0.15 nm 谱宽相结合,可得滤波后脉冲的 TBP 约为 0.45,表明经 YDFA-1 放大后的输出脉冲已被重塑为近变换限制的高斯波形。这是因为,滤波后的输出脉冲时域电场为输入脉冲电场与滤波器时域响应函数(滤波器透射谱的傅里叶变换)之间的卷积^[53]。由于用来滤除短波长翼光谱旁瓣的陷波滤波器可等效于长通滤波器,而用作陷波滤波的 FBG 具有近似高斯形的反射谱,这样,这种长通滤波就可由该 FBG 长波翼的反高斯形透射谱曲线决定。并且,由于通过 B 积分^[54]可计算得到 YDFA-1 的 NPS 仅为 0.36,远小于 π ,从而 YDFA-1 引入的非线性啁啾较弱,且主要分布于脉冲时域两翼,中央部分仅为极弱的线性啁啾,这决定了非线性啁啾在滤波效应对脉冲波形转化中的影响可忽略。因此,当位于短波长翼的光谱旁瓣逐渐被长通滤波器滤除后,YDFA-1 中积累的 NPS 就可被有效滤除,导致脉冲恢复到近变换限制;当滤波后脉冲光谱逐渐被重塑为近高斯形后,脉冲时域轮廓也转化到近高斯形。值得指出,实验还观察到,在给定 FBG 陷波滤波器下,陷波滤波效果(滤波后脉冲质量、插损等)与 YDFA-1 输出脉冲光谱或能量紧密相关,当输出脉冲能量偏离 2.1 nJ 时,短波长光谱旁瓣与 FBG 之间的匹配度将下降,导致滤波后的脉冲能量和质量下降,表明用于陷波滤波的 FBG 需要根据 YDFA-1 输出脉冲进行设计,当 FBG 反射谱和 SPM 导致的光谱旁瓣匹配时,滤波引入的插损较小,且经滤波整形后的脉冲更趋于高斯波形。

当 YDFA-1 输出脉冲被 FBG 陷波滤波器恢复至近变换限制后,可以允许脉冲再经 YDFA-2 进一步放大。实验中的 YDFA-2 为 1 m 的 PM-YSF-6/125-HI 增益光纤,YDFA-2 的光纤链路总长约 1.9 m。图 15(d)为实测的在不同 YDFA-2 输出脉冲能量下的光谱。可见,滤波后的脉冲在 YDFA-2 中同样也经历着 SPM 效应,输出脉冲光谱同样随脉冲能量增大而展宽。但是,与 YDFA-1 相比,YDFA-2 中光谱展宽速率似乎变慢。当输出脉冲能量达到 10 nJ 时,3 dB 谱宽仍小于 0.5 nm,对应的均方值谱宽(RMS)仅为 0.4 nm,可见,近变换限制的高斯脉冲可能更有利于抵御光纤放大过程中的非线性光谱展宽效应。但是,对于皮秒脉冲,由于光纤传输过程中经历的色散效应较弱,光谱展宽行为与脉冲时域波形具有重要关联。已有研究表明,对于均方值谱宽为 $\Delta\omega_{\text{rms}}^0$ 变换限制高斯脉冲,光纤放大器输出脉冲的光谱宽度 ω_{rms} 与非线性相移 ϕ 之间的关系可表述为 $\omega_{\text{rms}}/\omega_{\text{rms}}^0 = (1 + 4\phi^2/3\sqrt{3})^{1/2} \approx (1 + 0.77\phi^2)^{1/2}$ ^[55]。若以 $N = \sqrt{(\omega_{\text{rms}}/\omega_{\text{rms}}^0)^2 - 1}$ 表征光谱展宽斜率,则 N 与 ϕ 满足斜率为 $(0.77)^{1/2} = 0.88$ 的线性关系^[56]。对于变换限制的洛伦兹脉冲,可以通过数值求解方程(1),得到 N 与 ϕ 线性关系的斜率为 1,如图 16(a)所示。事实上,高斯脉冲和洛伦兹脉冲在频域内均可表示成 $S(\omega) = \exp[-|\omega - \omega_0|^m/\Delta\omega^m]$,当 $m = 1$, $m = 2$ 和 $m > 2$ 时, $S(\omega)$ 分别对应着洛伦兹形、高斯形和超高斯形脉冲的光谱,随着 m 的增大,脉冲能量将更集中在 $\Delta\omega$ 内。通过模拟也可类似地得到超高斯形脉冲光谱展宽斜率与光谱波形系数 m 的关系(见图 16(b))。由此可见,变换限制的高斯脉冲具有更低的光谱展宽斜率,从而更有利于抵御光纤放大过程中的非线性光谱展宽效应。

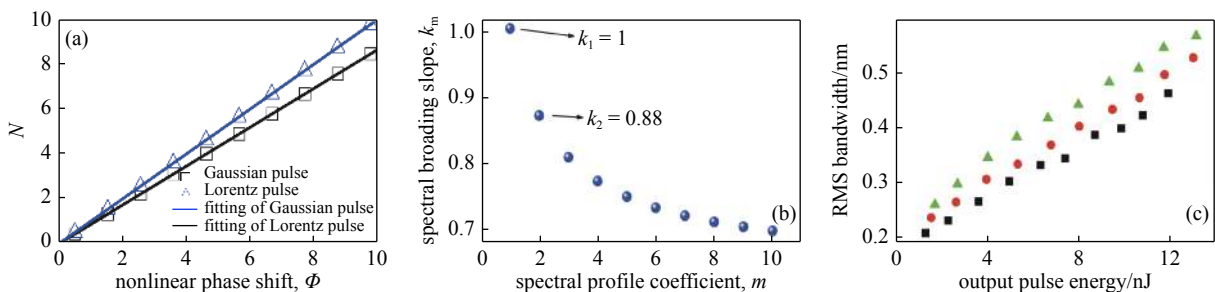


Fig. 16 (a) Spectral broadening factor N as functions of nonlinear phase shift ϕ for Gaussian and Lorentz-shaped pulses; (b) spectral broadening slope as a function of spectral profile coefficient m of the pulse; (c) RMS bandwidths for the output pulse of YDFA-2 as functions of the pulse energy when the controlling temperatures of the FBG notch filter are at 20 °C (green triangle), 30 °C (red circle) and 40 °C (black rectangle), respectively

图 16 (a) 高斯和洛伦兹脉冲的光谱展宽斜率 N 与非线性相移 ϕ 之间的关系; (b) 光谱展宽斜率与脉冲光谱波形系数 m 之间的关系; (c) 不同 FBG 陷波滤波器控制温度下, YDFA-2 输出脉冲 RMS 谱宽与能量之间的关系,其中绿色三角、红色圆形和黑色矩形分别对应于 20, 30 和 40 °C 的控制温度

为了验证以上分析,我们通过改变 FBG 滤波器温度获取不同波形时域的皮秒脉冲(见图 15(c)),然后,利用得到的不同波形脉冲,研究了 YDFA-2 输出脉冲的光谱展宽行为。图 16(c)为 FBG 控制在不同温度下 YDFA-2 输出脉冲 RMS 谱宽与能量之间的关系。可见,对于不同的输入脉冲波形(因陷波滤波 FBG 温度不同),YDFA-2 输出脉冲的 RMS 谱宽与能量几乎成正比,但高斯输入脉冲(40 °C 的 FBG 控制温度)相比洛伦兹输入脉冲(20 °C 的 FBG 控制温度)则具有更低的光谱展宽斜率,更有利于抑制光谱展宽和增加脉冲能量。

图 17(a)为当 FBG 陷波滤波器温度分别控制在 20 和 40 °C 下测得的 YDFA-2 输出脉冲能量为 10 nJ 时的强度自相关迹及其拟合曲线。由该图可见,在 20 °C 和 40 °C 的 FBG 滤波器控制温度下,对于 10 nJ 的 YDFA-2 输出脉冲,分别采用洛伦兹拟合和高斯拟合与实测自相关曲线的重合度更高,脉冲宽度分别为 10 ps 和 12.5 ps,与图 15(c)中的 YDFA-1 输出的脉冲自相关曲线比较可见,经 YDFA-2 放大前后的脉宽也基本保持不变。因此,通过简单地使用级间 FBG 陷波滤波器,不仅可以窄化第一级光纤放大器后的输出脉冲谱宽,允许采用第二级光纤放大器来进一步提升脉冲能量,而且,级间 FBG 陷波滤波器还可以将脉冲重塑为近高斯形,而高斯脉冲光谱展宽斜率小,从而使得在给定光谱宽度下经第二级光纤放大器对脉冲能量的提升效果更佳。正是在这种级间 FBG 的光谱滤波和时域整形双重作用下,我们才能利用两级光纤放大器将种子皮秒脉冲放大到 10 nJ,且在保持脉宽 12.5 ps 下 3 dB 谱宽仍控制在 0.5 nm 以内。10 nJ 输出脉冲能量比直接光纤放大所能获得的最大输出脉冲能量高了两倍以上,据我们所知,这可能是对~10 ps 近变换限制皮秒脉冲进行标准单模光纤放大所获得的最高能量。同时,我们提出的这种级间陷波滤波光纤放大方案是一种全保偏光纤结构,具有简单、高效和易于集成等优点^[57]。

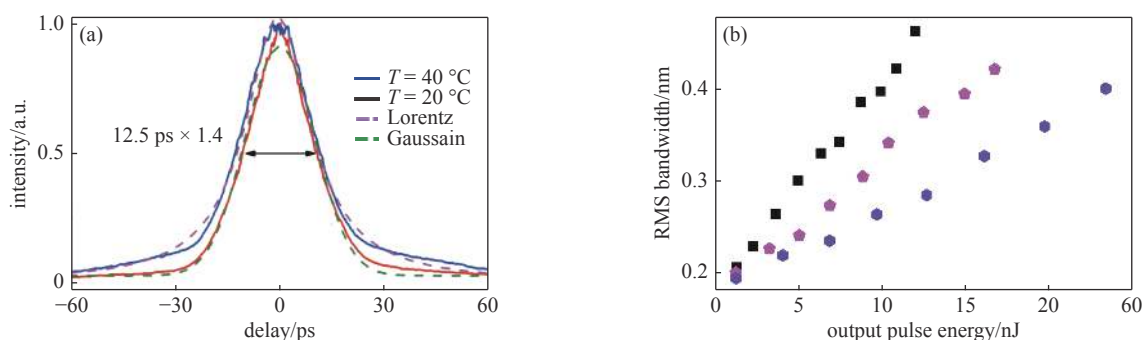


Fig. 17 (a) Measured intensity autocorrelation traces and their fitting curves for the output pulses of YDFA-2 when the controlling temperature of the FBG notch filter is at 20 and 40 °C, respectively; (b) RMS bandwidths as functions of output pulse energy from YDFA-2 with 6 μm (black rectangle), 11 μm (magenta pentagon) and 15 μm (purple hexagon) core-diameter gain fibers when the controlling temperature of the FBG notch filter is at 40 °C

图 17 (a)FBG 陷波滤波器控制温度分别为 20 和 40 °C 时, YDFA-2 输出脉冲的自相关迹及其拟合; (b)当 FBG 陷波滤波器控制温度为 40 °C 时, 基于不同芯径增益光纤的 YDFA-2 输出脉冲 RMS 谱宽和能量之间的关系, 其中黑色矩形、洋红五边形和紫色六边形分别对应于 6, 11 和 15 μm 芯径的增益光纤

考虑到在皮秒脉冲光纤放大过程中的光谱展宽源于 SPM 非线性效应, 为此, 我们还采用 11 μm 和 15 μm 两种不同的大模场增益光纤(LMA-YDF10/130 和 LMA-YDF15/130)构建出了 YDFA-2, 两种 YDFA-2 的增益光纤长度均为 1.5 m, 包括匹配光纤在内的两种 YDFA-2 的光纤链路总长度均为 2.4 m。正如预期的那样, 对于这两种增益光纤的 YDFA-2, 以陷滤波后的近变换限制高斯脉冲作为输入脉冲, 输出脉冲的 RMS 谱宽也与脉冲能量线性相关, 结果如图 17(b)所示。可以看出, 若限定 RMS 带宽为 0.4 nm, 以 11 μm 和 15 μm 大模场增益光纤构建的 YDFA-2 的输出脉冲能量分别可提升到 15 和 23.3 nJ。由于由这两种增益光纤构成的 YDFA-2 的 M^2 因子均接近 1, 因此, 其输出脉冲同样非常适合于 MOPA 系统后续固体放大器的放大。

顺便指出, 在耗散孤子皮秒脉冲光纤激光振荡器和高保真光纤放大器研究基础上, 我们已研发出了非常适于大能量窄带皮秒脉冲 MOPA 系统应用的光纤前端, 该光纤前端光电集成在 50 cm \times 38 cm \times 20 cm 的标准机箱内, 结合脉冲选单器, 光纤前端的主要指标为: 重复频率 1 Hz~1 MHz 可调, 支持突发模式和延迟外触发, 脉宽 1~200 ps 可设计(典型值 10~20 ps), 单脉冲能量 50 nJ@20 ps 脉宽和 0.6 nm RMS 谱宽, 平均功率 5 W @ 1 MHz 重复频率和 20 ps 脉宽, 功率 RMS 稳定性优于 1%@24 h。该皮秒脉冲光纤前端不仅可用于皮秒脉冲 MOPA 系统, 还可直接用作光谱探测等领域的皮秒脉冲源。

4 结 论

本文演示了一种通过在腔内插入 OC 来抽取脉冲能量、调控非线性分布, 允许通过增加腔长来有效降低窄带耗散孤子锁模光纤激光器输出脉冲重复频率的方法, 且对任意腔内滤波器带宽均有效。通过在 OC 后端分别插入 PM980 光纤和低非线性系数的大模场光纤, 成功地将 35.2 MHz 重复频率分别降低至 7.7 MHz 和 1.77 MHz, 且脉冲宽度和光谱保持不变。该重复频率降低方法为获取低重复频率皮秒耗散孤子光纤激光脉冲提供了一条新途径。本文还提出了一种基于级间 FBG 陷波滤波的可有效抑制光谱展宽的皮秒脉冲级联光纤放大方法。通过简单地使用级间 FBG 陷波滤波器, 不仅可以窄化第一级光纤放大器后的输出脉冲谱宽, 允许采用第二级光纤放大器来进一

步提升脉冲能量,而且,级间FBG陷波滤波器还可以将脉冲重塑为近高斯形,而高斯脉冲光谱展宽斜率小,从而在给定光谱宽度下通过第二级光纤放大器可将脉冲能量提升得更大。根据该方法,采用6 μm 芯径的两级标准单模光纤放大器,成功地将9.4 ps种子脉冲能量由0.2 nJ放大至10 nJ,而脉冲RMS谱宽仍保持在0.4 nm以内;当以11 μm 和15 μm 大模场增益光纤构建的光纤放大器作为第二级放大时,在限定RMS谱宽为0.4 nm下,输出脉冲能量则可分别提升到15 nJ和23.3 nJ。采用标准单模光纤放大器,将 ~ 10 ps种子脉冲能量在限定RMS谱宽不超过0.4 nm的前提下放大到10 nJ以上水平,是迄今采用单模光纤所能得到的最大脉冲能量。我们提出并演示的两种方法有望用于发展低重复频率大能量窄带皮秒光纤激光前端,为发展大能量低成本皮秒激光源提供MOPA前端解决方案,也可直接用作光谱探测等应用领域的皮秒脉冲源。

参考文献:

- [1] Zhao Z, Sheehy B, Minty M. Generation of 180 W average green power from a frequency-doubled picosecond rod fiber amplifier[J]. *Optics Express*, 2017, 25(7): 8138-8143.
- [2] Yang K, Zheng S, Wu Y, et al. Low-repetition-rate all-fiber integrated optical parametric oscillator for coherent anti-Stokes Raman spectroscopy[J]. *Optics Express*, 2018, 26(13): 17519-17528.
- [3] Phillips K C, Gandhi H H, Mazur E, et al. Ultrafast laser processing of materials: a review[J]. *Adv Opt Photon*, 2015, 7(4): 684-712.
- [4] Fattahi H, Barros H G, Gorjan M, et al. Third-generation femtosecond technology[J]. *Optica*, 2014, 1(1): 45-63.
- [5] 康民强, 邓颖, 王方, 等. 皮秒脉冲激光远程测距应用探讨及系统初步设计[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(10): 241-245. (Kang Mingqiang, Deng Ying, Wang Fang, et al. Discuss and design of picosecond laser pulse applied in long-distance ranging[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(10): 241-245)
- [6] Chen W, Liu B, Song Y, et al. High pulse energy fiber/solid-slab hybrid picosecond pulse system for material processing on polycrystalline diamonds[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2018, 6: e18.
- [7] 郑向明, 李祝莲, 伏红林, 等. 云台1.2 m望远镜共光路千赫兹卫星激光测距系统[J]. 光子学报, 2011, 31: 0512002. (Zheng Xiangming, Li Zhulian, Fu Honglin, et al. 1.2 m telescope satellite co-optical path kHz laser ranging system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31: 0512002.)
- [8] Ma P, Tao R, Huang L, et al. 608 W average power picosecond all fiber polarization-maintained amplifier with narrow-band and near-diffraction-limited beam quality[J]. *Journal of Optics*, 2015, 17: 075501.
- [9] Chan H Y, Alam S U, Xu L, et al. Compact, high-pulse-energy, high-power, picosecond master oscillator power amplifier[J]. *Optics Express*, 2014, 22(18): 21938-21943.
- [10] Minasian R A. Ultra-wideband and adaptive photonic signal processing of microwave signals[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2016, 52(1).
- [11] Kanzelmeyer S, Sayinc H, Theeg T, et al. All-fiber based amplification of 40 ps pulses from a gain-switched laser diode[J]. *Optics Express*, 2011, 19(3): 1854-1859.
- [12] Zayhowski J J, Dill C. Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip lasers[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(18): 1427-1429.
- [13] Wang P, Zhou S H, Lee K K, et al. Picosecond laser pulse generation in a monolithic self-Q-switched solid-state laser[J]. *Optics Communications*, 1995, 114(5): 439-441.
- [14] Nodop D, Limpert J, Hohmuth R, et al. High-pulse-energy passively Q-switched quasi-monolithic microchip lasers operating in the sub-100-ps pulse regime[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(15): 2115-2117.
- [15] Fu W, Wright L G, Sidorenko P, et al. Several new directions for ultrafast fiber lasers [Invited][J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 9432-9463.
- [16] Nelson L, Jones D, Tamura K, et al. Ultrashort-pulse fiber ring lasers[J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 1997, 65(2): 277-294.
- [17] Haus H A, Tamura K, Nelson L E, et al. Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995, 31(3): 591-598.
- [18] Ilday F O, Buckley J R, Clark W G, et al. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 213902.
- [19] Chong A, Renninger W H, Wise F W. Environmentally stable all-normal-dispersion femtosecond fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(10): 1071-1073.
- [20] Liu Z, Ziegler Z M, Wright L G, et al. Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator[J]. *Optica*, 2017, 4(6): 649-654.
- [21] Chong A, Wright L G, Wise F W. Ultrafast fiber lasers based on self-similar pulse evolution: a review of current progress[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2015, 78(11).
- [22] Grellu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(2): 84-92.
- [23] Sidorenko P, Fu W, Wright L G, et al. Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(11): 2672-2675.
- [24] Sidorenko P, Fu W, Wright L G, et al. Self-seeded high-power Mamyshev oscillator[C]//Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics. 2018.
- [25] Renninger W H, Chong A, Wise F W. Pulse shaping and evolution in normal-dispersion mode-locked fiber lasers[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2012, 18(1): 389-398.
- [26] Renninger W, Chong A, Wise F. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers[J]. *Physical Review A*, 2008, 77: 023814.
- [27] Turchinovich D, Liu X, Laegsgaard J. Monolithic all-PM femtosecond Yb-fiber laser stabilized with a narrow-band fiber Bragg grating and pulse-compressed in a hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Optics Express*, 2008, 16(18): 14004-14014.
- [28] Deslandes P, Perrin M, Saby Y J, et al. Picosecond to femtosecond pulses from high power self mode-locked ytterbium rod-type fiber laser[J]. *Optics Express*,

- 2013, 21(9): 10731-10738.
- [29] Szczepanek J, Kardas T M, Michalska M, et al. Simple all-PM-fiber laser mode-locked with a nonlinear loop mirror[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(15): 3500-3503.
- [30] Agnesi A, Carral, Marco C, et al. Fourier-limited 19-ps Yb-fiber seeder stabilized by spectral filtering and tunable between 1015 and 1085 nm[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2012, 24(9): 927.
- [31] Anderson D, Desaix M, Lisak M, et al. Wave breaking in nonlinear-optical fibers[J]. *J Opt Soc Am B*, 1992, 9(8): 1358-1361.
- [32] Lu Q, Ma J, Duan D, et al. Reducing the pulse repetition rate of picosecond dissipative soliton passively mode-locked fiber laser[J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 2809-2816.
- [33] 赵明, 郝强, 郭政儒, 等. 结构紧凑的kHz重复频率光纤-固体皮秒激光光源[J]. *中国激光*, 2018, 45: 0401010. (Zhao Ming, Hao Qiang, Guo Zengru, et al. Compact fiber-solid picosecond laser source with kilohertz repetition rate[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45: 0401010)
- [34] Agnesi A, Carra L, Pirzio F, et al. Low repetition rate, hybrid fiber/solid-state, 1064 nm picosecond master oscillator power amplifier laser system[J]. *J Opt Soc Am B*, 2013, 30(11): 2960-2965.
- [35] Chen Y, Liu K, Yang J, et al. 8.2 mJ, 324 MW, 5 kHz picosecond MOPA system based on Nd: YAG slab amplifiers[J]. *Journal of Optics*, 2016, 18: 075503.
- [36] Hönninger C, Paschotta R, Morier-Genoud F, et al. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking[J]. *J Opt Soc Am B*, 1999, 16(1): 46-56.
- [37] Fattahi H, Schwarz A, Geng X T, et al. Decoupling chaotic amplification and nonlinear phase in high-energy thin-disk amplifiers for stable OPCPA pumping[J]. *Optics Express*, 2014, 22(25): 31440-31447.
- [38] Agnesi A, Carrà L, Piccoli R, et al. Nd: YVO₄ amplifier for ultrafast low-power lasers[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(17): 3612-3614.
- [39] Chang C L, Krogen P, Hong K H, et al. High-energy, kHz, picosecond hybrid Yb-doped chirped-pulse amplifier[J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 10132-10144.
- [40] Délen X, Balembois F, Georges P. Design of a high gain single stage and single pass Nd: YVO₄ passive picosecond amplifier[J]. *J Opt Soc Am B*, 2012, 29(9): 2339-2346.
- [41] Bale B G, Kutz J N, Chong A, et al. Spectral filtering for high-energy mode-locking in normal dispersion fiber lasers[J]. *J Opt Soc Am B*, 2008, 25(10): 1763-1670.
- [42] Baumgartl M, Abreu-Afonso J, Díez A, et al. Environmentally stable picosecond Yb fiber laser with low repetition rate[J]. *Applied Physics B*, 2013, 111(1): 39-43.
- [43] Liu X. Hysteresis phenomena and multipulse formation of a dissipative system in a passively mode-locked fiber laser[J]. *Physical Review A*, 2010, 81: 023811.
- [44] Chong A, Renninger W H, Wise F W. Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers[J]. *J Opt Soc Am B*, 2008, 25(2): 140-148.
- [45] 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.
- [46] Renninger W H, Chong A, Wise F W. Giant-chirp oscillators for short-pulse fiber amplifiers[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(24): 3025-3027.
- [47] Kong L J, Zhao L M, Lefrancois S, et al. Generation of megawatt peak power picosecond pulses from a divided-pulse fiber amplifier[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(2): 253-255.
- [48] Limpert J, Deguil-Robin N, Manek-Hönninger I, et al. High-power picosecond fiber amplifier based on nonlinear spectral compression[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(7): 714-716.
- [49] Zhao Z, Dunham B M, Wise F W. Generation of 150 W average and 1 MW peak power picosecond pulses from a rod-type fiber master oscillator power amplifier[J]. *J Opt Soc Am B*, 2014, 31(1): 33-37.
- [50] Chen W, Song Y, Jung K, et al. Few-femtosecond timing jitter from a picosecond all-polarization-maintaining Yb-fiber laser[J]. *Optics Express*, 2016, 24(2): 1347-1357.
- [51] Wang Y, Lu B L, Qi X Y, et al. Environmentally stable pulse energy-tunable picosecond fiber laser[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 29(1): 150-153.
- [52] Finot C, Chaussard F, Boscolo S. Simple guidelines to predict self-phase modulation patterns[J]. *J Opt Soc Am B*, 2018, 35(12): 3143-3152.
- [53] Griffiths P R, Haseth J A D. *Fourier Transform infrared spectrometry*[M]. New Jersey: Wiley Press. 2006.
- [54] Schimpf D N, Seise E, Limpert J, et al. Self-phase modulation compensated by positive dispersion in chirped-pulse systems[J]. *Optics Express*, 2009, 17(7): 4997-5007.
- [55] Agrawal G. *Nonlinear fiber optics*[M]. Boston: Academic Press. 2013.
- [56] Pinault S C, Potask M J. Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers[J]. *J Opt Soc Am B*, 1985, 2(8): 1318-1319.
- [57] Lu Q, Ma J, Duan D, et al. High fidelity picosecond pulse fiber amplification with inter-stage notch filter[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2020(99): 1-1.