

# 大模场面积光子晶体光纤耗散孤子锁模激光器<sup>\*</sup>

张 鑫 胡明列<sup>†</sup> 宋有健 柴 路 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

(2009 年 5 月 14 日收到; 2009 年 6 月 1 日收到修改稿)

研制了一种基于掺  $\text{Yb}^{3+}$  的双包层大模场面积偏振光子晶体光纤的耗散孤子锁模激光器. 利用数值模拟分析了光纤激光器中耗散孤子动力学过程, 与全正色散锁模激光器相比, 脉冲窄化机理更加丰富, 半导体可饱和吸收镜 (SESAM) 的非线性吸收, 啁啾脉冲的光谱滤波以及光纤的增益色散同时起作用, 这些因素使耗散孤子锁模更加容易实现, 并且稳定运行. 其中, 光谱滤波的耗散过程是稳定锁模机制的主导因素, 滤波片能够在频域和时域同时窄化脉冲, 并且去除脉冲啁啾, 限制脉冲在腔内始终小于 1 ps. 在实验上实现了无色散补偿腔中直接输出脉冲宽度 777 fs, 最高平均功率达到 1 W, 重复频率 48.27 MHz, 对应单脉冲能量 20 nJ 的飞秒激光.

**关键词:** 光子晶体光纤, 大模场面积光纤, 光纤激光器, 耗散孤子锁模

**PACC:** 4281W, 4280W, 4260D

## 1. 引 言

近年来, 锁模光纤激光器因其低廉的成本、紧凑的结构、对工作环境要求低等特性, 越来越受到研究者的青睐, 锁模机理日益丰富<sup>[1]</sup>, 输出指标不断提高. 全负色散腔的静态孤子锁模是最早实现的光纤飞秒源, 但是这种技术要求腔内负色散与非线性严格匹配, 限制了脉冲能量在数十 pJ<sup>[2]</sup>. 腔内引入色散符号不同的光纤, 使脉冲在传输时经历周期性压缩与展宽, 被形象地称之为呼吸孤子锁模激光器, 能有效地降低了脉冲的平均峰值功率, 这种激光器已经输出了 100 fs, 2.7 nJ 的脉冲<sup>[3]</sup>. 然而, 传统光纤的小纤芯结构导致的高非线性限制了脉冲能量的进一步提高<sup>[4]</sup>. 光子晶体光纤的无截止单模特性可以提供高出普通光纤两个数量级的单模场面积, 能有效降低非线性, 从而提高锁模光纤激光器的单脉冲能量<sup>[5]</sup>. 2007 年德国耶拿大学报道了这种激光器的锁模运转, 利用光栅对提供反常色散, 在呼吸孤子锁模域输出 500 fs, 16.5 nJ 的激光脉冲<sup>[6]</sup>. 天津大学采用偏振型大模场面积光子晶体光

纤实现了环境稳定的呼吸孤子锁模运转, 输出 600 fs, 19 nJ 的脉冲<sup>[7]</sup>. 全正色散锁模光纤激光器<sup>[8]</sup>能够获得更高的单脉冲能量, 它支持高啁啾脉冲传输, 脉冲时域很宽, 峰值功率较低, 因此能够获得更大的脉冲能量. 德国耶拿大学利用纤芯直径 70  $\mu\text{m}$  的棒状光子晶体光纤实现了脉冲能量达 265 nJ、直接输出脉宽 4 ps, 腔外压缩至 400 fs 的全正色散锁模运转<sup>[9]</sup>. 天津大学则利用纤芯直径 29  $\mu\text{m}$  偏振型大模场面积光子晶体光纤在全正色散域实现了能量为 50 nJ 的脉冲, 直接输出的脉宽为 4.2 ps, 腔外压缩至 410 fs<sup>[10]</sup>. 耗散孤子锁模激光器<sup>[11, 12]</sup>是最新提出的锁模技术, 2009 年美国康奈尔大学研究组在全正色散腔内引入半宽为 20 nm 的宽带滤波片构成了耗散孤子锁模机理, 在普通双包层光纤中直接输出了 31 nJ 的脉冲, 脉宽 4.5 ps, 可在腔外压缩至 80 fs<sup>[13]</sup>. 为了研究这种新型锁模机制是否能提升光子晶体光纤飞秒激光器的输出水平, 我们也在正色散锁模的光子晶体光纤激光器上进行腔内了耗散过程的控制. 为此, 通过数值模拟方法分析了全正色散锁模与耗散孤子锁模两种锁模机理的动力学过程, 比较了二者的异同, 发现由窄带滤波机理起

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2006CB806002, 2010CB327604), 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2007AA03Z447), 国家自然科学基金 (批准号: 60838004, 60978022), 高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20070056083, 20070056073), 教育部科学技术研究重点项目 (批准号: 108032), 全国博士学位论文作者专项资金 (批准号: 2007B34), 教育部新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-07-0597) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: huminglie@tju.edu.cn

主导锁模作用的耗散孤子激光器既具有全正色散激光器高脉冲能量的特点,又能利用光谱滤波机理在频域窄化脉冲的同时降低脉冲的啁啾,直接输出高能量、窄脉宽的激光脉冲.实验上基于掺  $\text{Yb}^{3+}$  的双包层大模场面积偏振光子晶体光纤,引入半宽为 4 nm 的窄带滤波片构成耗散孤子锁模腔,首次实现了无色散补偿腔直接输出亚皮秒脉冲,获得了单脉冲能量 20 nJ、脉宽 777 fs 的飞秒激光.

## 2. 数值模拟

数值模型采用分步傅里叶法求解基本方程

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g}{2}A - \frac{i}{2}(\beta_2 + igT_2^2)\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma|A|^2A, \quad (1)$$

方程(1)中  $A$  为脉冲包络的慢变振幅,  $z$  是脉冲的传输坐标轴,  $t$  是脉冲的时间量度,  $\beta_2$  是群速度延迟,  $T_2$  是偶极子弛豫时间,与增益带宽成反比,  $\gamma$  是非线性系数,  $g$  是增益系数.按照激光腔的结构设定各项参数,信号按顺序完全经过各个器件为一个周期,通过循环计算信号经过有限个周期演化达到稳定自洽,实现对激光器锁模运转的数值模拟.

模拟中所用参数完全按照实验中各个器件的实际值设定.其中增益光纤长度设为  $L = 1.5$  m,非线性系数  $\gamma = 0.00026 \text{ W}^{-1}/\text{m}$ ,二阶色散  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,极化弛豫时间  $T_2 = 0.025 \text{ ps}$ (由设定中心波长 1030 nm,抛物线型增益半宽度 22 nm 得出).模拟中考虑了增益饱和效应,增益系数可以表示成

$$g = g_s / (1 + E_{\text{pulse}}/E_{\text{sat}}), \quad (2)$$

方程(2)中  $g_s$  是小信号增益系数,  $E_{\text{sat}}$  是增益饱和能量,  $E_{\text{pulse}}$  是瞬时脉冲能量.小信号增益和增益饱和能量与抽运强度相关.

SESAM 的线性吸收率为  $S_{\text{loss}} = 65\%$ ,调制深度为  $\Delta R = 35\%$ ,吸收恢复时间为  $T_r = 0.5 \text{ ps}$ ,饱和能量设为  $E_{\text{sat}} = 0.1 \text{ nJ}$ ,实验中饱和能量由透镜聚焦位置调节. SESAM 的非线性强度反射率为  $R(t)$  为

$$R(t) = e^{-2q(t)} - (S_{\text{loss}} - \Delta R), \quad (3)$$

其中,  $\frac{dq(t)}{dt} = -\frac{q(t) - q_0}{T_r} - \frac{q(t)P(t)}{E_{\text{sat}}}$ ,  $q_0 = -\frac{1}{2}\log(1 - \Delta R)$ .

全正色散激光器腔内结构简单,光信号经过增益光纤放大后直接输出,剩余约 5% 的能量由 SESAM 非线性反射耦合回增益光纤.耗散孤子激光器比全正色散激光器的腔内结构多了一个滤波片,

设定滤波片的透过率曲线为超高斯型,中心波长 1030 nm,半极大全宽度为 4 nm,光信号经过增益光纤放大后,再通过滤波片,然后输出,同样剩余约 5% 的能量由 SESAM 非线性反射耦合回增益光纤.

在相同参数下,模拟得到了两种激光器的锁模动力学过程,如图 1 所示.图 1(a),(b),(c),(d) 分别表示全正色散激光器和耗散孤子激光器的腔内不同位置的光谱的半极大全宽度和脉冲的半极大全宽度的自洽演化过程,图中纵轴表示腔内的不同位置.由图 1(a),(b) 可以看出,全正色散激光器中光谱半宽和脉冲半宽在增益光纤中单调展宽,脉冲的频域和时域的窄化作用完全由 SESAM 的非线性吸收决定,这导致 SESAM 的负担太重,很容易被破坏.输出为频域和时域的最宽处,输出脉冲的光谱图和自相关曲线如图 2 所示,光谱宽度为 3.28 nm,两沿较为陡峭,脉冲宽度为 4 ps,在腔外提供  $-0.9 \text{ ps}^2$  的负色散可将脉冲压缩至 782 fs,压缩后的时间带宽积为 0.73,约为理论极限的 1.7 倍,如图 2(b) 中的插图所示,脉冲两沿的基底较大,说明脉冲具有不能去除的非线性啁啾.最常用的提供负色散以压缩脉冲的装置是光栅对,不但带来了超过 40% 的损耗,还大大地增加了系统的复杂性.由图 1(c),(d) 可以看出,耗散孤子激光器的脉冲窄化机理更加丰富.在频域,光谱在增益光纤展宽后,首先通过滤波片的光谱滤波作用窄化,输出后又由 SESAM 的非线性吸收作用窄化,耦合回增益光纤后,先经历一段窄化过程,这是因为此时脉冲能量低,非线性效应很弱,增益色散导致了光谱窄化,随着脉冲能量放大,非线性作用增强,光谱再次展宽,最终实现脉冲自洽演变.在时域,脉冲在增益光纤中是单调展宽的,窄化作用来自滤波片和 SESAM,滤波片能够在时域窄化脉冲,是由于脉冲经过光纤传输后,具有高的正啁啾,滤波片将脉冲由 960 fs 窄化至 720 fs,SESAM 将脉冲由 720 fs 窄化至 680 fs,说明滤波片起到了重要作用,除了去啁啾,还起到了保护 SESAM 的作用.脉冲经过滤波片后输出,光谱和自相关曲线如图 3 中实线所示,光谱宽度为 4.58 nm,光谱的两沿非常陡峭,中部凹陷,脉冲宽度为 720 fs,时间带宽积为 0.93,约为理论极限的 2.1 倍,但是腔外提供负色散不能压缩脉宽,自相关曲线两沿较大的基底说明脉冲具有一些非线性啁啾,限制了脉冲的压缩.比较两种激光器可知,耗散孤子激光器直接输出的脉冲与全正色散激光器输出

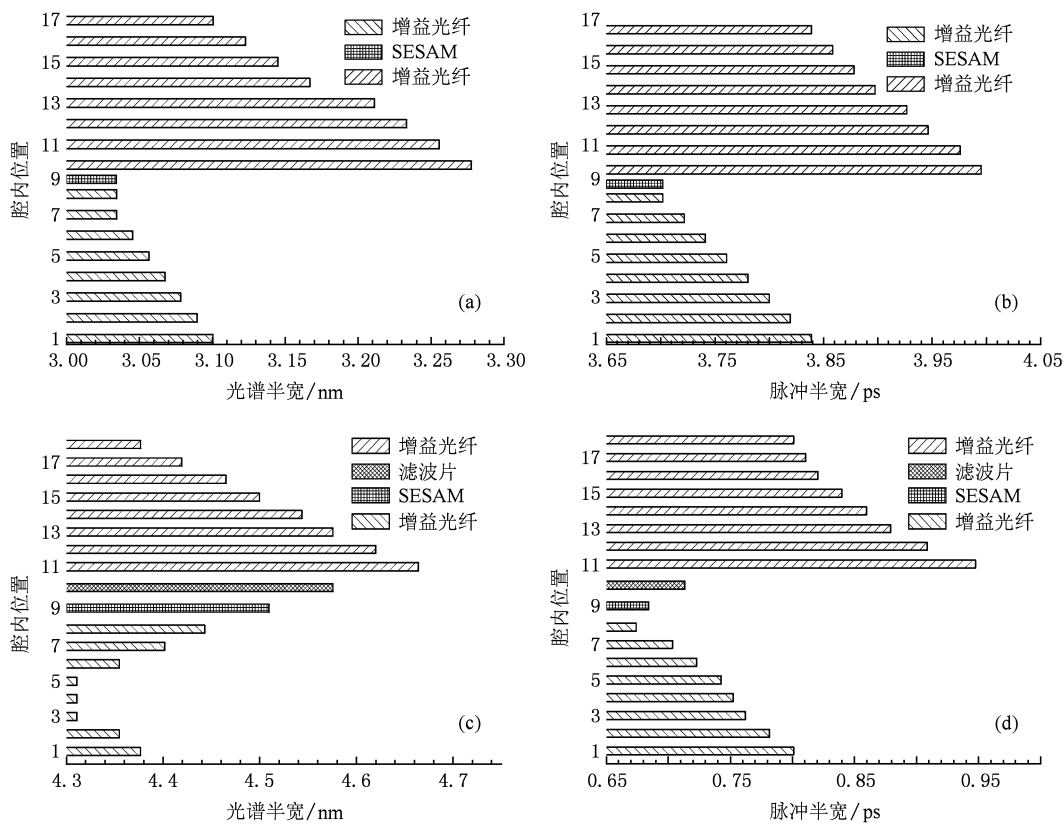


图1 (a),(b)全正色散激光器的腔内脉冲在频域和时域的自洽演化过程;(c),(d)耗散孤子激光器的腔内脉冲在频域和时域的自洽演化过程

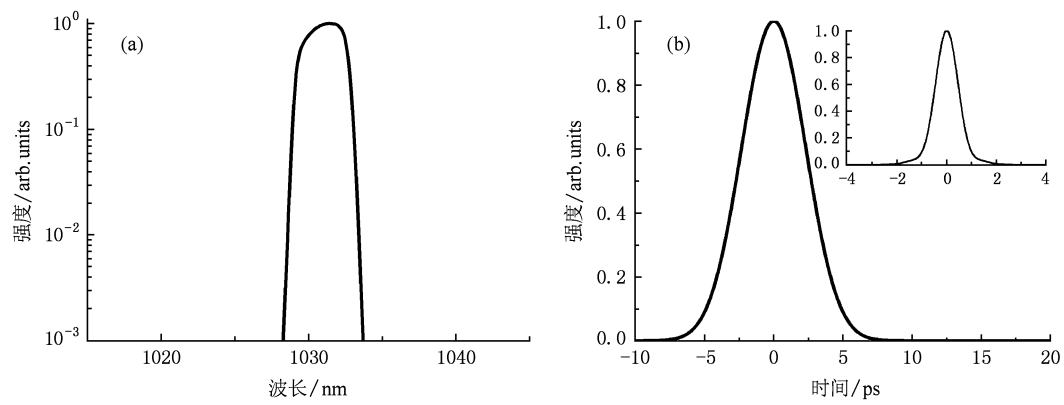


图2 模拟得到的全正色散激光器输出脉冲的光谱和自相关曲线

的脉冲经过压缩后的性质相似,而在结构上却省去了用于腔外压缩的光栅对,大大地简化了激光器的结构.而在腔内二者仅相差一个滤波片,说明滤波片具有腔内去脉冲啁啾的作用.图3中虚线所示为耗散孤子激光器腔内滤波片前的光谱和自相关曲

线,直观地说明了滤波片对脉冲的频域和时域都起到了消减两沿的作用,同时去除脉冲的啁啾,从而丰富了脉冲窄化机理.多种机理同时起到窄化脉冲的作用,使全正色散域的锁模更加容易实现和稳定运转.

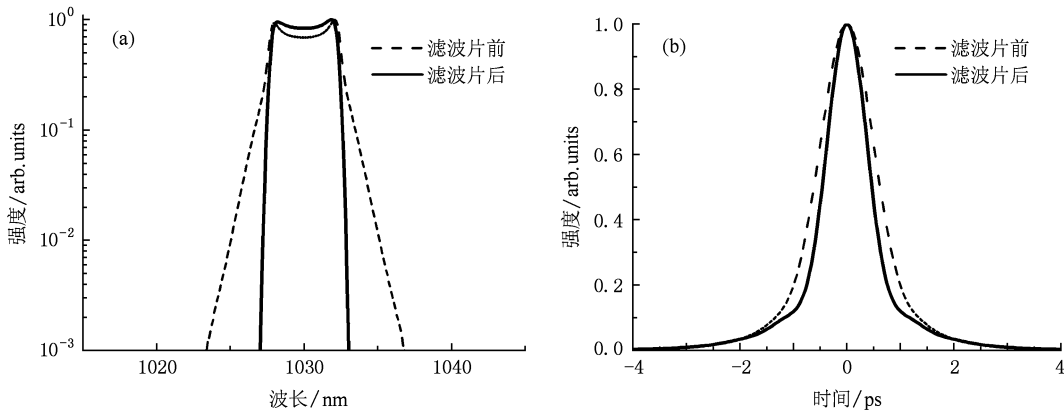


图 3 模拟得到的耗散孤子激光器的滤波片前后的光谱和自相关曲线变化

3. 实 验

实验装置如图 4 所示. 与文献[10]中报道的全正色散激光器的结构基本相同,但是滤波片的加入改变了腔内的动力学过程和输出特性,实验中设计了两个输出口,即位于滤波片前后的偏振分束器 1 和 2,可用来监控其前后脉冲动力学过程. 滤波片的透过率曲线为超高斯型,中心波长 1030 nm,半极大全宽度为 4 nm,与数值模拟中相同. 实验中通过调节半波片 2 控制激光输出率为 95% 以上,以减小

SESAM 上承受的功率密度,有效避免 SESAM 热损伤. 用扫描时间宽度 50ps 的自相关仪和上升沿为 200 ps 的光电管配合采样率 4 GHz 的示波器监测激光器的单脉冲运转. 用频谱分析仪 (8560EC, Agilent) 监测激光器锁模运转的稳定性和信噪比. 激光器能够连续数小时稳定锁模,即使触碰光纤,激光器仍然稳定锁模,证明了此结构激光器的环境稳定性非常好. 每次开机,当激光输出功率达到 0.4 W 时,都能自启动锁模. 输出脉冲重复频率 48.27 MHz,信噪比大于 75 dB,频谱分析仪测量的结果如图 4 中插图所示.

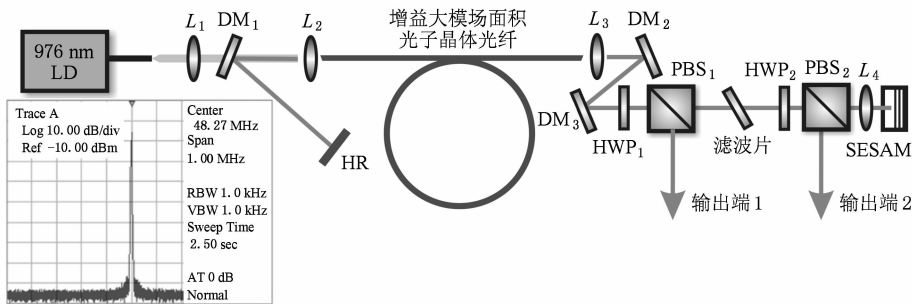


图 4 实验装置图,插图为频谱分析仪测量的结果 (L:非球面镜; DM:双色镜; HWP:半波片; HR:高反镜; GP:光栅对; PBS:偏振分束器)

激光器的抽运-输出功率曲线和不同的运转状态如图 5 所示,激光器在 0.4 W 至 1 W 的输出功率下,能够实现稳定的连续波锁模,但是在输出功率超过 1 W 时,SESAM 被破坏. 模拟中已经指出,腔内脉冲宽度始终小于 1 ps,导致的高峰值功率容易破坏 SESAM,这是限制此种激光器性能提升的主要因素,相信通过仔细优化 SESAM 的聚焦系统,能够提高激光器的输出功率.

激光器的稳定锁模输出功率最低为 0.4 W,最高为 1 W,分别对两种情况下的输出特性进行测量. 输出功率为 0.4 W 时,对应单脉冲能量约为 8 nJ. 输出光谱如图 6(a) 所示,光谱的半极大全宽度为 2 nm. 自相关曲线如图 6(b) 所示,脉冲半极大全宽度为 998 fs,对应时间带宽积为 0.57,约为理论极限的 1.3 倍. 输出功率为 1 W 时,对应单脉冲能量约为 20 nJ. 输出脉冲的光谱如图 6(c) 所示,光谱的半极

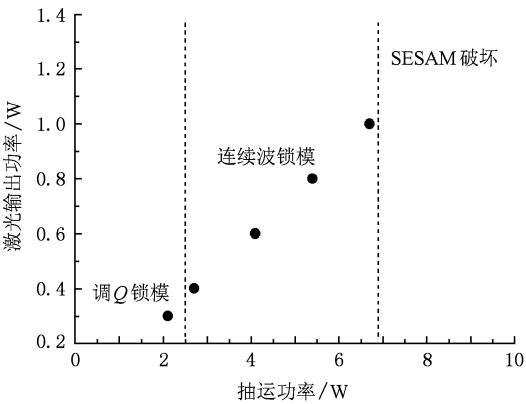


图5 激光器抽运-输出功率关系

大全宽度为4.6 nm. 自相关曲线如图6(d)所示, 脉冲半极大全宽度为777 fs, 对应时间带宽积为1, 约为理论极限的2.27倍. 说明随着脉冲能量增大, 脉冲宽度变窄, 但是脉冲带有的啁啾量增加. 两种情况下都用高斯曲线拟合, 脉冲中部能够很好地符

合, 两沿相差较大, 说明脉冲具有一些非线性啁啾. 在输出功率为1 W时通过实验分析了滤波片的作用机制. 图7中虚线为偏振分束器1输出端输出的光谱和自相关曲线, 即是滤波片前的光谱和自相关曲线, 实线为偏振分束器2输出端输出的光谱和自相关曲线, 也是滤波片后的光谱和自相关曲线. 对数坐标下容易看出, 滤波片消减了光谱两沿, 光谱变得非常陡峭, 光谱中部凹陷是由于腔内较窄的脉冲的高峰值功率导致很强的自相位调制而产生, 滤波片消减两沿后, 使得光谱中部的凹陷相对变小, 在归一化坐标下显而易见. 滤波片也消减脉冲宽度, 从912 fs减小到777 fs. 这是因为脉冲经过光纤到达滤波片时, 带有较大的正啁啾, 所以滤波片在频域和时域上同时窄化脉冲, 起到去啁啾作用. 实验结果与数值模拟很好地符合. 这种更加稳定、更低非线性啁啾的脉冲非常适合作为高功率飞秒激光放大系统的种子光<sup>[14]</sup>.

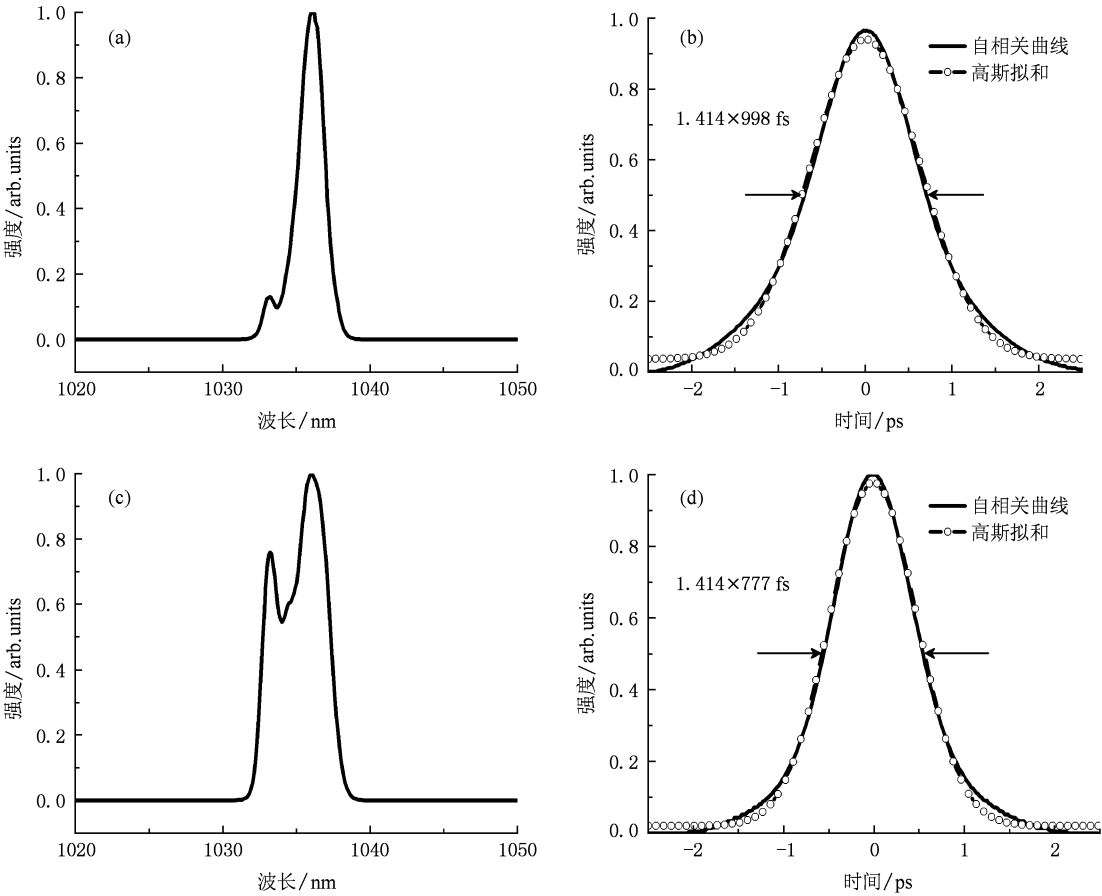


图6 输出功率为0.4 W((a),(b))和1 W((c),(d))时输出脉冲的光谱和自相关曲线

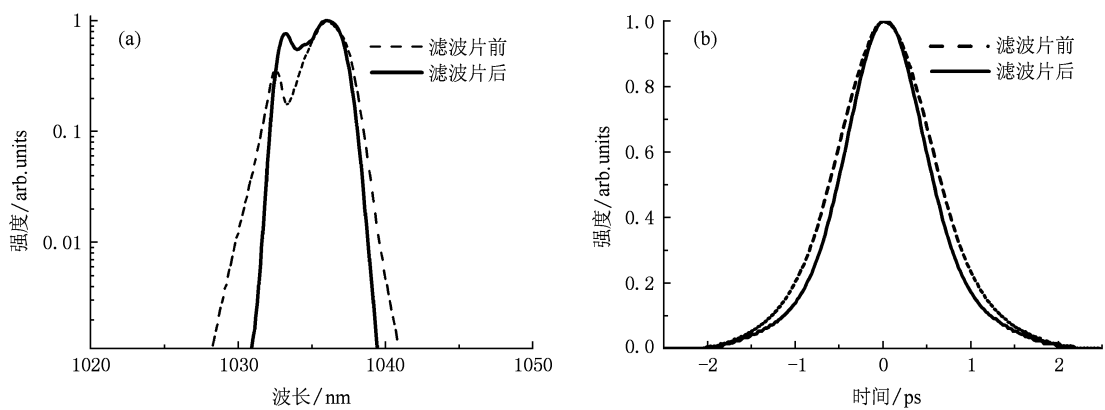


图 7 滤波片前后的光谱(a)和自相关曲线(b)的变化

# 4. 结 论

本文通过数值模拟和实验研究了基于掺  $\text{Yb}^{3+}$  的双包层大模场面积偏振光子晶体光纤的耗散孤子锁模激光器. 模拟分析了腔内的动力学过程, 指出 SESAM 和滤波片都起到了脉冲频域和时域的窄

化作用, 但是滤波片起到了主导性作用, 滤波片能够在腔内去啁啾, 实现了无色散补偿腔的激光器直接输出亚皮秒激光脉冲. 数值模拟与实验很好地符合. 这种激光器具有全正色散激光器输出大能量脉冲的优点, 而且能够直接输出亚皮秒激光脉冲, 省去了腔外压缩装置, 结构更加紧凑, 推动了大能量超短脉冲激光器的应用普及化进程.

[1] Zhang S M, Lu F Y, Gong Y D, Yang X F 2007 *Chin. Phys.* **16** 1986

[2] Tamura K, Nelson L E, Haus H A, Ippen E P 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 149

[3] Nelson L E, Fleischer S B, Lenz G, Ippen E P 1996 *Opt. Lett.* **21** 1759

[4] Song Y J, Hu M L, Liu Q W, Li J Y, Chen W, Chai L, Wang Q Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5045 (in Chinese) [宋有建、胡明列、刘庆文、李进延、陈伟、柴路、王清月 2008 物理学报 **57** 5045]

[5] Limpert J, Liem A, Reich M, Schreiber T, Nolte S, Zellmer H, Tümmermann A, Broeng J, Petersson A, Jakobsen C 2004 *Opt. Express.* **12** 1313

[6] Ortac B, Limpert J, Tümmermann A 2007 *Opt. Lett.* **32** 2149

[7] Song Y J, Hu M L, Wang C L, Tian Z, Xing Q R, Chai L, Wang Q Y 2008 *IEEE Photo. Tech. Lett.* **20** 1088

[8] Chong A, Buckley J, Renninger W, Wise F 2006 *Opt. Express.* **14** 10095

[9] Ortac B, Schmidt O, Schreiber T, Limpert J, Tümmermann A, Hideur A 2007 *Opt. Express.* **15** 10725

[10] Song Y J, Hu M L, Zhang C, Chai L, Wang Q Y 2008 *Chin. Sci. Bull.* **53** 3741

[11] Renninger W H, Chong A, Wise F W 2008 *Phys. Rev. A* **77** 023814

[12] Liu X M, Wang L R, Li X H, Sun H B, Lin A X, Lu K Q, Wang Y S, Zhao W 2009 *Opt. Express.* **17** 8506

[13] Kieu K, Renninger W H, Chong A, Wise F W 2009 *Opt. Lett.* **34** 593

[14] Liu B W, Hu M L, Song Y J, Chai L, and Wang C Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6921 (in Chinese) [刘博文、胡明列、宋有建、柴路、王清月 2008 物理学报 **57** 6921]

# Dissipative-soliton mode locked laser based on large-mode-area photonic crystal fiber<sup>\*</sup>

Zhang Xin   Hu Ming-Lie<sup>†</sup>   Song You-Jian   Chai Lu   Wang Qing-Yue

(Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education, College of Precision Instruments and Opto-electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China )

( Received 14 May 2009; revised manuscript received 1 June 2009 )

## Abstract

A dissipative-soliton mode locked laser based on Yb-doped single polarization large-mode-area photonic crystal fiber is demonstrated. The dissipative soliton dynamics is explored by numerical simulation. Compared with all normal dispersion fiber lasers, there are more pulse shaping mechanisms in a dissipative-soliton fiber laser, including the nonlinear absorption of SESAM, spectrum filtering of the chirped pulse and gain dispersion, which results in robust and stable operation. Among them, spectrum filtering plays a dominant role in mode-locking, it shapes pulse both in frequency domain and time domain and keeps the pulse duration below 1 ps in the cavity. For the first time, sub-1 ps pulse is directly generated in a dispersion compensation free cavity. The fiber laser directly generates 777 fs pulse at 1 W average power at a repetition rate of 51.4 MHz, corresponding to a single pulse energy of 20 nJ.

**Keywords:** photonic crystal fiber, large-mode-area fiber, fiber laser, dissipative-soliton mode locking

**PACC:** 4281W, 4280W, 4260D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Basic Research Program of China ( Grant Nos. 2006CB806002, 2010CB327604 ), the National High Technology Research and Development Program of China ( Grant No. 2007AA03Z447 ), the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60838004 and 60978022 ), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant Nos. 20070056083, 20070056073 ), the Key Project of Chinese Ministry of Education ( Grant No. 108032 ) and FANEDD ( Grant No. 2007B34 ), and NCET ( Grant No. NCET-07-0597 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: huminglie@tju.edu.cn