

密级: (涉密论文填写密级, 公开论文不填写)



**中国科学院大学**  
University of Chinese Academy of Sciences

## 博士学位论文

脉冲光纤激光器及超稳光纤光学频率梳的实验研究

作者姓名: \_\_\_\_\_ 庞利辉 \_\_\_\_\_

指导教师: \_\_\_\_\_ 魏志义 研究员 \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ 中国科学院物理研究所 \_\_\_\_\_

学位类别: \_\_\_\_\_ 理学博士 \_\_\_\_\_

学科专业: \_\_\_\_\_ 光学 \_\_\_\_\_

研究所: \_\_\_\_\_ 中国科学院物理研究所 \_\_\_\_\_

2017年 5月



**Research on Pulsed Fiber Lasers and Ultra-stable**  
**Fiber Optical Frequency Comb**

**By**

**Lihui Pang**

**A Dissertation Submitted to**  
**The University of Chinese Academy of Sciences**  
**In partial fulfillment of the requirement**  
**For the degree of**  
**Doctor of Science**

**Institute of Physics**  
**Chinese Academy of Sciences**

**May, 2017**



## 摘要

现代科学技术的发展紧密依赖精密计量科学的推进。光学频率梳的出现,实现了光学频率和微波频率之间的精密链接。同时,光学频率梳作为光学精密测量领域革命性的重大突破,将精密计量科学推至新的极致。宽光谱、高稳定性等特性使其成为精密光谱学研究的强大工具,并且在时间频率标准传递、基本物理定律验证、阿秒脉冲产生、系外行星探测等方面具有开拓性的应用前景。其中,光纤光学频率梳因具有体积小、稳定性、操作简单等优点,已经成为了当前光学频率梳发展的主流技术之一。另外,低相噪的光纤光学频率梳因为具有更窄的梳齿线宽和更高的频率稳定性必将进一步革新精密测量技术,已成为超快光学领域的前沿研究热点之一。

鉴于光纤光学频率的重要应用前景,本论文在光纤光学频率梳的种子源及稳定性等方面开展了实验研究,其主要研究内容和获得的结果如下:

1. 研制了最窄脉宽和最低相噪的光纤光学频率梳种子源。针对光纤光学频率梳的核心光源一种子源,研究了掺铒光纤激光器(Er-doped fiber laser, EDFL)特性,实现了几种不同机制的超短脉冲激光输出。首先,基于非线性偏振旋转锁模技术(Nonlinear Polarization Rotation, NPR)研制了一套掺铒光纤振荡器,腔内置有电光调制晶体用于实现重复频率的控制;采用光纤输出用于提高后续放大过程中的功率稳定性。其次,利用二维纳米材料制备了新型可饱和吸收体(Saturable absorber, SA),并基于脉冲激光混合调制技术,实现了纳秒量级调Q和锁模脉冲输出。与其他同类型的光纤激光器相比,本文所研制的光纤激光器的脉宽最窄、光谱最宽、定时抖动最低。

2. 初步实现掺铒光纤光学频率梳梳齿和偏移频率的整体控制,参考源为射频参考源。自行搭建 $f$ - $2f$ 系统实现载波包络相移( $f_{ceo}$ )的测量,获得信噪比为40dB(100kHz分辨率)的 $f_{ceo}$ 信号,通过负反馈调节泵浦电流和腔内尖劈插入量实现 $f_{ceo}$ 信号的精密锁定,获得 $1.2 \times 10^{-17}/s$ 的频率稳定性。对于重复频率( $f_{rep}$ )的锁定,提取 $f_{rep}$ 的4次谐波即1GHz的微波信号送入锁相环(Phase-Locked Loop,

PLL)电路,通过调节腔内压电陶瓷上的驱动电压改变腔长,获得  $2 \times 10^{-12}/s$  的频率稳定性,受限于参考源的稳定度为  $10^{-12}/s$  量级。锁定前,自由运转下  $f_{rep}$  的时间抖动 (Time jitter) 为 320ps (积分范围为 1Hz 到 1MHz),锁定之后的 Time jitter 为 52ps。证明 PLL 电路对  $f_{rep}$  的噪声产生了一定的抑制作用。要想进一步提高  $f_{rep}$  信号的频率稳定性,只有将参考源提升为光频参考源。

3. 实现了掺镜光纤光学频率梳的光谱展宽,以增强光谱中 972nm 成分,用于与实验室的 972nm 连续光 (Continous Wave, CW) 拍频得到高信噪比的稳定拍频信号,为实现掺镜光纤光学频率梳直接锁定至超稳激光奠定基础。在实验过程中,将振荡器输出种子光输入两级光纤放大系统,经光栅对压缩,种子光的脉宽为 6.7ps,功率约 30mW,放大压缩到 110fs 的脉冲宽度和 2W 的平均输出功率。然后空间耦合至光子晶体光纤 (Photonic crystal fiber, PCF),产生 350nm-1650nm 的马鞍形超连续光谱 (Supercontinuum, SC),增强了 972nm 成分。

4. 实现了环内稳定度达  $10^{-18}$  量级的超稳掺镜光纤光学频率梳。我们首先采用 Pound-drever-hall (PDH) 锁定技术将 972nm 连续激光器锁定至超高精细度和稳定度的法布里-珀罗 (Fabry-Perot, F-P) 腔,得到超稳窄线宽激光器;其次,实现掺镜光梳和光频参考源的锁定。拍频信号在自由运转下的线宽约 200kHz。锁定之后,线宽被压窄至毫赫兹量级,频率稳定性达到  $2 \times 10^{-18}/s$ 。Time jitter 为 278as(积分范围为 1Hz 到 1MHz)。据我们所知,该结果是迄今掺镜光纤光学频率梳中最高频率稳定性报道。

**关键词:** 光学频率梳, 二维纳米材料, 光纤激光器, 超稳激光器

## Abstract

The development of modern science and technology depends on precision optical interferometers. The emergence of optical frequency comb (OFC), has built a precision and coherent link between optical and microwave frequencies. At the same time, optical frequency comb, acting as a major breakthrough in the field of optical precision measurement, pushed precision measurement science to the extremep. The wide spectral range, high stability of OFC have turned it into a powerful tool for precision spectroscopy research, and opens new frontiers in such fields as terahertz technology, astro-comb, distance measurement, molecule spectroscopy, optical clocks, time and frequency transfer, attosecond pulse generation, exoplanet exploration and so on. Because of its compact size, robustness and simple operation, fiber OFC has become one of the mainstream technologies in the development of OFC. In addition, the fiber OFC with low phase noise will further innovate precision measurement technology with finer line width and frequency stability.

In view of the important application prospect of fiber OFC, the experimental study on the seed source and stability of fiber OFC is carried out in this paper, and the main research contents and innovative achievements in this thesis are summarized as follows:

1. The ultra-short pulse width and ultra-low phase noise fiber laser for OFC seed source is developed. Aiming at the core source of fiber OFC, the characteristics of Er-doped fiber laser (EDFL) based on several different mechanisms are studied, and the ultra - short pulse laser output are realized. Firstly, an EDFL is built based on nonlinear polarization rotation (NPR) mode-locked technique. The resonant cavity is equipped with electro-optical modulator for the realization of repetition rate control; the fiber output is used to improve the power stability during subsequent amplification. Secondly, a new type of saturable absorber (SA) was prepared by using two dimensional

nanomaterials. Based on hybrid modulation technology, the nanosecond level Q-switched EDFL and mode-locked EDFL are realized. Compared with other fiber lasers with the same type, the fiber lasers developed in this paper have the narrowest pulse width, the widest spectral spectrum and the lowest time jitter.

2. The full controlled Yb-doped fiber OFC has been realized with the frequency synthesizer as the reference source. A  $f$ - $2f$  system was built to detect the carrier envelope phase signal ( $f_{ceo}$ ) and the signal to noise ratio is 40dB under 100kHz resolution. By regulating the pump current and the insertion of intra-cavity wedge, carrier envelope phase shift signal was precision locked precisely with  $1.2 \times 10^{-17}/s$  frequency stability. For the repetition rate ( $f_{rep}$ ) locking, we extracted the fourth harmonic that is 1GHz microwave signal, and adjusted the cavity piezoelectric ceramic drive voltage to control the repetition rate, and we got  $2 \times 10^{-12}/s$  frequency stability, which is limited by the stability of the reference source on the order of  $10^{-12}/s$ . Once locked, the time jitter of  $f_{rep}$  is reduced from 52ps to 8.2ps (integrated from 1Hz to 1MHz), it is proved that the PLL circuit has a certain suppression effect on the phase noise. To further improve the frequency stability of the  $f_{rep}$ , only the reference source is promoted to the optical reference source.

3. The spectral broadening of Yb-doped fiber OFC is realized, which is proposed to stabilize the Yb-doped fiber OFC to the 972nm Continuous Wave (CW) optical signal in our lab. Due to the 972 nm component directly from the Yb-doped fiber OFC is too weak to generate beat signal, the seed light from Yb-fiber oscillator with 6.7ps pulse width and about 30mW average power was delivered to two stage Yb-doped fiber amplification system and then compressed with a pair of grating. The output spatial light with 2W average power and 110fs pulse width is coupled into the photonic crystal fiber (PCF) to generate supercontinuum (SC) spectrum covering from 350nm-1650nm, and 972nm component is amplified and enhanced.

4 The ultra-stability Yb-doped fiber OFC with  $10^{-18}$  level stability in loop is realized. Firstly, we obtained the ultra-stable narrow linewidth laser by locking the 972nm CW laser to the ultra-high fineness and stability Fabry-Perot (F-P) cavity with Pound-drever-hall (PDH) technology. Secondly, the Yb-doped fiber OFC is locked to the ultra-stable narrow linewidth 972nm laser. The line width of the comb mode is about 200 kHz in free running. After locking, the line width is suppressed to megahertz order and the frequency stability reaches  $2 \times 10^{-18}/s$ . The time jitter is 278as (integrated from 1Hz to 10MHz). As far as we know, the result is the highest frequency stability of the Yb doped fiber OFC so far.

**KEY WORDS:** Optical frequency comb, two-dimensional nano-materials, fiber lasers, ultra-stable lasers



## 目 录

摘 要.....	i
<b>Abstract.....</b>	<b>iii</b>
目 录.....	vii
<b>第一章 绪论.....</b>	<b>1</b>
1.1 脉冲光纤激光器.....	2
1.1.1 调 Q 光纤激光器原理.....	3
1.1.2 锁模光纤激光器原理.....	4
1.1.3 新型可饱和吸收器件的研究进展.....	7
1.2 光纤光学频率梳的研究进展及应用.....	13
1.2.1 光学频率梳工作原理.....	13
1.2.2 光纤光学频率梳的研究进展.....	16
1.2.3 光学频率梳的应用.....	19
1.3 本论文的主要研究内容.....	24
<b>第二章 掺铒脉冲光纤激光器的实验研究.....</b>	<b>27</b>
2.1 引言.....	27
2.2 纳秒量级混合调 Q 掺铒光纤激光器.....	28
2.2.1 混合调 Q 技术研究意义.....	28
2.2.2 倏逝场型 WS <sub>2</sub> SA 制备及特性.....	28
2.2.3 混合调 Q 掺铒光纤激光器实验输出特性.....	31
2.3 基于 NPR 锁模掺铒光纤激光器.....	34
2.3.1 未加 EOM 的基于 NPR 锁模掺铒光纤激光器.....	35
2.3.2 加入 EOM 的基于 NPR 锁模掺铒光纤激光器.....	36
2.4 基于 NPR 和 WS <sub>2</sub> SA 混合锁模掺铒光纤激光器.....	39
2.4.1 WS <sub>2</sub> SA 制备和表征.....	39

2.4.2	实验结果及讨论.....	41
2.5	本章小结.....	44
<b>第三章</b>	<b>掺镱光纤光梳稳定至射频参考源的实验研究.....</b>	<b>47</b>
3.1	引言.....	47
3.2	稳定于射频参考源的掺镱光纤光梳的实验装置.....	48
3.3	载波包络相移频率的测量.....	50
3.4	载波包络相移频率的锁定.....	51
3.5	重复频率的锁定.....	52
3.6	锁定后的载波包络相移及重复频率的数据分析.....	53
3.6.1	光纤光梳内的相位噪声.....	53
3.6.2	锁定后载波包络相移的频率稳定性分析.....	55
3.6.3	锁定后重复频率的频率稳定性分析.....	56
3.7	本章小结.....	58
<b>第四章</b>	<b>掺镱光纤光梳的光谱展宽的实验研究.....</b>	<b>61</b>
4.1	引言.....	61
4.2	掺镱光纤光梳光谱展宽实验装置.....	61
4.3	掺镱光纤振荡器的光纤放大压缩.....	62
4.3.1	双包层光纤泵浦放大技术原理.....	62
4.3.2	级联式光纤放大及光栅压缩的实验研究.....	64
4.4	光子晶体光纤的光谱展宽.....	66
4.4.1	SC 的物理模型--NLSE 方程.....	66
4.4.2	近零色散区域的光谱展宽.....	70
4.4.3	反常色散区域的光谱展宽.....	71
4.5	本章小结.....	73
<b>第五章</b>	<b>掺镱光纤光梳稳定至光频参考源的实验研究.....</b>	<b>75</b>
5.1	引言.....	75
5.2	超稳窄线宽激光器的实验研究.....	75

---

5.2.1 PDH 稳频原理.....	76
5.2.2 超稳激光器实验研究.....	79
5.3 稳定至超稳连续激光器的重复频率的特性研究 .....	80
5.3.1 超稳掺镜光纤光梳的实验装置.....	80
5.3.2 掺镜光纤光梳与超稳激光器的拍频信号的测量.....	81
5.3.3 拍频信号的锁定.....	82
5.3.4 锁定后拍频信号的特性分析.....	83
5.4 本章小结 .....	86
<b>第六章 总结与展望.....</b>	<b>87</b>
6.1 研究内容及取得的主要结论 .....	87
6.2 未来工作展望 .....	89
<b>参考文献.....</b>	<b>91</b>
<b>发表成果及获得奖励.....</b>	<b>107</b>
<b>致谢.....</b>	<b>111</b>
<b>学位论文原创性声明和使用授权说明.....</b>	<b>114</b>



## 图目录

图 1.1	锁模原理示意图.....	6
图 1.2	可饱和吸收体锁模原理示意图.....	6
图 1.3	NPR 锁模原理示意图.....	7
图 1.4	SESAM 典型结构示意图.....	8
图 1.5	SESAM 的时间特性.....	8
图 1.6	SESAM 的非线性相应特性.....	9
图 1.7	石墨烯吸收光的示意图。.....	11
图 1.8	过渡金属硫化物结构示意图。.....	12
图 1.9	SA 的分类和发展历程。.....	13
图 1.10	固态飞秒激光器 $f_{ceo}$ 在时域和频域的物理表征.....	14
图 1.11	典型的基于光纤激光器的光梳系统的框图.....	17
图 1.12	天文光梳定标测量太阳谱线的实验装置.....	20
图 1.13	光原子钟的概念和原理图.....	21
图 1.14	空间频率梳系统.....	21
图 1.15	基于 Kerr 透镜锁模频率梳相关的 Tbit/s 通信的原理.....	22
图 1.16	频梳光谱示意图.....	23
图 2.1	拉锥光纤镀膜后 SEM 图.....	29
图 2.2	WS <sub>2</sub> SA 的线性透过率曲线和非线性透过率曲线.....	30
图 2.3	混合调 Q EDFL 装置示意图.....	31
图 2.4	不同泵浦功率下的调 Q 脉冲序列图.....	32
图 2.5	混合调 Q 的 EDFL 输出特性。.....	33
图 2.6	调 Q 器激光器典型特征曲线.....	34
图 2.7	未加 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 的示意图.....	35
图 2.8	未加 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 输出特性.....	36
图 2.9	加入 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 的示意图.....	37

图 2.10	加入 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 输出特性 .....	38
图 2.11	不同泵浦功率的光谱图 .....	38
图 2.12	WS <sub>2</sub> SA 的电镜特征图像 .....	40
图 2.13	WS <sub>2</sub> SA 的特征曲线 .....	40
图 2.14	标准双臂法测试 WS <sub>2</sub> SA 的非线性透过率 .....	41
图 2.15	腔内加有 WS <sub>2</sub> SA 的被动锁模 EDFL 输出特性 .....	42
图 2.16	由单模光纤代替 WS <sub>2</sub> SA 的被动锁模 EDFL 输出特性 .....	42
图 2.17	由拉锥光纤代替 WS <sub>2</sub> SA 的被动锁模 EDFL 输出特性 .....	43
图 3.1	稳定于频率综合器的掺镜光纤光梳的整体实验装置图 .....	48
图 3.2	掺镜光纤振荡器输出脉宽图 .....	49
图 3.3	掺镜光纤振荡器输出光谱图 .....	49
图 3.4	掺镜光纤激光经 PCF 产生的 SC 图 .....	50
图 3.5	经 $f-2f$ 系统产生的 $f_{ceo}$ 频率信号 .....	51
图 3.6	用于拍频的 $f-2f$ 系统实验装置图 .....	51
图 3.7	锁定后 $f_{ceo}$ 信号在 13h 内的抖动情况 .....	52
图 3.8	锁定后 $f_{rep}$ 信号在 8h 内的抖动情况 .....	53
图 3.9	锁定后 $f_{ceo}$ 信号的阿伦方差曲线 .....	56
图 3.10	自由运转下 $f_{rep}$ 信号的 PSD 曲线和 IPN 特性曲线 .....	56
图 3.11	锁定至射频参考源的 $f_{rep}$ 信号的 PSD 曲线和 IPN 特性曲线 .....	57
图 3.12	锁定至射频参考源的 $f_{rep}$ 信号的阿伦方差曲线 .....	58
图 4.1	掺镜光纤光梳的光谱展宽实验图 .....	62
图 4.2	泵浦光在双包层光纤中的传播示意图 .....	63
图 4.3	掺镜光纤光梳经一级单模光纤放大后光谱图 .....	64
图 4.4	掺镜光纤光梳经一级单模光纤放大的斜效率图 .....	64
图 4.5	掺镜光纤光梳经二级双包层光纤放大后光谱图 .....	65
图 4.6	掺镜光纤光梳经二级双包层光纤放大的斜效率图 .....	65
图 4.7	经光栅压缩之后的脉宽图 .....	66
图 4.8	用于放置 PCF 的平台照片 .....	70

---

图 4.9	掺镱光梳光耦合至 SC-3.7-1040 PCF 的效率图 .....	70
图 4.10	利用 SC-3.7-1040 PCF 产生的 SC 图 .....	71
图 4.11	掺镱光梳光耦合至 SC-3.7-975 PCF 的效率图 .....	72
图 4.12	利用 SC-3.7-975 PCF 产生的 SC 谱图 .....	72
图 4.13	利用 SC-3.7-975 PCF 产生 SC 的功率稳定性 .....	73
图 5.1	超稳窄线宽激光器的示意图及实验照片 .....	76
图 5.2	PDH 锁定技术原理图 .....	77
图 5.3	PDH 锁定技术的误差信号 .....	78
图 5.4	锁定前后的透射光在工业相机 CMOS 成像光斑 .....	79
图 5.5	示波器显示的 PDH 锁定技术的扫描电压信号和误差信号 .....	80
图 5.6	超稳掺镱光纤光梳的整体实验装置图 .....	81
图 5.7	掺镱光纤光梳与超稳 972nm 激光的拍频信号 .....	82
图 5.8	拍频信号 $f_b$ 在 3h 内的频率抖动情况 .....	83
图 5.9	锁定后 $f_b$ 信号的 PSD 曲线和 IPN 特性曲线 .....	84
图 5.10	锁定后 $f_b$ 信号的阿伦方差特性曲线 .....	84
图 5.11	自由运转下 $f_b$ 信号的线宽 .....	85
图 5.12	锁定后, $f_b$ 信在不同分辨率下的的线宽 .....	85



---

## 表目录

表 2.1	不同 SA 的非线性特性 .....	30
表 2.2	基于不同 SA 的 EDFL 输出特性 .....	34
表 2.3	环形激光器内不同元件的长度及色散量.....	37
表 2.4	不同对比实验激光器的输出参数.....	43
表 2.5	不同 SA 条件下激光器的输出参数对比 .....	44



## 第一章 绪论

1960 年,世界上第一台红宝石激光器的问世,与原子能、计算机、半导体技术并列称为 20 世纪人类的“四大发明”。经过近 60 年的蓬勃发展,激光技术已广泛应用于军事、通信、医疗、国际互联网和宇宙激光通信系统。紧密依赖于激光技术的发展,一个新的学科领域--超快光学逐渐展现越来越耀眼的魅力,协同人类追求更快过程的固有秉性,在 20 世纪 80 年代使人类的时间分辨本领跨入到飞秒( $10^{-15}$ s)的时间尺度[1]。今天,飞秒激光作为人类一双独特“眼睛”,向内可以使我们清晰认识原子、分子内部的动力学过程,向外可以使我们精确了解宇宙起源。

飞秒激光技术的不断进步,使得精确稳定飞秒激光的输出模式也成为可能。锁模激光器的频谱由一组分散的、均匀间隔的超精细激光纵模组成,称为频率梳梳齿。而飞秒光学频率梳(以下简称光梳)自 1999 年推出以来,便使精密测量领域发生了革命性的变化[2-5]。今天,光梳常用于原子钟校准、低噪声频率合成、天文光谱仪校准和精密光谱测量[6-12]等相关领域。2005 年的诺贝尔物理学奖授予了现代光学领域的科学家,其中包含美国国家标准技术研究院联合实验室的 J. L. Hall 教授和德国马克斯普朗克 C 量子光学研究所所长 T. W. Hänsch 教授,以表彰他们在发展基于激光的超精密计量技术(包括光梳状发生器技术)方面的突出贡献[2,13-14]

本论文以光纤光梳技术为主线,并且结合当前新型 SA 的研究热点,系统描述了超短脉冲掺铒光纤激光源,掺铒光纤光梳的光谱展宽,掺铒光纤光梳的载波包络相移信号测量及锁定,超稳窄线宽 972nm CW 激光器,掺铒光纤光梳重复频率锁定至射频参考源和光频参考源,测量了不同参考源下的频率稳定性。本章绪论首先将对脉冲光纤激光器的产生机制进行介绍,其次阐述当前新型 SA 的发展过程。第二部分对光纤光梳的原理、研究进展及应用进行详细的介绍。

## 1.1 脉冲光纤激光器

20 世纪 50 年代, 光纤限制光、传输光的魅力在医疗内窥镜中显现出来, 成为光纤的第一例应用。在 20 世纪 60 年代和 70 年代, 光纤的发展取得了巨大的进步, 可应用于长距离数据传输, 这一技术领域继续迅速发展到今天, “光纤之父”高锟在光纤通信方面的突破性成就, 获得 2009 年诺贝尔物理学奖[15]。光纤在激光器中的应用虽然在早期就被证明[16], 但直到 20 世纪 80 年代高亮度激光二极管泵浦光源的发展和掺铒光纤放大器的证明[17], 才引起了人们的极大关注。对超快光纤激光器的兴趣最初来源于对通信中越来越短的脉冲的需求以及对超快光纤激光器高度集成化的适应性的改进, 并且在 20 世纪 90 年代早期人们便将光纤激光器与当时普遍的超快固态激光器区分开来[18-20], 与传统的块状固态激光器相比, 它们具有尺寸紧凑、成本低、光束质量好、高度稳定性的优点, 但是具有脉冲能量低的缺点。

在过去 50 年中, 光纤激光器各个方面的性能逐步提升, 例如新的工作波长、更窄的线宽 (单频)、更短的脉冲持续时间和更高的功率/能量。如今, 光纤激光器的发射波长范围从紫外到可见/近红外, 甚至到中红外[21-27]。由于光纤具有良好的散热能力和固有的增益长度, 因此使用单根多模光纤[28]产生了高达 100 kW 的连续波输出功率, 并且从单个大模场面积 (Large mode area, LMA) 光纤[29]中获得 10 kW 的衍射极限输出。在脉冲光纤激光器中, 具有毫焦脉冲能量, 吉瓦峰值功率的纳秒脉冲[30-33], 830 W 平均功率[34-35]的飞秒脉冲以及短于 10fs 的超短脉冲[36-37] 已经实现。由于高掺杂光纤的高增益及其与光纤布拉格光栅 (fiber Bragg grating, FBG) 的兼容性, 可以实现短腔光纤激光器稳定的单频操作。低噪声、单频光纤激光器, 线宽窄至几千赫兹甚至亚千赫兹已被证明[38-40]。2012 年, Q. Fang 等人在全光纤主振荡功率放大器 (Master oscillator power amplifier, MOPA) 激光系统[41]中获得了单频毫焦级激光脉冲。

在光纤激光器中, 超短脉冲光纤激光器是当前的研究热点之一。脉冲光纤激光器具有结构简单紧凑、高效的散热性和高质量的脉冲输出等优点, 广泛应用于光通信、时间分辨光谱学等领域, 更在生物医学诊断领域更是取得了常规手段不

可比拟的成绩[42]。例如，超短的飞秒脉冲是探测原子内部超快反应过程的重要手段[43]；超高峰值功率的脉冲可用于激光微加工、激光惯性约束核聚变等领域[44]；超宽光谱特性促进相干断层扫描成像和宽带激光通信等领域的发展[45-47]。目前产生超短脉冲的主要方式是采用调 Q 和锁模技术,下面就这两种技术的基本原理进行阐述。

### 1.1.1 调 Q 光纤激光器原理

调 Q 技术是通过压缩脉冲宽度实现峰值功率提高几个数量级的技术，简称为 Q 开关。一般的实现手段是通过控制腔内的各种损耗，比如反射损耗、透射损耗、吸收损耗或者衍射损耗改变腔内 Q 值，获得窄脉宽、巨脉冲输出。Q 值定义如下：

$$Q = 2\pi\nu_0 \left( \frac{\text{腔内存储的激光能量}}{\text{每秒损耗的激光能量}} \right) \quad (1.1)$$

式中， $\nu_0$  为激光中心频率。 $W$  表示腔内存储的激光能量； $\delta$  表示激光在腔内的单程损耗率，则激光在单程中能量损耗则为  $\delta W$ ；设  $L$  为谐振腔腔长， $n$  为介质折射率， $c$  为光速，则激光在腔内运行单程所需时间为  $nL/c$ 。因此，腔内激光每秒损耗的能量为  $\frac{\delta W}{nL/c}$ 。由此，Q 值可以表示为：

$$Q = 2\pi\nu_0 \frac{\delta W}{nL/c} = \frac{2\pi nL}{\delta\lambda_0} \quad (1.2)$$

式中， $\lambda_0$  为真空中激光中心波长。由 (1.2) 可见，Q 值与腔内损耗成反比。即损耗大，Q 值低，则泵浦阈值高，激光不易起振；损耗小，Q 值高，泵浦阈值低，激光易于起振。

调 Q 技术就是通过某种方法使腔内的 Q 值按一定程序变化的技术。在泵浦激励开始时，降低谐振腔 Q 值，即提高泵浦阈值，不产生振荡，上能级的粒子反转集居数大量积累，当积累到最大值（饱和值）时，突然增加 Q 值，激光振荡迅速建立，使得粒子反转集居数在极短时间内被消耗，转变为腔内的光能量以单一脉冲形式释放出来，这样就获得了窄脉宽、高峰值功率的巨脉冲激光输出。

调 Q 技术分为主动调 Q 和被动 Q，主动调 Q 技术是人为的利用某些元器件的物理效应来控制腔内 Q 值的方法。而被动调 Q 技术则是依据元件本身的特性实现腔内 Q 值自动的改变。在此介绍本论文中用到的一种被动 Q 技术—SA 调 Q 技术。

**可饱和吸收体调 Q 技术原理：**SA 是一种非线性吸收介质，即其吸收系数不是常数，对弱光吸收较多，对强光则吸收较少甚至至饱和，呈现透明特性，吸收系数为：

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (1.3)$$

式中， $\alpha_0$  为光强很小 ( $I \rightarrow 0$ ) 时的吸收系数； $I_s$  为饱和吸收光强，其大小与材料的种类及浓度相关。由 (1.3) 式可以看出，当  $I/I_s \rightarrow \infty$  时，吸收系数趋于零，SA 对光透明通过。在谐振腔内，刚开始腔内自发荧光很弱，此时 SA 的吸收系数很大，对光的透过率极小，腔处于低 Q 值（高阈值）状态，不能建立激光振荡。随着泵浦光的继续作用，腔内荧光逐渐变强，材料吸收系数变小，对光的透过率逐渐变大，到一定时刻，突然被“漂白”而对光变得透明，此刻腔内 Q 值猛然增大，瞬间建立激光振荡，输出脉冲激光。

对 SA 材料选取必须注意的事项：材料必须对激光波长存在一个吸收峰，另外要求该材料有比激光物质的大得多的吸收截面（一般的调 Q 材料的吸收截面为  $10^{-20} \text{m}^2$  左右，而激光工作物为  $10^{-24} \text{m}^2$  量级），这样使饱和光强  $I_s$  比较低，在  $\text{MW}/\text{cm}^2$  量级的功率密度作用下就可被漂白。由于 CW 激光器腔内光强密度太低而不能饱和或漂白材料，因此调 Q 开关只能用于脉冲激光器。

调 Q 开关脉冲宽度的下限约为  $L/C$  的数量级，一般调 Q 激光器的宽度约为纳秒量级。为了获得更窄的脉冲，需要利用锁模技术对光束进行特殊的调制，使激光腔内不同的振荡模式具有固定的相位关系，使各个模式可以相干叠加而得到超短脉冲，脉宽通常在皮秒到飞秒量级之间。

### 1.1.2 锁模光纤激光器原理

自由运转条件下，谐振腔输出一一般包含若干个纵模，纵模间隔为：

$$\Delta \nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L} \quad (1.4)$$

这些模式的振幅及相位均不固定，输出光是他们无规则叠加，在时间上的统计平均值。

假设在增益介质的净增益带宽内包含有  $N$  个纵模，那么谐振腔输出的光波电场是  $N$  个纵模电场简单叠加的线性和：

$$E(t) = \sum_{q=0}^N E_q \cos(\omega_q t + \varphi_q) \quad (1.5)$$

式中， $q=0,1,2,\dots,N$ ，是谐振腔内纵模数目； $E_q$  是纵模场强。自由运转下，纵模相位  $\varphi_q$  之间在时间上完全独立且随机的，可以表示为  $\varphi_{q+1} - \varphi_q \neq \text{常数}$ 。如果采取适当的措施使随机、独立的纵模在时间上同步，令相位按确定关系（ $\varphi_{q+1} - \varphi_q = \text{常数}$ ）锁定，那么这些纵模会因相位相干而产生叠加，使得输出激光脉宽极窄且峰值功率很高。因此，若激光器的各模式的相位按照  $\varphi_{q+1} - \varphi_q = \text{常数}$  的关系被锁定，则这种激光器被称为锁模激光器。就线性腔而言，各个纵模频率间隔相等并固定为  $\Delta \nu_q = \frac{c}{2L}$ ，环形腔的频率间隔则为  $\Delta \nu_q = c/L$ 。

在此用数学语言表述：假设腔内超过阈值的纵模共有  $(2N+1)$  个，且振幅均为  $E_0$ ，处在介质增益曲线中心纵模角频率为  $\omega_0$ ，初相位为 0，即以中心模为参考，各相邻模的相位差为  $\alpha$ ，模频率间隔为  $\Delta \omega$ ，假定第  $q$  个震荡纵模为：

$$E_q(t) = E_0 \cos(\omega_q t + \varphi_q) = E_0 \cos[(\omega_0 + q\Delta\omega)t + q\alpha] \quad (1.6)$$

式中， $q$  为腔内震荡纵模的序数。激光输出总光场是  $(2N+1)$  个纵模相干叠加的结果：

$$E(t) = E_0 \frac{\sin\left[\frac{1}{2}(2N+1)(\Delta\omega t + \alpha)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(\Delta\omega t + \alpha)\right]} \cos(\omega_0 t) \quad (1.7)$$

由式 (1.7) 可知， $(2N+1)$  个震荡的模经过锁相以后，总光场变为频率为  $\omega_0$  的调幅波。振幅是随时间变化的函数，光强受到调制。

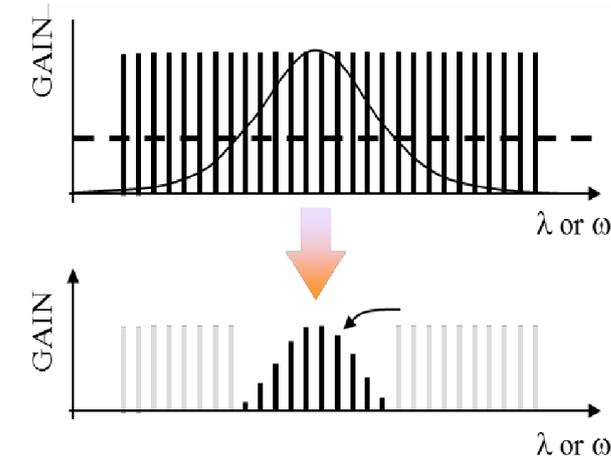


图 1.1 锁模原理示意图<sup>[48]</sup>

锁模技术发展到现在,主要有以下几种分类:主动锁模技术、被动锁模技术、同步锁模技术、注入锁模技术和碰撞锁模技术。被动锁模技术因装置简单,成本低廉而且容易获得超短脉冲而被广泛研究。目前实现被动锁模技术的主要方法有两种:一种方法是引入自然饱和吸收体,另一种方法是利用光纤中的非线性效应在腔内形成等效饱和吸收体。

**SA 锁模原理:**利用 SA 对不同强度的激光进行非线性吸收来实现被动锁模。图 1.2 为 SA 锁模原理示意图,具体过程包含三个阶段:起始阶段,腔内激光主要为自发辐射的荧光,强度很弱,不足以引起 SA 的饱和吸收,被 SA 几乎全部吸收;随着腔内增益介质对光强的放大和增强,当腔内光强足以令 SA 饱和时,SA 对光强呈现非线性吸收,强脉冲几乎“透明”的完全透过,弱脉冲被有效吸收;腔内光强持续放大,且当达到吸收跃迁完全饱和时,弱脉冲被 SA 完全抑制,输出窄脉宽、高能量的锁模脉冲。

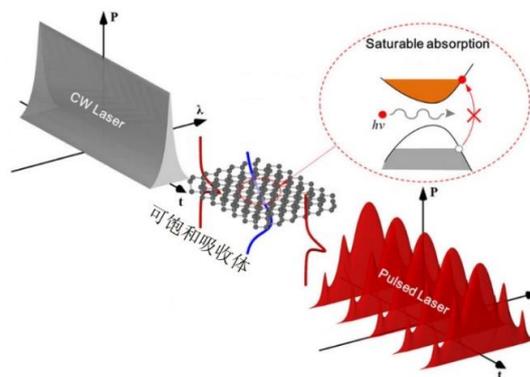


图 1.2 SA 锁模原理示意图<sup>[48]</sup>

**非线性偏振旋转锁模原理：**如下图 1.3 所示的环形腔内，三个偏振控制器（Quarter wave plate, QWP; Huarter wave plate, HWP）和一个偏振相关隔离器（Polarizer）作为锁模器件，Polarizer 在谐振腔内起着隔离器和偏振器的双重作用。脉冲离开 隔离器后是线偏振的，经过随后的 QWP，线偏振变为椭圆偏振。强脉冲在增益光纤内由自相位调制（Self-phase modulation, SPM）和交叉相位调制效应（Cross-phase Modulation, XPM）产生非线性相移，叠加到椭圆偏振态的两个正交分量上。通过调节 Polarizer 前的 QWP 和 HWP，偏振态由椭圆偏振态变换为与检偏器主轴一致的线偏振态，脉冲经过 Polarizer 时对强度高的中心部分透过，吸收强度低的边缘部分。结果致使脉冲宽度不断减小，峰值功率不断增加，达到锁模阈值时实现锁模脉冲输出，这种情况与快饱和吸收体类似。图 1.3 是 NPR 锁模原理示意图。

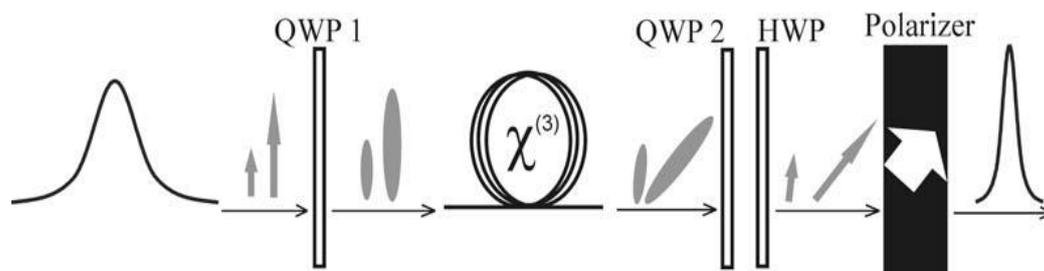


图 1.3 NPR 锁模原理示意图。QWP：四分之一波片；HWP：二分之一波片；

Polarizer：偏振相关隔离器。

基于 NPR 技术的被动锁模光纤激光器以其稳定的工作特性和可以持续输出高功率的锁模脉冲等优点一直受到工业界的重视，使得 NPR 技术成为光纤激光器产生超短激光脉冲的首选方案之一。

### 1.1.3 新型可饱和吸收器件的研究进展

被动锁模技术具有简单而且经济实用的特点。迄今为止，基于被动锁模原理，已经衍生出多种新型 SA 器件，如半导体可饱和吸收镜（Semiconductor saturable absorber mirror, SESAM）、碳纳米管（Carbon nanotubes, CNTs）、石墨烯（Graphene）、拓扑绝缘体（Topological insulators, TIs）、过渡金属硫化物（Transition metal dichalcogenides, TMDs）和黑磷（Black phosphorus, BP）等新型宽带 SA 等，均

已成功应用于光纤激光器中。探索高质量光电特性且具有高稳定性能的新型 SA，用于得到高功率、窄脉宽、低阈值、高稳定度的锁模脉冲输出是当前光纤激光器的主要研究热点之一。

染料作为第一类 SA 在 1966 年被报道用于 Nd:Glass 激光器的锁模器件[49]。然而染料吸收体具有毒性、结构复杂、使用寿命短等缺点，制约了染料激光器的发展和应用。1990 年，U.Keller 等人发明了 SESAM，开启了超快激光发展的新阶段[50-51]。简化的 SESAM 结构如图 1.4 所示，基本由 SA 层和反射镜层构成。通常以 GaAs 作为衬底，利用 MBE 方式将反射镜层和半导体可饱和吸收层生长在衬底上。反射镜层最初以 AlAs/GaAs 周期性结构作为布拉格反射镜，吸收层则是 GaInAs 的量子阱结构，顶层又是一个反射镜。在上下两个反射镜之间形成一个 F-P 腔，通过生长不同厚度的 SA 厚度以及调节两反射镜的反射率，可以获得不同参数特性的 SA[52]。

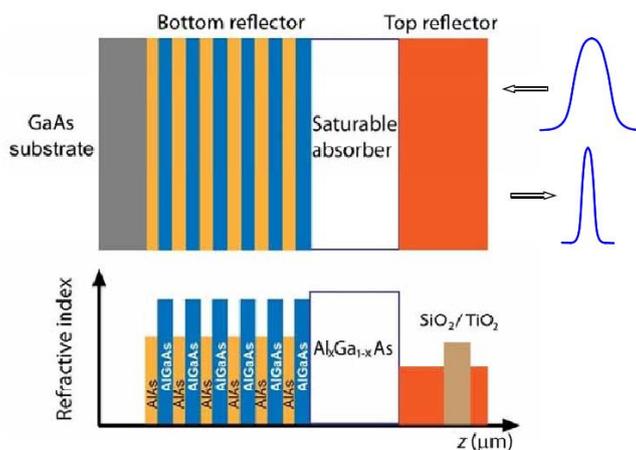


图 1.4 SESAM 典型结构示意图[51]

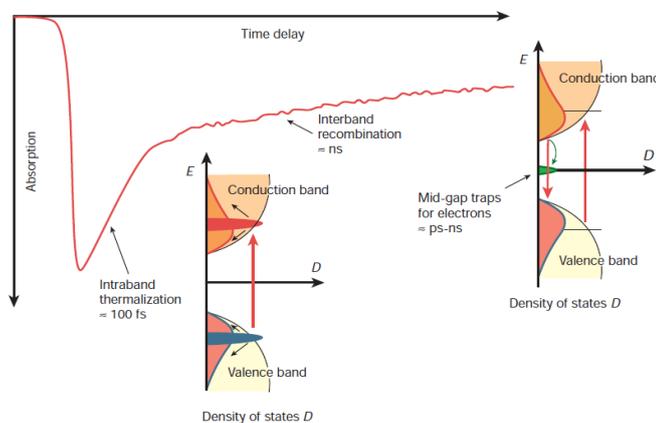


图 1.5 SESAM 的时间特性[52]

SESAM 作为 SA 的典型代表，描述 SA 性能的特征参数通常包括调制深度 (Modulation depth)、非饱和损耗 (Non-saturable losses)、损伤阈值 (Damaged threshold)、恢复时间 (Recovery time) 等。调制深度指的是脉冲入射 SESAM 时由于饱和吸收效应导致的反射率的最大变化量，它表明 SESAM 能够被脉冲漂白的能力。非饱和损耗是指当 SESAM 被漂白饱和时，仍然存在的损耗，其主要来源于 SESAM 制作过程产生的缺陷和杂质的吸收、反射镜结构的不完全反射、自由载流子的非线性吸收等因素的影响。损伤阈值是指对 SESAM 产生永久性损伤时的入射光强通量密度，在保证正常锁模的前提下，损伤阈值越高越好。一般来说，调制深度越大，自启动锁模越容易，更易获得更窄的脉冲输出。但是更大的调制深度会导致更大的非饱和损耗，降低损伤阈值。图 1.5 是 SESAM 对不同光强度的反射率成非线性变化曲线。从 1.5 中我们可以清晰的看到调制深度、非饱和损耗和饱和通量所表达的意义。

恢复时间是指 SESAM 从达到饱和状态恢复到可饱和吸收状态所需时间，该过程包含三个本征时间：带内载流子的相干时间、带内热化时间和带间复合时间。带内热化时间约为 10-100 fs，用于维持和稳定飞秒或皮秒脉冲；带间复合持续时间通常为皮秒到纳秒量级，用于实现启动飞秒脉冲或直接产生皮秒脉冲[52]，如图 1.6 所示。

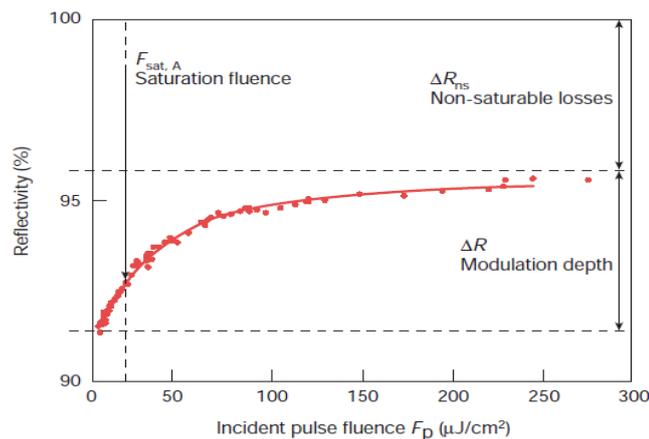


图 1.6 SESAM 的非线性相应特性<sup>[52]</sup>

但是随着科技的发展，SESAM 的不足之处日益凸显。由于采用分子束外延技术 (Molecular beam epitaxy, MBE) 生长，导致制作成本高、工艺复杂等不足，

另一方面, SESAM 工作带宽很窄, 通常只几十纳米, 主要应用于近红外波段, 限制了锁模激光器的工作波段和调谐范围, 而且恢复时间长、损伤阈值低, 不利于获得更窄的激光脉冲。SESAM 的这些缺点迫使人们积极探索研究新型 SA。1997 年, 量子点 (Quantum dots, QDs) 材料被首次用于激光器并成功实现脉冲输出[53]。量子点是一种准零维的纳米材料, 通常是将半导体纳米晶体掺入玻璃使之具有滤光效应, 利用该滤光效应来产生类可饱和吸收特性。量子点激光器的产生兴起了纳米材料作为新型 SA 的研究热潮。

1993 日本 NEC 公司的 Iijima[54] 首次由透射电子显微镜发现了 CNTs。1999 年, Kataura 等人首先在可见光和近红外区域观察到单壁碳纳米管 (Single-walled carbon nanotubes, SWCNTs) 的吸收光谱[55]。Chen 等人[56]报道了 SWCNTs 在  $1.55\mu\text{m}$  波段的基于 SA 的光诱导透明效应。2003 年, Sakakibara 等人研究了 CNTs 在近红外波段的可饱和吸收特性[57]。

CNTs 具有超快恢复时间 (100fs)、宽工作带宽、高损伤阈值及成本低廉等优点, 成为理想的 SA 器件。2008 年, N. Nishizawa 将 SWCNTs 应用于全保偏掺铒光纤锁模激光器中, 振荡器输出输出脉宽为 314fs, 通过补偿高阶色散将脉宽压缩至 107fs[58]。2010 年, K. Kieu 等人利用 CNTs 在全光纤掺铒环形激光系统得到了 17 fs 的超短脉冲输出, 为目前报道的最短脉宽, 输出光谱覆盖范围达到 1000nm 到 1750nm[59]。自此, CNTs 作为新型 SA 开辟了纳米材料在光纤激光器内的应用前景。

2004 年, 英国曼彻斯特大学物理学家 Andre. Geim 和 Konstantin. Novoselov 首次采用普通的胶带成功地从石墨中剥离出石墨烯, 因在“二维石墨烯材料的开创性实验”而获得了 2010 年诺贝尔物理学奖。石墨烯因其独特的零带隙结构可作为任何光学波段的 SA 吸引了激光领域研究人员的注意。

石墨烯具有零带隙结构, 导带与价带在狄拉克点相交, 没有禁带, 几乎可以作为所有波段的 SA。图 1.7 显示了石墨烯可饱和吸收过程。在初始阶段, 石墨烯的导带和价带被空穴占满; 当石墨烯吸收光子后, 价带的电子吸收光子跃迁到导带, 光致激发的时间大约 10-150fs; 随后, 这些被激发的热电子迅速冷却平衡, 并且遵守泡利不相容原理而形成费米-狄拉克分布。导带和价带之间形成电子-空

穴对，在距离费米能级 $-E/2$  的范围内形成阻带；在接下来约 1ps 的时间内，由于带内声子散射，使激发的载流子进一步冷却，电子-空穴对复合，直至达到平衡。当入射光强足够大，大量电子在极短的时间内被激发到导带，最终导带边缘和价带完全被电子和空穴占满，由于泡利不相容原理，当所有能态被占满后，带间跃迁被阻断，石墨烯达到饱和，表现出高透的 SA 特性。

在 2009 年, Bao 等人[60]首次将石墨烯用于掺铒锁模光纤激光器, 得到 756fs 的超短脉冲输出, 表明超薄石墨烯薄膜可作为光纤激光器中的光学元件。2010 年, 英国剑桥大学的 Popa 等人[61]通过色散管理, 将基于石墨烯作为 SA 的掺铒光纤激光器中实现 174fs 的脉冲输出。至此之后, 石墨烯相继被用于 1-3  $\mu\text{m}$  波长的脉冲输出, 显示了宽带可饱和吸收特性。石墨烯因其超宽带的可饱和吸收特性、制备简单、成本低廉等优势, 迅速成为 CNTs 的有力替代品。

石墨烯材料属于纳米二维材料, 石墨烯可应用于可饱和吸收器件的成功案例大大拓展了超短脉冲锁模技术可以探索的空间, 极大地促进了科学家们研究其他类石墨烯的二维材料(例如拓扑绝缘体、二硫化钨等)的光电特性。而且, 随着实验的深入研究, 石墨烯的一些缺点也日益凸显, 如损伤阈值低、调制深度较小、热效应较大等。这些也迫使科研人员继续探索新的类石墨烯二维纳米材料 SA。

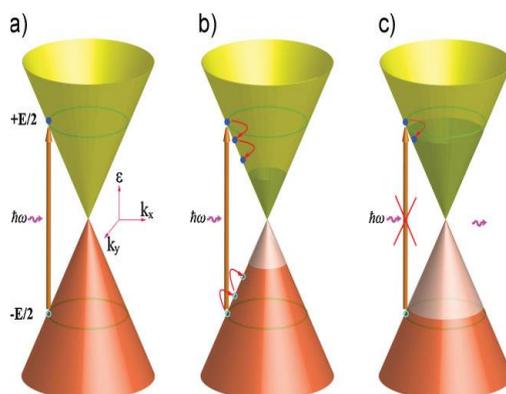


图 1.7 石墨烯吸收光的示意图[60]。

2009 年, Zhang 等人在 Nature physics 报道了拓扑绝缘体(TIs)的  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 、 $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  和  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  具有类石墨烯结构[62]。TIs 是一类具有拓扑电子特性的材料的统称, 该类体内的能带结构拥有绝缘性的体态, 而表面态存在着类石墨烯的能穿越能隙的狄拉克电子态, 致其表面呈现金属性, 因此具有独特的电学特性。此外,

TIs 也具有一系列理想的光学特性，比如，它具有宽带吸收特性，较大的调制深度、较大的三阶非线性折射率、较高的损伤阈值及优秀的可饱和吸收特性，预示着该材料在非线性光学领域特别是激光器领域具有广泛的应用潜力。目前为止，各种类型的以 TIs 为饱和吸收材料的脉冲激光器也都已经诞生，主要包括碲化铋 ( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ )、硒化铋 ( $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ )、碲化锑 ( $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ) 等。2012 年，Bernad 等人[63]首次证明了  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  在  $1.55\mu\text{m}$  波段具有可饱和吸收特性。2012 年，张晗教授[64-65]报道了基于  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  和  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  掺铒锁模光纤激光器的实验结果，并发现  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  和  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  的调制深度竟分别拥有高达 95% 和 98%，相应的饱和吸收光强也是高达  $\text{GW}/\text{cm}^2$  的量级，证明 TIs 作为 SA 的研究价值。

过渡金属硫化物 (TMDs) 是继石墨烯后又一类重要的非线性光学材料，具有可见到近红外波段的宽带可调谐光学特性和超快的电子弛豫时间。TMDs 的化学式为  $\text{MX}_2$ ，其中 M 为 IV 族元素 (如 Ti、Zr 等)、V 族元素 (如 Ta、Nb 等) 或 VI 族元素 (如 Mo、W 等)，X 为硫族元素 (如 S、Se、Te 等)。

先认识一下 TMDs 的分子结构，如图 1.8 所示，该类材料具有通用的层状结构。每层过渡金属硫化物由两层硫族元素间夹着一层过渡金属原子构成三棱柱结构。每层原子之间以共价键结合，层与层之间通过微弱的范德华力结合，因此很容易被剥离成少层或者单层结构。根据材料层数的不同，该类材料带隙结构存在从间接带隙到直接带隙的过渡转变。以  $\text{MoS}_2$  为例，单层  $\text{MoS}_2$  为直接带隙，带间电子复合更加简单，加上表面缺陷态的增益，因此，单层或者少数层  $\text{MoS}_2$  电子弛豫时间要比多层甚至块状  $\text{MoS}_2$  快很多。

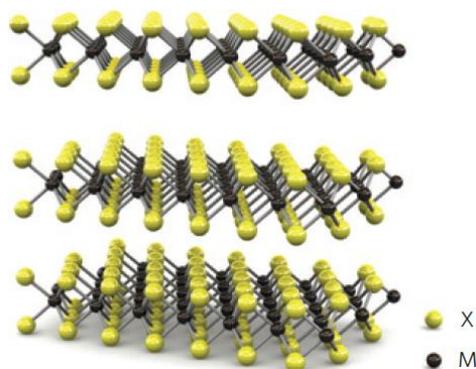


图 1.8 过渡金属硫化物结构示意图<sup>[66]</sup>。

目前，少数层  $\text{MoS}_2$  已经被证明在  $400\text{nm}$ 、 $800\text{nm}$ 、 $1\mu\text{m}$  和  $1.5\mu\text{m}$  处具有良

好的可饱和吸收性能。且已成功实现了调 Q 和锁模激光器。紧接着其他类型的二维过渡金属硫化物如硒化钼 ( $\text{MoSe}_2$ )、碲化钼 ( $\text{MoTe}_2$ ) 和碲化钨 ( $\text{WTe}_2$ ) 等相继被报道用作 SA [67-68]。

这种一维的 CNTs 和二维材料类包括石墨烯、TIs、TMDs 和 BP 吸收体等都具有宽带饱和吸收光谱，可应用于  $1\mu\text{m}$  到  $3\mu\text{m}$  激光器的锁模和调 Q 器件，我们把这类吸收体统称为新型 SA。图 1.9 列出了新型 SA 的分类和发展历程。

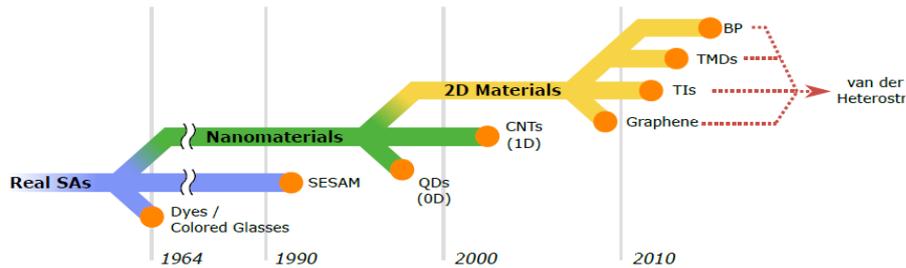


图 1.9 SA 的分类和发展历程<sup>[69]</sup>。

## 1.2 光纤光学频率梳的研究进展及应用

### 1.2.1 光学频率梳工作原理

光梳的核心是飞秒锁模激光器。因此在此先介绍飞秒锁模激光器的工作原理。在时域，飞秒锁模激光器输出的是一系列“同相”且几乎等间隔的脉冲序列。对于环形腔振荡器来说，脉冲序列的时间间隔可以表示为：

$$T = \frac{l_c}{v_g} = \frac{1}{f_{rep}} \quad (1.8)$$

其中， $l_c$  为环形激光器器腔长， $v_g$  为脉冲传输的群速度， $f_{rep}$  为振荡器的重复频率。每个脉冲由载波 (Carrier, 中心频率为  $\omega_c$ ) 和包络 (Envelope) 组成。由于腔内色散的缘故，脉冲的群速度 (脉冲包络) 和相速度 (载波) 并不相等，在脉冲每次往返后，载波相对于包络的峰值位置会有一定的相位  $\Delta\varphi_{ce}$ ，激光要形成稳定震荡，必须满足相位相长的条件，即脉冲在腔内往返一周，相位差  $2\pi$  整数倍。 $\Delta\varphi_{ce}$  可表示为：

$$\Delta\varphi_{ce} = \left[ \left( \frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p} \right) l_c \omega_c \right] \text{mod}(2\pi) \quad (1.9)$$

通过傅里叶变换，这些具有固定时间间隔的脉冲，在频域为规则间隔频率的梳状谱，其中梳齿间距与脉冲时间间隔成反比，如图 1.10 所示。

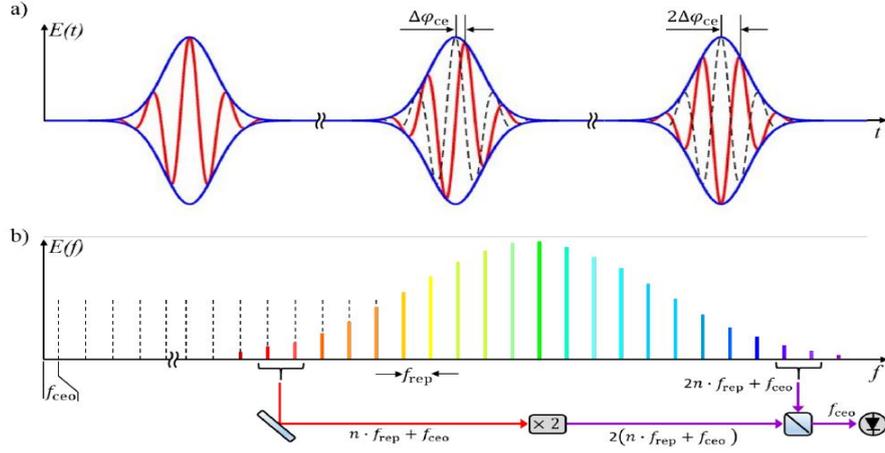


图 1.10 固态飞秒激光器  $f_{ceo}$  在时域和频域的物理表征。(a) 飞秒脉冲序列的时域电

场结构；(b) 飞秒脉冲序列的频域梳状结构<sup>[70]</sup>

在数学上，我们描述脉冲串为：

$$E(t) = \hat{E}(t) \cos(\omega_c t + \Delta\varphi_{ce}) \quad (1.10)$$

其中， $\hat{E}(t)$  是整个周期序列的脉冲包络，而且可以分解为：

$$\hat{F}(t) \otimes \text{Comb}_{t_{rep}}(t) \quad (1.11)$$

其中， $\hat{F}(t)$  是单个脉冲包络， $\text{Comb}_{t_{rep}}(t)$  是一系列由  $t_{rep}$  隔开的  $\delta$  函数。因此，

$$E(t) = \left( \hat{F}(t) \otimes \text{Comb}_{t_{rep}}(t) \right) \cos(\omega_c t + \Delta\varphi_{ce}) \quad (1.12)$$

通过傅里叶变换，时域  $E(t)$ ， $\hat{F}(t)$  转化为频域  $E(\omega)$ ， $\hat{F}(\omega)$ ，梳状函数  $\text{Comb}_{t_{rep}}(t)$  也变换为  $\text{Comb}_{t_{rep}}(\omega)$ ，如下所示：

$$\hat{F}(t) \otimes \text{Comb}_{t_{rep}}(t) \xleftrightarrow{F.T} \hat{F}(\omega) \cdot \text{Comb}_{t_{rep}}(\omega) \quad (1.13)$$

并且，

$$\left(\hat{F}(t) \otimes \text{Comb}_{f_{rep}}(t)\right) \cos(\omega_c t + \Delta\varphi_{ceo}) \xleftrightarrow{F.T} \hat{F}(\omega - \omega_c) \cdot \text{Comb}_{f_{rep}}(\omega - \omega_c) \quad (1.14)$$

因此，

$$E(\omega) = \hat{F}(\omega - \omega_c) \cdot \text{Comb}_{f_{rep}}(\omega - \omega_c) \quad (1.15)$$

因此，在频域，锁模激光器的频谱由一系列离散的 $\delta$ 函数组成，间隔尺度为 $f_{rep}$ ，且梳齿包络为锁模光谱曲线。与时域相位偏移量 $\Delta\varphi$ 对应的频域量即为载波包络相移（ $f_{ceo}$ ）

$$f_{ceo} = \frac{\Delta\varphi f_{rep}}{2\pi} \quad (1.16)$$

从图 1.9 (b) 看到，整个光梳零点被偏移了 $f_{ceo}$ ，所以 $f_{ceo}$ 又被称为偏频。

我们根据 $f_{ceo}$ 和 $f_{rep}$ 的表述就可以得到的 $f_n$ 的表达形式：

$$f_n = n f_{rep} + f_{ceo} \quad (1.17)$$

该式即为光梳的最经典的定义， $n$ 的数量级一般为 $10^5$ - $10^6$ 。如果将 $f_{rep}$ 和 $f_{ceo}$ 进行探测并实现精密控制，整个光梳不发生“漂移”和“呼吸”，这样的光学系统就可以作为精度极高的光学标准，可以应用到天文光谱探测，高精度测距、光频标对比等领域。

锁模激光器的 $f_{rep}$ 范围一般为几十 MHz-1GHz，属于微波频率，一般的光电探测器就可以探测。并将其稳定在外部参考微波源上，或稳定在窄线宽超稳激光上，实现激光 $f_{rep}$ 的锁定。但是 $f_{ceo}$ 属于光波频率，现有的光电探测器不能直接进行探测。一般的探测手段是通过两个频率相近的梳齿进行拍频，得到一个光频尾数，而这个光频尾数一般 1MHz-100MHz 之间，然后用光电探测器再进行探测，本文中后续的 $f_{ceo}$ 均指微波波段的信号。目前常见的探测技术为自参考技术，有 $0-f$ ， $f-2f$ 和 $2f-3f$ ；对于宽谱光梳而言，有 $f-2f$ ；对于光谱不到一个倍频程的光梳而言，一般常用 $0-f$ ；对于亚 10fs 的振荡器作为源的光梳也多用 $0-f$ 技术。以 $f-2f$ 技术为例，在此介绍拍频原理。

对于具有一个倍频程的光谱而言，假设低频成分的频率为 $f_m = f_{ceo} + m \times f_{rep}$ ，那么倍频信号为 $2 \times f_m = 2 \times (f_{ceo} + m \times f_{rep})$ 。光频梳齿中一定存在这样一个高频成

分的梳齿， $f_{2m} = f_{ceo} + 2m \times f_{rep}$ ，该梳齿与倍频信号进行拍频  $2 \times f_m - f_{2m} = 2 \times (f_{ceo} + m \times f_{rep}) - (f_{ceo} + 2m \times f_{rep}) = f_{ceo}$ ，得到  $f_{ceo}$  频率信号，再通过 PLL 电路的处理，最终实现  $f_{ceo}$  信号与外部参考源之间的锁定。

它表示：激光器的每个纵模频率都可以通过对微波频率参数进行探测和控制来加以确定，如果将  $f_{rep}$  和  $f_{ceo}$  锁定至铷钟、光学参考腔上，这台激光器就相当于一把相当精密的光梳，像一个巨大的齿轮一样，一方面为光频和微波频率提供精确可靠的频率链接，一方面为光学原子钟的发展提供保障。

### 1.2.2 光纤光学频率梳的研究进展

在 1999 年，J. K. Ranka 等人将 100fs，800pJ 的锁模钛宝石激光脉冲注入 75cm 长的微结构光纤，基于光纤非线性效应实现了 390nm-1600nm 的覆盖紫外到近红外的 SC 输出[71]。同年，U.Keller 教授提出了首次提出了自参考[72]技术，实验验证 sub-6fs 的钛宝石激光器的载波包络相位，并且得到了 sub-fs 的不稳定度。在 2000 年 4 月，由 J.L.Hall 教授和 Steven T. Cundiff 教授领导的研究小组利用  $f_{rep}$  为 90MHz，脉宽为 10fs，光谱宽度 70nm 的钛宝石激光器作为种子源，基于自参考技术探测  $f_{ceo}$  且相位精度控制在  $0.7 \pm 0.35 \text{rad}$ ，首次在实验上获得时频域精密控制的光学频率参考标准--光梳[73]。钛宝石光梳的出现成为精密测量领域的革命性突破，使光梳的研究成为当时的研究热点，之后人们开始探索钛宝石以外的激光器作为光源的光梳。由于光纤激光器输出脉宽不如钛宝石激光器窄，钛宝石激光器在 2003 年就达到 5fs 以下[74]，而光纤激光器经过近 30 年的发展，脉宽始终在数十飞秒量级。因此认为宽脉宽的光纤激光器在 SC 产生过程中引入的强度噪声和相位噪声都比较大可能导致探测不到  $f_{ceo}$  信号，当时并不被看好作为光梳的光源。然而，高非线性光纤 (High nonlinear fiber, HNLF) [75-77] 的出现，使光纤光梳[78-83]迅速发展起来。在 Ref.[83]中，首次报道了铒光纤光梳的实验研究，是光纤光梳发展史中的里程碑。文中通过一系列措施来降低噪声：优化减小 HNLF 的长度来减小 SC 过程引入的白噪声；将这个光梳的光学系统密封隔离，并且将温度漂移控制在  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ，以此减小环境扰动引入的强度噪声。但

是不可否认的是  $f_{ceo}$  信号的线宽仍然达到 600kHz，这一点相比钛宝石光梳是属性上的劣势。典型的基于光纤激光器的光梳系统的原理图如图 1.11 所示。光学模块主要包括振荡器、放大部分、SC 产生过程和自参考拍频过程；电学模块包括信号探测过程、锁定过程及反馈过程。整个系统的噪声源分布于各个环节：振荡器周围的环境噪声、泵浦源的不稳定导致的噪声、振荡器腔内自发辐射（Amplified Spontaneous Emission, ASE）诱导的量子噪声、放大过程中的 ASE 引入的量子噪声、SC 产生过程中的散粒噪声和环境扰动引起的噪声、信号探测器及反馈电路引入的各种噪声等等。后来人们尝试各种措施改善光纤光梳的噪声特性[84-90]。比如，采用噪声更低的泵源控制腔内的强度噪声[91]；将腔内的色散控制在零色散附近，降低腔内的量级极限噪声，可以证明  $f_{ceo}$  信号线宽被极大的窄化[85-86,92,93]；可以通过宽带反馈控制电路来减小腔内的噪声；控制光电探测器的散粒噪声等等[94-100]。随着光纤光梳在降低噪声的关键技术方面的深入研究，并且由于光纤激光器本身具有稳定性高、体积小巧、成本低廉等优良属性，飞秒光梳系统正在逐步由第一代的钛宝石飞秒光梳系统进入第二代的全光纤飞秒光梳系统。

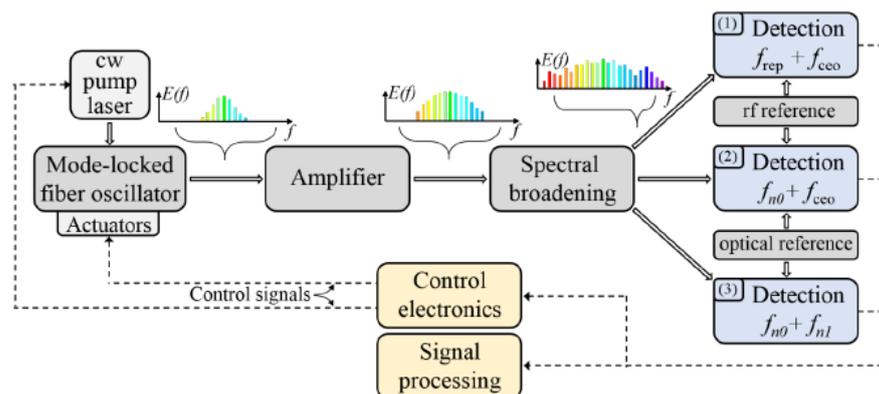


图 1.11 典型的基于光纤激光器的光梳系统的框图。光纤激光振荡器输出脉冲经过光纤放大和光谱展宽，然后在 HNLF 中获得一个倍频程的光谱。该光谱经历  $f-2f$  系统探测  $f_{ceo}$  信号。通过控制腔内的泵浦电流及腔长、色散等，实现  $f_{ceo}$  和  $f_{rep}$  的锁定。

作为链接光波和微波的频率标准，光梳梳齿的整体稳定性和梳齿线宽是这把“梳子”的核心指标。梳齿的线宽由光梳系统的噪声（腔内噪声，SC 过程的白噪

声，电路引入的各种噪声)决定。而光梳的频率稳定性则由参考源决定。由于铷原子钟本身的频率稳定性只有  $10^{-12}/s$ ，以铷钟为参考源的光纤光梳[101-105]的稳定性达到  $10^{-13}/s$  已属于优异结果。叶军等人[106]采用硅单晶光学腔作为光频参考源，得到频率稳定性为  $10^{-16}/s$  的铷光纤光梳。以连续激光器作为光频参考源，文献[107-109]报道的铷光纤光梳的稳定性也达到了  $10^{-16}/s$  的水平。将 CW 激光器稳定至一个光学腔成为超稳激光源，以此作为光梳的参考源应用到全保偏掺铷光纤光梳[110-111]上，得到低于  $10^{-16}/s$  的频率稳定性。在文献[112]中，N. Daniele 等人将腔稳定的连续激光器作为参考源，将 1062nm 光纤光梳传递至 1542nm 光纤光梳，并且稳定度由  $10^{-16}/s$  降低至  $10^{-18}/s$ ，这一结果发表在 2014 年的 Nature Photonics 杂志上。

由于铷光纤增益波长位于通讯波段，所以基于 EDFL 的飞秒光梳已经实现商业化，例如德国 MenloSystems 的 FC1500 光学频率合成器工作波长覆盖 500nm-2 $\mu$ m，秒稳定性优于  $5 \times 10^{-13}$ 。精度达到  $4 \times 10^{-17}/1000$  s[113]，可以媲美钛宝石光梳。德国 TOPTICA 推出基于自差频技术的模块化光梳，频率稳定性优于  $8 \times 10^{-14}/1s$ [114]。其他公司如 IMRA[115]、Calmar、Fiannium 等，有相应的构成飞秒光梳的单元产品。

另一方面，随着时频标准的不断发展， $Hg^+$ 、 $Al^+$ 单离子和中性 Yb 光学晶格等是国际推荐使用的光频标，能够提供的光学跃迁分别在 281.5nm、267nm 和 578.4nm [116]，所有这些跃迁在约  $1\mu m$  (分别为  $1.126\mu m$ 、 $1.068\mu m$  和  $1.157\mu m$ ) 的光谱区域中存在亚谐波，需要窄线宽掺镱光纤激光器技术用作探针激光器。这样覆盖  $1\mu m$  波段的光钟的发展催生了对掺镱飞秒激光频率梳的需求。掺镱光纤激光器本身具有高效率、高重复频率、低噪声、以及易于直接二极管泵浦和啁啾脉冲放大等优点[43,97,117]，使得掺镱光纤光梳成为当下一个研究热点。2008 年美国叶军教授的研究小组和 IMRA 飞秒激光公司联合报道了基于预啁啾脉冲放大技术的 10W 量级掺镱光纤光梳 [97]，并且通过将 1064nm 光梳锁定至 698nm 超稳 CW 激光器上，得到 sub-mHz 线宽的拍频信号。2010 年他们采用线性啁啾放大技术，得到 80W，120fs 的高功率掺镱光纤光梳[101]。2011 年叶军教授小组又报道了在掺镱光纤光梳中对宽光谱相位噪声的压窄技术[118]。2012 年，该小

组在掺镜光纤振荡器腔内加入电光调制器 (EOM) 和声光调制器 (AOM) 实现了对  $f_{rep}$  和  $f_{ceo}$  的同时锁定, 得到的积分相位噪声 (Integrated phase noise, IPN) 分别是 0.21rad 和 0.47rad (积分范围 1mHz-1MHz) [99]。

国内研究光纤光梳的单位主要有北京大学、华东师范大学、中国计量科学研究院、中国科学院物理研究所及中国科学院国家授时中心等。2012年, 中国计量科学研究院的方占军研究员课题组[119]研究了 490MHz 掺镜光纤光梳的  $f_{ceo}$  特性, 得到 30dB 的信噪比 (SNR)。2012年, 华东师大曾和平教授课题组[120]报道了 7W, 130fs 的高功率掺镜光纤光梳, 并且通过声光移频的自参考探测技术, 实现  $f_{ceo}$  的锁定, IPN 达到 370mrad。2014年, 北大张志刚教授课题组[103]报道了无放大的 500MHz 掺镜光纤光梳。基于掺镜光纤的高效率, 高功率的优势, 通过腔外光栅对压缩脉宽提高峰值功率, 得到覆盖 600nm 到 1300nm 的 SC, 然后将  $f_{rep}$  和  $f_{ceo}$  锁定, 得到  $f_{rep}$  的稳定性为  $4.46 \times 10^{-13}/\tau^{1/2}$ , 零频  $f_{ceo}$  的阿伦方差为  $7.4 \times 10^{-17}/s$ 。2016年, 中国科学院物理研究所本人所在的魏志义研究员课题组实现将掺镜光纤光梳锁定至 972nm 超稳 CW 激光上, 得到  $2 \times 10^{-18} / \tau^{1/2}$  [121], 具体实验过程请参考第三章至第五章的相关内容。

### 1.2.3 光学频率梳的应用

自从 1999 年发明以来, 光梳作为一个理想的“光学齿轮”, 实现了光波与微波之间高精密的链接。一方面, 它开辟了新的光谱领域, 将铯原子 (Cs) 的微波频率稳定性超精细地过渡到光频带, 消除了对系统庞大且复杂的“频率链”的需求。另一方面, 光频梳可用于跟踪作为时钟振荡器的光频量子跃迁, 以微波形式输出。目前, 锶原子 (Sr) 光晶格时钟的分数频率稳定性已经达到  $10^{-18}$ , 远远超过了 Cs 原子喷泉时钟的精度。只有通过光梳, 才可以将具有最高精度的光学频率标准在实际使用中分频为微波用于计数和操纵。精密频率标准不仅令原子和分子能量结构测量达到前所未有的水平, 还为更好地理解 and 探索宇宙提供了新的技术。除了频率转换领域的应用外, 光频梳还在无数科学研究和先进应用中发挥重要作用, 包括自然基本定律, 基础物理常数 (精细结构常数), 阿秒脉冲生成、紫外/可见/红外光谱、天文光谱仪校准、尺寸计量学、遥感、原子和分子

过程的量子相干控制和低噪声微波源生成。这里仅在如下几个方面做简要介绍：

(1) **天文光谱学的测量和定标** 其基本过程是通过天文望远镜收集主星光，然后再送入天文光谱仪中分析光谱成分，提取精确的波长与标准波长进行定标，进行比较得出一个视向速度数值。传统定标（钪元素灯发射的特征谱线）的视向精度只有 60cm/s。光梳输出数百万 ( $10^6$ ) 根频率间隔均匀的谱线，经反馈系统稳定该谱线到铷钟（稳定度为  $10^{-10}/s$ ）上，便得到一个稳定的定标源，该定标源测量精度，理论上可以达到 1cm/s 量级[122]，若稳定到氢钟（稳定度为  $10^{-13}/s$ ）上，则视向速度测量精度进一步提高到 0.01cm/s。寻找类地行星需要视向速度测量精度为 5cm/s，研究宇宙膨胀速度要求 1cm/s 的视向速度精度，传统定标技术已不能满足天体物理学的要求。2012 年，T. W. Hänsch 研究小组研发的 HARPS（High Accuracy Radial velocity Planet Searcher）系统，径向速度精度达到 2.5cm/s[123]，因此基于光梳的 HARPS 系统已应用于寻找外太空类地行星，研究宇宙演变等相关领域，整体装置示意图如图 1.12 所示。

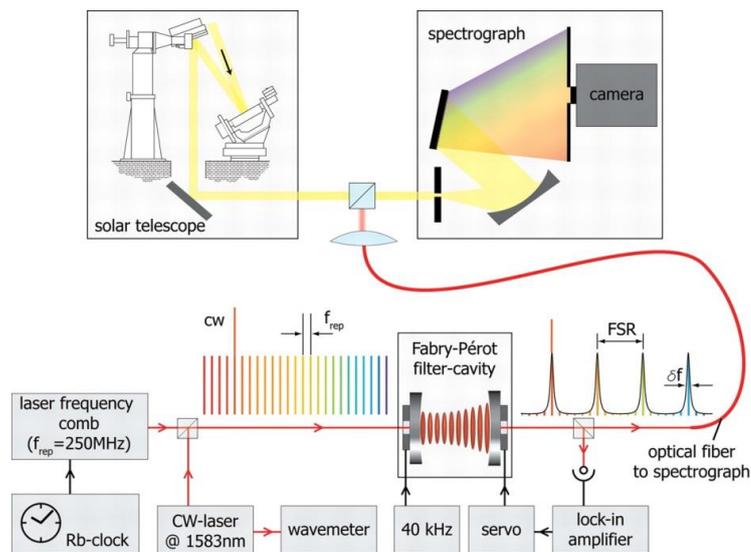


图 1.12 天文光梳定标测量太阳谱线的实验装置<sup>[7]</sup>

(2) **光学原子钟**：由于光梳可以在很宽的光谱范围内进行频率测量，因此光梳可以被用到光钟中，对具有数百个太赫兹量级的光学频率进行精确地测量。图 1.12 显示了光学原子钟的概念示意图。以囚禁离子（如 Al、Ca、Sr、Yb、Hg）或中性原子（如限制在光晶格中的 Sr、Ag 和 Hg 原子）的超稳定光学跃迁频率作为频率参考，并且将探针激光器（腔锁定的 CW 激光器）锁定到该参考频率上，而光梳锁定到该探针激光器上，最后利用光梳将光频率分频到微波频率以计量时

钟周期。目前，光学原子钟已经实现前所未有的  $10^{-18}$  量级的频率不稳定性[124-125]。图 1.13 为光原子钟的原理图。

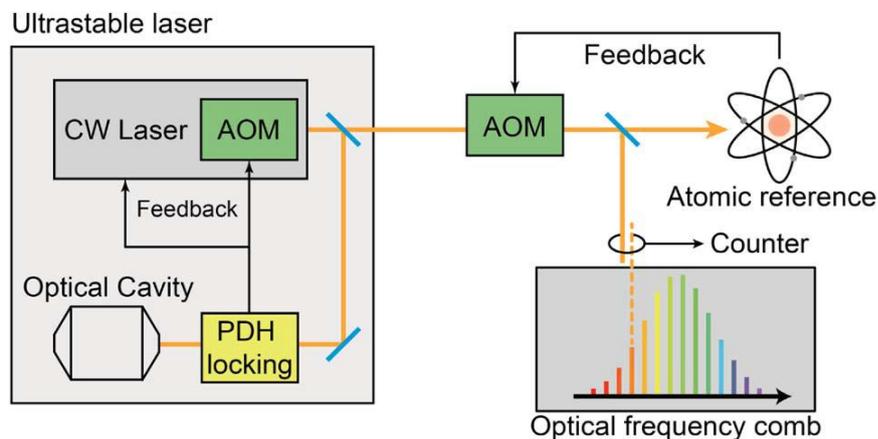


图 1.13 光原子钟的概念和原理图

有了如此高精度的时间频率标准，将会进一步改进秒定义的基准钟；可以在更高的精度上对宇宙常数进行重新测量以及验证基本物理理论，“将小数点往后移一位，你就会发现新的真理”；可以在卫星通讯和 GPS 定位中提供超高精度度。Menlo Systems 的 Matthias Lezius 及其团队打造了一座紧凑型掺铒光纤光梳系统的光钟，未来瞄准实现厘米级别的 GPS 定位。这套光钟大小仅 22 厘米×14.2 厘米，重约 22 公斤，功耗低于 70 瓦，整体设计满足卫星设备的要求，并且可以经受在离开地球时极端加速度产生的力和温度变化产生的影响，相关结果发表在 2016 年的 optica 杂志上[126]，图 1.14 为光纤光梳装置照片及原理图。

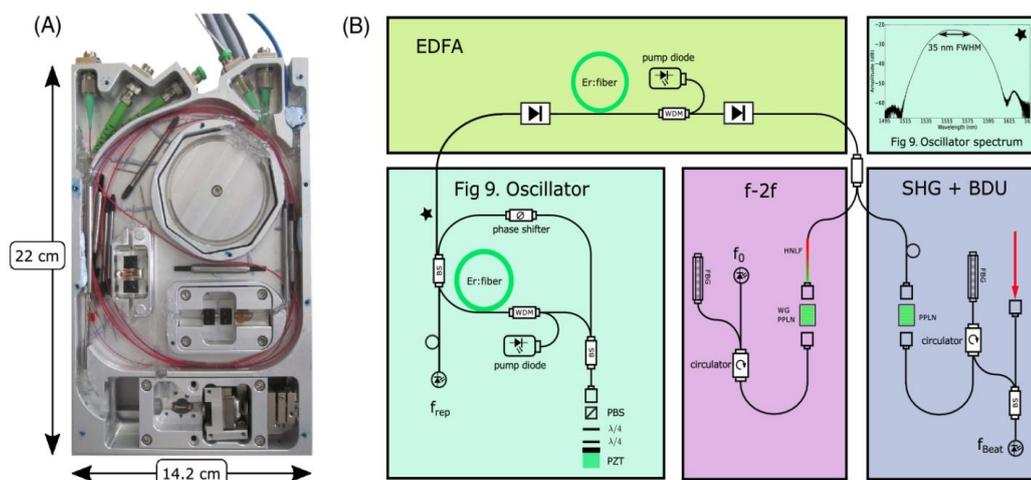


图 1.14 空间频率梳系统。(A) 封装的空间频率梳系统，(B) 掺铒光纤光梳的组成单元<sup>[126]</sup>

(3) **光纤通信：**光梳对未来的 Terabit 通信具有极大应用价值[127]，可用作超级信道源[128]。光梳代表光学通信中的新兴源，其以精确等间隔的频率在极大的宽带提供数百万个超高质量的载波。这使得它们对于最新一代光学多载波通信系统具有吸引力，其中信息被编码到所谓的超级通道。在 Tbit/s 超信道中，数据被编码在多个紧密间隔的等距光载波上并随后被复用，图 1.15 为基于 Kerr 锁模技术得到光梳应用于光通信的原理图，光梳源固有地提供精确控制的等间距载波。这样，单个梳状源可以替代数百个激光器，否则这些激光器必须的相对频率和绝对频率必须精确控制。

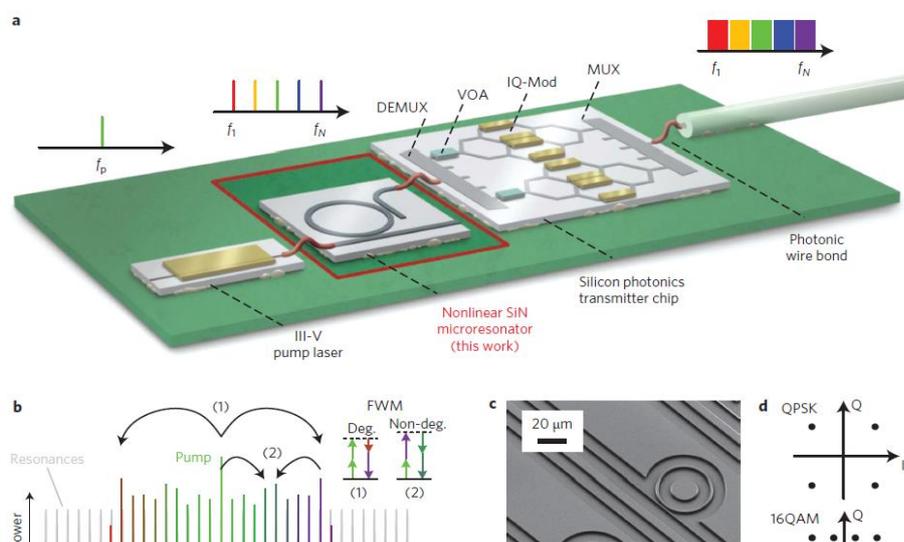


图 1.15 基于 Kerr 透镜锁模频率梳相关的 Tbit/s 通信的原理[129]

(4) **低噪声微波信号的产生：**可以从模式锁定激光器产生的光脉冲序列的重复频率和谐波中提取低噪声微波信号。由于微波信号的相位噪声取决于重复频率的相位噪声，锁定的激光器的定时抖动决定了可实现的微波相位噪声。从锁模激光器产生稳定微波信号中最广泛使用的技术是稳定光频率的光分频。模式锁定的激光器（频率梳）被用作将光频率实现到微波域相干分频的工具。利用目前最稳定的掺钛蓝宝石锁模激光频率梳可以得到在 1 Hz 傅立叶频率下具有  $< -100$  dBc/Hz 相位噪声的 10 GHz 微波[10]。最近，通过将基于 PM-NALM 的光纤激光器锁定到超稳腔，证明了在 10kHz 傅里叶频率下具有  $-167$  dBc/Hz 相位噪声的 12GHz 微波信号[130]。

**(5)双光梳光谱学:** 频域光谱学是超稳窄线宽光梳的另一个重要应用领域。光梳在对应的宽光谱范围内可以输出大于  $10^5$  个频率稳定的 CW 激光源。可以利用锁模激光器为源, 通过各种非线性光学手段, 例如光学参量放大 (OPA), 光参量振荡器 (OPO) 和差频技术产生从极紫外到中红外的宽光谱范围。因此, 掺铒和掺镜光梳已被频繁地用于双光梳光谱学。

双光梳光谱学的主要挑战是提高了对检测灵敏度, 分辨率 (RBW) 和信噪比 (SNR) 的要求, 同时要达到较短的测量时间。大大提高检测灵敏度的一种方法是使用增强型光学腔来扩展与腔内样品的相互作用长度。为了实现高 RBW 和 SNR 的宽光谱快速测量, 主要有两种方法已被证明可行。一个是使用交叉光谱分散器将频率梳状模式以二维图像成像到相机上, 图 1.16 (a) [131]。另一种方法是在双梳结构中使用多外差检测, 主要使用两个重复频率失配约 1-2kHz 的锁模激光器, 图 1.16 (b)。图 1.16 (c) 显示了双梳状光谱的原理。在时域上, 它基本上对应于异步光学采样。在频域中, 它将光频率下转换到微波频域, 可以利用快速光电探测器分析此微波信号。基于低噪声, 稳频的锁模光纤激光器的频域光谱在未来几年将不断寻求遥感、国防、医学和空间科学的应用。

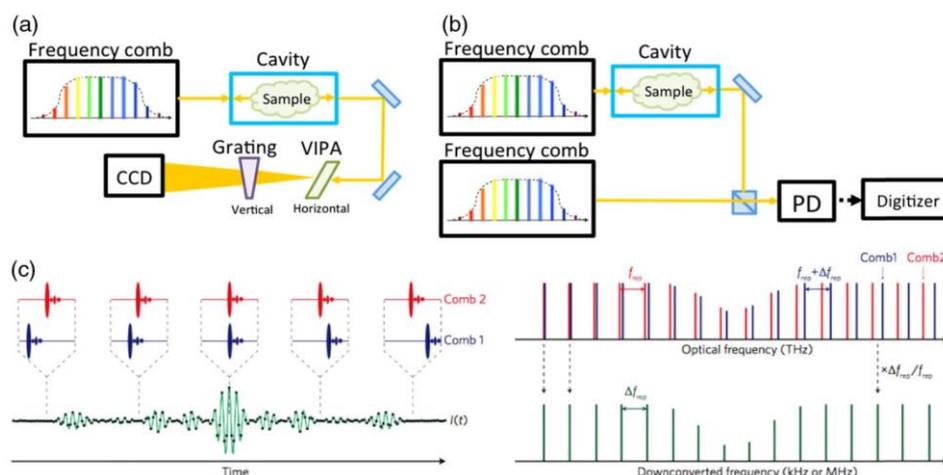


图 1.16 频梳光谱示意图。(a) 以交叉光谱分散器为主方法; (b) 多外差检测方法 (双梳法); (c) 双梳状光谱时域和频域的概念<sup>[132]</sup>。

另外, 光梳还可用作超级激光器, 基于光梳原理, 许多激光器脉冲通过控制脉冲序列及载波包络, 可以同步合成为相干性极好的单束光脉冲序列。此外, 鉴于光纤光梳的时域频域的高精密稳定间隔特性, 在绝对距离测量、反斯托克斯拉

曼散射成像等方面也有着极大的应用价值。光梳的初衷是探测未知频率，可见及近红外波段的光梳可用于原子离子族跃迁光谱测量，其他族的跃迁谱线则可用紫外光梳进行测量。

总之，光梳，由于其紧凑的结构和出色的光学性能已被开发成为最先进的精密仪器，不再仅用于光频计量，还可应用其他应用领域，包括阿秒科学、医学诊断、物理化学过程的控制和先进制造等等。凭借宽光谱输出、高稳定性及高精度的频率间隔等独特的优势，光梳势必会在更多更广的研究和应用领域为人类做出巨大贡献。

### 1.3 本论文的主要研究内容

光纤光梳的出现对精密计量领域带来技术性的革新，也给对其他学科带来众多福音。但是不可否认的是，光纤光梳的发展，是包括超快激光，微波和光频标准以及精确的激光稳定技术共同进步的产物。因此，本文的主要内容包含超快光纤激光器，超稳窄线宽激光器及光纤光梳三个主要部分。现对本论文的主要的结构及研究内容概述如下：

第二章主要研究了超短脉冲掺铒光纤振荡器。首先，基于 NPR 锁模技术搭建了一套可用于光纤光梳的掺铒光纤振荡器，腔内置有电光调制晶体用于实现重复频率的控制；采用光纤输出用于提高后续放大过程中的功率稳定性。其次，结合当前二维纳米材料作为新型光子器件应用在光纤激光器内这一研究热点，研究了基于 NPR 和 SA 分别实现了混合调 Q 和混合锁模的脉冲输出，调 Q 输出的脉宽为 443ns，为 SA 锁模激光器中最窄脉宽记录；锁模输出脉宽达到 67fs，3dB 光谱带宽 114nm，所用材料的调制深度为 35.1%，跟其他二维材料的光纤激光器相比，该结果为脉宽最窄，光谱最宽，调制深度最大的报道。

第三章实现将掺铒光纤光梳利用 PLL 电路将  $f_{rep}$  和  $f_{ceo}$  信号稳定至频率综合器这一射频参考源上，获得梳齿和偏移频率完全控制的掺铒光纤光梳。对于  $f_{ceo}$  信号的锁定，获得  $1.2 \times 10^{-17}/s$  的频率稳定性；对于  $f_{rep}$  的锁定，提取  $f_{rep}$  的 4 次谐波即 1GHz 的微波信号送入 PLL 电路，获得  $2 \times 10^{-12}/s$  的频率稳定性，受限于参考源的稳定度为  $10^{-12}/s$  量级。并对锁定前后  $f_{rep}$  的 IPN 和 Time jitter 进行了比

较和分析, 得出要想进一步提高  $f_{rep}$  信号的频率稳定性, 只有将参考源提升为光频参考源的结论。

第四章对掺镜光纤光梳进行扩谱实验, 以增强 972nm 成分。实验将振荡器输出种子光输入两级光纤放大系统, 经光栅对压缩, 然后空间耦合至 PCF, 产生 350nm-1650nm 的马鞍形 SC 光谱, 增强了 972nm 成分。为了提高 SC 光谱输出的长时间稳定性, 将空间耦合方式更换为光纤熔接的耦合方式, 得到功率稳定性为 0.4% 的 SC 输出。

第五章实现将掺镜光纤光梳稳定至超稳光频参考源上。我们首先采用 PDH 锁定技术将 972nm CW 激光器锁定至超高精细度和稳定度的 F-P 腔, 得到超稳窄线宽激光器; 其次, 将 972nm 超稳 CW 激光和掺镜光梳扩谱之后的光谱进行拍频, 通过双环控制拍频信号, 实现掺镜光梳和光频参考的锁定, 频率稳定性达到  $2 \times 10^{-18}/s$ , 据我们所知, 结果是掺镜光纤光梳中最高频率稳定性。

第六章对本文主要工作进行总结, 对后续可进一步改进和开展的工作进行了展望。



## 第二章 掺铒脉冲光纤激光器的实验研究

### 2.1 引言

光纤脉冲激光器在泵浦效率、光束质量、功率可扩展性、系统稳定性和易于操作等方面优于固态脉冲激光器。固态飞秒频率梳首次被报道时，人们便已经注意到掺铒和掺镱光纤激光器由于其对环境扰动的高免疫性能可以替代固态激光器作为光梳源，可以方便的应用到精密光谱学和光学时钟上。获得脉冲光纤激光器的手段一般是调 Q 和锁模，基于 SA 的调 Q 和锁模具有优异的机械稳定性，操作简便和成本低廉等优点。

被动调 Q 光纤激光器已经广泛应用于材料加工，测距，电信和医学。近年来，二维纳米材料作为光电器件被应用于激光器中成为当下一研究热点。其中以  $WS_2$  为代表的 TMDs 由于其具有可调谐带隙特性而受到特别的关注。

本章将介绍基于掺铒光纤为增益介质的三种脉冲激光器。一种是采用  $WS_2$  SA 和 NPR 机制作为 Q 开关的纳秒量级脉冲输出的调 Q 的 EDFL；另一种是可用于光梳源的典型的基于 NPR 锁模 EDFL；还有基于 NPR 和  $WS_2$  的混合锁模 EDFL，输出脉宽为 67fs，具有高度的系统稳定性。

第一部分，我们提出了基于混合调 Q 机制的 EDFL，腔内 NPR 和  $WS_2$  SA 共同作用产生 443ns 脉冲宽度及 116nJ 单脉冲能量的级脉冲。这里 NPR 技术有助于实现更短的脉冲。拉锥光纤  $WS_2$  SA 以对脉冲振幅进行非线性滤波，以避免过度的腔内非线性副作用，提高输出功率，并且可以提高重复频率的稳定性。对  $WS_2$  的特征参数调 Q 脉冲输出参数进行分析，证明混合 Q 激光器的优良性能。

第二部分，首先搭建典型的基于 NPR 锁模的 EDFL，得到 65fs 脉冲宽度，100mW 的平均功率输出的激光参数。为了后续可应用于光纤光梳，在腔内加入电光调制晶体 (EOM)，并且采用光纤输出的方式对之前的振荡器进行改进，得到 91fs 脉冲宽度，100MHz 重复频率的激光特性。

第三部分，将高达 35.1% 的调制深度的  $WS_2$  用于 EDFL 内，在 NPR 和  $WS_2$  SA 的共同作用下，获得 67fs 的超短脉冲输出，重复频率为 135MHz，得到 Time

jitter 为 280fs。为了突出 WS<sub>2</sub> SA 的作用，设计了对比性实验，将 WS<sub>2</sub> SA 更换为同等长度的单模光纤和未涂 WS<sub>2</sub> 的拉锥光纤，得到的脉宽分别为 95fs 和 108fs，而 Time jitter 分别为 950fs 和 15ps。这些数据表明，高调制深度的 WS<sub>2</sub> 有助于压缩光纤激光器脉宽和增强系统稳定性。

## 2.2 纳秒量级混合调 Q 掺铒光纤激光器

### 2.2.1 混合调 Q 技术研究意义

高功率调 Q 光纤激光器由于其优越的结构紧凑，运行稳定而被广泛应用于材料加工、遥感、医疗、及非线性频率转换。一般来说，NPR 和 SA 是两个主要的调 Q 技术。由于具有结构简单、灵活性、长期稳定性的优点，NPR 方法已经用于调 Q 激光器。同时，诸如 SESAMs、CNTs、Graphene、TIs 和 TMDs，也是优秀的 Q 开关。为了增强这些 SA 的性能，一般采用倏逝场型设计。拉锥光纤与 SA 的结合是最常用的技术。对于 CNTs，制造简单和成本廉价使其成为研究的热点，但是 CNTs SA 的本征选择性宽带取决于管直径尺寸，要获得宽带操作通常导致较大的非饱和损耗。虽然石墨烯具有波长独立性质，但其在 1550nm 具有仅 2.3% 的吸收和相对较低的调制深度，不容易产生更短的脉冲。作为石墨烯的类似物，二维过渡金属硫化物如 MoS<sub>2</sub> 和 WS<sub>2</sub> 由通过范德华相互作用结合的 Mo (W) 和 S 原子组成交替六边形平面，可形成纳米片结构并且被认为是有前景的 SA。在 2015 年，以 WS<sub>2</sub> 为 Q 开关的 EDFL 也获得了 710 ns 的脉冲宽度，但最大平均输出功率只有 2.5 mW [133]。对于基于 TMDs 作为 SA 的紧凑型全光纤调 Q 激光器，它们的缺点是平均输出功率低和 μs 量级脉冲宽度。很少报告具有纳秒脉冲的高平均输出功率。在此，我们采用混合调 Q 技术，得到 443ns 的脉冲输出，为同类材料中最窄脉宽记录。

### 2.2.2 倏逝场型 WS<sub>2</sub> SA 制备及特性

实验所用 WS<sub>2</sub>SA 是由深圳大学闫培光教授课题组制备并提供的。采用脉冲激光沉积技术 (Pulsed laser deposition, PLD) 制备 WS<sub>2</sub> SA。具体过程是，将靶

材放入真空度为  $5 \times 10^{-4}$  pa 的真空室中。高能 Nd: YAG 激光器 (SL II-10, Surelite) 可以发射 2mJ /每发的激光束, 其被输送到腔室中并聚焦在目标上以产生等离子体羽辉。当到达拉锥光纤锥区时,  $WS_2$  材料将在光纤侧表面上生长。在室温下沉积时间 2 小时形成薄膜[134]。

图 2.1 所示为电镜扫描下的  $WS_2$  SA 的 SEM 特性。拉锥形光纤锥区直径为  $18\mu m$ , 长度为 1mm。整个腰区涂有  $WS_2$  膜。图 2.1 (a) 中箭头所标记的地方是拉锥光纤的锥腰区域。由图 (c) 所示正向正向羽辉处膜厚度约  $1.1\mu m$ , (d) 背向羽辉薄膜厚度约 60 nm。当  $WS_2$  分裂为单层或几层时, 具有体态间接带宽的半导体的性质可以在薄膜中变成直接带隙, 这有助于增强对可饱和吸收特性。

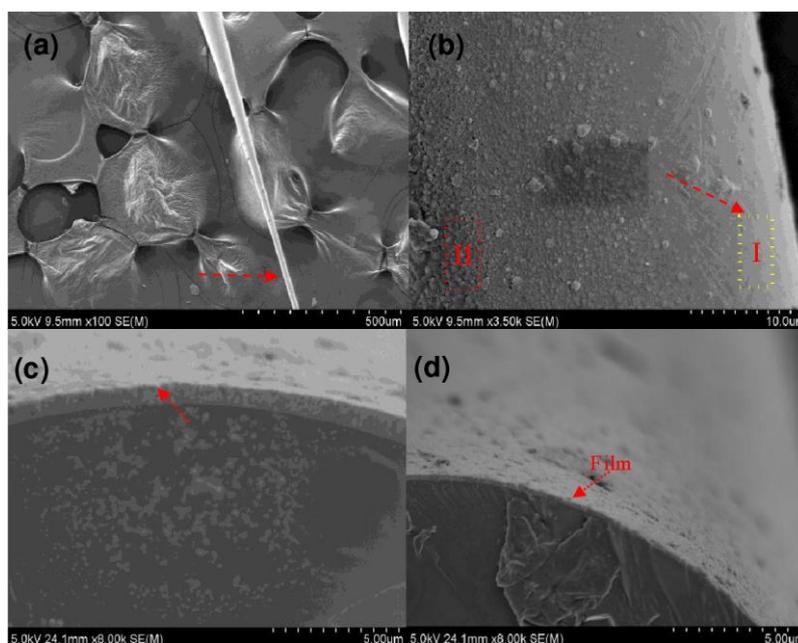


图 2.1 拉锥光纤镀膜后 SEM 图。(a) 拉锥光纤腰锥区域; (b) 拉锥区表面薄膜形态; (c) 正向羽辉处薄膜; (d) 背向羽辉薄膜

通过光谱仪输出的 ASE 光源 (Glight, 1250 nm-1650 nm) 测量通过  $WS_2$  SA 的线性透过率为 68.32%, 测试波段范围为 1300 nm-1600 nm。然后采用标准双臂法测量  $WS_2$  SA 的非线性透过率为 8%, 如图 2.2 所示。双臂法的基本思想是, 将一束激光通过一个 50/50 的分束器分成两份, 一路通过未加 SA 的单模光纤中作为参考臂, 另外一束通过 SA 作为测量臂, 通过改变分束器前面的可变光衰减

器 (Variable optical attenuator, VOA) 调节两路光功率, 在参考臂和测量臂的末端放置有规格型号一致的功率计或者双通道功率计, 同时记录两路光功率变化, 将平均功率转换为峰值功率得到最终的非线性透过率。我们的 SA 的调制深度, 不可饱和损耗和饱和强度被测量为 8.0%、30% 和  $200\text{MW}/\text{cm}^2$ , 表 1 列出了不同 SA 的非线性参数, 对比不同 SA, 我们所用的整体处于处于优异的水平。

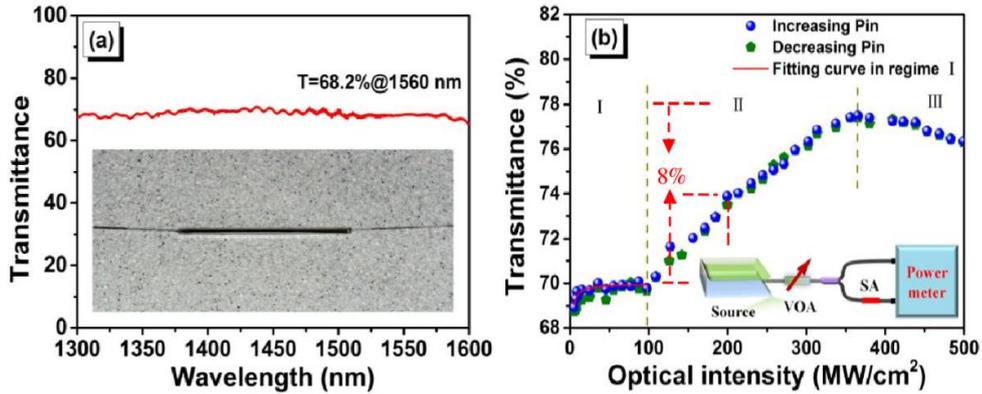


图 2.2  $\text{WS}_2$  SA 的线性透过率曲线和非线性透过率曲线。(a)  $\text{WS}_2$  SA 的线性传输特性; (b)  $\text{WS}_2$  SA 非线性吸收曲线

表 2.1 不同 SA 的非线性特性

SA type	Modulation depth	Saturation intensity	Non-saturable	Ref
SWNTs	0.94%	--	--	[135]
Graphene	1.3%	--	--	[149]
$\text{WS}_2$ -PVA	2.53%	$148.2\text{ MW}/\text{cm}^2$	58.3%	[136]
$\text{Bi}_2\text{Se}_3$	4.3%	$11\text{ MW}/\text{cm}^2$	--	[137]
$\text{Bi}_2\text{Te}_3$	22%	$57\text{ MW}/\text{cm}^2$	21%	[138]
$\text{WS}_2$	4.9%	$3.83\text{ MW}/\text{cm}^2$	6.9%	[139]
$\text{MoS}_2$	2%	$10\text{ MW}/\text{cm}^2$	--	[140]
$\text{MoS}_2$	1.6%	$13\text{ MW}/\text{cm}^2$	54.8%	[141]
$\text{MoSe}_2$	4.7%	$3.4\text{ MW}/\text{cm}^2$	6.6%	[142]
BP	18.55%	$10.74\text{ MW}/\text{cm}^2$	8.1%	[143]
$\text{WS}_2$ -taper	8.0%	$200\text{ MW}/\text{cm}^2$	30%	Our work

## 2.2.3 混合调 Q 掺铒光纤激光器实验输出特性

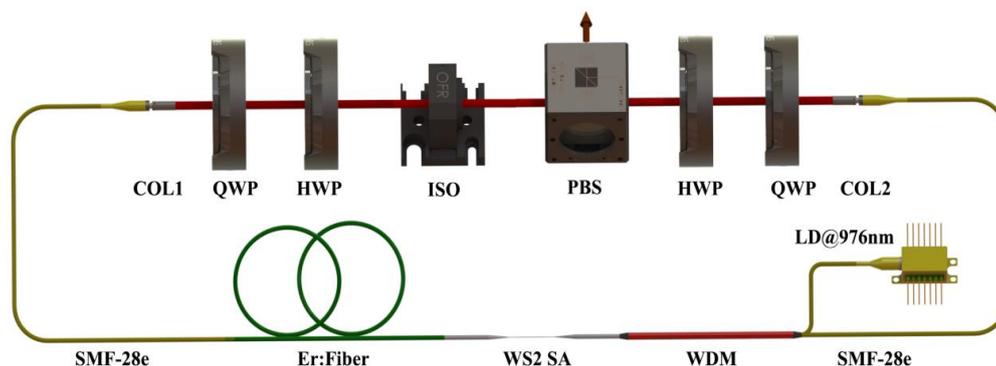


图 2.3 混合调 Q EDFL 装置示意图。COL: 准直器; PBS: 偏振分束器; WDM: 波分复用器; ISO: 偏振相关隔离器; LD: 二极管泵源

混合调 Q EDFL 的设置如图 2.3 所示。环形腔由在 980nm 处具有 250dB/m 的吸收系数的高增益掺铒光纤 (Liekki 110-4/125), 长度约 40cm; 980/1550nm WDM 引出两个 HI1060 光纤输出端, 两个 SMF-28e 通过光纤准直器连接到空间光路, 空间光路长度约 30cm, 整个环形腔长约 2m。EDFL 通过 976nm LD 泵浦, 最大输出功率约为 550mW。这里通过 QWP、HWP、及 ISO 作用产生 NPR 调 Q 开关, 旨在形成调 Q 脉冲并获得较窄脉冲输出。倏逝场型  $WS_2SA$  以对脉冲振幅进行非线性滤波, 减小腔内过多的非线性作用, 并且增强脉冲稳定性。没有过度的非线性副作用, 脉冲获得更多的能量积累[148,149]。

在实验中, 通过逐渐增加泵浦功率并优化偏振状态, 我们在 285mW 处获得调 Q 状态。实际上, 非线性效应对稳定脉冲起着重要的作用。当偏振状态改变时, 非线性将改变, 因此, 波片位置影响调 Q 状态。在不同的偏振状态下, 脉冲的宽度和能量也发生改变, 这是激光器内增益, 损耗和非线性之间的相互作用的结果。实验中调 Q 阈值相对较高, 这可归因于  $WS_2SA$  具有较高的高饱和强度。通过连续增加泵浦功率到 356mW, 416mW 和 486mW, 利用频谱分析仪 (Agilent E4407B) 计量重复频的基频和谐波, 重复频率分别从 235kHz 变化到 285kHz, 315kHz 和 327kHz。利用 250MHz 示波器 (Tektronix TDS 714L) 测量输出脉冲序列, 如图 2.4 所示, 脉冲串保持均匀的强度分布, 没有明显的振幅波动, 这表明我们的 EDFL 在改变重复频率的状态下依然维持稳定调 Q 状态。

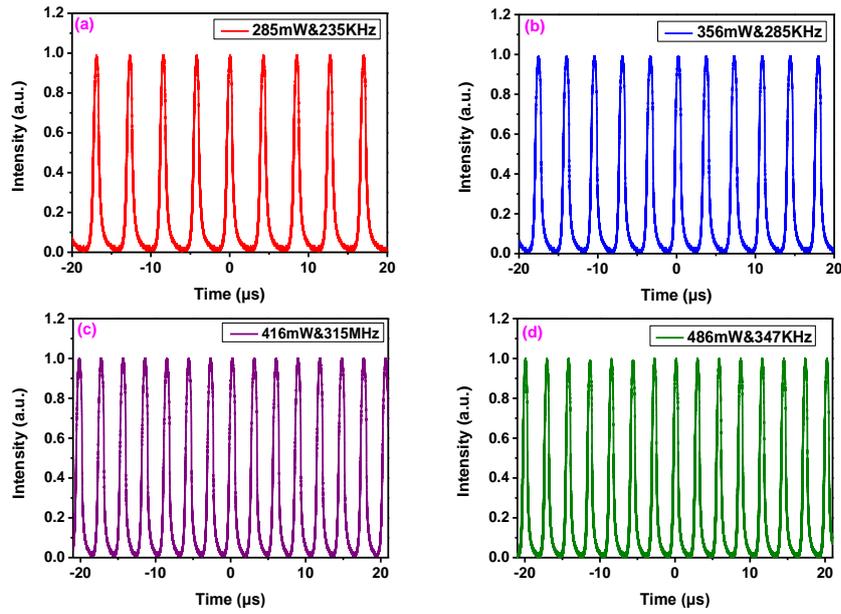


图 2.4 不同泵浦功率下的调 Q 脉冲序列图

调 Q 激光器的输出性能如图 2.5 所示。在 300mW 的泵功率下的脉冲序列如图 2.5 (a) 所示。重复率为 240kHz，对应于 4.25 $\mu$ s 的时间间隔。该图展示了脉冲串在较长时间范围下没有强度调制的几乎均匀的强度分布。在 100kHz 的 RBW 下相应射频频谱，如图 2.5 (b) 所示，重复频率的 SNR 超过 80 dB，这是被动调 Q 激光器中的最高值，也从另一方面表明这种调 Q 一直处于稳定状态。我们用光谱仪 (Yokogawa AQ6315A) 测量脉冲光谱宽度。图 2.5 (c) 展示了调 Q 脉冲的光谱，其是在 1530nm 的中心处几乎严格为 2nm 间隔分布的多峰结构。腔内铒光纤长度为 30cm，中心波长位于 1530nm。可以解释为：增益光纤的长度越短，反演粒子的数量越多，导致增益光谱移动到更短的波长。随着泵浦功率的增加，多峰光谱略有蓝移。当泵浦功率上升到 486 mW 时，另一个峰值出现在 1556 nm 的中心。如图 1 所示。利用强度自相关器 (Femtochrome, FR-103XL) 测量输出脉冲宽度，如图 2.5 (d) 所示，最短脉冲持续时间为 443ns，泵功率为 500mW，接近限制脉冲持续时间。根据被动 Q 开关激光器的理论脉冲宽度通过以下等式 [141]:

$$\tau = 3.52T_R / \Delta T \quad (2.1)$$

其中  $T_R$  是脉冲在腔内的往返时间， $\Delta T$  是 SA 的调制深度。根据公式 (2.1) 计

算支持的极限脉冲宽度为 419 ns。因此可以得出结论，WS<sub>2</sub> SA 的调制深度和腔长度的设计是比较合适的。

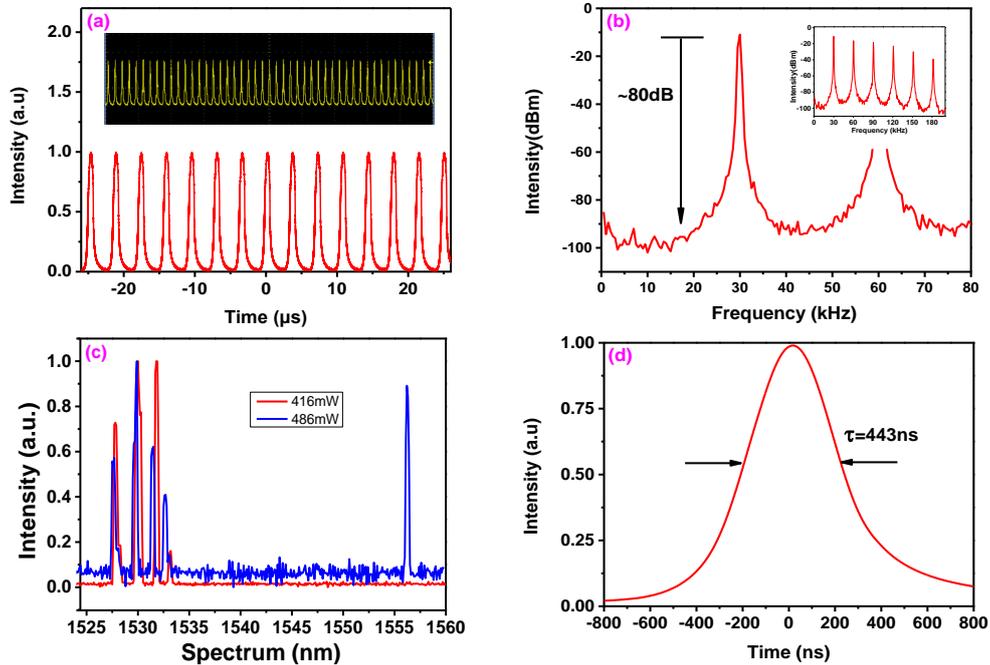


图 2.5 混合调 Q 的 EDFL 输出特性。

重复频率和脉冲宽度跟泵浦功率的关系如图 2.6 所示。如图 2.6 (a) 所示。随着泵浦功率从 285mW 增加到 510mW，重复率从 235kHz 增加到 365kHz，脉冲宽度从 638ns 以非线性关系减小到 443ns，这与被动调 Q 激光器的典型特征一致。调 Q 状态的演化由腔内增益，损耗等因素决定。随着泵浦功率的增加，越来越多的电子被激发并累积在上能级中，光子数迅速增加，导致反转粒子数以更短的时间衰减，因此，脉冲宽度更短，重复频率更大。平均输出功率和单脉冲能量与入射泵功率的关系如图 2.6 (b)。受可用泵浦功率的限制，最大平均输出功率为 42 mW，对应于 116 nJ 的单脉冲能量。如表 2.2 所示，比较了基于 TIs，TMDs 和 BP 的 EDFL 的调 Q 结果。可以看出，报道的脉宽大多在  $\mu$ s 级的范围内。在我们的实验中，脉冲宽度优于同类材料，并且获得 443ns 的最短脉冲宽度，这是由于 WS<sub>2</sub> 和 NPR 的饱和吸收的相互作用。更需注意的是，43mW 的平均输出功率是调 Q 的 EDFL 中最高的输出功率。比较表 2.2 中的 SNR 值，只有 TMDs SA 的调 Q 光纤激光器获得的 SNR 不超过 50 dB，我们的光纤激光器重复频率的 SNR 高达 80dB。这些结果清楚地表明，激光器的稳定调 Q 状态实际上是由 WS<sub>2</sub>

SA 和 NPR 共同作用的结果。为了研究调 Q 激光器的长期稳定性，我们还注意到在 486mW 的泵浦功率下超过 24 小时的脉冲序列，没有明显的振幅波动发生，表明该调 Q 激光器具有优良的稳定性。

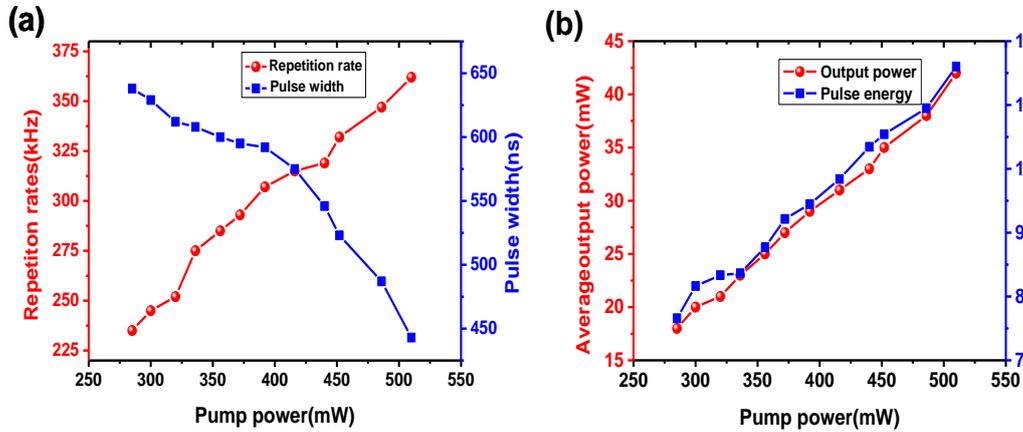


图 2.6 调 Q 器激光器典型特征曲线 (a) 重复频率和脉冲宽度跟泵浦功率的关系图；  
(b) 平均输出功率和单脉冲能量跟泵浦功率的线性关系图。

表 2.2 基于不同 SA 的 EDLF 输出特性

Q-switcher type	Pulse width	Output power	Repetition rate	SNR	Ref
Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	1.9 μs	22.35 mW	459-940 kHz	50 dB	[138]
Bi <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	13 μs	19.56 mW	2.15-12.8 kHz	36.4 dB	[139]
WS <sub>2</sub>	1.1 μs	16.4 mW	79-97 kHz	44 dB	[140]
WS <sub>2</sub>	710 ns	2.5 mW	82-134 kHz	--	[137]
MoS <sub>2</sub>	3.3 μs	5.9 mW	8.77-43.47 kHz	50 dB	[141]
MoS <sub>2</sub>	5.4 μs	1.7 mW	6.5-27 kHz	54.5 dB	[142]
MoSe <sub>2</sub>	4.8 μs	29.2 mW	26.5-35.4 kHz	--	[143]
BP	9.35 μs	0.6 mW	4.43-18 kHz	--	[144]
BP	10.32 μs	1.5 mW	6.983-15.78 kHz	45 dB	[145]
NPR+WS <sub>2</sub>	433 ns	43 mW	235-365kHz	80 dB	Our work

### 2.3 基于 NPR 锁模掺铒光纤激光器

光纤激光器的一个重要应用便是光纤光梳，在前面我们也说过，激光器是光梳的核心，光纤激光器的稳定性好坏在很大程度上决定了光梳的性能指标。基于

NPR 锁模光纤激光器有两种基本结构：常规环腔光纤激光器和紧凑型全光纤激光器。利用传统的环形腔，可以获得最短的脉冲和最高的重复率。然而，在该方案中，输出光从 PBS 提取出，这限制了进一步的耦合效率并且通过自由空间耦合增加了后续功率的不稳定性。而对于紧凑型全光纤激光器，全光纤 NPR 锁模激光器的最大缺点是其相对低的重复频率。通常受腔体长度的限制，重复频率通常限制在 30-50 MHz。此外，紧凑型全光纤激光器的平均输出功率低。因此，常规环腔光纤激光器具有因空间耦合导致功率不稳定性的缺点，并且紧凑型全光纤激光器具有低输出功率和低重复频率的劣势。

为了提高被动锁模 EDFL 的性能，我们改进了被动锁模 EDFL，输出端口是自由空间输出和光纤输出。自由空间输出可用于监测锁模状态，而光纤输出可用于无损耗地连接光纤放大器。这种实验设计可以增加常规环腔光纤激光器的耦合效率，并增强紧凑型全光纤激光器的输出功率和重复频率。为了后续用于光纤光梳，在腔内加入 EOM，可用于后续实现重频的锁定。

### 2.3.1 未加 EOM 的基于 NPR 锁模掺铒光纤激光器

首先，我们研究了在腔内未加 EOM 和光耦合器的输出特性。种子激光器的示意图可以在图 2.7 中看到。

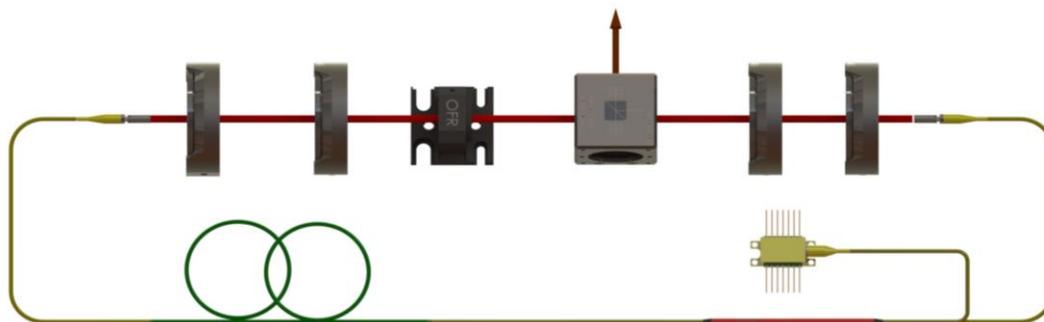


图 2.7 未加 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 的示意图

在实验中通过调整 HWP 和 QWP 改变腔内偏振态实现 NPR 锁模输。在泵浦功率为 585mW 时获得 PBS 输出功率为 100mW，光光转换效率达到 17%，高于一般 EDFL 的运转效率。我们用 250MHz 示波器（Tektronix TDS 714L）测量时域脉冲序列输出特性，如图 2.8(a) 所示，脉冲幅度没有出现调制和不稳定特性，

说明激光器处于稳定的锁模状态。采用频谱分析仪（E4407B, Agilent Inc.）分析了锁模序列在频率的分布情况。如图 2.8(b)所示,重复频率的基频为 162.4MHz, 在 1kHz 的 RBW 下基频 SNR 高达 80dB, 且在 5MHz 的频率范围内没有观察到边带。将频率范围增大至 1GHz, 观察重复频率的 9 次谐波, 幅度没有明显的 Q 调制, 从频域印证了锁模状态的稳定性。我们使用光谱分析仪(AQ 6315A, ANDO)测量输出光谱。如图 2.8 (c) 所示, 锁模脉冲的光谱中心在 1559nm, 3-dB 光谱宽度为 113nm, 有明显的 kelly 边带, 说明腔内是孤子锁模机制。利用自相关测得该光谱对应的脉冲宽度为 65fs, 自相关踪迹有台阶, 说明腔内三阶非线性效应比较强, 如图 2.8 (d) 所示。

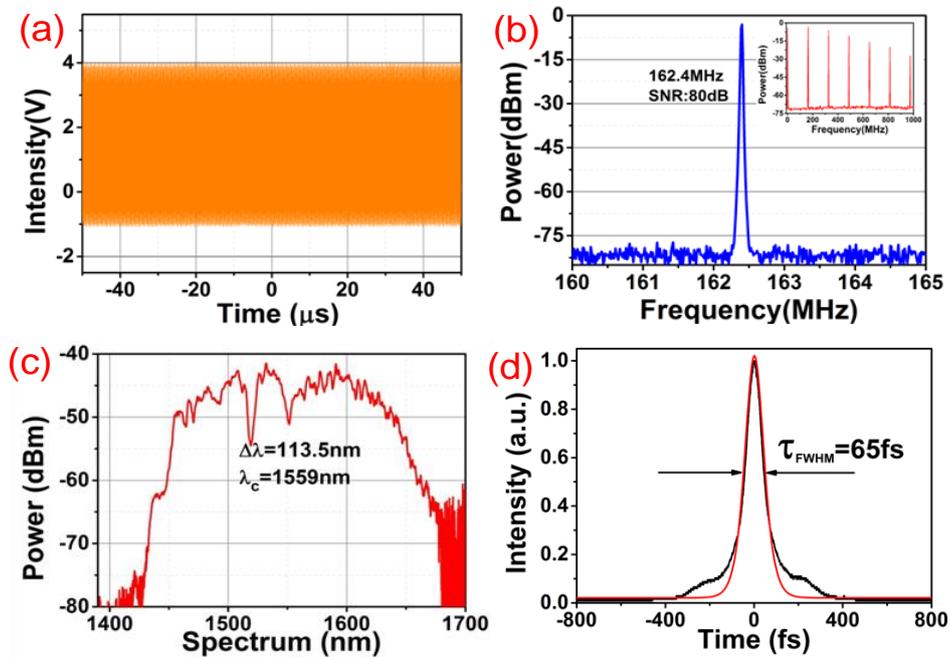


图 2.8 未加 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 输出特性

### 2.3.2 加入 EOM 的基于 NPR 锁模掺铒光纤激光器

搭建 EDFL 的目的是为了给后续的光纤光梳提供源。要实现光梳, 必须有腔内反馈元件来实现  $f_{\text{rep}}$  和  $f_{\text{ceo}}$  的控制。当电光调制晶体具有两极之间的电压时, 其可以用于具有大于 1MHz 的伺服带宽的快环控制器件, 用于控制  $f_{\text{rep}}$  的快环器件, 提高光梳的  $f_{\text{rep}}$  的稳定性。基于该目的, 我们在上述的激光腔内加入了 EOM, 并且将空间输出变成光纤输出。实验装置如下图 2.9 所示。

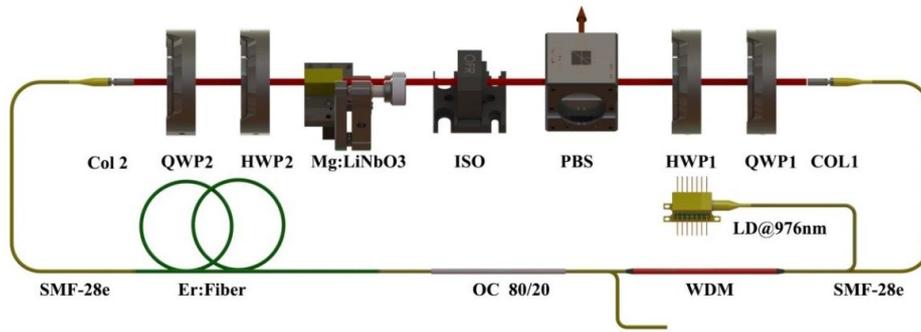


图 2.9 加入 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 的示意图。

由于光梳要求振荡器重复频率不能低于 100MHz，因此整个腔内色散量的控制不是最优。环形腔中所有光纤和电光调制晶体（主要成分为  $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ ）的色散参数（GDD）如表 1 所示。自由空间由四个波片，即 ISO 和 PBS 组成，成分为熔融石英，熔融石英的长度约为 15mm，熔融石英在 1550nm 处的 GDD 为  $-15\text{fs}^2/\text{mm}$ ，自由空间的 GDD 为  $-225\text{fs}^2/\text{s}$ 。因此，腔内的总 GDD 为约  $-2635\text{fs}^2$ 。

表 2.3 环形激光器内不同元件的长度及色散量

	EDF	WDM	OC	Col1	Col2	$\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$
Length (mm)	400	300	210	100	100	10
GDD ( $\text{fs}^2/\text{mm}$ )	+12	-1.3	-22	-22	-22	+220

同样的，在实验中我们通过调整 HWP 和 QWP 改变腔内偏振态实现 NPR 锁模。在泵功率为 585mW 时光耦合器的 16mW 的平均输出功率和来自 PBS 的 27mW 的功率，对应于 0.3nJ 的脉冲能量。我们用 250MHz 示波器（Tektronix TDS 714L）测量时域脉冲序列输出特性，如图 2.10（a）所示，脉冲幅度没有出现调制和不稳定特性，说明激光器处于稳定的锁模状态。采用频谱分析仪（E4407B，Agilent Inc.）分析了锁模序列在频率的分布情况。重复频率的基频为 100.5MHz，在 1kHz 的 RBW 下基频 SNR 高达 80dB，如图 2.10（b）所示，且在 5MHz 的频率范围内没有观察到边带。将频率范围增大至 1GHz，观察重复频率的 9 次谐波，幅度没有明显的 Q 调制，从频域印证了锁模状态的稳定性。我们使用光谱分析仪（AQ 6315A，ANDO）测量输出光谱。如图 2.10（c）所示，锁模脉冲的光谱中心在 1549nm，3-dB 光谱宽度为 37nm，有明显的 kelly 边带，说明腔内是孤子

锁模机制。利用自相关测得该光谱对应的脉冲宽度为 91fs，采用正割双曲线拟合为脉冲宽度为 93.9fs。理论支持傅立叶变换限制 FWHM 脉冲宽度为 69fs，时间带宽乘积（Time bandwidth product, TBP）为 1.328，如图 2.10（d）所示。

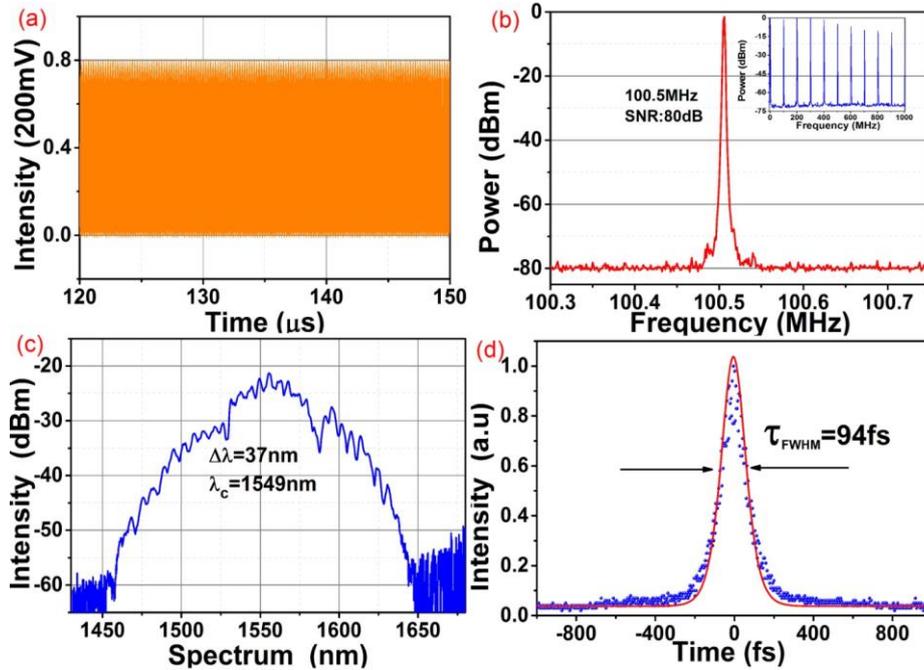


图 2.10 加入 EOM 的基于 NPR 锁模 EDFL 输出特性

还观察到泵功率对输出光谱的影响，如图 2.11 所示。平均泵浦功率从 400mW 变化到 625mW。光谱宽度随着泵浦功率的增加而略微变宽，kelly 边带有略微的红移，如图 2.3.4 所示。一旦模式锁定，激光器能够连续工作四个月而不掉锁模。在此期间，实验室温度由于控温设备的故障，室内温差达到 15 摄氏度。而且该激光器具有自启动能力，使得其可以成为飞秒光梳以及 SC 的光源。

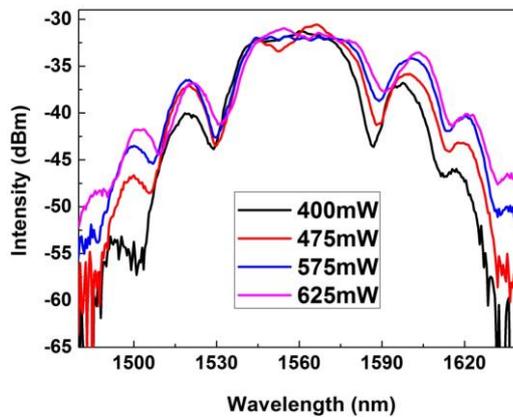


图 2.11 不同泵浦功率的光谱图

## 2.4 基于 NPR 和 WS<sub>2</sub> SA 混合锁模掺铒光纤激光器

近些年来,二维过渡金属硫化物因其超快载流子特性和优异的非线性光学等特性而成为超快光子学领域研究热点。同时,光纤激光器已经应用于光通信,非线性光学和激光加工等领域。我们知道,基于 NPR 技术的光纤激光器具有超短脉冲持续时间和简单结构的优点。然而,与其他模式锁定机构相比,NPR 锁模操作需要较高的泵浦功率。此外,它们容易受到环境条件的影响,引起偏振态的漂移而导致锁模状态相对不稳定。新型 SA 具有锁模自启动功能和锁模状态更稳定等优势,但是确定是由于存在脉冲整形等过程导致脉冲持续时间限制在皮秒量级,而且光谱带宽也被限制到几纳米。为了解决这个问题,我们采用 NPR 和 WS<sub>2</sub> SA 混合锁模的机制,得到优势互补的输出结果。

在本文中,作为一种 TMD 的 WS<sub>2</sub> 将用作可饱和吸收材料来制备 SA。与 WS<sub>2</sub> SA [179] 的其他工作相比,我们改进了 WS<sub>2</sub> SA 的制备方法,其具有较小的腰径,较长的拉锥区,更高的非线性和较大的调制深度。为了提高 WS<sub>2</sub> SA 的可靠性,WS<sub>2</sub> 将沉积在拉锥光纤上。此外,为了避免 WS<sub>2</sub> 被氧化,锥形纤维表面上的 WS<sub>2</sub> 层将被金膜保护。并且设计对比试验验证了 WS<sub>2</sub> 材料对激光器性能的作用。

### 2.4.1 WS<sub>2</sub> SA 制备和表征

WS<sub>2</sub> SA 由拉锥纤维,WS<sub>2</sub> 纳米材料和金膜三部分组成。拉锥光纤的锥区直径为 12 $\mu$ m,熔融区域的有效长度为 3mm。当泵浦光在拉锥光纤中传播时,泵浦光通过倏逝场形式与 WS<sub>2</sub> SA 相互作用。通过控制熔融区的长度,可以改变光与 WS<sub>2</sub> 之间的相互作用长度。此外,锥形纤维的不同腰径可导致不同的非线性效应。腰径较小时,SA 的非线性将较强。在本文中,锥形纤维的腰径为 12 $\mu$ m。为了避免 WS<sub>2</sub> SA 的断裂和氧化,沉积在锥形纤维上的 WS<sub>2</sub> 层被金膜保护。通过图 2.12 中的扫描电子显微镜 (SEM) 证实 WS<sub>2</sub> SA 的微观结构和形貌。如图 2.12 (a) 所示,锥形纤维表面有一些材料。图 2.12 (b) 是拉锥光纤镀膜表面的放大部分。其中发现 WS<sub>2</sub> SA 的膜表面均匀覆盖有约 40 nm 的 WS<sub>2</sub> 纳米颗粒,表明 WS<sub>2</sub> 颗粒大小较均匀。

为了认识 WS<sub>2</sub> SA 的原子排列,我们测量了拉曼光谱,如图 2.13 所示。在

$355.8\text{cm}^{-1}$  和  $418\text{cm}^{-1}$  刻线处对应  $E_{2g}^1$  和  $A_{1g}$  模式。典型的纵向模式为  $350\text{cm}^{-1}$ 。由于纳米颗粒分裂，W 和 S 的面内反向振荡以及  $\text{WS}_2$  两个 S 原子之间的面内反向振荡，这些峰值对应于双纵模特征， $\text{WS}_2$  的拉曼光谱特性表明  $\text{WS}_2$  纳米颗粒在拉锥光纤上的高纯度。使用图 2.14 中的双臂检测器方法，我们测量  $\text{WS}_2$  SA 的非线性饱和吸收曲线。脉冲源是具有  $1550\text{nm}$  中心波长， $80\text{MHz}$  重复频率和  $200\text{fs}$  脉冲持续时间的自制光纤激光器。

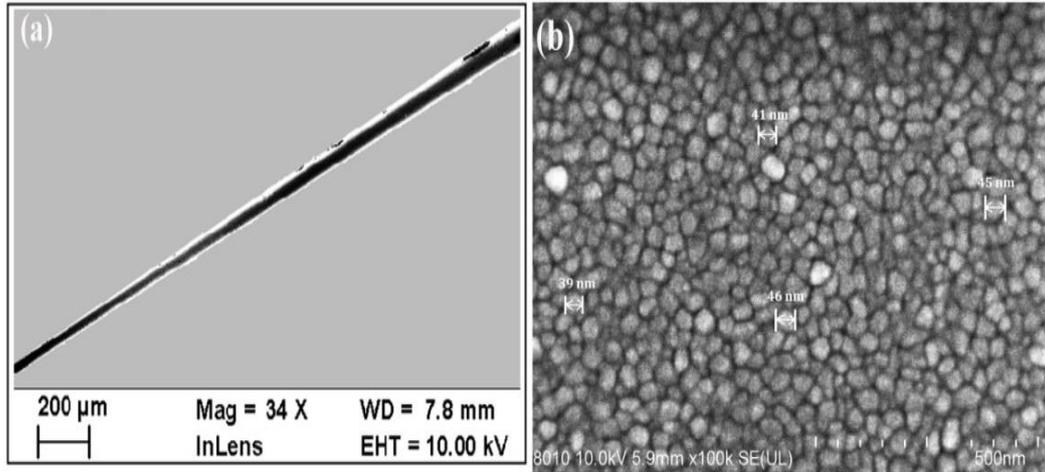


图 2.12  $\text{WS}_2$  SA 的电镜特征图像 (a) 拉锥光纤锥区  $\text{WS}_2$  的 SEM 图像，锥区直径  $12\ \mu\text{m}$ ，熔融长度为  $3\ \text{mm}$ ；(b)  $\text{WS}_2$  的表面形态。

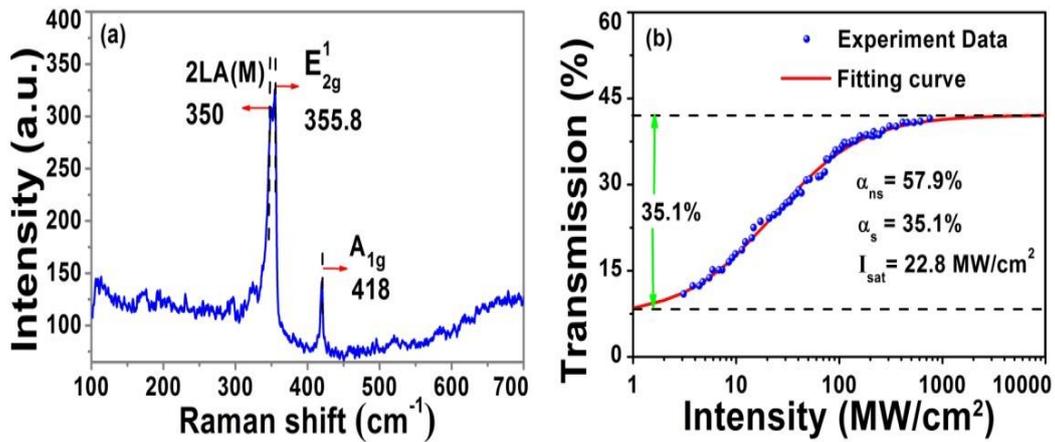
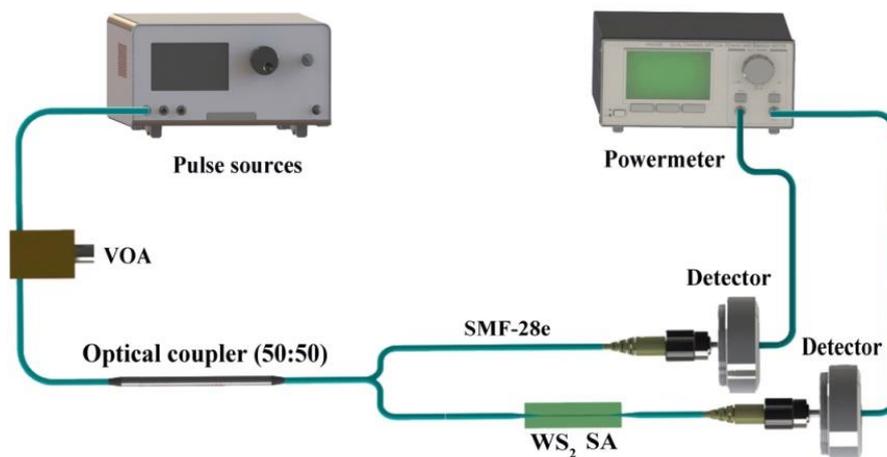


图 2.13  $\text{WS}_2$  SA 的特征曲线。(a) 拉锥光纤锥区上的  $\text{WS}_2$  的拉曼光谱；(b)  $\text{WS}_2$  SA 的非线性饱和吸收图像

图 2.14 标准双臂法测试  $WS_2$  SA 的非线性透过率

### 2.4.2 实验结果及讨论

所用的实验装置同图 2.3 所示。在本节中，所用的  $WS_2$  SA 的调制深度高达 35.1%，理论上支持更短的脉冲，圆锥直径更短，而且拉锥区域更长，腔内的非线性效应更强，有助于进一步压缩脉冲宽度。为了验证  $WS_2$  SA 的作用，强调混合锁模 EDFL 中具有较大调制深度的  $WS_2$  SA 的重要性，我们设计了对比性实验，替换  $WS_2$  SA 的器件分别是同等长度的单模光纤和同样拉锥长度未涂  $WS_2$  的拉锥光纤。

(1) 具有 NPR 和  $WS_2$  SA 混合锁模机制的 EDFL: 采用 NPE 和  $WS_2$  SA 混合锁模机制，锁模阈值低至 87 mW。我们将泵浦功率增加到 680mW 得到如下的输出特性，使用光谱分析仪 (Yokogawa AQ6315A) 测得光谱的中心波长为 1540nm，图 2.15 中所示，3dB 的光谱宽度为 114nm，中心波长为 1540nm；使用光强度自相关器 (Femtochrome, FR-103XL)，测量的脉冲宽度为 67 fs，腔内非线性较强，所以自相关曲线有一小底座。激光器的重复频率为 135MHz，在 10kHz 的 RBW 下，重复频率信号的 SNR 达到 93dB，在 30MHz 的频谱范围内没有杂信号，在 1GHz 频谱范围内，也未见调 Q 趋势，说明激光器处于稳定的锁模状态。在 100 Hz 到 1 MHz 的积分范围内，我们测量光纤激光器的 Time jitter，在图中为 290 fs，也说明光纤激光器的锁定状态稳定，而且腔内噪声较低。

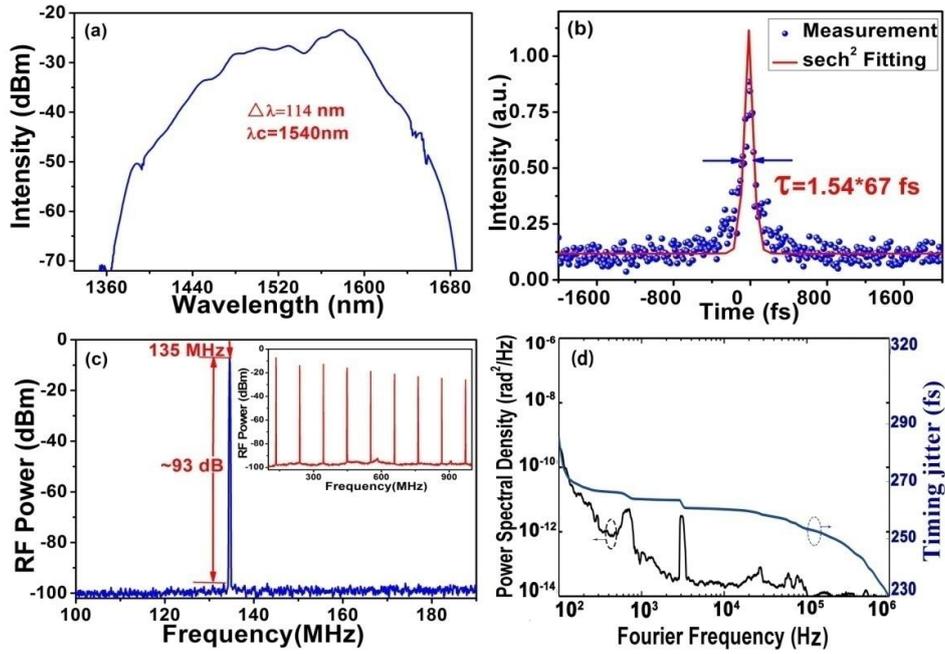


图 2.15 腔内加有 WS<sub>2</sub> SA 的被动锁模 EDF 激光器输出特性

(2) 基于 NPR 锁模的 EDFL: 我们用同样长度的 SMF-28e 单模光纤替换 WS<sub>2</sub> SA, 保证腔长一致。相应的结果如图 2.16 所示。光谱的中心波长 1549nm, 有轻微红移, 3dB 的光谱宽度减小到 82nm。相应地, 脉冲宽度增加到 95fs, SNR 降至 85dB, 定时抖动增加到 950fs。基于此, 我们认为 WS<sub>2</sub> SA 可用于压缩脉宽度, 提高重复频率的 SNR, 并减少定时抖动, 以提高激光器的稳定性。

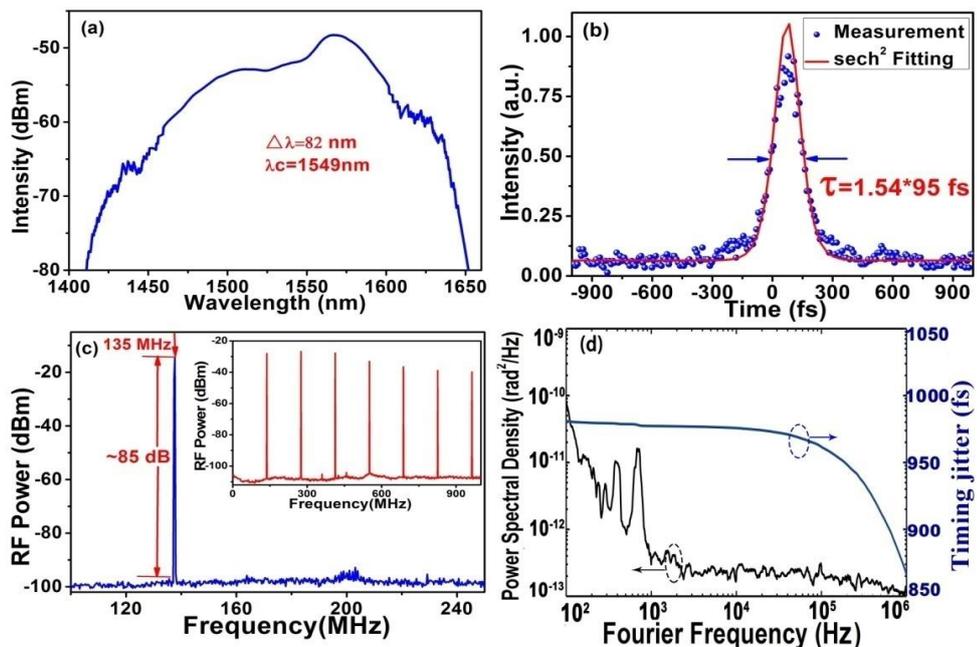


图 2.16 由单模光纤代替 WS<sub>2</sub> SA 的被动锁模 EDF 激光器输出特性

(3) 具有 NPR 和拉锥光纤的 EDFL: 为了进一步强调  $\text{WS}_2$  对光纤锥  $\text{WS}_2$  SA 的影响, 我们用相同的锥形光纤代替光纤锥  $\text{WS}_2$  SA。腰锥直径为  $12\mu\text{m}$ , 熔融区域的有效长度为  $3\text{mm}$ 。图 2.17 给出了相应的测量结果。与图 2.16 相比, 光纤激光器的性能进一步下降。3 dB 光谱宽度仅为  $44\text{ nm}$ , 脉冲持续时间从  $95\text{ fs}$  变化到  $108\text{ fs}$ 。此外, 重复频率的 SNR 降低至  $80\text{ dB}$ , 而 Time jitter 增加到  $15\text{ ps}$ 。这些结果表明,  $\text{WS}_2$  对倏逝场形式的  $\text{WS}_2$  SA 起到了一定作用。

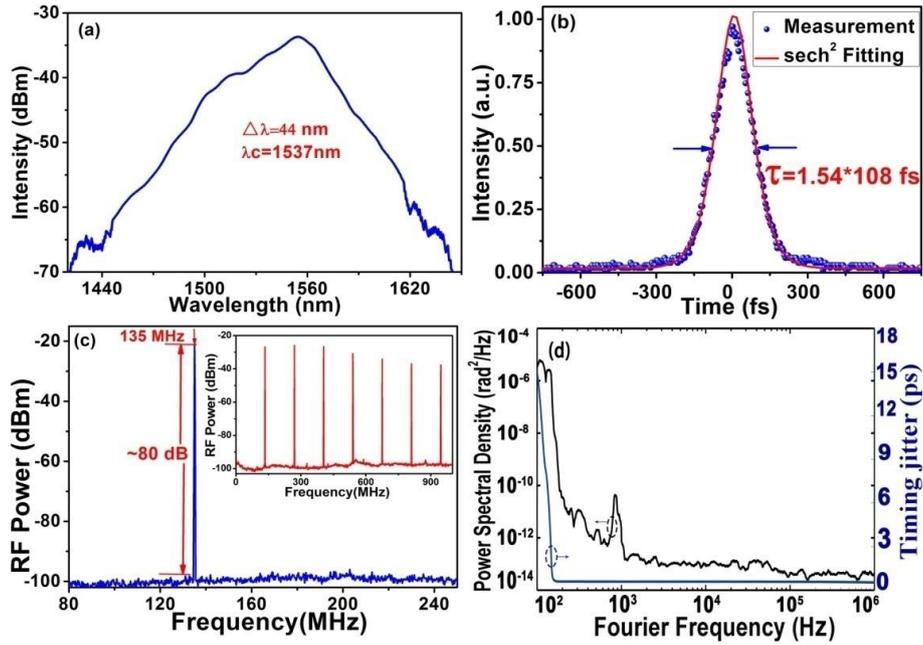


图 2.17 由拉锥光纤代替  $\text{WS}_2$  SA 的被动锁模 EDFL 输出特性。

表 2.4 不同对比实验激光器的输出参数

Mode-locking scheme	Spectral width	Pulse duration	SNR	Repetition rate	Timing jitter
NPE+ $\text{WS}_2$ SA	114 nm	67 fs	93 dB	135 MHz	0.28 ps
NPE	82 nm	95 fs	85 dB	135 MHz	0.95 ps
NPE+tapered fiber	44 nm	108 fs	80 dB	135 MHz	15 ps

表 2.5 不同 SA 条件下激光器的输出参数对比

SA materials	Pulse duration	SNR	Spectral width	Modulation depth	Ref.
CNTs	97.5 fs	--	41.44 nm	15.8	146
Graphene	88 fs	65 dB	48 nm	4.8	147
Graphene oxide	613 fs	69 dB	4.2 nm	1.4	147
Reduced GO	616 fs	60 dB	7.3 nm	19	148
Sb <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	70 fs	65 dB	63 nm	7.42	149
Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	360 fs	56 dB	7.9 nm	5.2	150
BPs	272 fs	65 dB	10.2 nm	4.6	151
MoS <sub>2</sub>	606 fs	--	6.1 nm	2.7	152
WSe <sub>2</sub>	1250 fs	--	2.1 nm	0.5	153
WS <sub>2</sub>	595 fs	75 dB	5.2 nm	2.9	154
WS <sub>2</sub>	67 fs	93 dB	114 nm	35.1	This work

在本小结的工作中，我们研究了具有较大调制深度 WS<sub>2</sub> SA 的锁模 EDFL。采用 PLD 方法制备了纤维锥 WS<sub>2</sub> SA。使用标准双臂双检测器方法，测得调制深度为 35.1%。设计对比性试验，验证 WS<sub>2</sub> SA 对优化激光器指标有重要影响。使用 WS<sub>2</sub> SA，获得了具有 114nm 光谱宽度，67fs 脉冲持续时间，93dB 的重复频率 SNR 和 290fs 的 Time jitter 的锁模脉冲，各个指标均优于设计的对比性实验的输出结果。据我们所知，对于具有二维纳米材料材料 SA（如 Graphene, TIs 和其他 TMDs）的锁模光纤激光器，3 dB 光谱宽度最宽，脉冲持续时间最短，SNR 为最高，调制深度在本文中是最大的。该实验结果有助于开发具有宽光谱，窄脉宽和高稳定性的新型光纤激光器。

## 2.5 本章小结

作为光学光梳的核心，光纤激光器的输出参数决定了光学光梳的性能的优劣。本章主要在实验上深入研究了掺铒脉冲光纤激光的输出特性。

首先，结合二维纳米材料为光纤激光器领域的研究热点，我们在实验上获得了基于 NPR 和 WS<sub>2</sub> SA 混合调 Q 掺铒光纤激光器。简单介绍了 PLD 方法制作

拉锥光纤  $\text{WS}_2\text{SA}$  元件。 $\text{WS}_2\text{SA}$  的调制深度为 8.0%，不饱和损耗为 30%，饱和强度为  $200\text{MW}/\text{cm}^2$ 。通过  $\text{WS}_2\text{SA}$  和 NPR 共同作用，实现脉冲持续时间为 443ns，平均功率为 43mW，对应单脉冲能量为 116nJ，重复频率可以在 235kHz 到 365kHz 之间调谐。据我们所知，脉冲持续时间和输出功率是具有 TMDs SA 的调 Q EDFL 中的最佳结果。这些结果表明，混合调 Q EDFL 具有更好的性能，可以提高输出功率，窄化脉宽。

其次，我们研究了可应用于飞秒光纤光梳的掺铒锁模光纤激光器。该部分包含两部分的工作，首先是腔内未加 EOM 及采用 PBS 输出时的输出特性，直接输出脉宽为 65fs，重复频率为 162.5MHz，在 1kHz 的 RBW 下，重复频率的 SNR 达到 80dB，光谱宽度为 113nm。其次，为了将该激光器应用于光纤光梳中，在腔内加入 EOM，且为了避免后续放大和 SC 产生过程中由于空间耦合导致的功率漂移，采用光纤输出。重复频率为 100.8MHz，在泵功率 650mW 下，分束器的平均输出功率为 16mW，PBS 的平均输出功率为 27mW，脉冲宽度为 91fs。该参数下的激光器满足光梳的基本要求，可以为光梳实验提供稳定的核心光源。

最后，我们研究了 67fs 输出的混合锁模 EDFL。采用 PLD 方法制备了纤维锥  $\text{WS}_2\text{SA}$ 。使用标准双臂双检测器方法，测得调制深度为 35.1%。设计对比性试验，论证  $\text{WS}_2\text{SA}$  对优化激光器指标有重要影响。使用  $\text{WS}_2\text{SA}$ ，输出特性参数为：3dB 光谱宽度 114nm，脉冲宽度 67fs，重复频率 SNR 为 93dB 和 Time jitter 为 290fs。对比其他二维纳米材料锁模器件的激光器参数，3 dB 光谱宽度最宽，脉冲持续时间最短，SNR 为最高，调制深度最大。该实验结果有助于开发具有宽光谱，窄脉宽和高稳定性的光纤激光器。



## 第三章 掺镱光纤光梳稳定至射频参考源的实验研究

### 3.1 引言

飞秒激光频率梳自1999年出现以来便令精密测量领域产生了革命性的变化。光纤光梳的核心单元是光纤锁模激光器，光纤锁模激光器在时域输出一系列脉冲串，通过傅立叶变换到频域就是频率梳。频率梳包含成千上万个模式，这些模式由两个射频信号决定：激光器的  $f_{rep}$  决定梳齿的间距， $f_{ceo}$  决定频率梳的整体偏移量。因此，稳定频率梳的梳齿主要涉及以下两方面内容：一方面是对锁模飞秒激光的  $f_{ceo}$  进行锁定，该环节要求飞秒激光脉冲产生跨越倍频程的SC，然后利用自参考系统对实现  $f_{ceo}$  的探测，最后依靠PLL电路反馈控制激光器内的泵浦电流来实现锁定；另一方面是对  $f_{rep}$  进行锁定，一般条件下是通过控制振荡器的腔长或温度来将激光  $f_{rep}$  稳定至射频参考源（铷钟或者频率综合器）上，若已知序列数  $n$  时，根据  $f_n = f_{ceo} + n \times f_{rep}$  即可获悉每一根梳齿的精密频率。另外要获得更高稳定度的光梳，可以将某一梳齿  $f_n$  锁定到光频参考源上  $f_{oref}$ （自由运转CW激光器或稳定到超稳腔的CW激光器），可以将频率稳定性提升4-5个数量级。若已知超稳窄线宽CW激光频率，并且获得光梳梳齿与超稳CW激光的拍频频率  $f_b = f_n \pm f_{oref}$  与  $f_n$  时，根据  $f_n = \frac{n}{n_{oref}} f_{oref} \pm \left(1 - \frac{n}{n_{oref}}\right) f_{ceo}$ ，亦可获得高稳定度、超精细的梳齿频率。

本章主要是基于PLL电路分别将  $f_{ceo}$  和  $f_{rep}$  稳定至射频参考源(频率综合器)上，实现对光梳梳齿和偏移频率的整体控制。自行搭建  $f-2f$  系统来实现  $f_{ceo}$  的测量，获得SNR为40dB(100kHz的RBW)的  $f_{ceo}$  信号，将该信号滤波后送入PLL电路系统，通过负反馈调节泵浦电流和腔内尖劈插入量实现  $f_{ceo}$  信号的精密锁定，获得  $1.2 \times 10^{-17}/s$  的时域频率稳定性。对于  $f_{rep}$  的锁定，提取  $f_{rep}$  的4次谐波即1GHz的微波信号送入PLL鉴相系统，通过调节腔内压电陶瓷(PZT)上的驱动电压改变腔长，稳定  $f_{rep}$  至频率综合器，获得  $2 \times 10^{-12}/s$  的时域频率稳定性，受限于参考

源的稳定度为  $10^{-12}/s$  量级。

### 3.2 稳定于射频参考源的掺镱光纤光梳的实验装置

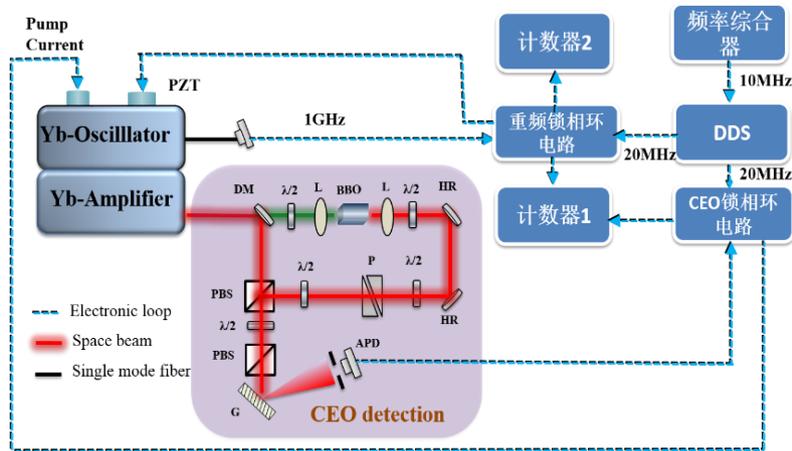


图 3.1 稳定于频率综合器的掺镱光纤光梳的整体实验装置图

掺镱光纤光梳的实验装置如图 3.1 所示，一套完整的光纤光梳一般包含四部分光路，两套 PLL 电路部分。光路包含振荡器，光纤放大部分，SC 产生及  $f-2f$  拍频光路。其中掺镱光纤振荡器、光纤放大部分及 SC 产生部分三个模块是从德国 Menlo Systems GmbH 公司购置，我们自行搭建  $f-2f$  拍频光路。

该振荡器采用 NPR 锁模方式，腔内加有 EOM 用于实现快环锁定，端镜上附有 PZT 作为慢环控制元件。采用光纤输出，用  $1 \times 3$  的分束器将输出光分成三等份，每路有约 30mW 的平均功率。其中一路直接输送到光纤放大端，产生马鞍形的 SC，用于后续的  $f-2f$  拍频系统。其中一个端口用于超产生测量  $f_{ceo}$  信号；第二个端口用于另外一路的光纤放大和产生包含 972nm 成分的 SC，这些内容将在第四章讲到。第三路用于监测或者采集振荡器数据，振荡器输出脉宽为 6.7ps，如图 3.2 所示。谱宽为 40nm，中心频率为 1046nm，如图 3.3 所示。振荡器重复频率为 250MHz。振荡器后面采用光纤放大，将放大光通过 PCF 产生 SC，输出的 SC 的功率约 150mW，第四部分为  $f-2f$  部分，用于探测  $f_{ceo}$  信号。

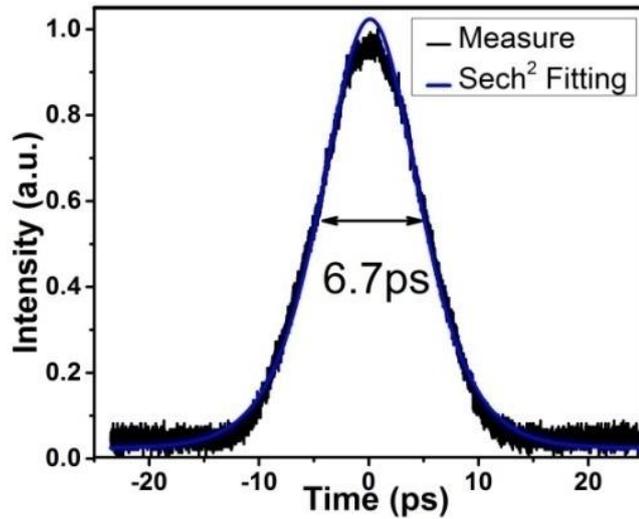


图 3.2 掺镱光纤振荡器输出脉宽为 6.7ps。黑线为自相关踪迹，蓝线为双曲正割拟合

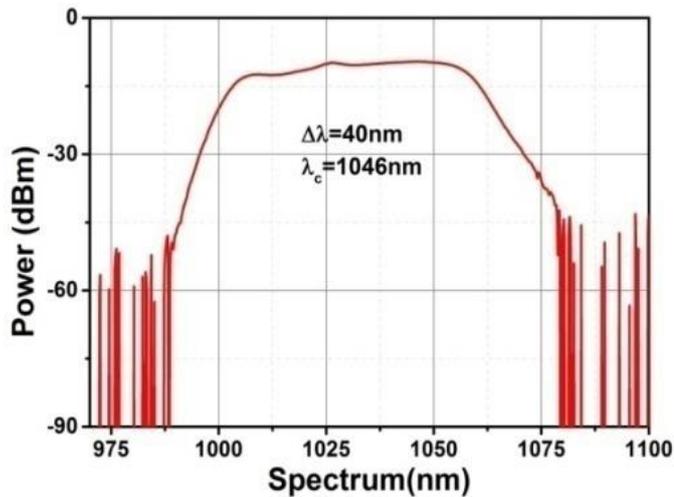


图 3.3 掺镱光纤振荡器输出光谱图。谱宽约为 40nm，中心波长为 1046nm。

电路系统包含两套 PLL 电路，一套用于锁定信号  $f_{rep}$ ，另一套用于锁定  $f_{ceo}$  信号，两套计数器，频率综合器提供 10MHz 频率参考，一套数字化频率合成器（Digital Direct Frequency Synthesis: DDS, Menlo Systems），用于提供鉴相系统所需的 20MHz 参考频率。PLL 电路一般包含鉴相器、环路滤波器及电压控制器三个主体部分。实验中所用的信号源以及测量仪器都用频率综合器（E8237D, Agilent Technologies）输出的 10MHz 信号同步，频率稳定性为  $10^{-12}/s$  量级。

### 3.3 载波包络相移频率的测量

掺镜光纤激光器经光纤放大和 PCF 产生的倍频程 SC 如图 3.4 所示，光谱呈马鞍形，波长覆盖范围为 500 nm 到 1300 nm。SC 的功率约 150mW。

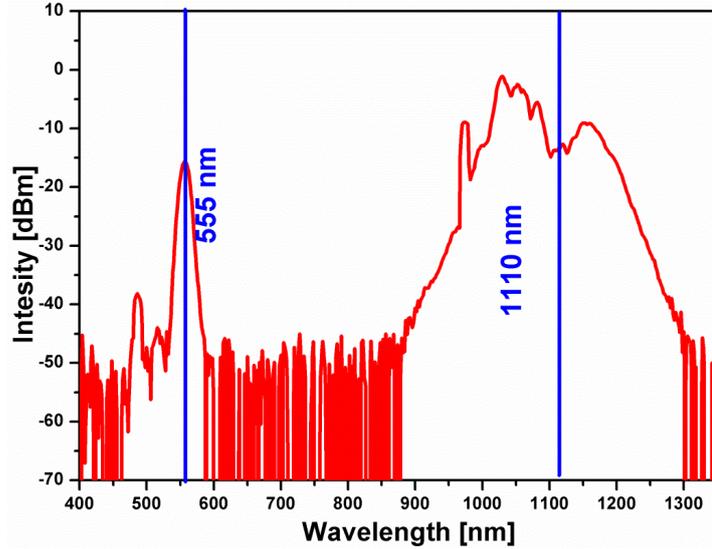
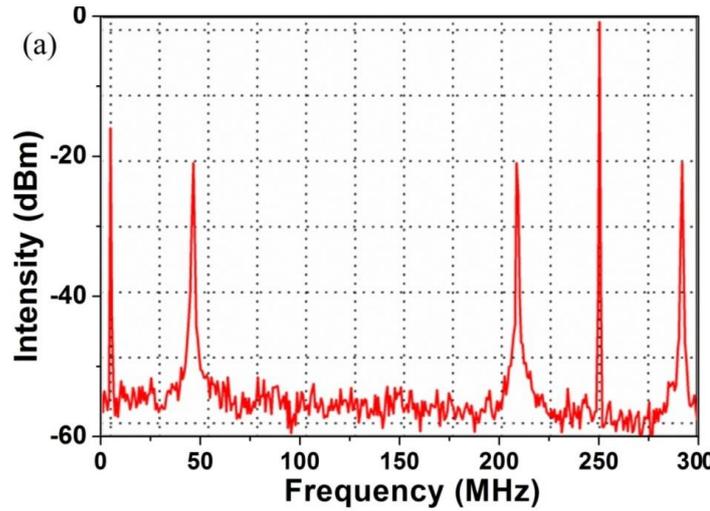


图 3.4 掺镜光纤激光经 PCF 产生的 SC 图

我们自行搭建了  $f-2f$  自参考系统来实现  $f_{ceo}$  信号的探测。实验中选取 555 nm 和 1110 nm 成分用于拍频。SC 经过一个双色镜 (Dichroic mirror, DM) 将其中的可见光成分反射而透过近红外光成分，构成拍频过程的短波成分和长波成分。在长波一路中，利用一对聚焦准直透镜将长波成分在 3 mm 长的 BBO 倍频晶体中产生倍频效应，这样 1110 nm 波长成分就倍频产生 555 nm 的短波成分，然后与短波波长一路的 555 nm 波长成分在 PBS 处合束，经过后续的 HWP 和 PBS 保证两路成分的偏振态一致，实现空间重合，此时通过调节短波一路的色散延迟线 (Dispersive delay line, DDL) 保证二者在时间上完全重合。时间空间重合的两路光经光栅分光，此处选用的光栅是衍射光栅，闪耀波长为 500 nm，刻线密度为 1200 线/mm，闪耀角为  $17^\circ$ 。经小孔光阑选择 555 nm 的波长成分，入射到雪崩光电二极管 APD (APD210, MenloSystems) 中产生拍频过程。在 100 kHz 的 RBW 的条件下，我们获得了 SNR 为 40dB 的  $f_{ceo}$  信号，满足 PLL 电路鉴相模块要求的 30dB，如图 3.5 所示。为了保证  $f_{ceo}$  的长时间锁定，减少环境对系统的影响，我们将整个光梳系统密封在硬铝盒子中，如图 3.6 所示。

图 3.5 经  $f-2f$  系统产生的  $f_{ceo}$  频率信号图 3.6 用于拍频的  $f-2f$  系统实验装置图

### 3.4 载波包络相移频率的锁定

由于PLL电路的鉴相模块内的参考频率为20MHz,我们首先通过调节电动平移台来改变腔内的尖劈插入量来粗调  $f_{ceo}$  信号位置, 尽量接近参考频率20 MHz, 在示波器上找到正确的三角波形的鉴相信号, 此时再通过调节泵源电流精细调节  $f_{ceo}$  信号精确接近20 MHz。当鉴相信号斜率发生翻转时, 将锁定电路闭环, 然后再仔细优化环路滤波器的PID参数使得误差信号峰峰值降低到最小。

利用频率计数器53132 (Agilent Inc.) 对锁定后的  $f_{ceo}$  信号进行监视和数据采

集, 计数器的门时间设为1 s, 我们记录了锁定时长约13h的  $f_{ceo}$  信号的锁定情况。计算得到信号抖动的标准偏差约为6.25mHz, 说明  $f_{ceo}$  信号处于较好的锁定状态, 如图3.7所示。

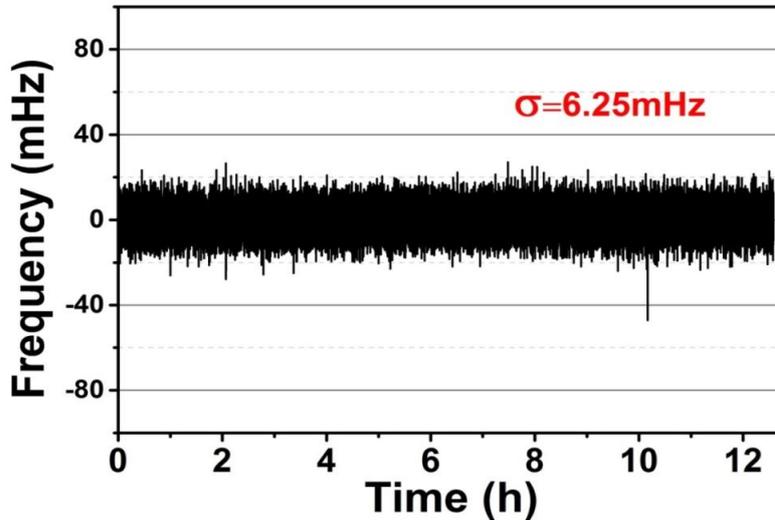


图 3.7 锁定后  $f_{ceo}$  信号在 13h 内的抖动情况, 门时间为 1s。

### 3.5 重复频率的锁定

由于  $f_{rep}$  信号位于射频波段, 且SNR一般高于80dB,  $f_{rep}$  信号的探测用一般的光电探测器即可实现。 $f_{rep}$  信号的锁定是通过反馈调节振荡器腔长来实现, 对于NPR锁模的掺镜光纤激光器, 控制  $f_{rep}$  信号主要有两种方法: 一种是将腔内光纤缠绕于PZT上, 通过改变PZT的驱动电压来改变光纤的伸缩实现腔长控制; 另一种是将腔镜置于PZT上, 通过控制腔镜的伸缩来调节腔长。由于反复拉伸光纤易造成光纤应力疲劳, 影响系统的长期锁定, 因此在我们的实验中, 采用后一种措施, 通过驱动PZT上的腔镜抵消外界环境导致  $f_{rep}$  信号的漂移, 获得梳齿稳定的锁定信号输出。

为了提高  $f_{rep}$  信号的锁定精度, 我们选用  $f_{rep}$  信号的4次谐波1GHz 作为输入信号与PLL电路内部提供980MHz的信号进行混频得到20MHz的信号, 然后该信号与鉴相模块的参考信号20MHz进行鉴相。相对于基频信号, 高次谐波得到的相位误差量更大, 锁定精度也更高。一般而言, 选用基频的n次谐波进行反馈锁定, 锁定精度也会相应地提高n倍。但一般的光电探测器的响应带宽小于1GHz, 超过

GHz以上的高次谐波响应较弱以致很难被有效探测。在实验中，我们选用1GHz的带通滤波器滤取出 $4f_{rep}$ 的单频正弦波信号进行锁定。我们用计数器对锁定后的 $f_{rep}$ 稳定性进行检测和记录，频率计数器的门时间设定在1s，连续记录了8h的频率抖动情况，如图3.8所示，频率稳定范围在 $\pm 0.3$  mHz 以内，标准差为52  $\mu$ Hz。

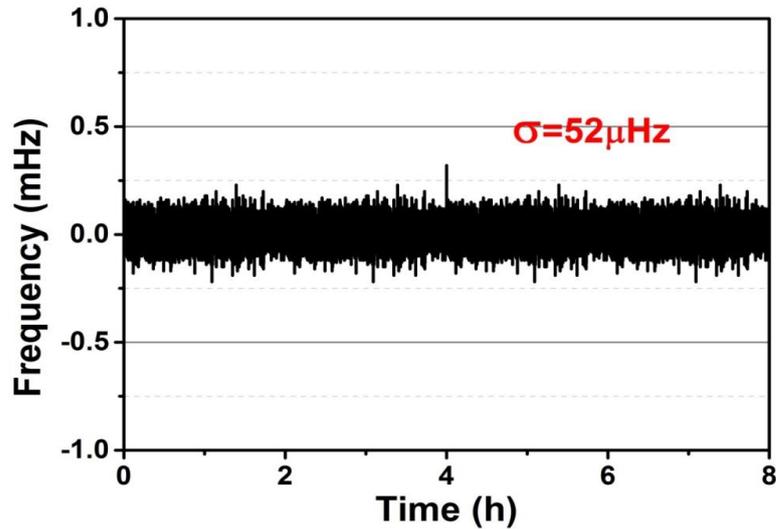


图 3.8 锁定后  $f_{rep}$  信号在 8h 内的抖动情况，门时间为 1s。

### 3.6 锁定后的载波包络相移及重复频率的数据分析

#### 3.6.1 光纤光梳内的相位噪声

决定光梳性能的最重要的特性是相噪，光梳相位噪声的概念来自电磁波的噪声扰动。电场中噪声分为强度和相位两种，强度噪声指的是电场幅度抖动，相位噪声则指的是电场相位的抖动，在此我们关注的焦点是相位抖动。整个系统的噪声源分布于光梳的各个环节，主要可分为腔内噪声和腔外噪声两大类。

腔内噪声是指脉冲在激光谐振腔内往复振荡时所受到的干扰，主要有以下四部分：首先是环境干扰，包括实验室内的温度和湿度情况、实验平台的机械振动和周围气流的扰动等；其次是激光泵浦源引入的过量噪声，最后是增益介质在自发辐射放大（Amplified spontaneous emission, ASE）过程中的量子极限噪声。不同来源的腔内噪声对光梳频率的影响不同，具体表现为：环境影响主要加剧了梳齿的 $1/f$ 噪声；泵光引入的噪声在低频范围内增加白噪声噪底，而在高频范围内引

入 $1/f^2$ 噪声特性；腔内ASE引起的量子极限噪声主要增加整个频率范围内的白噪声噪底[155]。将腔内的色散控制，若腔内具有大量的啁啾，会进一步腔内的量级极限噪声， $f_{ceo}$ 线宽很宽且很难被被压窄。

另一方面，腔外噪声主要是指激光脉冲在光纤放大、SC产生和光电探测环节中引入的噪声。具体来说，在光纤放大过程中，激光与增益介质的相互作用过程产生的ASE量子噪声、幅度噪声与相位噪声；在SC产生过程中，高阶非线性光学效应如调制不稳定性、自发辐射、拉曼散射、参量荧光作用过程产生的量子极限噪声；PCF耦合过程中由环境变化引起的功率抖动等等；光电探测过程中由探测器引入的背景噪声和散粒噪声等。

这两类噪声源都会影响光梳的整体性能和锁定精度，但是二者对光梳相噪的影响存在本质的差别。腔内噪声引起的是频噪声，腔外噪声产生的是相位噪声。比如，腔内长度的伸缩变化会导致光梳频率的漂移，腔外长度的变化则是令光场引入相位漂移；还有，腔内的ASE量子噪声引入的是频率白噪底，而腔外放大环节的ASE噪声会导致相位白噪底，等等。总体来说，腔内噪声会增加光梳的线宽，而腔外噪声则会提高噪底，降低信号的SNR，不利于光梳的锁定。

**频率稳定性：**频率稳定性又可被称为频率不稳定性。频率不稳定性按时间长短，分为短稳和中长稳，短稳的门时间小于1s，中长稳门时间大于1s。短稳表征了信号的抖动水平，而中长稳代表了信号随时间的漂移程度。频率稳定性又可分为时域频率稳定性和频域频率稳定性。时域频率稳定性由阿伦方差表示，频域频率稳定性由IPN表示。而且一般计数器的门时间最短为1s，所以短稳的测量用频域的IPN来表征，中长稳用时域阿伦方差表示。所以，频域的IPN和时域阿伦方差是等效且相互补充的。

时域阿伦方差的计算公式为：

$$\sigma_y(\tau) = \left[ \frac{1}{2(N-1)\nu_0^2} \sum_{i=1}^{N-1} (y_i - y_{i+1})^2 \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

式中， $N$ 为采样数据个数， $\nu_0$ 是中心频率， $y_i$ 是在积分时间 $\tau$ 的数据平均值。阿伦偏差相比于标准偏差，阿伦偏差不仅给出频率不稳定性，也被用于判定系统

的噪声特性，其斜率是判定噪声种类的依据。比如， $\sigma(\tau) \propto \tau^{-1}$  说明相位白噪声是系统各类噪声源中占主要作用； $\sigma(\tau) \propto \tau^{-0.5}$  说明频率白噪声占主导位置。

在频率上描述信号不稳定度的方法是测量锁定信号的相位抖动。相位抖动的噪声功率谱密度（Power spectral density, PSD）为  $S_\phi(f)$ ， $S_\phi(f)$  定义为偏离载波频率为  $f$  的傅里叶偏频处，带宽为 1Hz 的相位抖动均方根。有  $S_\phi(f)$  引申出的单边带功率谱  $L_\phi(f)$  在具体实验中更为常用，定义为：

$$L_\phi(f) = 10 \log \left[ \frac{1}{2} S_\phi(f) \right]_{dB} \left[ \frac{dBc}{Hz} \right] \quad (3.2)$$

其中， $f$  是傅里叶偏频， $S_\phi(f)$  是相位抖动功率谱密度。

在某一测量时间范围内，累积的均方根相位抖动  $\Delta\phi$  是测量时间  $T_{obs}$  的数，定义为：

$$\Delta\phi(T_{obs}) = \left[ \int_{low}^{high} S_\phi(f) df \right]^{1/2} = \sqrt{2} \left[ \int_{low}^{high} L_\phi(f) df \right]^{1/2} \quad (3.3)$$

实验中也常用 Time jitter 描述累积相位噪声，定义为

$$\Delta t_{jitter} = \frac{\Delta\phi(T_{obs})}{\omega_c} \quad (3.4)$$

其中， $\omega_c$  为载波频率。

### 3.6.2 锁定后载波包络相移的频率稳定性分析

我们首先利用频率光谱仪测量了锁定之后的  $f_{ceo}$  信号的线宽，在低 RBW 下没有看到线宽被压窄，在 1Hz 到 1MHz 的积分范围内，也没有得到完整的 IPN，原因是振荡器输出脉宽为 6.7ps，而支持的傅里叶极限脉宽为 29fs，说明腔内具有大量的啁啾，没有位于近零色散，可知该种情况下的  $f_{ceo}$  信号线宽很难被压缩。之后，我们根据计数器监测的  $f_{ceo}$  信号的抖动情况计算得到了时域的频率稳定性--阿伦方差，如图 3.9 所示，在 1s 的门时间下，频率稳定性为  $1.2 \times 10^{-17}$ ，在 100s 的门时间下，频率稳定性降为  $8.3 \times 10^{-19}$ ，说明  $f_{ceo}$  信号处于较好的锁定状态。

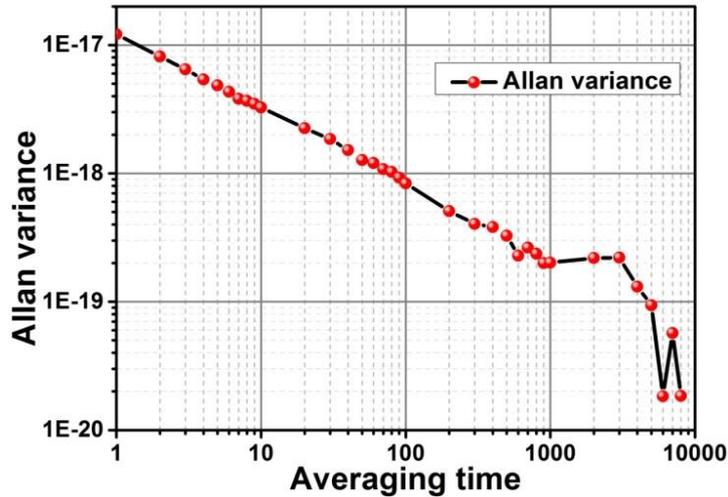


图 3.9 锁定后  $f_{ceo}$  信号的阿伦方差曲线（中心波长为 1046nm）

### 3.6.3 锁定后重复频率的频率稳定性分析

首先，我们对锁定后的  $f_{rep}$  进行频域的频率稳定性进行分析。为了对比锁定效果，我们先利用频率光谱仪(FSW, Rohde & Schwarz)测量了自由运转下  $f_{rep}$  信号的 IPN 曲线，如图 3.10 所示，图中黑线表示光纤激光在自由运转状态下  $f_{rep}$  信号的 PSD 曲线，蓝线则为  $f_{rep}$  的 IPN 曲线，在 1Hz 到 1MHz 的积分范围内，IPN 为 80mrad，对应的 Time jitter 为 320ps(中心频率 250MHz)。锁定之后的 IPN 在 1MHz 的积分范围内为 13mrad，对应的 Time jitter 为 52ps(中心频率 250MHz)，如图 3.11 所示，证明 PLL 电路对  $f_{rep}$  信号的噪声产生了一定的抑制作用。

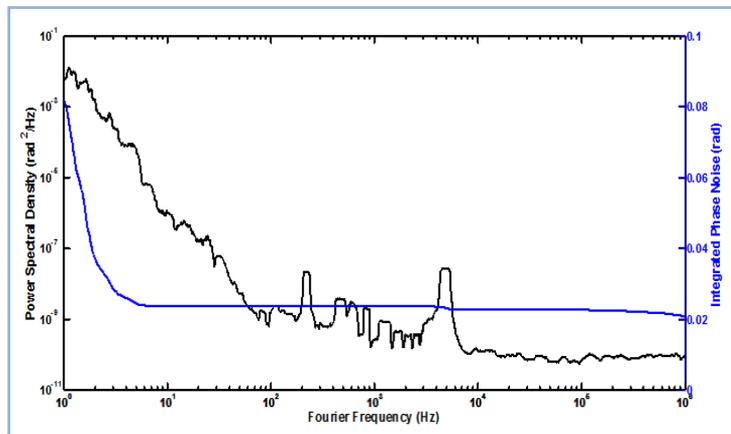


图 3.10 自由运转下  $f_{rep}$  信号的 PSD 曲线（黑线）和 IPN 特性曲线（蓝线）

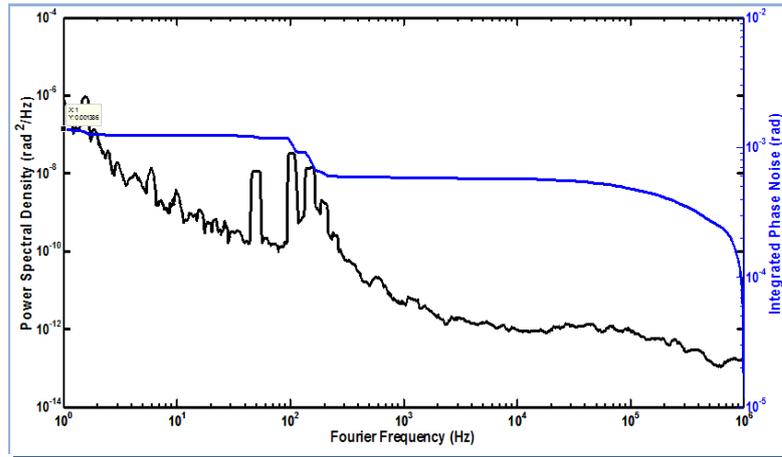


图 3.11 锁定至射频参考源的  $f_{rep}$  信号的 PSD 曲线（黑线）和 IPN 特性曲线（蓝线）

之后，我们利用计数器监测锁定之后  $f_{rep}$  信号的抖动情况，得到  $f_{rep}$  信号在时域的频率稳定性--阿伦方差曲线，如图 3.12 所示。在 1s 的门时间下，阿伦方差为  $2 \times 10^{-12}/s$ ，由于参考源--频率综合器的频率稳定性为  $10^{-12}/s$ ，所以该条件下的  $f_{rep}$  信号的锁定精度已经达到极限。对比  $f_{ceo}$  信号的频率  $1.2 \times 10^{-17}/s$ ，可知  $f_{rep}$  信号的频率稳定性是制约光梳精度的决定因素。从光梳梳齿的基本表达式  $f_n = f_{ceo} + n \times f_{rep}$  也可看出，光梳系统的精度虽然由  $f_{rep}$  信号的精度和  $f_{rep}$  信号的精度决定，而在  $f_{rep}$  信号之前还要乘一个  $10^6$  量级的纵模数，因此  $f_{rep}$  信号的精度对光梳精度的提高至关重要。

要想进一步提高  $f_{rep}$  信号的频率稳定性，只有将参考源提升为光频参考源。从电路内部分析，由于  $f_{rep}$  信号的锁定只有控制 PZT 的驱动电压来改变腔长，而 PZT 的相应带宽只有 100kHz，但由于 PLL 电路带宽以及系统响应范围的限制，真正起到噪声抑制的频率范围仅有为百 Hz 的量级，而且利用 PZT 控制振荡器的端镜从而实现腔长的锁定属于慢环锁定，只补偿  $f_{rep}$  信号的长期慢漂。要提高锁定精度，还应在腔内加入快环装置，控制  $f_{rep}$  信号的快漂，实现  $f_{rep}$  信号的双环控制，这部分的实验内容将在第五章呈现。

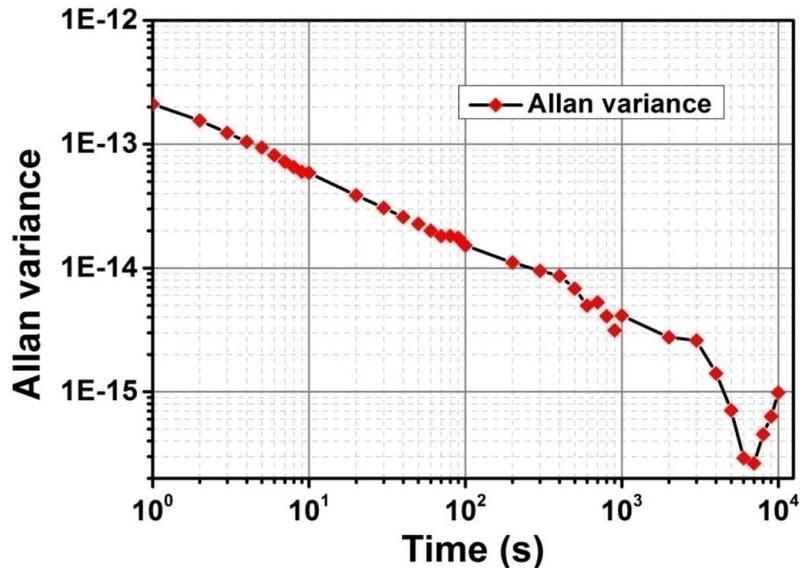


图 3.12 锁定至射频参考源的  $f_{rep}$  信号的阿伦方差曲线（中心频率为 250MHz）

### 3.7 本章小结

我们主要介绍了掺镱光纤光梳稳定至射频参考源的实验装置及实验结果。通过将  $f_{ceo}$  信号稳定至频率综合器，得到  $1.2 \times 10^{-17}/s$  的时域频率稳定性；受限于稳定度为  $10^{-12}/s$  量级， $f_{rep}$  信号的时域频率稳定性为  $2 \times 10^{-12}/s$  的时域频率稳定性，对比锁定前后的 IPN 和 Time jitter，说明 PLL 电路对  $f_{rep}$  信号的相噪有一定的抑制作用。

首先，我们介绍了掺镱光纤光梳的整体实验装置，包括光路部分和电路部分，参考源及测量工具均稳定至 10MHz 的频率综合器上。利用自行搭建的  $f-2f$  光路系统来实现  $f_{ceo}$  的探测，获得 SNR 为 40dB（100kHz 的 RBW）的  $f_{ceo}$  信号，满足 PLL 电路要求的 30dB。

其次，利用 PLL 电路实现  $f_{ceo}$  信号和  $f_{rep}$  信号的同时锁定。通过负反馈调节泵浦电流和腔内尖劈插入量实现  $f_{ceo}$  信号的精密锁定，通过计数器记录了近 13h 的锁定情况，得到 6.25mHz 的标准偏差；通过调节腔内 PZT 上的驱动电压改变腔长，稳定  $f_{rep}$  至频率综合器，记录了 8 个小时的频率抖动情况，频率稳定范围在  $\pm 0.3$  mHz 以内，标准差为 52  $\mu$ Hz。

我们对锁定的  $f_{ceo}$  信号和  $f_{rep}$  信号的频率稳定性进行了分析。频率稳定性分为时域频率稳定性和频域频率稳定性。首先对  $f_{ceo}$  信号进行分析，由于振荡器腔内具有大量啁啾，导致  $f_{ceo}$  信号线宽很难被压窄，所以没有测量到频域频率稳定性的 IPN，然后根据计数器计量的频率抖动特性得到时域阿伦方差，在 1s 门时间下，频率稳定性  $1.2 \times 10^{-17}$ ，在 100s 门时间下，降为  $8.3 \times 10^{-19}$ ，说明  $f_{ceo}$  信号处于较好的锁定状态。其次，对  $f_{rep}$  信号的频率稳定性进行了分析。时域的阿伦方差在 1s 的门时间下，频率稳定性为  $1.2 \times 10^{-17}$ ，在 100s 的门时间下，频率稳定性降为  $8.3 \times 10^{-19}$ ，在频域，自由运转下的 IPN 为 80mrad（1Hz 到 1MHz 的积分范围内），对应的 Time jitter 为 320ps，锁定之后的 IPN 为 13mrad（1Hz 到 1MHz 的积分范围内），对应的 Time jitter 为 52ps。证明 PLL 电路对  $f_{rep}$  信号的噪声产生了一定的抑制作用。

经分析知， $f_{rep}$  信号的精度对光梳精度的提高至关重要。要想进一步提高  $f_{rep}$  信号的频率稳定性，只有将参考源提升为光频参考源。要提高锁定精度，还应在腔内加入快环装置，控制  $f_{rep}$  信号的快漂，实现  $f_{rep}$  信号的双环控制。

综上所述，我们已经研制出一套  $f_{ceo}$  信号和  $f_{rep}$  信号完全锁定的掺镱光纤光梳，匹配  $10^{-12}/s$  量级的锁定精度，可以应用于天文光谱，光梳测距等领域。若要进一步提高锁定精度，需将参考源提升为光频参考源，这样锁定精度可以提高 4-5 个数量级，这一内容将在第五章呈现。该章节为第五章的实验工作提供了基础。



## 第四章 掺镱光纤光梳的光谱展宽的实验研究

### 4.1 引言

自从 Ranka 等人在 1999 年首次在 PCF 中观察到 SC 产生, SC 的产生仍然是一个热点研究课题。SC 生成已经在诸如光谱学、脉冲压缩和可调谐超快飞秒激光源的设计等多个领域中有众多应用。在电信环境中, 宽带 SC 频谱的频谱切片也被提出可作为密集波分复用应用创建多波长光源的简单方法。针对精密频率计量的重要应用, 飞秒脉冲泵浦 PCF 产生 SC 的潜在机制和噪声特性已有清晰的物理解释, SC 产生的物理机制主要是孤子辐射、各种四波混频过程、拉曼诱导孤子自频移、以及色散波生成等。

本章的主要意义是增强掺镱光纤光梳中的 972nm 成分, 为后续将掺镱光纤光梳稳定于超稳 972nm CW 激光器奠定基础。主要结构安排为: 基于 Menlo Systems 的掺镱飞秒光纤振荡器, 设计两级光纤放大, 将 30mW 的种子光放大至 2W 左右, 经过光栅对压缩得到 110fs 的近傅里叶极限飞秒脉冲, 然后通过空间耦合方式泵浦近零色散波长的 PCF 进行光谱扩展, 得到 972nm 成分增强的 SC, 以期与后续的 972nm CW 激光器进行拍频。为了提高 SC 输出功率的稳定性, 将空间耦合方式更换为光纤熔接方式, 在反常色散区域泵浦 PCF 也得到 972nm 增强的 SC 且测试了 13 小时内的功率稳定性, 均方根(Root mean square root, RMS)为 0.4%, 可以满足后续长时间稳定输出。针对不同色散区域的 SC 展宽机制, 进行了相应的分析。

### 4.2 掺镱光纤光梳光谱展宽实验装置

该部分的实验目的是将掺镱光纤光梳锁定至实验室现有的 972nm CW 激光器上, 参考源为光频, 可以提高光梳梳齿的锁定精度。但是由于振荡器直接输出光谱不含 972nm 成分, 且购置的放大模块产生的 SC 中的 972nm 成分也比较弱, 经实验验证, 不足以产生拍频信号。所以需要重新搭建一套放大压缩及扩

谱系统。整体装置示意图如图 4.1 所示。

该实验部分所用的掺镜振荡器已在第三章详细描述,可知振荡器端口输出约 30mW 的平均功率,重复频率为 250MHz,光谱约 40nm,中心波长为 1046nm。功率放大环节采用级联光纤放大模式,预放大选用高掺杂单模增益光纤,泵浦光为单模输出 976nm LD,最大输出功率为 500mW,将种子激光放大到 300 mW。主放大采用的是双包层泵浦放大技术,选用双包层增益光纤,用多模光纤耦合输出的 976 nm LD 进行泵浦。我们通过一对透射式光栅对组成的压缩器对放大后的激光脉冲进行压缩。放大压缩之后的飞秒脉冲入射到 PCF 中,得到 972nm 增强的 SC。

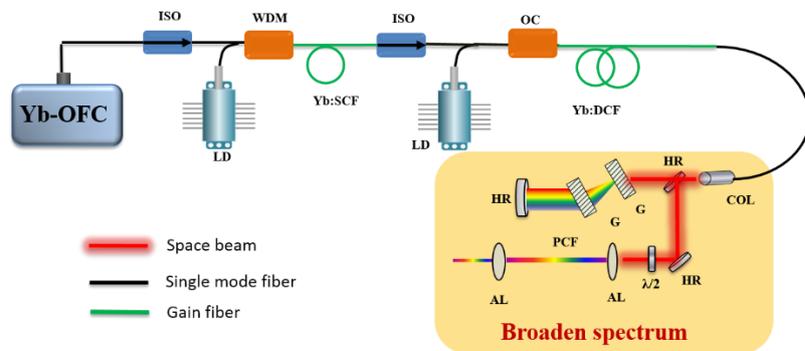


图 4.1 掺镜光纤光梳的光谱展宽实验图

### 4.3 掺镜光纤振荡器的光纤放大压缩

#### 4.3.1 双包层光纤泵浦放大技术原理

双包层光纤泵浦放大技术最早由美国 Polariod 公司和英国南安普敦大学在 1988 年提出。1994 年, H. M. Pask 等人首先在掺镜光纤中实现了包层泵浦放大,获得 0.5W 的最大输出功率,斜率效率高达 80%[156]。双包层光纤放大器具有转换效率高、输出光束质量好、结构紧凑等优点,在激光加工、光纤传感、医疗和光纤通讯和惯性约束聚变等领域有着广泛的应用。

双包层光纤由纤芯、内包层、外包层和保护层构成,相比于普通单模光纤,双包层光纤增设了一个内包层,而且内包层的尺寸设计的比纤芯尺寸要大得多,

目的在于提高对增益介质对泵浦光的耦合效率，如图 4.2 所示。纤芯的折射率小于内包层的折射率，内包层的折射率大于外包层的折射率，根据全反射原理，泵浦光被限制在内包层中传输，多次穿越纤芯过程中被掺杂稀土离子吸收，并产生单模激光由纤芯波导输出。它有效解决了光纤激光器中泵浦光功率与增益光纤之间的耦合效率问题，显著提高光纤激光器输出功率。包层光纤泵浦技术是实现高功率光纤激光器的核心技术。在实际应用中，为了抑制光纤中的高阶模式，常用控制光纤绕盘半径的方法，实现高质量的单模激光输出。

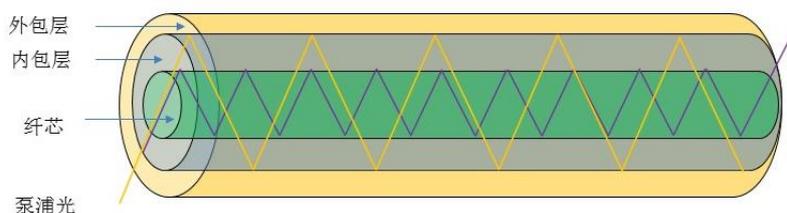


图 4.2 泵浦光在双包层光纤中的传播示意图

在光纤频率梳的放大过程中一般有非线性效应参与，脉冲不仅被放大，而且由于放大光纤内部的 S 而使得光谱加宽。这种非线性效应增加相位噪声和幅度噪声，并将脉冲能量限制到几 nJ。因此在包层泵浦放大之前，加入预啁啾处理，将飞秒脉冲展宽至皮秒甚至纳秒量级，不仅能够实现显著更高的脉冲能量，而且消除振幅-相位噪声。这样，放大器的输出功率对频率梳的线宽或 SNR 几乎没有影响。预啁啾包层泵浦放大技术是实现低噪声高精密度光纤光梳的有效途径。选用高掺杂浓度的增益光纤，可以减少所用光纤的长度，能有效降低与光纤长度有关的非线性噪声。

除了选择高增益光纤及采用预啁啾处理之外，将放大结构优化为级联式分布也能高效抑制放大过程中的噪声。经实验验证，级联式放大器是最有效的工作方式，即将多级放大器进行串联，优化每级放大器的增益系数、光纤种类及光纤长度，对种子光进行级联式功率放大。为保障放大过程中激光的单向传输并且避免回光破坏器件，在各级放大器之间插入光隔离器。级联式放大系统的结构如图 4.1 所示，光纤预放大级一般采用单模光纤，实现弱种子光的初步放大，一般可实现数百毫瓦的平均功率输出。光纤主放大器采用双包层光纤作为增益介质，可以实现输出功率能达到瓦量级以上。

### 4.3.2 级联式光纤放大及光栅压缩的实验研究

实验中用到的激光种子源输出的平均功率为 30 mW，重复频率为 250 MHz，光谱宽度为 40nm，支持的傅里叶极限脉宽为 29s，实际脉冲宽度为 6.7ps 说明振荡器内具有皮秒量级啁啾，在进入光纤放大之前无需进行预啁啾处理。在光纤放大部分采用一级预防和一级主放的级联放大光路设计，其中预放采用纤芯泵浦的单模光纤放大。经实验的验证选择，预放大选用 CorActive 公司生产的 YB 125 型高掺杂单模增益光纤（吸收系数大于 350 dB/m@ 915 nm），光纤长度为 12.5 cm，泵浦光为单模输出的 976nm LD，最大输出功率为 500mW，将种子激光放大到 300 mW，光谱有一定的窄化，光放大斜效率可达 54 %，如图 4.3 和 4.4 所示。设计用 12.5cm 长的高增益光纤目的是减少三阶色散的引入，在后续的压缩过程中仅用光栅就可实现近极限宽度的压缩脉冲输出。

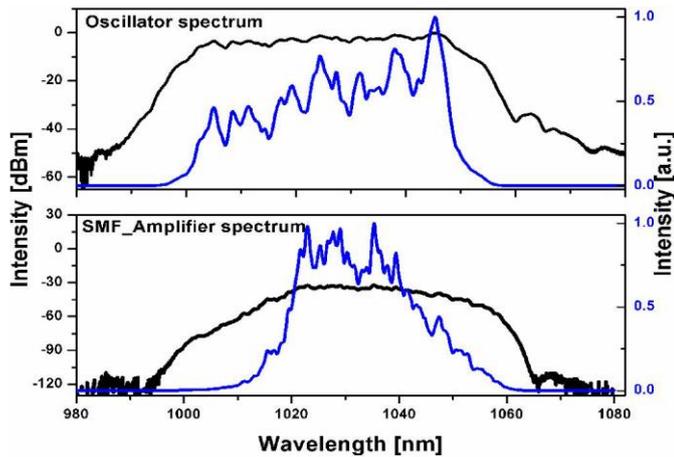


图 4.3 掺镱光纤光梳经一级单模光纤放大后光谱图

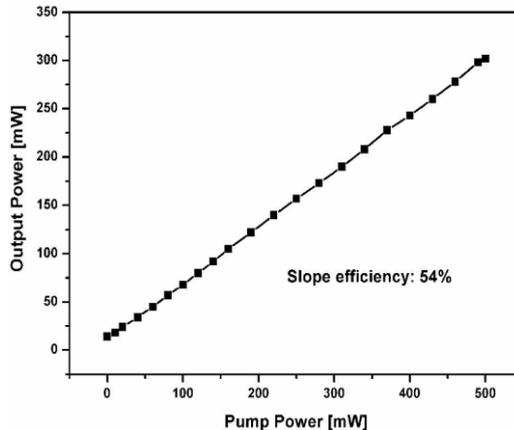


图 4.4 掺镱光纤光梳经一级单模光纤放大的斜效率为 54%

主放大采用的是双包层泵浦放大技术，同样选用 CorActive 公司的 YB 10/128P 型双包层增益光纤（吸收系数  $1.8 \text{ dB/m}@915 \text{ nm}$ ），设置长度为  $3 \text{ m}$ 。用多模光纤耦合输出的  $976 \text{ nm}$  LD 进行泵浦，其中通过合束器和隔离器将泵浦光单向耦合到光纤中。最后将放大的激光经过高功率准直器（Collimator）准直输出，如图 4.5 和 4.6 所示为在预放大输出  $300 \text{ mW}$  时的光谱图和斜效率图，光谱宽度约为  $15 \text{ nm}$ ，第二级放大的输出斜效率为  $44\%$ 。

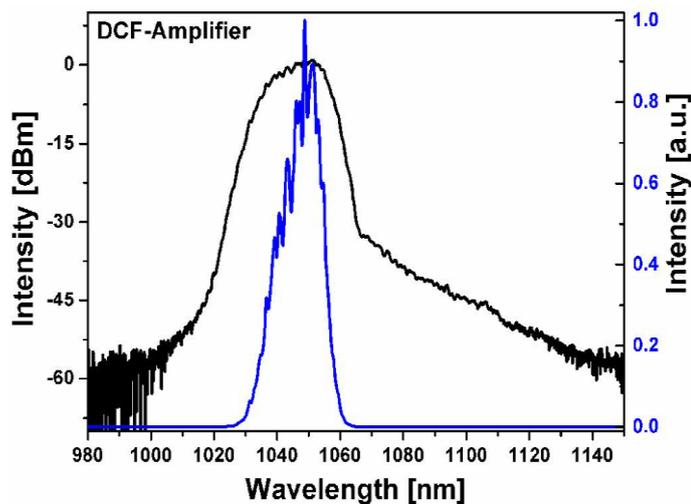


图 4.5 掺镱光纤光梳经二级双包层光纤放大后光谱图

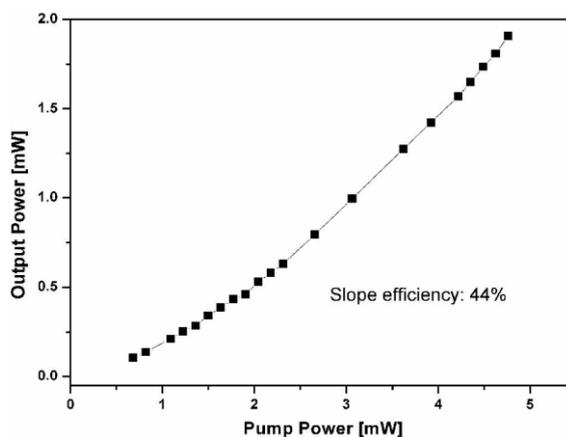


图 4.6 掺镱光纤光梳经二级双包层光纤放大的斜效率为  $44\%$

我们通过一对透射式光栅对组成的压缩器对放大后的激光脉冲进行压缩，用到的光栅刻线密度为  $1000 \text{ 线/mm}$ ，每个光栅透过率为  $90\%$ ，光栅的利特罗角为  $31^\circ$ （入射中心波长为  $1030 \text{ nm}$ ）。设置光栅间距为  $51 \text{ mm}$  时，脉宽压缩至  $110 \text{ fs}$ ，傅里叶极限脉宽约为  $107 \text{ fs}$ ，如图 4.7 所示。可以满足光谱展宽的实验研究。

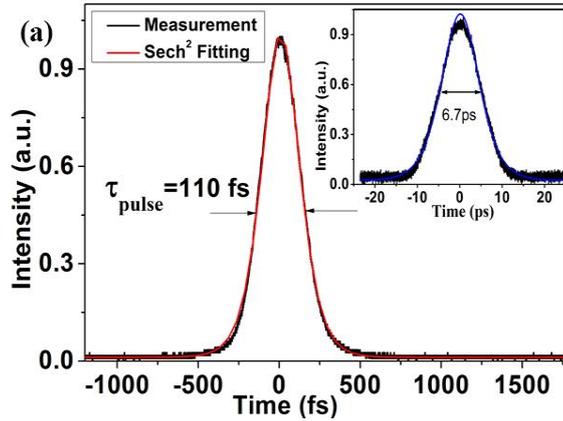


图 4.7 经光栅压缩之后的脉宽约为 110fs，右上方为振荡器输出脉宽

## 4.4 光子晶体光纤的光谱展宽

我们将放大压缩之后的超短脉冲耦合至PCF内，用于产生覆盖972nm成分增强的SC。由于泵浦波长为1046nm，首先选用了零色散波长为1040nm的PCF，近零色散波长泵浦PCF，容易产生孤子分裂和高阶非线性效应，展宽机制更为丰富，然后得到覆盖350nm到1600nm的SC。由于该PCF的耦合方式为空间光耦合，存在功率抖动和漂移，借助实验室拥有的光纤熔接式的零色散波长为975nm的PCF，在几乎相同的泵浦功率下，也得到覆盖350nm到1350nm的SC光谱，测试了13小时的输出功率稳定性，均方根为0.4%。

### 4.4.1 SC 的物理模型--NLSE 方程

描述超短脉冲在光纤内传输的物理模型为广义 NLSE 方程：

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} E - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k E}{\partial \tau^k} = i\gamma |E|^2 E - \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (|E|^2 E) - i\gamma T_R E \frac{\partial}{\partial \tau} |E|^2 \quad (4.1)$$

其中， $A$  为电场的归一化慢变振幅，而  $|A|^2$  则代表脉冲的光功率强度， $\alpha$  为光纤的损耗系数， $\beta_i$  表示光纤的第  $i$  阶色散项， $\gamma$  则代表非线性系数，表达式为  $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$ ，

其中  $A_{eff}$  表示纤芯的有效面积。它考虑了传播损耗以及所有色散，三个非线性过程：自相位调制 (SPM)，自陡峭 (Self-steepening, SS)，受激拉曼散射 (Stimulated Raman scattering, SRS) 等等。下面简单介绍各个物理过程。

**色散 (Dispersion) :** 超短激光脉冲在谱域是由一些列不同波长的光谱成分构成, 不同的波长成分在光纤内传输时具有不同的传输速度, 在时域上表现为弥散的特征。光脉冲在介质中传输时的传输常数用  $\beta(\omega)$  表示, 对  $\beta(\omega)$  在中心频率  $\omega_0$  处进行泰勒展开:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots, \quad (4.2)$$

其中,

$$\beta_m = \left[ \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (m=1, 2, \dots) \quad (4.3)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (4.4)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (4.5)$$

式中,  $n_g$  和  $v_g$  分别是群折射率和群速度。  $\beta_1$  为群速度的倒数, 表征脉冲包络的总体延迟,  $\beta_2$  为群速度倒数对频率的微分, 脉冲内不同频率成分会导致群速度发生色散, 对无啁啾的脉冲会因不同频率成分之间具有不同的传输速度而产生时间上的脉冲展宽。当  $\beta_2 > 0$ , 群速度随着光频率的增加而减小, 称为正常色散区, 当  $\beta_2 < 0$ , 群速度色散随着光频率增加而增加, 称为反常色散区, 对于  $\beta_2 = 0$  时所对应的波长, 称为零色散波长 (Zero-dispersion wavelength : ZDW)。在通常的 PCF 资料中, 给出色散量  $D$ , 散参量  $D$  和  $\beta_2$  之间的关系为:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (4.6)$$

**自相位调制 (SPM) :** 是由光克尔效应引起的, 其中较高的脉冲强度将导致材料折射率局部改变, 因此引起时间相关的相位延迟, 如式 (4.7)。

$$\phi_{NL} = n_2 I(t) k_0 L \quad (4.7)$$

由于瞬时频率是相位延迟对时间的一阶导数, 如式 (4.8) 结果将是脉冲产生瞬时频移或啁啾 (只要介质的响应时间远小于脉冲持续时间)。这使得脉冲的前

沿被红移（其瞬时频率向下移动），并且脉冲后沿被蓝移。

$$\Delta\omega(L,t) = -\frac{\partial\Delta\phi_{NL}}{\partial t} = -n_2 \frac{dI(t)}{dt} k_0 L \quad (4.8)$$

由式(4.8)知，随着传输距离的增加，SPM 将产生新的频率成分，是 SC 产生的主要机制，另外，自相位调制也是孤子脉冲和脉冲压缩的理论基础。

脉冲在光纤内传输，一般都到色散和非线性的共同作用。用  $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$  表征光纤的色散长度， $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$  表征非线性长度，其中  $T_0$  为泵浦脉冲宽度， $P_0$  为峰值功率。当光纤长度  $L \leq L_D$  和  $L \leq L_D$ ，色散和 SPM 作用均不起作用；当  $L \leq L_{NL}$ ，而  $L \approx L_D$  时，色散起主要作用；当  $L \leq L_D$ ，而  $L \approx L_{NL}$  时，SPM 起主要作用；当  $L \geq L_{NL}$ ， $L \geq L_D$  时，二者共同起作用。据此，可以初步解释光谱展宽的物理机制[157]。

**受激拉曼散射 (SRS)：**拉曼散射是通过光子与光学声子（振动能量的量子）的相互作用产生新的频率分量的过程。在斯托克斯拉曼散射的情况下，入射光子可以将材料激发成高能量状态，然后跃迁，辐射出光子和光学声子。

在光学领域，这种散射过程显然是非弹性的，能量损失在声子部分。这导致再次发射的光子相对入射光子频率向下偏移。由于入射和再发光场之间的频率失谐由发射声子的频率控制，因此该过程的增益与泵浦频率无关，而是两个场之间频率失谐的函数，与峰值增益有约 13THz 的失谐。

假设拉曼增益谱线满足洛伦兹线型，要产生受激拉曼散射效应需要满足一定的阈值泵浦功率

$$\frac{g_R(P_0)_{th} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 16 \quad (4.9)$$

$L_{eff}$  为光纤有效长度， $g_R$  为拉曼增益系数，一般约为  $10^{-14} \text{m/W}$  的数量级。在孤子具有足够宽的光谱的情况下，脉冲的高频分量将通过拉曼增益作为低频分量的泵浦光，将孤子的中心频率移动到更长的波长，这个过程被称为孤子自频移。孤子中心频率的总偏移与总传播距离呈线性关系，跟脉冲宽度  $T_0^{-4}$  成正比。

**自陡峭效应 (SS)：**波的群速度依赖光强的变化造成的，在时域的表现为：脉冲峰值处光强度较强，总体折射率较大，导致群速度较小；而两翼光强度弱，

群速度较大，因此峰值移动速率较两翼慢，波峰向后沿移动，从而产生了 SS 效应。对脉冲在谱域的影响为：使得由 SPM 展宽的光谱不再对称，红频较蓝频有较大的峰值，蓝频区域较红频区域有更大的频谱带宽。定性解释是，脉冲形状的不对称导致光谱的不对称；进一步展宽了由 SPM 产生的蓝频区域。

**孤子和色散波 (Soliton and dispersion wave)：** 孤子或孤立波是具有特定形状的脉冲，在传输任意长的传播距离在时域和频域均维持原状，并且对许多情况下的扰动（例如损耗、更高阶色散等）具有弹性。直观地认为，光学中的孤子传播被认为是 SPM 和反常色散共同作用的结果。通过 SPM，脉冲的强度将产生新的频率分量，沿着脉冲引起啁啾，前沿频率下移，后沿频率上移。在反常色散作用下，群速度随着光学频率的增加而增加，脉冲的后沿比前沿速度更快，脉冲将压缩。这又导致峰值功率的增强，以及脉冲光谱进一步的扩展。在这两个过程的长距离传播距离上，这两个过程将脉冲压缩到孤立波状态。在光纤中能够辐射的孤子阶数为：

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.10)$$

其中  $T_0$  为泵浦脉冲宽度， $P_0$  为峰值功率。在高阶色散扰动下，孤子可以分裂，过程中伴随色散波的产生。色散波和孤子辐射光谱范围内的某些频率满足相位匹配。

$$\beta(\omega) = \beta_{sol}(\omega) \quad (4.11)$$

其中较高阶色散项影响孤子和色散波之间的相位匹配，导致从孤子向色散波的能量转移，被认为是孤子通过能量的脱落进行自身的调整以返回到有效的孤子形状。这个过程通常被称为“切伦科夫”辐射。

广义非线性 NLSE 方程提供了一个全面的模型。脉冲在 PCF 中的演变过程一般包含以下三步：初始高阶孤子被压缩（光谱展宽），其次是高阶孤子受到高阶色散及非线性效应的影响发生孤子裂变，并辐射出色散波，第三步是拉曼孤子自频移。泵浦波长对 SC 产生的内在机制至关重要，下图是泵浦波长位于不同区域各非线性效应的影响。

#### 4.4.2 近零色散区域的光谱展宽

实验所用的泵浦激光参数为：脉宽约110fs，重复频率为250MHz，平均功率约1.5W，中心波长为1046nm。所用的PCF是由丹麦NKT Photonic公司生产的一种非保偏光纤，型号为SC-3.7-1040。纤芯直径3.7 $\mu\text{m}$ ，长度约15cm，在1060nm处的非线性系数为 $18\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 。我们将PCF封装在塑料壳内，前端放置在一个铁质热沉，如图4.8所示，光纤前后利用非球面透镜对光束进行聚焦和准直，前端的非球面透镜安置在三维精密平移台上，通过调节三维平移台优化耦合效率。



图 4.8 用于放置 PCF 的平台照片。

我们将经过放大压缩之后的激光通过空间耦合至 PCF，在进入 PCF 之前加入一个 HWP，调节激光偏振态，耦合效率约为 40%，如图 4.9 所示，将约 1.5W 的激光耦合至 PCF，输出功率约为 600mW。

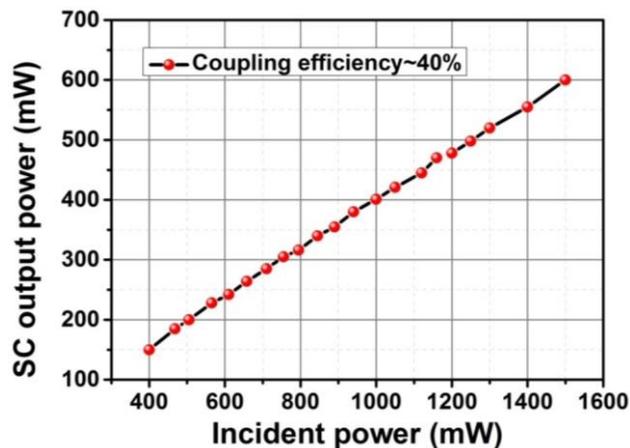


图 4.9 掺镜光梳光耦合至 SC-3.7-1040 PCF 的效率约为 40%

产生的 SC 谱如下图 4.10 所示，由于泵浦波长位于近零色散波长附近的反常色散区，二阶色散近似为零，根据公式 (4.6)， $L_D \geq L > L_{NL}$ ，先由 SPM 占主导作用对光谱进行展宽。由反常 GVD 和 SPM 的共同作用形成高阶孤子，在传

输过程中，由于高阶色散和调制不稳定性等非线性作用，导致孤子发生分裂，并且在短波区域辐射出色散波。分裂的基态孤子发生孤子自频移和脉冲内受激拉曼散射，不断向长波方向移动。

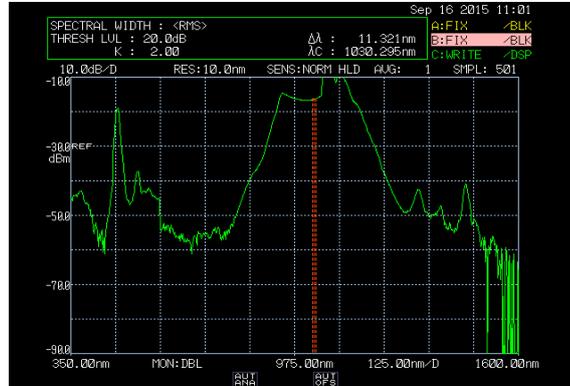


图 4.10 利用 SC-3.7-1040 PCF 产生的 SC 图

#### 4.4.3 反常色散区域的光谱展宽

在实际实验过程中，由于铁质热沉受热效率而产生热形变，导致耦合功率存在漂移，影响后续拍频信号的 SNR，严重制约光梳系统的长时间锁定。我们尝试将空间耦合方式改为光纤熔接方式。利用一段长约 45cm 的零色散波长位于 975nm 的 PCF 跟一段长约 30cm 的保偏单模光纤进行熔接，原因是降低环境扰动对进入 PCF 的激光的偏振态的影响，避免由此带来的功率抖动。单模光纤前端与具有尾纤的非球面透镜进行熔接。由于所用非球面透镜跟激光的空间光斑大小不是最优匹配，而且单模保偏光纤和 PCF 之间的熔接损耗约有 1.7dB，保偏单模光纤对激光偏振态也有筛选，功率也会有一定的损耗，导致 PCF 后端输出功率的效率约有 31%，如图 4.11 所示。

利用约 1.6W 的中心波长为 1046nm 的激泵浦零色散波长位于 975nm 的 PCF，得到如图所示的光谱，覆盖了从 350 nm 至 1350 nm 的 SC，如图 4.12，SC 宽超过了两个倍频程。由于泵浦波长位于远离零色散波长的反常色散区，拥有更多的负色散量来平衡 SPM，更容易产生高阶孤子。虽然二阶色散不为零，但是仍满足  $L_D > L > L_{NL}$ ，SPM 仍占主导作用。我们注意到泵浦波长的增加明显地导致光谱宽度增加，并且在光谱和时间强度中出现更多明显的孤子峰。但是根据公式(4.10)

此时孤子阶数反而减小，因此减少由孤子对光谱展宽的程度。色散波的位置也较前一种情况有明显的蓝移，这是由于泵浦波长与零色散波长越来越失谐，导致需要满足相位匹配的色散波的位置相应增加。并且泵浦波长离零色散波长越远，二者之间的失谐量越大，导致色散波和拉曼孤子之间的间隙越来越大，可以对比图 4.10 和 4.12 之间的凹陷部分。

因此，一般来说，采用近零色散波长的反常色散区域泵浦 PCF，由于高阶色散及更多的非线性效应参与，更容易产生更宽范围的 SC，若泵浦波长远离零色散波长的反常色散区域，容易产生马鞍形的 SC，要产生较为平坦的 SC，需要更高的泵浦功率。

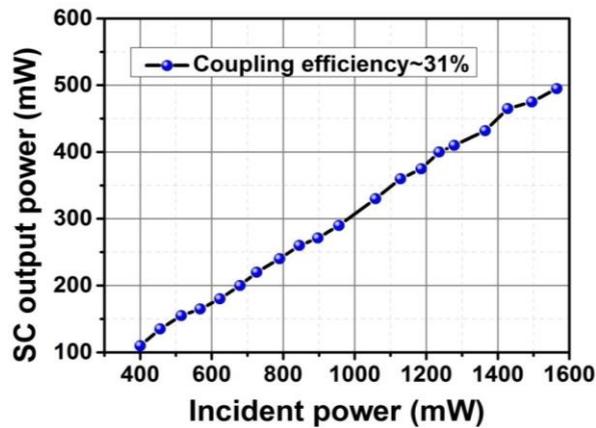


图 4.11 掺镜光梳光耦合至 SC-3.7-975 PCF 的效率约为 31%

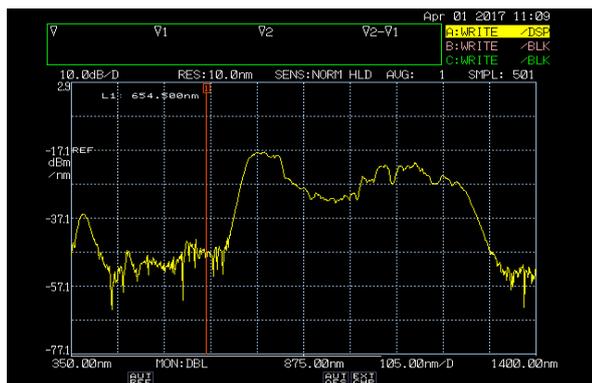


图 4.12 利用 SC-3.7-975 PCF 产生的 SC 谱图

虽然光谱没有近零色散波长泵浦情况展宽的程度宽，但是也达到增强 972nm 成分的实验目的了。为了能够取代空间耦合部分的光路，我们还测试了该耦合方式下的功率稳定性，通过功率计准直透镜端输出功率的稳定性，记录了 13 小时，

门时间设为 1s，如图 4.13 所示，13 小时内输出功率的 RMS 为 0.4%，可以满足后续光梳系统的长时间锁定要求。

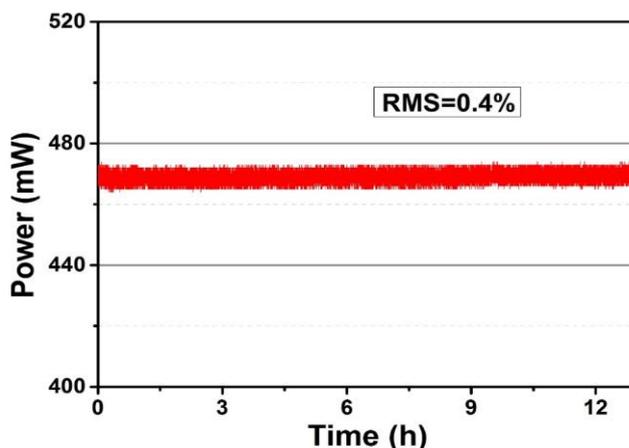


图 4.13 利用 SC-3.7-975 PCF 产生 SC 的功率稳定性

## 4.5 本章小结

对掺镱光纤光梳进行扩谱实验，以增强 972nm 成分。实验将振荡器输出种子光输入两级双包层光纤放大系统，经光栅对压缩，种子光的脉宽为 6.7ps，功率约 30mW，放大至 110fs，2W 的平均功率。然后空间耦合至型号为 SC-3.7-1040 的 PCF，泵浦波长位于近零色散的反常色散区域，由于高阶色散、调制不稳定性、伴随色散波辐射的高阶孤子分裂及脉冲内孤子自频移等非线性作用，产生 350nm-1650nm 的马鞍形 SC，增强了 972nm 成分。但是由于空间耦合导致安放 PCF 的热沉产生热效应，导致耦合功率漂移，不能够长时间稳定输出。实验设计了光纤熔接的耦合方式，采用 PCF 型号为 SC-3.7-975，由于是反常色散区域，二阶色散量不为零，此时孤子阶数减小，长波长范围的光谱展宽程度没有近零色散波长泵浦下的大。由于泵浦波长与零色散波长失谐量较大导致需要满足相位匹配的色散波的位置相应增加，色散波的位置也较前一种情况有明显的蓝移。并且泵浦波长离零色散波长越远，二者之间的失谐量越大，导致色散波和拉曼孤子之间的间隙越来越大，在 350nm 到 1350nm 范围内呈现马鞍形 SC。光谱范围没有第一种情况宽，但是也达到实验的目的，增强了 972nm 成分，满足后续实验的要求，而且功率稳定性显著提高，测量了 13h 的功率稳定性，RMS 为 0.4%，为实现光梳系统的长时间锁定提供的保障。



## 第五章 掺镱光纤光梳稳定至光频参考源的实验研究

### 5.1 引言

超稳窄线宽激光器作为一个基本工具可以应用到众多领域，例如光频率标准，高分辨率分子光谱和气体传感以及光通信等。当超稳窄线宽激光器作为光学频率参考源，应用到光梳中，则激光器的超稳窄线宽特性就会被精确传递到光梳的每一根梳齿上，这样就被复制出成千上万个超稳窄线宽光频标准，可以应用于原子光钟、分辨率光梳光谱[158]微波频率合成[159]领域。

在本章，我们首先采用 PDH 锁定技术将 972nm CW 激光器锁定至超高精细度和稳定度的 FP 腔，得到超稳窄线宽激光器；其次，基于上一章节的工作，将 972nm 超稳 CW 激光和掺镱光梳扩谱之后的光谱进行拍频，得到 43dB(100kHz 的 RBW)SNR 的拍频信号，通过控制快环元件 (EOM) 和慢环元件 (PZT)，实现掺镱光梳和光频参考的锁定。拍频信号在自由运转下的线宽约 200kHz。锁定之后，线宽被压窄至窄毫赫兹量级，锁定精度为 575 $\mu$ Hz，而阿伦方差达到  $2 \times 10^{-18}/s$ 。积分范围从 1Hz 到 10MHz 的 IPN 为 539mrad，相应的 Time jitter 为 278as。据我们所知，结果是掺镱杂光纤光梳中最高频率稳定性。此外，在 1Hz 的极限制 RBW 下测量得到 mHz 量级的梳齿线宽，同时噪声被抑制在 40dB 以上。

### 5.2 超稳窄线宽激光器的实验研究

超稳窄线宽激光器因其超高频率稳定性和超窄的激光线宽被广泛应用。实验上常利用 F-P 腔的窄线宽、高精度及超稳特性来对激光器进行稳频，通过 F-P 腔稳频技术不仅可以压窄线宽。而且可以维持长时间的超稳状态，更重要的是超稳 F-P 腔拥有超低的噪声特性。

在我们的实验中，我们将一台外腔光栅反馈半导体激光器 (TOPTICA) 与一超稳 F-P 腔通过 PDH 技术实现频率的精密锁定。锁定电路包括两个环路：快环控制，通过控制半导体激光器的电流来锁定激光频率；慢环控制，一是控制 F-P 腔

内温度，另外一个慢环控制是通过控制安装在激光器中光栅的PZT的电压来改变光栅角度，进而匹配温度慢漂导致的波长漂移。稳频的方法是通过扫描激光泵浦电流来改变激光波长实现与参考腔的共振。

实验中所用的F-P腔腔体是由超低膨胀系数(ULE)玻璃制成的空心圆柱体，腔长为10 cm，对应的自由光谱程为1.5 GHz，F-P腔腔的精细度为208600。为了获得低噪声的实验环境，我们将F-P腔放置在真空度为 $10^{-6}$ mbar的腔体中，且控制腔内温度到恒定的15.3℃(ULE玻璃的零膨胀温度点)，同时整个系统放置在一个小型被动隔震平台上。图5.1是超稳窄线宽激光器光路及实物照片。

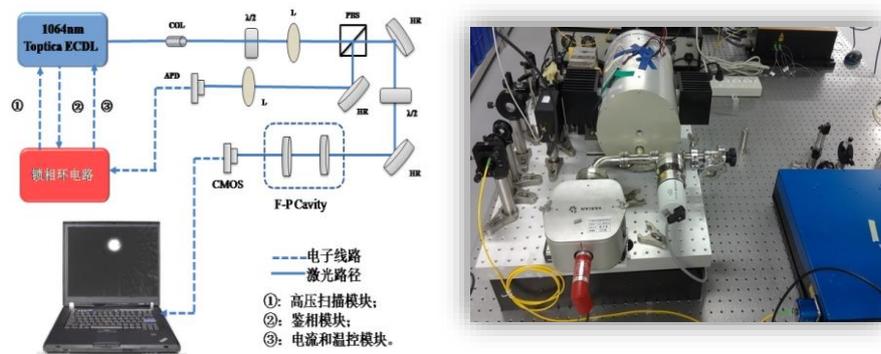


图 5.1 超稳窄线宽激光器的示意图及实验照片

### 5.2.1 PDH 稳频原理

PDH锁定技术的基本原理[160]，是利用电光调制器(EOM)给单频激光场加一相位调制，一般为几十MHz量级的快调制，使其在载波两侧产生相位相反的调制边带，将该激光高效率耦合至F-P腔，利用光电探测器得到光外差共振反射信号，然后与调制信号进行混频，提取具有良好鉴频特性的误差信号，从而通过控制电路反馈给执行元件调节激光频率，最终将激光频率稳定在F-P腔的共振频率上，同时由于超高精细度F-P腔的滤波效应，输出激光线宽被极大的压缩。下面具体介绍PDH稳频工作原理。具体原理如图5.2所示。

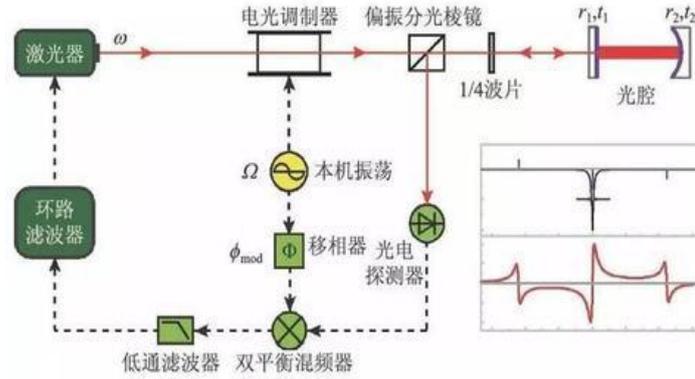


图 5.2 PDH 锁定技术原理图

上图为 PDH 锁定技术原理图，

设入射单频激光频率为  $\omega$ ，光场的表达式为

$$E_{inc} = E_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (5.1)$$

经过相位 EOM 的频率调制后，激光光场的表达变为：

$$E_{inc} = E_0 \cdot e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (5.2)$$

其中调制的频率为  $\Omega$ ，调制的幅度为  $\beta$ 。我们可以将  $E_{inc}$  进行贝塞尔函数展开，

调制幅度  $\beta < 1$  时，结果如下：

$$E_{inc} \approx E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}] \quad (5.3)$$

激光光场两侧出现了一对相位相反，频率为  $\omega \pm \Omega$  的调制边带，假设  $P_0 = |E_0|^2$  表示激光光场的总功率，那么由公式 5-2-2 可知，载波上的激光功率为

$$P_c = J_0^2(\beta) \cdot P_0 \quad (5.4)$$

边带上的激光功率为：

$$P_s = J_1^2(\beta) \cdot P_0 \quad (5.5)$$

实验中，经过相位调制的激光满足模式匹配和光外差探测光路系统，耦合到 F-P 腔中，已知 F-P 腔反射传递函数如下。

$$F(\delta) = \frac{\sqrt{R} \cdot \left[ 1 - \exp\left(i \frac{\delta}{\nu_{FSR}}\right) \right]}{1 - R \exp\left(i \frac{\delta}{\nu_{FSR}}\right)} \quad (5.6)$$

式子中  $R$  为镜片的反射系数，而  $\nu_{FSR}$  为 F-P 腔的自由光谱程，该参数与 F-P 的腔长有关，即  $\nu_{FSR} = c / 2nL$ ，而激光在 F-P 腔内往返一次所经历的相位表示为  $\delta / \nu_{FSR}$ 。激光经过 F-P 参考腔的反射光场为反射函数对入射场的调制：

$E_{ref} = F \cdot E_{inc}$ ，展开该式可得表达为：

$$E_{ref} = E_0 \cdot [F(\omega) \cdot J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) \cdot J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) \cdot J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}] \quad (5.7)$$

实际上，实验利用光电探测器(PD)测量的是光电流信号： $P_{ref} = |E_{ref}|^2$ ，则有

$$\begin{aligned} P_{ref} = & P_{cf} |F(\omega)|^2 + P_{sb} \cdot [ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 ] \\ & + 2\sqrt{P_{cf} \cdot P_{sb}} \cdot \{ \text{Re} [ F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) ] \cos \Omega t \\ & + \text{Im} [ F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) ] \sin \Omega t \} + X(2\Omega) \end{aligned} \quad (5.8)$$

当调制频率  $\Omega / \Delta\nu_{FP}$  时(调制频率远大于 F-P 腔共振线宽)，舍去  $\cos \Omega t$  项，鉴频信号变为：

$$\varepsilon = 2\sqrt{P_{cf} \cdot P_{sb}} \cdot \text{Im} [ F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) ] \quad (5.9)$$

上式即为解调后的鉴频信号，也被称为 PDH 误差信号，如图 5.3 所示。

在近共振条件下，PDH信号的斜率可以表示为：

$$D = \frac{d\varepsilon}{df} = -\frac{8\sqrt{RP_s P_c}}{\Delta\nu_c} \text{ (V/Hz)} \quad (5.10)$$

其中， $\Delta\nu_c$  为 F-P 腔的线宽，由上式可知，线宽越窄，鉴频信号的斜率越大。通常为了提高 PDH 信号的斜率，一般采用精细度很高的 F-P 腔。

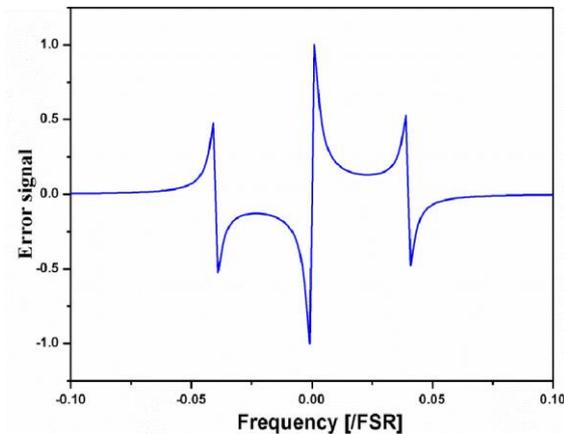


图 5.3 PDH 锁定技术的误差信号

### 5.2.2 超稳激光器实验研究

首先，我们搭建了光外差探测系统，如图 5.1 所示，整体光路和 F-P 腔放置在小型隔震平台上。通过一根长 2m 的单模光纤将外腔光栅反馈半导体激光器 (TOPTICA) 输出的约有 2mW 左右的 972nm CW 激光传输到光外差探测系统，采用焦距为 12.5cm 的透镜对 CW 激光和 F-P 腔进行模式匹配。在 F-P 腔输出端口放置一个工业相机 CMOS，探测到的成像光斑连接到一台电脑上进行时时监测。从 F-P 腔反射回来的信号被 APD1 探测并通过反馈电路与调制信号进行鉴。电路外接一个示波器监视反射信号机鉴相信号的变化情况。

通过扫描 972 nm 激光的泵浦电流，观察 F-P 腔后的工业相机 CMOS 的成像光斑，在未锁定时，在一个自由光谱程扫描周期内，出现闪烁的圆形光斑，但是由于腔长未锁定，光斑会变小至消失，如图 5.4 所示。一旦获得如图 5.5 所示的误差信号后，就可以进行锁定。在 CMOS 成像界面观察到光斑变大变亮，观察到激光与腔的共振，此时触发电路的锁定控制键。锁定后的光斑由于共振增强效应，光斑几乎弥漫整个电脑界面且不再闪烁。该锁定状态可以维持一个月的时间。由于系统将误差信号输入给 PI 反馈电路，进行激光谐振频率的实时跟踪和锁定，不同的 PI 参数对锁定状态有很大影响，在调试过程中，应不断优化 PI 参数，观察输出光斑是否是最优状态。

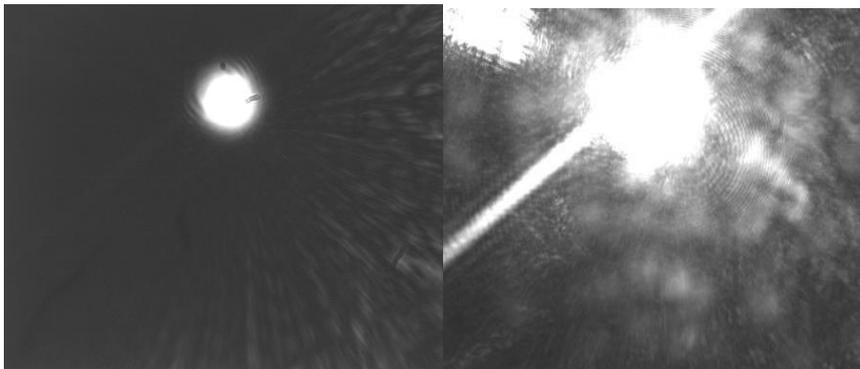


图 5.4 锁定前后的透射光在工业相机 CMOS 成像光斑

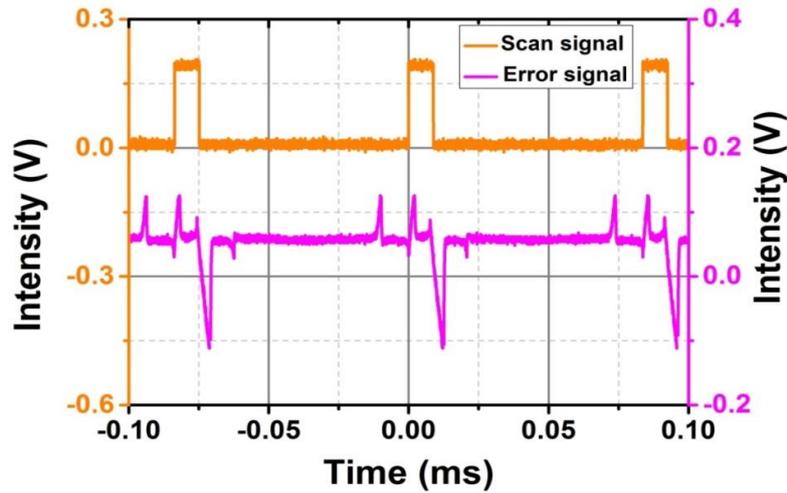


图 5.5 示波器显示的 PDH 锁定技术的扫描电压信号和误差信号

### 5.3 稳定至超稳连续激光器的重复频率的特性研究

#### 5.3.1 超稳掺镜光纤光梳的实验装置

超稳掺镜光纤光梳的整体实验装置图如图 5.6 所示。主体光路包含两部分： $f_{ceo}$  信号的探测和锁定，掺镜光梳与超稳激光拍频得到的  $f_b$  信号的探测和锁定。 $f_{ceo}$  信号的探测和锁定在第三章已有详细描述，在此不再赘述。与第三章不同的是， $f_{rep}$  信号的锁定参考源不再是频率综合器，而是自行搭建的超稳窄线宽 972nm CW 激光器。我们将掺镜光纤光梳的某一根梳齿和超稳窄线宽 972nm 激光进行拍频得到  $f_b$  信号，然后基于腔内 PZT 和 EOM 的双环控制，利用 PLL 电路实现该信号的锁定。由于掺镜光纤光梳的 SC 中的 92nm 成分太弱不足以跟超稳窄线宽 972nm 激光拍频得到  $f_b$  信号，我们在第四章将光纤光梳重新进行放大和光谱展宽，得到 972nm 成分增强的 SC，也就是 5.6 所示的光谱展宽模块。

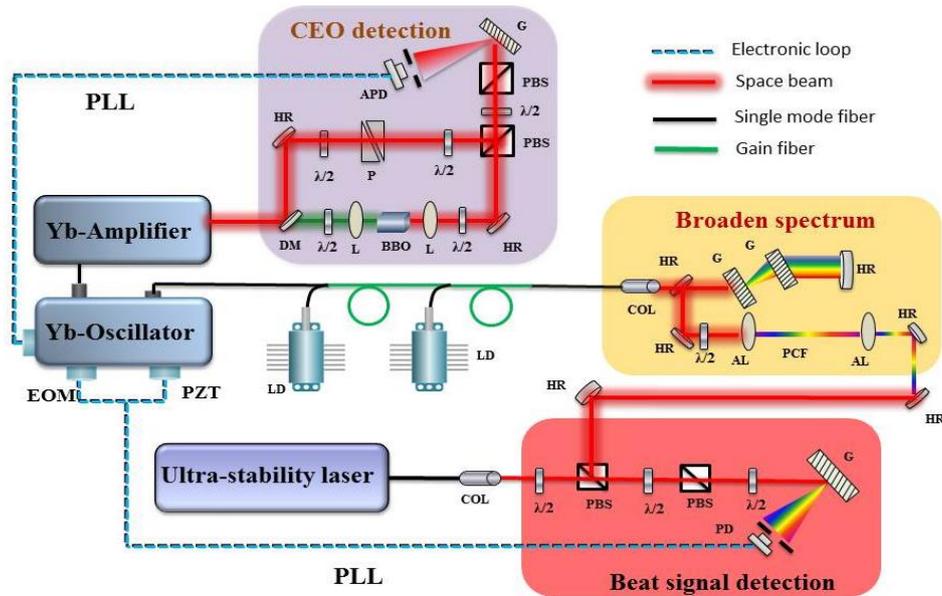


图 5.6 超稳掺镱光纤光梳的整体实验装置图。DM: 双色镜; HR: 高反镜; AL, 非球面聚焦透镜; G: 光栅。

### 5.3.2 掺镱光纤光梳与超稳激光器的拍频信号的测量

超稳窄线宽激光通过通过空间耦合实现将空间输出变为光纤输出, 通过一个尾纤长约 2m 的光束准直器 (Col) 将超稳激光光路引导至拍频光路处, 光束准直器后面放一个 HWP 调节激光偏振态。将超稳 972nm 激光与掺镱光纤光梳光谱在 PBS 处合束, 还需要经过半波片和 PBS 实现两路光的偏振态一致, 并且保证二者在空间重合, 再经衍射光栅分光, 其中光栅选用的是衍射光栅, 闪耀波长为 972 nm, 刻线密度为 1000 线/mm, 闪耀角约为  $65^\circ$ 。经小孔光阑选择 972nm 的拍频光谱成分, 入射到光电二极管 PD 中, 在 PD 中产生拍频过程。

通过实现超稳激光与掺镱光梳光谱的空间重合, 用一个 PD 探测光频参考标准  $f_{oref}$  与光梳中频率相近的梳齿的拍频信号  $f_b$ ,

$$f_b = f_n \pm f_{oref} \quad (5.11)$$

通过优化光路, 我们得到 SNR43dB (300kHzRBW) 的  $f_b$  信号, 远远满足 PLL 电路要求的 30dB SNR。如图 5.7 所示, 由于 972CW 被 PDH 技术调制产生了一个 20MHz 的射频信号, 出现在拍频信号附近, 还有三支杂信号, 可能是 PD 探

测器引入的，更换其他 PD，没有发现这些信号。实验中比较了三个不同中心波长的光电探测器：C5658APD (Hamamatsu, center wavelength@800nm), EOT2040(Electro-Optics Technology, Inc., center wavelength@950nm) and home-made PD (wavelength@800nm)，虽然 C5658APD 有放大功能，但是实际效果并不好，信号 SNR 只有 20dB 左右，EOT-2040PD 的响应波长 950nm，跟拍频信号的波长最接近，但是实际效果也只有不到 30dB，后来采用自制的 PD，中心波长为 800nm，探测的拍频信号最优，SNR 达到 43dB，但是由于该 PD 没有放大功能，信号的峰值功率只有不到 -50dBm。PLL 电路要求信号的峰值功率必须达到 -30dBm 才能被鉴相系统识别，所以在进入鉴相之前，加入两个放大电子电路模块 (Mini-circuits)，两个模块串联，共有有 30dB 的放大效果，满足电路要求。

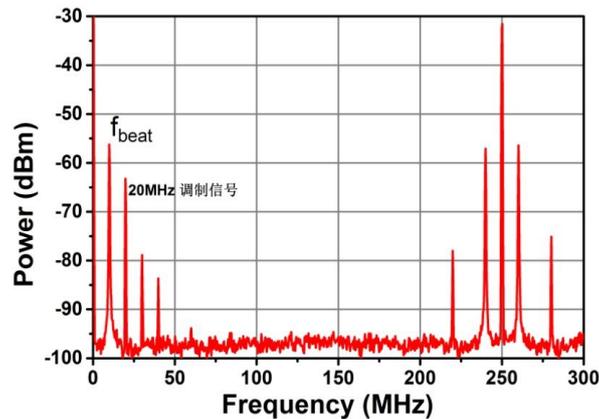


图 5.7 掺镱光纤光梳与超稳 972nm 激光的拍频信号，RBW 为 300kHz。

### 5.3.3 拍频信号的锁定

将梳状梳齿相位到具有窄线宽的超稳定 CW 激光器可以窄化线宽。但是光梳系统必须具有 100kHz 或更大的伺服带宽，以减少残留相位噪声，实现能量高度集中在相干峰值处，确保长时间锁定。用 PZT 来控制锁模激光器的腔长时，伺服带宽通常限制在几十 kHz[96,161-163]。此外，锁定后拍频信号存在大量的残留相位噪声且相干峰值处能量集中度不高。而且，较窄的伺服带宽会使锁定系统缺乏稳定性和可靠性，很容易被环境噪声破坏。因此，我们在掺镱光梳的振荡器内部加入了响应带宽大于 1MHz 的 EOM 实现快环控制，PZT 控制信号长时间的慢漂。

由于 PLL 系统内部鉴相模块提供的参考标准是 60MHz，我们通过改变高压驱动调节腔长，进而将拍频信号调节到 60MHz 左右，然后将该信号连接到鉴相系统进行鉴相。通过调节优化 PLL 电路的 PI 参数，我们将拍频信号锁定在 60MHz 处。由于前端的光谱展宽环节采用空间耦合，存在由于三维平移台的滑移和激光功率的热效应导致的功率漂移，我们通过计数器只记录了 3h 内信号的锁定情况，如图 5.8 所示，门时间设为 1s，标准偏差为 575 $\mu$ Hz。

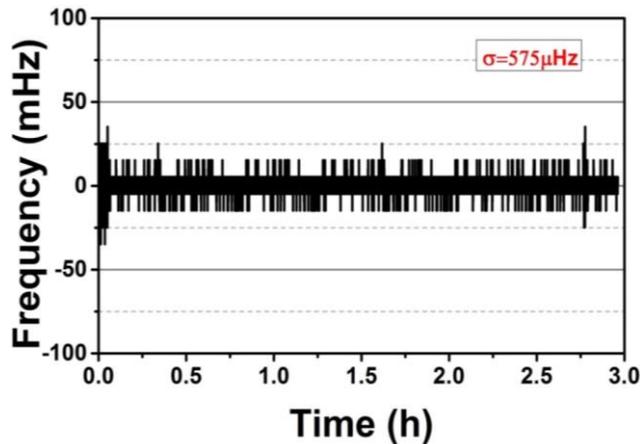


图 5.8 拍频信号  $f_b$  在 3h 内的频率抖动情况，门时间设为 1s。

#### 5.3.4 锁定后拍频信号的特性分析

**频率稳定性分析**我们首先分析拍频信号  $f_b$  的频率稳定性。同样地，我们先通过频率光谱仪分析了表征信号短稳的频域频率稳定性--IPN 和 Time jitter。如图 5.9 所示。积分范围为 1Hz 到 1MHz，IPN 为 378mrad，对应的 Time jitter 为 278as(中心波长 972nm)，相比与自由运转下的 320ps 和锁定至射频参考时 IPN 为 52ps，说明将光梳梳齿稳定至光频参考源，可以实现噪声的有效抑制。由 IPN 曲线走向可以看到图像在约为 350kHz 存在一个拐点，从此频率处到 1Hz 范围内，说明伺服电路对 350kHz 以下的频率噪声有明显的抑制作用，也可以认为环内 EOM 的伺服带宽为 350kHz。

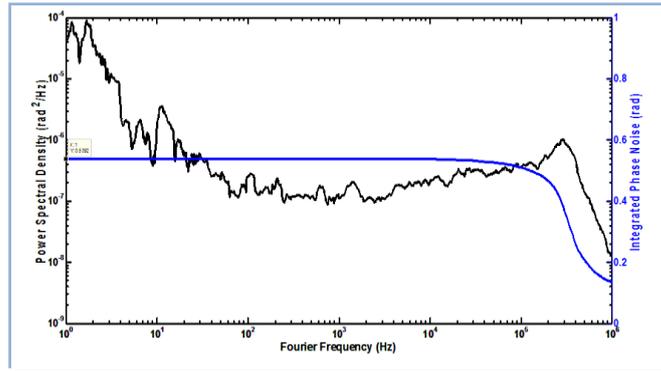


图 5.9 锁定后  $f_b$  信号的 PSD 曲线（黑线）和 IPN 特性曲线（蓝线）

其次我们利用计数器得到的频率抖动情况得到表征信号长稳的时域频率稳定性--阿伦方差，如图 5.10 所示，此处的中心波长为 972nm，得到在 1s 门时间下的频率稳定性为  $2 \times 10^{-18}$ ，在 1000s 的门时间下，频率不稳定性降低为  $8.1 \times 10^{-20}$ ，这是掺镜光纤光梳中报道的最优结果。阿伦方差的斜率  $\sigma(\tau) \propto \tau^{-0.5}$  说明频率白噪声为系统的主要噪声源。

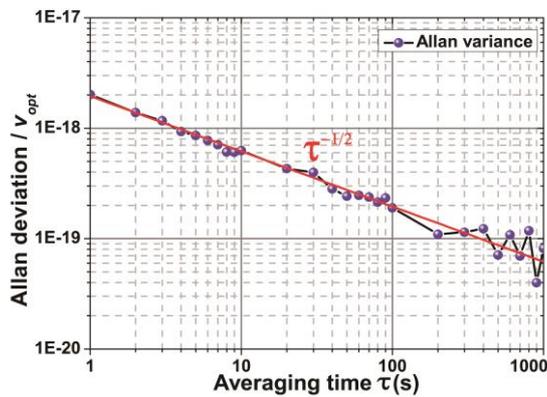


图 5.10 锁定后  $f_b$  信号的阿伦方差特性曲线，中心波长为 972nm。

**线宽分析：**由于所用参考源为稳定至超高精细度 F-P 腔的 CW 光频信号，而实验中所用的超稳 F-P 腔理论上可支持 mHz 量级的线宽。现在将掺镜光纤光梳锁定至超稳窄线宽激光参考源上，理论上窄线宽特性应该会传递给掺镜光纤光梳，因此，我们在此对锁定后的掺镜光纤光梳进行线宽特性分析。

我们首先测量了自由运转条件下的拍频信号的线宽，在 1kHz 的 RBW 条件下，线宽约 200kHz，如图 5.11 所示。锁定之后，如图 5.12 (a) 所示，将 RBW 设为 10Hz，信号线宽被明显压窄，此时可以看到信号峰值处集中了 90% 以上的

能量，信号的信噪抑制比达到 40dB 以上，说明处于良好的锁定状态。同时，在信号峰两侧，位于一个台阶上，台阶边缘各有一个小峰，该小峰与信号峰值处的频率偏差约 350kHz，这是由于腔内 EOM 将 350kHz 以内的残留相位噪声进行了有效的抑制，也跟 IPN 曲线的拐点进行相互佐证。从此处可以看出 EOM 工作状态下的伺服带宽为 350kHz，小于 1MHz 的相应带宽，可能原因是受限于镱离子的上能级寿命[135]。进一步地，我们将 RBW 设置为频谱仪的极限频率 1Hz 条件下，如图 5.12 (b) 所示拍频信号的线宽为 Hz 量级。由于频谱仪本身存在 Hz 量级的线宽，所以图显示的线宽不能真实反映信号的具体线宽。更精确的线宽测量需要用快速傅里叶分析仪，依据信号在低频范围内的 IPN 进行估测。所以，将掺镱光梳锁定至超稳窄线宽 CW 激光器上，梳齿线宽由 200kHz 压窄至赫兹甚至毫赫兹量级，实现了窄线宽特性的传递。

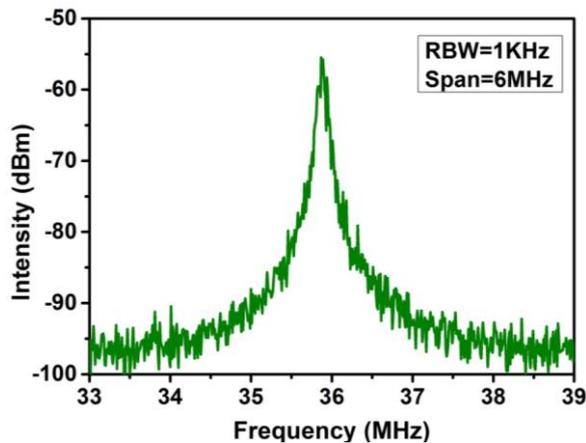


图 5.11 自由运转下  $f_b$  信号的线宽，在 1kHz 的 RBW 下，线宽约为 200kHz

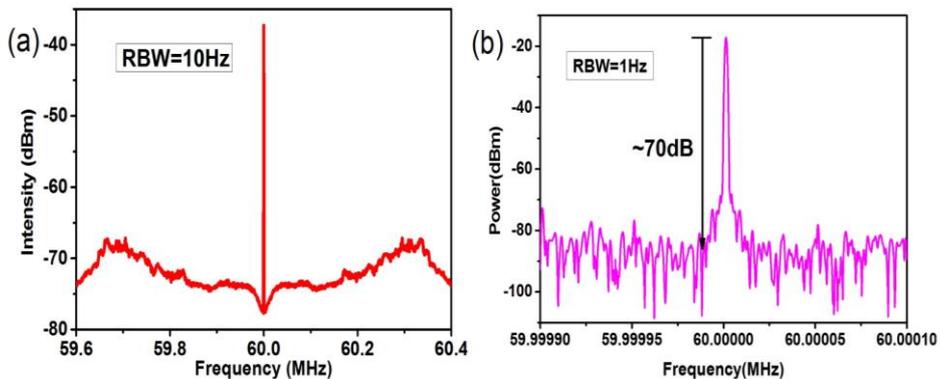


图 5.12 锁定后， $f_b$  信在不同分辨率下的的线宽 (a) 10HzRBW, Span=0.8MHz;  
(b) 1HzRBW, Span=20Hz;

## 5.4 本章小结

本章首先介绍了超稳窄线宽激光器的实验研究,之后介绍了掺镱光梳与超稳窄线宽激光器的拍频,得到高SNR的拍频信号,然后通过环内的快环控制EOM及慢环控制PZT共同作用,实现拍频信号的锁定,最后对锁定后的拍频信号的线宽特性及频率稳定性进行了分析,得到掺镱光纤光梳报道中频率稳定性最优的结果。

首先,我们将外腔光栅反馈半导体激光器(TOPTICA)与超高精细度的F-P腔通过PDH技术实现频率的精密锁定,锁定时长可以达到1个月。F-P的精细度为208600,理论上支持赫兹甚至毫赫兹的窄线宽输出,为后续的掺镱光梳提供稳定的窄线宽参考标准。

其次,我们将超稳激光与掺镱光梳的某一根梳齿进行拍频,在300kHzRBW下,得到43dB SNR的拍频信号,采用两级电子放大模块串联,实现30dB的放大,满足PLL电路对信号绝对强度的要求。

之后,为了抑制腔内残留相位噪声,我们利用EOM提供350kHz的伺服带宽,得到539mrad的IPN,积分范围为1Hz到10MHz,相应的时间抖动为278as,相比于自由运转下的320ps和锁定至射频后的52ps,提高了6个数量级。锁定之后,梳齿线宽由自由运转下的200kHz(1kHz的RBW)压窄为赫兹量级,受限于是频谱仪的极限RBW。在10Hz的RBW下,信号的信噪抑制比达到40dB,说明信号峰值处集中了90%的能量,说明系统处于良好的锁定状态。

最后,分析了超稳光纤光梳的频率稳定性。通过计数器记录了三个小时内的频率抖动特性,标准偏差为575 $\mu$ Hz。阿伦方差在在1s的门时间下,频率不稳定性为 $2 \times 10^{-18}$ ,1000s的门时间下,频率不稳定性降低为 $8.1 \times 10^{-20}$ ,这是掺镱光纤光梳中报道的最优结果。阿伦方差的斜率 $\sigma(\tau) \propto \tau^{-0.5}$ 说明频率白噪声为系统的主要噪声源。

## 第六章 总结与展望

目前最好的时钟依靠窄带光波跃迁,并且利用光梳作为发条链接到微波波段,提供高精度时间、频率标准。而这种光钟的相对稳定性和精度正在进入 $10^{-18}$ 的范围,作为发条的光学频率梳需要保持同步。光梳作为迄今为止最有效的测量绝对光学频率的工具,为发展高精密、高准确性的频率标准提供了载体。本文以超稳光纤光梳为主题,对构成光纤光梳各个环节进行了研究和分析。超稳光纤光梳包含光纤激光器、光纤放大及SC产生、 $f_{ceo}$ 的探测、超稳窄线宽激光器的实现、及 $f_{rep}$ 和 $f_{ceo}$ 的锁定和分析等几个主要环节。下面就这些方面取得的实验进展和主要结果进行详细而系统的介绍和总结。

本论文所涉及的工作开始于2014年9月,结束于2017年5月,现将对过去三年的主要科研工作内容进行总结和展望。

### 6.1 研究内容及取得的主要结论

1. 光纤激光器方面:首先,我们在实验上获得了一个稳定的混合调Q EDFL。通过组合纤维锥形 $WS_2$  SA和NPR共同作用,实现脉冲持续时间为443ns,平均功率为43mW,对应单脉冲能量为116nJ。据我们所知,脉冲持续时间和输出功率是基于TMDs SA调Q EDFL中的最佳结果。

其次,我们研究了可应用于飞秒光纤光梳的掺铒锁模光纤激光器。该部分包含两部分的工作,首先是腔内未加EOM及采用PBS输出时的输出特性,直接输出脉宽为65fs,重复频率为162.5MHz,在1KHz的RBW下的SNR达到80dB,光谱宽度为113nm。其次,为了将该激光器可应用于光纤光梳中,在腔内加入EOM,且为了避免后续放大和SC产生过程中由于空间耦合导致的功率漂移,采用光纤输出。得到激光器的参数为:100.8MHz重复率。使用976nm泵浦激光二极管,在泵功率650mW下,来自耦合器的平均输出功率为16mW,而来自偏振分束器的平均输出功率为27mW,脉冲宽度为91fs。该参数下的激光器满足光梳的基本要求,为光梳实验提供稳定的核心光源。

最后，研究了基于二维材料锁模的低噪声 EDFL，得到 1ps 的 IPN，低于商用的振荡器的 IPN，而且输出功率可以高达 50mW，可以应用于光纤光梳的制备和研究。

2. 光纤放大和 SC 产生: 基于 Menlo Systems 的掺镱飞秒光纤振荡器，采用级联双包层光纤放大技术，将 30mW 的种子光放大至 2W 左右，经过光栅对压缩得到 110fs 的近傅里叶极限 (107fs) 的超短脉冲，然后通过 PCF 进行光谱扩展，得到 972nm 成分增强的 SC。可应用于后续的光纤光梳与超稳 972nmCW 激光器的拍频过程。

3.  $f_{ceo}$  的测量: 自行搭建自参考拍频系统，SNR 为 40dB (100kHz 的 RBW) 的  $f_{ceo}$  信号，满足 PLL 电路要求的 30dB。

4.  $f_{ceo}$  信号和信号稳定于射频参考源的锁定结果: 利用 PLL 电路实现  $f_{ceo}$  信号和  $f_{rep}$  信号的同时锁定。 $f_{ceo}$  信号在近 13h 的标准偏差 6.25mHz;  $f_{rep}$  信号在 8h 的频率稳定范围在  $\pm 0.3$  mHz 以内，标准差为 52  $\mu$ Hz。 $f_{ceo}$  信号阿伦方差，在 1s 门时间下，频率稳定性  $1.2 \times 10^{-17}$ ，在 100s 的门时间下，频率稳定性降为  $8.3 \times 10^{-19}$ ，说明  $f_{ceo}$  信号处于较好的锁定状态。锁定后  $f_{rep}$  信号的时域频率稳定性为在 1s 的门时间下，频率稳定性为  $2 \times 10^{-12}/s$ ；自由运转下的 IPN 为 80mrad (1Hz 到 1MHz 的积分范围内)，对应的 Time jitter 为 320ps，锁定之后 IPN 为 13mrad (1Hz 到 1MHz 的积分范围内)，对应的 Time jitter 为 52ps。证明 PLL 电路对  $f_{rep}$  信号的噪声产生了一定的抑制作用。

5. 超稳窄线宽 972nm CW 激光器的实验研究: 我们将外腔光栅反馈半导体激光器与超高精细度的 F-P 腔通过 PDH 技术实现频率的精密锁定，锁定时长可以达到 1 个月。F-P 的精细度为 208600，理论上支持赫兹甚至毫赫兹的窄线宽输出，为后续的掺镱光梳提供稳定的窄线宽参考标准。

6. 超稳掺镱光纤光梳的锁定: 我们将掺镱光梳锁定与超稳窄线宽 CW 激光器上，首先得到 43dB (300kHz RBW) SNR 的拍频信号，采用两级电子放大模块串联，实现 30dB 的放大，满足 PLL 电路对信号绝对强度的要求。其次，通过控制振荡器腔内的 PZT 和 EOM 实现对光梳梳齿的双环控制，得到 539mrad 的 IPN (积分范围为 1Hz 到 10MHz)，相应的时间抖动为 278as，相比

于自由运转下的320s和锁定至射频后的52ps，提高了6个数量级。梳齿线宽也由自由运转下的200kHz（1kHz的RBW）压窄为赫兹量级，受限于频谱仪的极限RBW。在10Hz的RBW下，信号的信噪抑制比达到40dB，说明信号峰值处集中了90%的能量，说明系统处于良好的锁定状态。通过计数器记录了三个小时内的频率抖动特性，标准偏差为575 $\mu$ Hz。阿伦方差在1s的门时间下，频率不稳定为 $2 \times 10^{-18}$ ，1000s的门时间下，频率不稳定性降低为 $8.1 \times 10^{-20}$ ，这是掺镜光纤光梳中报道的最优结果。

## 6.2 未来工作展望

尽管本论文已取得了重要的实验成果，但各单元之间还存在着后续需要优化的空间。

光纤激光器环节，目前用于光纤光梳的激光器为商用的MenloSystems 掺镜光纤激光器，激光器的设计可以进一步优化，具体表现为：

- 1) 振荡器腔内含有大量啁啾，不是近零色散锁模状态，导致  $f_{ceo}$  信号线宽较大，且很难压窄，也会增加光梳系统的噪声；
- 2) 腔内加入的EOM的伺服带宽只有350kHz，目前文献中的伺服带宽均接近或大于1MHz，较小的伺服带宽不能更大范围的降低光梳系统的噪声；
- 3) 激光器结构属于空间结构，系统稳定性较差，且结构不如全光纤结构紧凑小巧，便携化不够。
- 4) 激光器采用NPR锁模方式，该锁模方式长期稳定性不如其他锁模方式比如8字型腔的性能好。

光纤放大和SC产生方面，实验中采用的是空间压缩方式，结构不紧凑，且稳定性不够优良，易受环境影响，且光栅的平行度也会影响衍射效率，降低输出功率；采用空间耦合产生SC，由于环境扰动和激光热效应，会导致三维精密平移台的漂移，降低耦合效率，影响信号的SNR和后续的锁定；

在  $f_{ceo}$  信号的探测过程中，采用空间结构光栅，衍射效率不够高；拍频过程是空间结构，结构不紧凑，稳定性不够。

实验所用的超稳窄线宽激光采用空间结构的外差拍频过程，占用空间较大，且不稳定；采用空间耦合方式将激光导入高精度 F-P 腔，透过率较低。

同时针对现阶段可优化的技术及该领域未来的发展趋势，以下几方面的研究工作值得进一步发展：

光纤激光器方面：自行搭建全光纤激光器，可采用全保偏结构，优化腔内色散，尽量接近零色散位置实现锁模；可采用8字型腔锁模方式，也可采用新型二维材料实现锁模，相关文献可知，新型二维材料锁模机制可以降低腔内噪声；加入光纤结构的EOM，实现大于1MHz伺服带宽。

光纤放大和压缩及产生SC方面：将空间光栅压缩变为光纤光栅压缩，增强系统稳定性；或者提高振荡器输出功率，产生高功率超短脉冲输出，直接用于SC产生；将PCF的空间耦合方式更换为光纤熔接方式，实现光梳系统的长期锁定。

$f_{ceo}$  信号的探测过程：可采用波导型的倍频晶体，光纤光栅进行分光，全光纤结构的拍频过程。

超稳窄线宽激光方面：可采用光纤耦合式的超稳F-P腔。耦合效率可以达到60%以上，增强系统稳定性。

光纤相对性能的测量：目前测量的是系统的环内噪声和环内的频率稳定性。要测量系统的相对性能，还需再搭建一套掺镜光梳，通过双光梳比对的方式，测量环外的频率稳定性。

## 参考文献

- [1] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank. Generation of optical pulses shorter than 0.1psec by colliding pulse mode locking. *Appl. Phys. Lett.* **38**, 671-672 (1981).
- [2] T. W. Hänsch. Nobel lecture: passion for precision. *Rev. Mod. Phys.* **78**,1297-1309 (2006).
- [3] J. L. Hall. Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1279-1295 (2006).
- [4] J. Ye, H. Schnatz, and L. W. Hollberg. Optical frequency combs: from frequency metrology to optical phase control. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9**, 1041-1058 (2003).
- [5] S. T. Cundiff and J. Ye. Colloquium: Femtosecond optical frequency combs. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 325-342 (2003).
- [6] N. R. Newbury. Searching for applications with a fine-tooth comb. *Nat. Photon.* **5**, 186-188 (2011).
- [7] T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-Hauck, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, L. PasQuini, A. Manescau, S.D'Odorico, M. T. Murphy, T. Kentischer, W. Schmidt, and T. Udem. Laser frequency combs for astronomical observations. *Science* **321**, 1335-1337 (2008).
- [8] S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist, E. A. Curtis, R. E. Drullinger, L. Hollberg, W. M. Itano, W. D. Lee, C.W. Oates, K. R. Vogel, and D. J. Wineland. An optical clock based on a single trapped  $199\text{Hg}^+$  Ion. *Science* **293**, 825-828 (2001).
- [9] J. Kim, J. A. Cox, J. Chen, and F. X. Kärtner. Drift-free femtosecond timing synchronization of remote optical and microwave sources. *Nat. Photon.* **2**, 733-736 (2008).
- [10] T. M. Fortier, M. S. Kirchner, F. Quinlan, J. Taylor, J. C. Bergquist, T. Rosenband, N. Lemke, A. Ludlow, Y. Jiang, C. W. Oates, and S. A. Diddams. Generation of

- ultrastable microwave via optical frequency division. *Nat. Photon.* **5**, 425-429 (2011).
- [11] J. Millo, R. Boudot, M. Lours, P. Y. Bourgeois, A. N. Luiten, Y. L. Coq, Y. Kersalé and G. Santarelli. Ultralow-noise microwave extraction from fiber-based optical frequency comb. *Opt. Lett.* **34**, 3707-3709 (2009).
- [12] Yasui, S. Yokoyama, H. Inaba, K. Minoshima. Terahertz frequency metrology based on frequency comb. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **17**, 191-201 (2011).
- [13] J. L. Hall. Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1279-1295 (2006).
- [14] T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch. Optical frequency metrology. *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- [15] C. K. Kao. Nobel Lecture: sand from centuries past: send future voices fast. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2299–2303 (2010).
- [16] E. Snitzer, Optical maser action of Nd<sup>3+</sup> in a barium crown glass. *Phys. Rev. Lett.* **7**, 444–446 (1961).
- [17] E. Desurvire, J. R. Simpson, Becker, P. C. High-gain Er-doped traveling-wave fiber amplifier. *Opt. Lett.* **12**, 888–890 (1987).
- [18] M. E. Fermann, M. Hofer, F. Haberl, and S. P. Craig-Ryan. Femtosecond fibre laser. *Electron. Lett.* **26**, 1737–1738 (1990).
- [19] I. N. Duling. All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror. *Opt. Lett.* **16**, 539–541 (1991).
- [20] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser. *Opt. Lett.* **18**, 1080–1082 (1993).
- [21] D. S. Funk, J. W. Carlson, and J. G. Eden. Ultraviolet (381 nm), room temperature laser in neodymium-doped fluorozirconate fibre. *Electron. Lett.* **30**, 1859–1860 (1994).
- [22] R. G. Smart, D. C. Hanna, A. C. Tropper, S. T. Davey, S. F. Carter, and D. Szebesta. CW room temperature upconversion lasing at blue, green and red wavelengths in

- infrared-pumped Pr<sup>3+</sup>-doped fluoride fibre. *SPIE milestone series*, **161**, 379-381 (2000).
- [23] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant. Tunable CW lasing around 610, 635, 695, 715, 885 and 910 nm in praseodymium-doped fluorozirconate fibre. *Electron. Lett.* **27**, 189–191 (1991).
- [24] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1–1.2  $\mu\text{m}$  region. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **1**, 2–13 (1995).
- [25] J. Nilsson, W. A. Clarkson, R. Selvas, J. K. Sahu, P. W. Turner, S. U. Alam, and A. B. Grudinin. High power wavelength tunable cladding pumped rare-earth-doped silica fiber lasers. *Opt. Fiber Technol.* **10**, 5–30 (2004).
- [26] P. F. Moulton, G. A. Rines, E. V. Slobodtchikov, K. F. Wall, G. Frith, B. Samson, and A. L. G. Carter. Tm-doped fiber lasers: fundamentals and power scaling. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**, 85–92 (2009).
- [27] X. Zhu and N. Peyghambarian. High power ZBLAN glass fiber lasers: review and prospect. *Adv. Optoelectron.* **2010**, 501956 (2010).
- [28] <http://optics.org/news/3/10/44>.
- [29] E. Stiles. New developments in IPG fiber laser technology. *Proceedings of the 5th International Workshop on Fiber Lasers*, **2**, (2009).
- [30] M. Cheng, Y. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. Changkakoti, and P. Gatchell. High-energy and high-peak-power nanosecond pulse generation with beam quality control in 200  $\mu\text{m}$  core highly multimode Yb-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.* **30**, 358–360 (2005).
- [31] F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tunnermann. 26 mJ, 130 W Q-switched fiber laser system with near-diffraction-limited beam quality. *Opt. Lett.* **37**, 1073–1075 (2012).
- [32] Q. Fang, Y. Qin, B. Wang, and W. Shi. 11 mJ all-fiber-based actively Q-switched fiber master oscillator power amplifier, *Laser Phys. Lett.* **10**, 115103 (2013).

- [33] A. Malinowski, P. Gorman, C. A. Codemard, F. Ghiringhelli, A. J. Boyland, A. Marshall, M. N. Zervas, and M. K. Durkin. High-peak-power, high energy, high average power pulsed fiber laser system with versatile pulse duration and shape. *Opt. Lett.* **38**, 4686–4689 (2013).
- [34] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hadrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tunnermann. Fiber chirped pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power. *Opt. Express* **19**, 255–260 (2011).
- [35] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tunnermann. Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power. *Opt. Lett.* **35**, 94–96 (2010).
- [36] G. Krauss, S. Lohss, T. Hanke, A. Sell, S. Eggert, R. Huber, and A. Leitenstorfer. Synthesis of a single cycle of light with compact Er-doped fiber technology. *Nat. Photonics* **4**, 33–36 (2010).
- [37] A. Sell, G. Krauss, R. Scheu, R. Huber, and A. Leitenstorfer. 8-fs pulses from a compact Er: fiber system: quantitative modeling and experimental implementation. *Opt. Express* **17**, 1070–1077 (2009).
- [38] M. Sejka, P. Varming, J. Hubner, and M. Kristensen. Distributed feedback Er<sup>3+</sup>-doped fiber laser. *Electron. Lett.* **31**, 1445–1446 (1995).
- [39] C. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, Y. Kaneda, Sh. Jiang, and N. Peyghambarian. Low-noise narrow-linewidth fiber laser at 1550 nm. *J. Lightwave Technol.* **22**, 57–62 (2004).
- [40] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake, and S. Jiang. Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1813–1815 (2006).
- [41] Q. Fang, W. Shi, K. Kieu, E. Petersen, A. Chavez-Pirson, and N. Peyghambarian. High power and high energy monolithic single frequency 2  $\mu\text{m}$  nanosecond pulsed fiber laser by using large core Tm-doped germanate fibers: experiment and modeling. *Opt. Express* **20**, 16410–16420 (2012).

- [42] M. E. Fermann and I. Hartl. Ultrafast fiber laser technology. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **15**, 191-206 (2009).
- [43] W. Sibbett, A. Lagatsky and C. Brown. The development and application of femtosecond laser systems. *Opt. Express* **20**, 6989-7001(2012).
- [44] C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. García and E. Mazur. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy. *Opt. Lett.* **26**, 93-95 (2001).
- [45] W. Drexler, U. Morgner, F. Kärtner. In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *Opt. Lett.* **24**, 1221-1223 (1999).
- [46] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto. Optical coherence tomography. *Science* **254**, 1178-1181 (1991).
- [47] N. Nishizawa, Y. Chen, P. Hsiung, E. P. Ippen and J. G. Fujimoto. Real-time ultrahigh-resolution optical coherence tomography with an all-fiber femtosecond fiber laser continuum at 1.5  $\mu\text{m}$ . *Opt. Lett.* **29**, 2846-2848 (2004).
- [48] K. Park, J. Lee, Y. T. Lee, W. K. Choi, J. H. Lee and Y. W. Song. Black phosphorus saturable absorber for ultrafast mode-locked pulse laser via evanescent field interaction. *Ann. Phys.* **527**, 770-776 (2015).
- [49] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heynau Self mode-locking of lasers with saturable absorbers. *Appl. Phys. Lett.* **8**, 174-176 (1966).
- [50] U. Keller, W. H. Knox and H. Roskos. Coupled-cavity resonant passive mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.* **15**, 1377-1379 (1991).
- [51] U. Keller, K.J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, and J. A. Der Au. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2**, 435-453 (1996).
- [52] U. Keller. Recent developments in compact ultrafast lasers. *Nature* **424**, 831-838 (2003).

- [53] P. T. Guerreiro, S. Ten, N. F. Borrelli, J. Butty, G. E. Jabbour and N. Peyghambarian. PbS quantum-dot doped glasses as saturable absorbers for mode locking of a Cr: Forsterite laser. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1595–1597 (1997).
- [54] S. Iijima, T. Ichihashi. Single-shell carbon nanotubes of 1-nm diameter. *Nature* **363**, 603-605 (1993).
- [55] H. Kataura, Y. Kumazawa, Y. Maniwa, I. Umezu, S. Suzuki, Y. Ohtsuka and Y. Achiba. Optical properties of single-wall carbon nanotubes. *Synth. Met.* **103**, 2555-2558 (1999).
- [56] Y.-C. Chen, N. R. Raravikar, L. S. Schadler, P. M. Ajayan, Y.-P. Zhao, T.-M. Lu, G.-C. Wang and X.-C. Zhang. Chen Y C, Raravikar N R, Schadler L S, et al. Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55  $\mu\text{m}$ . *Appl. Phys. Lett.* **81**, 975-977 (2002).
- [57] Y. Sakakibara, S. Tatsuura, H. Kataura, H. Kataura, M. Tokumoto and Y. Achiba. Near-infrared saturable absorption of single-wall carbon nanotubes prepared by laser ablation method. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L494- L494-5 (2003).
- [58] N. Nishizawa, Y. Seno, K. Sumimura, Y. Sakakibara, E. Itoga, H. Kataura and K. Itoh. All-polarization-maintaining Er-doped ultrashort-pulse fiber laser using carbon nanotube saturable absorber. *Opt. Express* **16**, 9429-9435 (2008).
- [59] K. Kieu, J. Jones, N. Peyghambarian. Generation of sub-20fs pulses from an all-fiber carbon nanotube mode-locked laser system. *CLEO. OSA CTuII2*, 1-2 (2010).
- [60] Q. L. Bao, H. Zhang, Y. Wang, Z. H. Ni, Y. L. Yan, Z. X. Shen, K. P. Loh, D. Y. Tang. Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers. *Adv. Funct. Mater.* **19**, 3077–3083 (2009).
- [61] D. Popa, P. Z. Sun, F. Torrisi, T. Hasan, F. Wang and A. C. Ferrari, Sub 200 fs pulse generation from a graphene mode-locked fiber laser. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 203106 (2010).
- [62] H. Zhang, C. X. Liu, X. L. Qi, X. Dai, Z. Fang and S. C. Zhang. Topological insulators in  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  and  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  with a single Dirac cone on the surface. *Nat.*

- Phys.* **5**, 438-442 (2009).
- [63] F. Bernard, H. Zhang, S. P. Gorza, P. Emplit. Towards mode-locked fiber laser using topological insulators. *Nonlinear Photonics OSA*, NTh1A.5 (2012).
- [64] C. Zhao, H. Zhang, X. Qi, Y. Chen, Z. T. Wang, S. C. Wen and D. Y. Tang. Ultra-short pulse generation by a topological insulator based saturable absorber. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 211106 (2012).
- [65] C. Zhao, Y. Zou, Y. Chen, Z. T. Wang, S. B. Lu, H. Zhang, S. C. Wen, and D. Y. Tang. Wavelength-tunable picosecond soliton fiber laser with Topological Insulator: Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> as a mode locker. *Opt. Express* **20**, 27888-27895 (2012).
- [66] Q. H. Wang, K. K. Zadeh, A. Kis, J. N. Coleman and M. S. Strano. Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides. *Nat. Nanotechnol.* **7**, 699-712 (2012).
- [67] Z. Q. Luo, Y. Y. Li, M. Zhong, Y. Z. Huang, X. J. Wan, J. Peng, and J. Weng. Nonlinear optical absorption of few-layer molybdenum diselenide sub-40-mHz linewidth laser based on a selenide (MoSe<sub>2</sub>) for passively mode-locked soliton fiber laser. *Photon. Res.* **3**, A79-A86 (2015).
- [68] D. Mao, B. B. Du, D. X. Yang, S. L. Zhang, Y. D. Wang, W. D. Zhang, X. Y. She, H. C. Cheng, H. B. Zeng, and J. L. Zhao. Nonlinear Saturable Absorption of Liquid Exfoliated Molybdenum/Tungsten DiteLLuride Nanosheets. *Small* **12**, 1489-1497 (2016).
- [69] R. I. Woodward, E. J. R Kelleher. 2D Saturable Absorbers for Fibre Lasers. *Appl. Sci.* **5**, 1440-1456 (2015).
- [70] S. Droste, G. Ycas, B. R. Washburn, I. Coddington and N. R. Newbury. Optical frequency comb generation based on erbium fiber Lasers. *Nanophotonics* **5**, 196-213 (2016).
- [71] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Opt. Lett.* **25**, 25-27 (2000).

- [72] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter and U. Keller. Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation. *Appl. Phys. B- Lasers O.* **69**, 327-332 (1999).
- [73] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall and S. T. Cundiff. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science* **288**, 635-639 (2000).
- [74] T. R. Schibli, O. Kuzucu, J. W. Kim, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, F. X. Kaertner, V. Scheuer and G. Angelow. Toward single-cycle laser systems. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **9**, 990-1001 (2003).
- [75] J. W. Nicholson M. F. Yan, P. Wisk, J. Fleming, F. DiMarcello, E. Monberg, A. Yablon, C. Jørgensen, and T. Veng. All-fiber, octave-spanning supercontinuum. *Opt. Lett.* **28**, 643-645 (2003).
- [76] J. W. Nicholson and M. F. Yan. Cross-coherence measurements of supercontinua generated in highly-nonlinear, dispersion shifted fiber at 1550 nm. *Opt. Express* **12**, 679- 688 (2004).
- [77] N. Nishizawa and T. Goto. Widely Broadened Supercontinuum Generation Using Highly Nonlinear Dispersion Shifted Fibers and Femtosecond Fiber Laser. *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L365–L367 (2001).
- [78] F. Tauser, A. Leitenstorfer, and W. Zinth. Amplified femtosecond pulses from an Er:fiber system: Nonlinear pulse shortening and self-referencing detection of the carrier envelope phase evolution. *Opt. Express* **11**, 594–600 (2003).
- [79] B. R. Washburn Jeffrey W. Nicholson, M. F. Yan, C. G. Jørgensen, S. Diddams, and N. R. Newbury. An all-fiber, phase-locked supercontinuum source for frequency metrology. *Frontiers in Optics, OSA* **7** (2003)
- [80] B. R. Washburn, S. A. Diddams, N. R. Newbury, J. W. Nicholson, M. F. Yan, and C. G. Jørgensen. Phase-locked, Er-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared. *Opt. Lett.* **29**, 250–252 (2004).

- [81] H. Hundertmark, D. Wandt, C. Fallnich, N. Haverkamp, and H. R. Telle. Phase-locked carrier-envelope offset frequency at 1560 nm. *Opt. Express* **12**, 770–775 (2004).
- [82] T. R. Schibli, K. Minoshima, F. L. Hong, H. Inaba, A. Onae, H. Matsumoto, I. Hartl, and M. E. Fermann. Frequency metrology with a turnkey all-fiber system. *Opt. Lett.* **29**, 2467–2469 (2004).
- [83] P. Kubina, P. Adel, F. Adler, G. Grosche, T. W. Hänsch, R. Holzwarth, A. Leitenstorfer, B. Lipphardt, and H. Schnatz. Long term comparison of two fiber based frequency comb systems. *Opt. Express* **13**, 904–909 (2005).
- [84] H. A. Haus and A. Mecozzi. Noise of mode-locked lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **29**, 983–996 (1993).
- [85] J. J. McFerran, W. C. Swann, B. R. Washburn, and N. R. Newbury. Elimination of pump-induced frequency jitter on fiber-laser frequency combs. *Opt. Lett.* **31**, 1997–1999 (2006).
- [86] J. J. McFerran, W. C. Swann, B. R. Washburn, N. R. Newbury. Suppression of pump-induced frequency noise in fiber-laser frequency combs leading to sub-radian f (ceo) phase excursions. *Appl. Phys. B* **86**, 219–227 (2007).
- [87] R. Paschotta, A. Schlatter, S. C. Zeller, H. R. Telle, U. Keller. Optical phase noise and carrier-envelope offset noise of mode-locked lasers. *Appl. Phys. B* **82**, 265–273 (2005).
- [88] N. R. Newbury and W. C. Swann. Low-noise fiber-laser frequency combs (Invited). *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1756–1770 (2007).
- [89] E. Benkler, H. R. Telle, A. Zach, and F. Tauser. Circumvention of noise contributions in fiber laser based frequency combs. *Opt. Express* **13**, 5662–5668 (2005).
- [90] T. K. Kim, Y. J. Song, K. Jung, C. Kim, H. Kim, C. H. Nam, and J. Kim. Sub-100-as timing jitter optical pulse trains from mode-locked Er-fiber lasers. *Opt. Lett.* **36**, 4443–4445 (2011).
- [91] N. Bucalovic, V. Dolgovskiy, M. C. Stumpf, C. Schori, G. Di Domenico, U. Keller, S. Schilt, and T. Südmeyer. Effect of the carrier-envelope-offset dynamics on the stabilization of a diode-pumped solid-state frequency comb. *Opt. Lett.* **37**, 4428–4430 (2012).
- [92] I. Hartl, G. Imshev, M. E. Fermann, C. Langrock, and M. M. Fejer. Integrated self-

- referenced frequency-comb laser based on a combination of fiber and waveguide technology. *Opt. Express* **13**, 6490–6496 (2005).
- [93] Y. Kim, S. Kim, Y. J. Kim, H. Hussein, and S. W. Kim. Er-doped fiber frequency comb with mHz relative linewidth. *Opt. Express* **17**, 11972-11977 (2009).
- [94] M. Hoffmann, S. Schilt, T. Südmeyer. CEO stabilization of a femtosecond laser using a SESAM as fast opto-optical modulator. *Opt. Express* **21**, 30054-30064 (2013)
- [95] Y. Nakajima, H. Inaba, K. Hosaka, K. Minoshima, A. Onae, M. Yasuda, T. Kohno, S. Kawato, T. Kobayashi, T. Katsuyama, and F. L. Hong. A multi-branch, fiber-based frequency comb with millihertz-level relative linewidths using an intra-cavity electro-optic modulator. *Opt. Express* **18**, 1667-1676 (2010).
- [96] D. Hou, B. Ning, S. Y. Zhang, J. T. Wu, and J. Y. Zhao. Long-term stabilization of fiber laser using phase-locking technique with ultra-low phase noise and phase drift. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **20**, 456-463 (2014).
- [97] T. R. Schibli, I. Hart, D. C. Yost, M. J. Martin, A. Marcinkevičius, M. E. Fermann and J. Ye. Optical frequency comb with submillihertz linewidth and more than 10 W average power. *Nat. Photonics* **2**, 355-359 (2008).
- [98] N. Kuse, J. Jiang, C.-C. Lee, T. R. Schibli, and M.E. Fermann. All polarization-maintaining Er fiber-based optical frequency combs with nonlinear amplifying loop mirror. *Opt. Express* **24**, 3095-3102 (2016).
- [99] C. Benko, A. Ruehl, M. J. Martin, K. S. E. Eikema, M. E. Fermann, I. Hartl, and J. Ye. Full phase stabilization of a Yb: fiber femtosecond frequency comb via high-bandwidth transducers. *Opt. Lett.* **37**, 2196-2198 (2012).
- [100] K. Iwakuni, H. Inaba, Y. Nakajima, T. Kobayashi, K. Hosaka, A. Onae, and F. L. Hong. Narrow linewidth comb realized with a mode-locked fiber laser using an intra-cavity waveguide electro-optic modulator for high-speed control. *Opt. Express* **20**, 13769-13776 (2012).
- [101] A. Ruehl, A. Marcinkevicius, M. E. Fermann, and I. Hartl. 80 W, 120 fs Yb-fiber frequency comb. *Opt. Lett.* **35**, 3015–3017 (2010).
- [102] T. C. Schratwieser, K. Balskus, R. A. McCracken, C. Farrell, C. G. Leburn, Z. Zhang, T. P. Lamour, T. I. FERREIRO, A. Marandi, A. S. Arnold, and D. T. Reid. (87)Rb-stabilized 375-MHz Yb: fiber femtosecond frequency comb. *Opt. Express* **22**,

- 10494–10499 (2014).
- [103] G. Wang, F. Meng, C. Li, T. Jiang, A. Wang, Z. Fang, and Z. Zhang. 500 MHz spaced Yb: fiber laser frequency comb without amplifiers. *Opt. Lett.* **39**, 2534–2536 (2014).
- [104] D. Hou, J. Wu, S. Zhang, Q. Ren, Z. Zhang, and J. Zhao. A stable frequency comb directly referenced to rubidium electromagnetically induced transparency and two-photon transitions. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 111104 (2014).
- [105] Y. Kim, S. Kim, Y. J. Kim, H. Hussein, and S. W. Kim. Er-doped fiber frequency comb with mHz relative linewidth. *Opt. Express* **17**, 11972–11977 (2009).
- [106] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen, and J. Ye. A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity. *Nat. Photonics* **6**, 687–692 (2012).
- [107] D. Gatti, T. Sala, A. Gambetta, N. Coluccelli, G. N. Conti, G. Galzerano, P. Laporta, and M. Marangoni. Analysis of the feed-forward method for the referencing of a CW laser to a frequency comb. *Opt. Express* **20**, 24880–24885 (2012).
- [108] Y. Zhang, L. Yan, S. Fan, L. Zhang, and W. Zhao, W. Guo, S. Zhang, and H. Jiang. Development of an Er-fiber-laser-based optical frequency comb at NTSC. *Joint Conference of the IEEE*, 599–601 (2015).
- [109] F. C. Cruz, G. Ycas, D. L. Maser, and S. A. Diddams, Frequency stabilization of a mid-infrared optical frequency comb to single-frequency optical references. *Mid-Infrared Coherent Sources*, OSA 2 (2016).
- [110] W. Hänsel, M. Giunta, K. Beha, M. Lezius, M. Fischer, and R. Holzwarth, Ultra-low phase noise all-PM Er: fiber optical frequency comb. *Advanced Solid State Lasers OSA 2* (2015).
- [111] E. Baumann, F. R. Giorgetta, J. W. Nicholson, W. C. Swann, I. Coddington, and N. R. Newbury, High-performance, vibration-immune, fiber-laser frequency comb. *Opt. Lett.* **34**, 638–640 (2009).
- [112] N. Daniele, B. Argence, W. Zhang, R. L. Targat, G. Santarelli, and Y. L. Coq. Spectral purity transfer between optical wavelengths at the 10<sup>-18</sup> level. *Nat. Photonics* **8**, 219–223 (2014).
- [113] <http://www.menlosystems.com/>
- [114] <http://www.toptica.com/>
- [115] <http://www.imra.com/>

- [116] S. A. Diddams, J. C. Bergquist, S. R. Jefferts, and C. W. Oates. Standards of time and frequency at the outset of the 21st century. *Science* **306**, 1318-1324. (2004).
- [117] X. Y. Zhou, D. Yoshitomi, Y. Kobayashi, and K. Torizuka. Generation of 28-fs pulses from a mode-locked ytterbium fiber oscillator. *Opt. Express* **16**, 7055-7059 (2008).
- [118] A. Cingöz, D. C. Yost, T. K. Allison, A. Ruehl, M. E. Fermann, I. Hartl, and J. Ye. Broadband phase noise suppression in a Yb-fiber frequency comb. *Opt. Lett.* **36**, 743-745 (2011).
- [119] P. Li, G. Z. Wang, C. Li, A. M. Wang, Z. G. Zhang, F. Meng, S. G. Cao, and Z. J. Fang. Characterization of the carrier envelope offset frequency from a 490 MHz Yb-fiber-ring laser. *Opt. Express* **20**, 16017-16022 (2012).
- [120] M. Yan, W. X. Li, K. W. Yang, H. Zhou, X. L. Shen, Q. Zhou, Q. T. Ru, D. B. Bai, and H. P. Zeng. High-power Yb-fiber comb with feed-forward control of nonlinear-polarization-rotation mode-locking and large-mode-area fiber amplification. *Opt. Lett.* **37**, 1511-1513 (2012).
- [121] L. H. Pang, H. N. Han, Z. B. Zhao, W. J. Liu, and Z. Y. Wei. Ultra-stability Yb-doped fiber optical frequency comb with  $2 \times 10^{-18}$ /s stability in-loop. *Opt. Express* **24**, 28993-29000 (2016).
- [122] C.H. Li, A. J. Benedick, P. Fendel, A. G. Glenday, F. X. Kärtner, D. F. Phillips, D. SAselov, A. Szentgyorgyi and R. L. Walsworth. A laser frequency comb that enables radial velocity measurements with a precision of  $1 \text{ cm s}^{-1}$ . *Nature* **452**, 610-612 (2008).
- [123] T. Wilken, G. L. Curto, R. A. Probst, T. Steinmetz, A. Manescau, L. Pasquini, J. I. G. Hernández, R. Rebolo, T. W. Hänsch, T. Udem and R. Holzwarth. A spectrograph for exoplanet observations calibrated at the centimetre-per-second level. *Nature* **485**, 611-614 (2012).
- [124] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppa, N. D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates, and A. D. Ludlow. An atomic clock with  $10^{-18}$  instability. *Science* **341**, 1215–1218 (2013).
- [125] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, and J. Ye. An optical lattice clock with accuracy and stability at the  $10^{-18}$  level. *Nature* **506**, 71–75 (2014).
- [126] M. Lezius, T. Wilken, C. Deutsch, M. Giunta, O. Mandel, A. Thaller, V. Schkolnik,

- M. Schiemangk, A. Dinkelaker, A. Kohfeldt, A. Wicht, M. Krutzik, A. Peters, O. Hellmig, H. Duncker, K. Sengstock, P. Windpassinger, K. Lampmann, T. Hülasing, T. W. Hänsch, and R. Holzwarth, Space-borne frequency comb metrology. *Optica* **3**, 1381-1387(2016).
- [127] D. Hillerkuss, R. Schmogrow, T. Schellinger, M. Jordan, M. Winter, G. Huber, T. Vallaitis, R. Bonk, P. Kleinow, F. Frey, M. Roeger, S. Koenig, A. Ludwig, A. Marculescu, J. Li, M. Hoh, M. Dreschmann, J. Meyer, S. Ben Ezra, N. Narkiss, B. Nebendahl, F. Parmigiani, P. Petropoulos, B. Resan, A. Oehler, K. Weingarten, T. Ellermeyer, J. Lutz, M. Moeller, M. Huebner, J. Becker, C. Koos, W. Freude & J. Leuthold. 26 Tbit s<sup>-1</sup> line-rate super-channel transmission utilizing all-optical fast Fourier transform processing. *Nat. Photonics* **5**, 364-371(2011).
- [128] P. M. Anandarajah, R. Zhou, R. Maher, M. D. G. Pascual, F. Smyth, V. Vujicic, and L. P. Barry. Flexible optical comb source for super channel systems. *OFC/NFOEC. IEEE*, 1-3 (2013)
- [129] J. Pfeifle, V. Brasch, M. Lauer mann, Y. M. Yu, D. Wegner, T. Herr, K. Hartinger, P. Schindler, J. S. Li, D. Hillerkuss, R. Schmogrow, C. Weimann, R. Holzwarth, W. Freude, J. Leuthold, T. J. Kippenberg and C. Koos, Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs. *Nat. Photonics* **8**, 375-380 (2014).
- [130] X. Xie, R. Bouchand, D. Nicolodi, M. Giunta, W. Haensel, M. Lezius, R. Holzwarth, A. Joshi, S. Datta, A. Christophe, P. Tremblin, G. Santarelli, and Y. Le Coq. Record ultra-low phase noise 12 GHz signal generation with a fiber optical frequency comb and measurement. *CLEO OSA SM4H.1*(2016).
- [131] S. A. Diddams, L. Hollberg, and V. Mbele. Molecular fingerprinting with the resolved modes of a femtosecond laser frequency comb. *Nature* **445**, 627–630 (2007).
- [132] A. Schliesser, N. Picqué and T. W. Hänsch. Mid-infrared frequency combs. *Nat. Photonics* **6**, 440–449 (2012).
- [133] S. H. Kassani, R. Khazaeinezhad, H. Jeong, T. Nazari, D.-I. Yeom, and K. Oh. All-fiber Er-doped Q-switched laser based on tungsten disulfide saturable absorber. *Opt. Mater. Express* **5**, 373-379 (2015).
- [134] P. G. Yan, A. J. Liu, Y. S. Chen, H. Chen, S. C. Ruan, C. Y. Guo, S. F. Chen, I. L.

- Li, H. P. Yang, J. G. Hu, and G. Z. Cao. Microfiber-based WS<sub>2</sub>-film saturable absorber for ultra-fast photonics. *Opt. Mater. Express* **5**, 479-489 (2015).
- [135] T. Hakulinen, A. Kaskela, B. Aitchison, D. P. Brown, A. G. Nasibulin, E. I. Kauppinen, and O. G. Okhotnikov. Carbon nanotube films for ultrafast broadband technology. *Opt. Express* **17**, 2358–2363 (2009).
- [136] B. Chen, X. Zhang, K. Wu, H. Wang, J. Wang, and J. Chen. Q-switched fiber laser based on transition metal dichalcogenides MoS<sub>2</sub>, MoSe<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub>, and WSe<sub>2</sub>. *Opt. Express* **23**, 26723-26737 (2015).
- [137] Z. H. Yu, Y. R. Song, J. R. Tian, Z. Y. Dou, H. Y. Guoyu, K. X. Li, H. W. Li, and X. P. Zhang. High-repetition-rate Q-switched fiber laser with high quality topological insulator Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> film. *Opt. Express* **22**, 11508-11515 (2014).
- [138] Y. Chen, C. J. Zhao, S. Q. Chen, J. Du, P. H. Tang, G. B. Jiang, H. Zhang, S. C. Wen, and D. Y. Tang. Large Energy, Wavelength Widely Tunable, Topological Insulator Q-switched ErDoped Fiber Laser. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, 0900508 (2014).
- [139] M. Zhang, G. H. Hu, G. Q. Hu, R. C. T. Howe, L. Chen, Z. Zheng and T. Hasan. Yb- and Er-doped fiber laser Q-switched with an optically uniform, broadband WS<sub>2</sub> saturable absorber. *Sci. Rep.* **5**, 17482 (2015).
- [140] Y. Z. Huang, Z. Q. Luo, Y. Y. Li, M. Zhong, B. Xu, K. J. Che, H. Y. Xu, Z. P. Cai, J. Peng. And J. Weng. Widely-tunable, passively Q-switched Erdoped fiber laser with few-layer MoS<sub>2</sub> saturable absorber. *Opt. Express* **22**, 25258-25266 (2014).
- [141] Z. Luo, Y. Huang, M. Zhong, Y. Li, J. Wu, B. Xu, H. Xu, Z. Cai, J. Peng, and J. Weng. 1-, 1.5-, and 2- μm fiber lasers Q-switched by a broadband few-layer MoS<sub>2</sub> saturable absorber. *J. Lightwave Technol.* **32**, 4679-4686 (2014).
- [142] R. I. Woodward, R. Howe, T. H. Runcorn, G. Hu, F. Torrisi, E. Kelleher, and T. Hasan. Wideband saturable absorption in few-layer molybdenum diselenide (MoSe<sub>2</sub>) for Q-switching Yb-, Er-and Tm-doped fiber lasers. *Opt. Express* **23**, 20051-20061 (2015).
- [143] Y. Chen, G. B. Jiang, S. Q. Chen, Z. N. Guo, X. F. Yu, C. J. Zhao, H. Zhang, Q. L. Bao, S. C. Wen, D. Y. Tang, and D. Y. Fan. Mechanically exfoliated black phosphorus as a new saturable absorber for both Q-switching and mode-locking laser operation. *Opt. Express* **23**, 12823-12833 (2015).
- [144] T. Jiang, K. Yin, X. Zheng, H. Yu, and X. A. Cheng. Black phosphorus as a new

- broadband saturable absorber for infrared passively Q-switched fiber lasers. *Opt. Express* **23**, 27292–27298 (2015).
- [145] J. Z. Wang, Z. P. Cai, P. Xu, G. G. Du, F. Q. Wang, S. C. Ruan, Z. P. Sun, and T. Hasan. Pulse dynamics in carbon nanotube mode-locked fiber lasers near zero cavity dispersion. *Opt. Express* **23**, 9947–9958 (2015).
- [146] J. Sotor, I. Pasternak, A. Krajewska, W. Strupinski, and G. Sobon. Sub-90 fs a stretched-pulse mode-locked fiber laser based on a graphene saturable absorber. *Opt. Express* **23**, 27503–27508 (2015).
- [147] J. Boguslawski, J. Sotor, G. Sobon, R. Kozinski, K. Librant, M. Aksienionek, L. Lipinska, and K. M. Abramski. Graphene oxide paper as a saturable absorber for Er- and Tm-doped fiber lasers. *Photon. Res.* **3**, 119–124 (2015).
- [148] L. Gao, T. Zhu, Y. J. Li, W. Huang, and M. Liu. Watt-level ultrafast fiber laser based on weak evanescent interaction with reduced graphene oxide. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**, 1245–1248 (2016).
- [149] W. J. Liu, L. H. Pang, H. N. Han, W. L. Tian, H. Chen, M. Lei, P. G. Yan, and Z. Y. Wei. 70-fs mode-locked Er-doped fiber laser with topological insulator. *Sci. Rep.* **6**, 19997 (2016).
- [150] K. X. Li, Y. R. Song, Z. H. Yu, R. Q. Xu, Z. Y. Dou, and J. R. Tian. L-band femtosecond fibre laser based on Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> topological insulator. *Laser Phys. Lett.* **12**, 105103 (2015).
- [151] J. Sotor, G. Sobon, W. Macherzynski, P. Paletko, and K. M. Abramski. Black phosphorus saturable absorber for ultrashort pulse generation. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 051108 (2015).
- [152] K. Wu, X. Y. Zhang, J. Wang, and J. P. Chen. 463-MHz fundamental mode-locked fiber laser based on few-layer MoS<sub>2</sub> saturable absorber. *Opt. Lett.* **40**, 1374–1377 (2015).
- [153] D. Mao, X. Y. She, B. B. Du, D. X. Yang, W. D. Zhang, K. Song, X. Q. Cui, B. Q. Jiang, T. Peng, and J. L. Zhao. Er-doped fiber laser passively mode locked with few-layer WSe<sub>2</sub>/MoSe<sub>2</sub> nanosheets. *Sci. Rep.* **6**, 23583 (2016).
- [154] K. Wu, X. Y. Zhang, J. Wang, X. Li, and J. P. Chen. WS<sub>2</sub> as a saturable absorber for ultrafast photonic applications of mode-locked and Q-switched lasers. *Opt. Express* **23**, 11453–11461 (2015).

- [155] C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann. High-power fibre lasers. *Nat. Photonics* **7**, 861-867 (2013).
- [156] H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna, L. Reekie, P. S. J. Russell, J. E. Townsend, and A. C. Tropper. Operation of cladding-pumped Yb/sup 3+/-doped silica fibre lasers in 1 mu m region. *Electron. Lett.* **30**, 863-865 (1994).
- [157] G. P. Agrawal. Nonlinear fiber optics. *Academic press* (2007).
- [158] M. J. Thorpe, D. Balslev-Clausen, M. S. Kirchner, and J. Ye. Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy: application to human breath analysis. *Opt. Express* **16**, 2387–2397 (2008).
- [159] A. Cingöz, D. C. Yost, T. K. Allison, A. Ruehl, M. E. Fermann, I. Hartl, and J. Ye. Direct frequency comb spectroscopy in the extreme ultraviolet. *Nature* **482**, 68-71 (2012).
- [160] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B* **31**, 97-105 (1983).
- [161] A. Bartels, C. W. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams. Stabilization of femtosecond laser frequency combs with subhertz residual linewidths. *Opt. Lett.* **29**, 1081–1083 (2004).
- [162] W. C. Swann, J. J. McFerran, I. Coddington, N. R. Newbury, I. Hartl, M. E. Fermann, P. S. Westbrook, J. W. Nicholson, K. S. Feder, C. Langrock, and M. M. Fejer. Fiber-laser frequency combs with subhertz relative linewidths. *Opt. Lett.* **31**, 3046–3048 (2006).
- [163] M. J. Martin, S. M. Foreman, T. R. Schibli, and J. Ye. Testing ultrafast mode-locking at microhertz relative optical linewidth. *Opt. Express* **17**, 558–568 (2009).

## 发表成果及获奖情况

## 发表论文:

1. **Lihui Pang**, Hainian Han, Zhibin Zhao, Wenjun Liu, Zhiyi Wei. Ultra-stability Yb-doped fiber optical frequency comb with  $2 \times 10^{-18}$ /s stability in-loop. *Optics Express*, **24**, 28993-29000 (2016).
2. **Lihui Pang**, Wenjun Liu, Wenlong Tian, Hainian Han, Zhiyi Wei. Nanosecond Hybrid Q-switched Er-doped fiber laser with WS<sub>2</sub> saturable absorber. *IEEE Photonics Journal* **8**, 1-7 (2016).
3. **Lihui Pang**, Wenjun Liu, Hainian Han and Zhiyi Wei. Study on high coupling efficiency Er-doped fiber laser for femtosecond optical frequency comb. *Laser Physics* **26**, 095102 (2016).
4. Wenjun Liu, **Lihui Pang**, Hainian Han, Ke Bi, Ming Lei and Zhiyi Wei. Tungsten disulphide for ultrashort pulse generation in all-fiber lasers. *Nanoscale* (2017).
5. Wenjun Liu, **Lihui Pang**, Mengli Liu, Ming Lei, Shaobo Fang, Hao Teng and Zhiyi Wei. Tungsten disulfide saturable absorbers for 67 fs mode-locked Erdoped fiber lasers. *Optics Express* **25**, 2950-2959(2017).
6. Wenjun Liu, **Lihui Pang**, Hainian Han, Wenlong Tian, Hao Chen, Ming Lei, Peiguang Yan and Zhiyi Wei. 70-fs mode-locked Erdoped fiber laser with topological insulator. *Scientific Reports* **5**, 19997(2016).
7. Pring Wong, **Lihui Pang**, Ye Wu, Ming Lei, and Wenjun Liu. Novel asymmetric representation method for solving the higher-order Ginzburg-Landau equation. *Scientific reports* **6**, 24613 (2016).
8. Wenjun Liu, **Lihui Pang**, Hainian Han, Zhongwei Shen, Ming Lei, Hao Teng, and Zhiyi Wei. Dark solitons in WS<sub>2</sub> Erdoped fiber lasers. *Photonics Research* **4**, 111-114 (2016).
9. Long-Gang Huang, **Lihui Pang**, Pring Wong, Yan-Qing Li, Shao-Yi Bai, Ming Lei, and Wen-Jun Liu. Analytic soliton solutions of cubic - quintic Ginzburg - Landau equation with variable nonlinearity and spectral filtering in fiber lasers. *Annalen der*

*Physik* **528**, 493-503 (2016).

10. Wenjun Liu, **Lihui Pang**, Hao Yan, Ming Lei. Optical soliton shaping in dispersion decreasing fibers. *Nonlinear Dynamics* **84**, 2205-2209 (2016).
11. Wenjun Liu, **Lihui Pang**, Hainian Han, Wenlong Tian, Hao Chen, Ming Lei, Peiguang Yan, and Zhiyi Wei. Generation of dark solitons in Erdoped fiber lasers based Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> saturable absorbers. *Optics Express* **23**, 26023-26031(2015).
12. Pring Wong, **Lihui Pang**, Long-Gang Huang, Yan-Qing Li, Ming Lei , Wen-Jun Liu. Dromion-like structures and stability analysis in the variable coefficients complex Ginzburg–Landau equation. *Annals of Physics* **360**, 341-348(2015).
13. Wen-Jun Liu, **Lihui Pang**, Pring Wong, Ming Lei and Zhi-Yi Wei. Dynamic solitons for the perturbed derivative nonlinear Schrödinger equation in nonlinear optics. *Laser Physics* **25**, 065401(2015).
14. Hou Lei, Han Hai-Nian, Wang Wei, Zhang Long, **Lihui Pang**, Li De-Hua, Wei Zhi-Yi, A 23.75-GHz Frequency Comb with Two Low-finesse Filtering Cavities in Series for High Resolution Spectroscopy, *Chin. Phys. B.* **24**, 024213 (2015).

#### 发明专利:

1. 刘文军, 韩海年, **庞利辉**, 滕浩, 魏志义, 基于二维纳米材料锁模的空间结构光纤激光器, 国家发明专利, 专利号: CN201511017741.1
2. 刘文军, **庞利辉**, 韩海年, 魏志义, 采用反射镜结构的二维纳米材料锁模全光纤激光器, 国家发明专利, 专利号: 20170042445.X

#### 参加学术会议:

1. **庞利辉**, 韩海年, 赵智斌, 刘文军, 魏志义. “低相噪掺镱光纤光梳的实验研究”第十届全国光子学学术会议, 西安, 口头报告。
2. **庞利辉**, 刘文军, 韩海年, 魏志义. “新型掺铒光纤激光器的研究”, 光学前沿—2014全国光电技术与系统学术会议, 南京, 口头报告
3. **Lihui Pang**, Wen-Jun Liu, Hai-nian Han, Zhi-yi Wei, Nanosecond hybrid Q-switched

Er-doped fiber laser with WS<sub>2</sub> saturable absorber, 7th Conference of the International Committee on Ultrahigh Intensity Lasers (ICUIL), MONTEBELLO, QUÉBEC, CANADA, Poster.

4. Lei Hou, Hainian Han, Long Zhang, **Lihui Pang**, Zhiyi Wei, The 4th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS15), 2015.04.22 – 04.24, Yokohama, Japan, Oral.
5. Yang Xie, Hainian Han, Long Zhang, Lei Hou, Zijiao Yu, **Lihui Pang**, Wenjun Liu, Zhiyi Wei, the 4th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS15), Yokohama, Japan, Oral.

**获得荣誉:**

2015. 12 获中国科学院物理研究所所长奖学金表彰奖

2016. 12 获中国科学院物理研究所所长奖学金优秀奖



## 致谢

孔子站在江畔，感叹逝者如斯，不舍昼夜。蓦然回首，自己已经在这所凝聚国内一流实验条件，一流学术水平的凝聚园里学习了四年。四年前，我从不知科研为何物，对实验的胆怯和自卑，四年后，变得喜欢科研，热爱科研，内心充满了自信和勇气。四年里，有遇到困难和挫折时的怀疑自己和怀疑人生，也有攻坚克难后的轻松和愉悦。我庆幸我拥有我的博士生涯，让我的人生更完整，让自己的品格更完善。未踏入博士门槛时，众说博士阶段最煎熬，最痛苦，而女博士的头衔更是令人望而却步，如今看来，只有一笑而过。外人看到的煎熬和痛苦，事实是对自己遇到问题，分析问题，解决问题的思维方式的锻炼，只有经历了思想的低谷能够崛起，才是真正的成长。我更庆幸，自己周围有一群优秀、努力而又友善的师长朋友，让我的博士生活更加的充满色彩和温情。

首先特别感谢我的导师魏志义研究员，承蒙魏老师不弃，让我有了近距离接触科研，了解优秀人物工作状态的机会。魏老师在学术上一直努力耕耘在最前沿，用他夜以继日的努力为我们换来一流的实验环境和完备的实验条件，他对学术的热情和痴迷，对工作的忘我和努力，令我们万分感动和钦佩。对学生的教导上，也是处处可见魏老师的良苦用心。刚入组时的亲切垂询和教导，遇到困难时的殷切鼓励，论文修改时的严谨和认真，现在回想，历历在目。魏老师是一个口严心慈，充满温情的老师，用自身的魅力，让 L07 组传承着温情，散发着温暖。

其次感谢我的副导师韩海年副研究员，韩老师不仅以导师的身份，更以女性的视角，为我树立了优秀的学习榜样。从科研方向的确立到整个实验的进程，都有韩老师悉心指导的身影。正确的方向比努力更重要，感谢韩老师高屋建瓴的方向指导，自己才能顺利的完成课题，更感激韩老师在实验室亲临指导，可以高效率的开展实验。

感谢组内的王兆华老师，李德华老师，滕浩老师，贺新奎老师，方少波老师和赵昆老师，他们的亲切和平易近人，一下拉近了学生和老师的距离。王兆

华老师弹性的管理学生的方式；李德华老师负责组内的各项事宜的认真细致；滕浩老师的努力和勤奋，贺新奎老师作报告时的深入浅出，层层推进；方少波老师汇集各方信息的脑存储，及赵昆老师深厚的学术功底，都是我成长过程的营养滋养，拓展了我学习的触角，丰富我的见识和学识。

感谢叶蓬师兄，汪礼锋师兄，张龙师兄和王睿师兄，在我考博前期推心置腹的指导，在我遇到困难和问题时，他们也是设身处地的开导和帮忙。记得原来实验不出结果时，叶蓬师兄会用他的物理功底帮我研究究竟是光路哪里出了问题，完全不计是否是我这个初学者努力不够导致的结果，现在想想有点好笑，笑他的思维方式，也笑自己当时的无知。汪礼锋师兄也是不论何时，只有碰到困惑，总会施以关心和解惑。张龙师兄和王睿师兄给我实验上的鼎力相助，我总会竖起一个大大的赞，叹服他们的实验技能。同时要感谢范海涛师兄为我考博提供的宝贵资料，为我紧张的备考提供一些努力的方向。

感谢侯磊师兄毫无保留的传授我光纤光梳的知识，教我调试 PLL 电路和 PDH 电路，为我的实验开展奠定了很好的基础。感谢于子蛟师兄在处理相噪方面的帮助，对我实验结果的分析有重要的指导意义。感谢瑞达恩公司工程师赵智斌在电路方面提供的帮助，对理解 PLL 电路工作原理和快环锁定给予了大量协助。感谢谢阳在光纤激光器锁模方面提供的建议和帮助。还要感谢何鹏在 243nm 共振增强腔实验和真空腔方面提供的热情帮助。感谢陈超在 SolidWorks 作图方面提供的指导。感谢王敏佳师姐在财务方面提供的帮助，免去我们财务上的烦扰。

特别感谢陪伴我四年的刘文军师兄，亦师亦友，他取得的成就让我仰止，他忙碌的身影催我奋进。他天生的幽默和喜感也为我的生活平添了许多欢笑。

感谢 L07 组大家庭里面的沈忠伟，钟诗阳，刘家兴，田文龙，范振凯，吕志国，秦爽，刘阳阳，张宁华，贾浩天，胡成峰，王立娜，彭英楠，孟祥昊，张子越，蒋建旺，何会军，杨帅帅，程梦尧，黄杭东，杨佩龙，梁玥瑛，黄沛，王羨之，高亦谈等，相互之间的交流和帮助，成就了我如此美好而难忘的博士阶段。

我始终怀有一颗感恩的心面对生活，生活对我也是幸运至极，正是由背后这样一群优秀、友善、热情的师兄同学帮忙，我才能攻克科研上的一个又一个

难关，顺利抵达博士的制高点。更幸运的是成为魏老师的学生，魏老师不仅给我提供国际化的学术交流平台，更是将我的人生提升了一个高度。

最后感谢我的爱人李璐博士，在我博士期间给予我无尽的鼓励和无限的包容。感谢我的家人，为我的求学之路提供动力和支持，让我领略到学术最高峰的风景。感谢你们，我爱你们！



## 学位论文原创性声明和使用授权说明

### 原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。本论文所参考的其他个人或集体已经发表或撰写的成果、数据和观点等，均已在文中明确注明出处。除此之外，尽我所知，本论文不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文研究成果做出贡献的个人和集体，本人已在文中作了明确的说明并表示谢意。

本人愿意承担由此声明而产生的一切法律责任。

学位论文作者签名：                    日期：      年  月  日

### 关于学位论文使用授权的声明

本人声明：本人在毕业后发表、使用与本论文直接相关的学术论文或成果时，本人的第一署名单位仍然为中国科学院物理研究所（以下简称为物理所）；本人同意物理所保留并向国家有关部门或机构提交本学位论文的纸质版和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权物理所将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，并可以采用复印、缩印或其它手段保存和汇编本学位论文。

本人特别声明：因\_\_\_\_\_的原因，授权研究所在一年/两年/三年以后在物理所所内办公平台公开本学位论文电子版。（备注：一般情况下，学位论文电子版应在毕业前在物理所所内办公平台公布。如确因特殊情况，需延迟公布本论文电子版，请如实填写延迟原因。如无特殊情况，请将此段删除。）

学位论文作者签名：                    日期：      年  月  日

导师签名：                                日期：      年  月  日