

密级:_____



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

博士学位论文

单频光纤激光器及光纤时频传递技术研究

作者姓名: _____ 杨 飞 _____

指导教师: _____ 蔡海文 研究员 _____

_____ 中国科学院上海光学精密机械研究所 _____

学位类别: _____ 工学博士 _____

学科专业: _____ 光学工程 _____

培养单位: _____ 中国科学院上海光学精密机械研究所 _____

2013 年 5 月

Studies on Single-frequency Fiber Laser and Fiber-optic

Joint Time and Frequency Transfer

By

Yang Fei

**A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Philosophy in Optical Engineering**

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics

Chinese Academy of Sciences

May, 2013

中国科学院上海光学精密机械研究所

博士学位论文

论文题目 单频光纤激光器及光纤时频传递技术研究

专 业 光学工程

研究生姓名 杨 飞

导师姓名 蔡海文 研究员

研究生入学时间 二零零八年九月

2013 年 5 月 15 日

独创性声明

本人声明所呈的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院上海光学精密机械研究所或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究工作所做的任何贡献，均已在论文中做了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名： 杨飞

签字日期：2013年 5月 28日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院上海光学精密机械研究所有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子文件，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国科学院上海光学精密机械研究所可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名： 杨飞

签字日期：2013年 5月 28日

指导教师签名： 蔡海文

签字日期：2013年 5月 28日

学位论文作者毕业去向： 工作

工作单位： 中科院上海光机所 电话： 021-69918685

通信地址： 上海市嘉定区清河路 390 号 邮编： 201800

电子邮件地址： eaglefy@aliyun.com

单频光纤激光器及光纤时频传递技术研究

杨 飞

导师：蔡海文 研究员

摘 要

低噪声窄线宽单频光纤激光器在相干激光雷达、相干光通信、高精度光纤传感、引力波探测等领域具有重要的应用前景；高精度光纤时频传递技术在时钟基准比对、甚长基线干涉(VLBI)、深空探测、卫星导航定位等领域也具有广泛的应用前景，总体看来前者是利用光纤产生低噪声激光，后者是利用光纤传递高精度时频信息，两者在噪声特性等本质方面具有诸多共同特征。基于这样的背景，本文以噪声的特性、表征测量、补偿抑制为线索开展了单频光纤激光器和光纤时频传递技术的研究，研究内容贯穿元件、器件、系统三个层次，主要涉及保偏光纤光栅的制备及特性研究、低噪声窄线宽高功率单频光纤激光器、高精度光纤时频同时传递系统以及它们对应的特性表征测试系统的研制和实验研究，还对多个特定物理问题和现象进行了理论分析和建模以及数值模拟。

本文的主要研究内容和结果包括：

1. 首次在实验上观察到保偏光纤光栅微弱的中间峰交叉偏振模式耦合现象，并从 Helmholtz 方程出发考虑新的实验条件重新推导了新的耦合模方程，克服了传统耦合模方程在处理该问题时不自洽的问题，对该现象给出了完整合理的理论解释。所得结论不仅描述了保偏光纤光栅一种新的耦合机制，而且对它的实际使用具有重要的指导意义。
2. 在对增益介质存在双折射缺陷时的线型腔光纤激光器输出偏振特性建模分析时提出将谐振腔的偏振模式起振情况和输出偏振态分开考虑，即先利用谐振腔 Jones 矩阵和谐振条件描述偏振模式起振特性，然后再利用等效波片模型分析输出激光的偏振特性，得出谐振腔增益介质双折射主轴必须与保偏光纤光栅的主轴平行或正交，方可得到高消光比的线偏振光输出。同时对该结论进行了实验验证。
3. 在上述对保偏光纤光栅和谐振腔偏振特性充分研究的基础上，利用单模光纤，波长、带宽和反射率均匹配的窄带保偏光纤光栅对、高增益 Er/Yb 共掺磷酸

盐玻璃光纤搭建了窄线宽的单频光纤激光器。获得了输出功率大于 100 mW, 线宽 4.2 kHz, 偏振消光比大于 40 dB 的单频激光输出, 其中偏振消光比是该领域迄今文献报道的最高值。

4. 从电磁场方程的基本形式出发阐述了激光、微波时频源和光纤时频传递各自噪声特性的物理量, 并用统一的数学手段进行了定义, 使得对光学振荡器及其输出激光噪声的描述和对微波振荡器及其输出时频信号噪声的描述得到了一致的理解和表述, 使得将利用光纤产生低噪声激光和利用光纤传递高精度时频信息这两个本不相干的领域进行统一的研究成为可能。同时对特性参数搭建了对应的测试系统, 包括激光强度和相位噪声测试、微波频率相位噪声测试、秒脉冲时间抖动测试等。
5. 对单频激光器的强度噪声特性进行了理论模拟和实验研究, 并利用光电负反馈对强度噪声中的弛豫振荡进行了完全抑制, 利用往返 EDFA 对低频噪声进行了抑制, 使得激光器在 10 Hz 处的强度噪声为 -120 dB/Hz, 大于 100 kHz 时为 -130 dB/Hz, 接近所用探测器散粒噪声极限。也对单频激光器的频率噪声特性进行了研究, 特别利用边频锁定的方式将激光输出频率稳定到了温控隔振隔音的窄带光纤 Bragg 光栅的斜边上从而对激光器的频率波动进行了抑制, 激光器在 100 Hz 处的频率噪声为 $500 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$, 100 s 频率稳定度为 7×10^{-10} 。
6. 从微波信号在光纤中传输的延迟相位方程出发, 建立了光纤时频传递噪声来源分析模型, 分别研究了温度、色散、强度噪声等各因素的影响, 所得结论经过了实验验证, 对光纤时频传递系统的设计和实现起到了重要的指导作用。
7. 提出了一种高精度光纤时频同时传递方案, 即利用波分复用/解复用方式进行时频同时调制解调, 利用单纤双向双波长还回与本地信号拍频鉴相的方式获取误差信号并消除中途反射信号的影响, 利用快慢变串级 PID 分别控制快速小范围和慢速大范围的压控光纤延迟线从而在光域对噪声进行补偿。根据该方案搭建了实验系统, 并利用北京某 3 个通信机房之间的实地光纤链路进行了现场试验, 在 60 km 距离上对氢钟的时频信号进行了同时传递, 实现了 100 MHz 频率信号和秒脉冲时间信号的较长距离直接同时传递, 其中 100 MHz 频率信号的天稳定度达到 6.9×10^{-18} , 秒脉冲时间信号的均方根抖动为 23.3 ps。

关键词: 单频光纤激光器, 光纤时频传递, 保偏光纤光栅, 噪声, 线宽

Studies on Single-frequency Fiber Laser and Fiber-optic Joint Time and Frequency Transfer

Yang Fei

Directed by : Prof. Cai Haiwen

Abstract

Single-frequency fiber laser with low noise and narrow linewidth has widespread application in lidar, coherent communication, high-accuracy fiber sensing, gravitational wave detecting, etc. High-accuracy fiber-optic joint time and frequency transfer (FTFT) has widespread application in comparison between standard clock, very long baseline interferometry(VLBI), deep space network, navigation, etc. The former produces laser with low noise in optical fiber, and the latter transfers the high-accuracy time and frequency signal by using of optical fiber. They have many same characters such as noise. Based on such background, the research on single-frequency fiber laser and FTFT are carried out in terms of characterization, measurement and compensation of noise. Research contents involve element, device and system. They include the writing and characters of polarization-maintaining fiber Bragg grating (PM-FBG), single-frequency fiber laser with low noise, narrow linewidth and high power, high-accuracy FTFT system and their performance test systems. They also include the theory analysis and numerical simulations for many physical problems and phenomena.

The main contents of the thesis are as follows:

1. A weak resonant peak at the middle of two orthogonal polarization modes in PM-FBG is found in experiment. A new coupled mode equation (CME) from Helmholtz equation is built to explain the phenomenon completely. And it overcomes the problem of the traditional CME being not self-consistent when describe the phenomenon. The results not only describe a new cross coupling mechanism of PM-FBG, but also have important guiding significance for its actual application.
2. The idea of analysis separately for resonant situation of polarization eign modes and output polarization of the linear cavity laser is proposed. The resonant situation is analyzed by employing transmission matrix and resonance conditions. And the output polarization is analyzed with a wave plate model. The main result is that the high polarization extinction ratio (PER) output laser can be achived when the major birefringence axes of the active fiber are parallel or orthogonal

- with the major axes of the PM-FBG. The result is verified by experiments.
3. Base on the above research results about PM-FBG and polarization characters of laser cavity, a narrow linewidth fiber laser is fabricated by using of single-mode fiber, a pair of narrow band PM-FBG matching with wavelength bandwidth and reflectivity, high gain Er/Yb co-doped phosphate glass fiber. The output power of the laser is more than 100 mW, the laser linewidth is about 4.2 kHz, and the PER is more than 40.5 dB. And the PER is the highest value in reported results of the fields to my knowledge.
 4. The physical quantities of noise characters of laser, microwave time and frequency signal and FTFT are described from the basic form of electric-magnetic field equations and defined by uniform mathematical forms. Then the laser noise and time and frequency signal noise could be understood consistently. And studying the laser and FTFT together is feasible. The noise test systems which include laser noise, microwave frequency signal noise and time signal fluctuation are fabricated.
 5. The intensity noise of laser is studied theoretically and experimentally. The relaxation oscillation is suppressed by photoelectric negative feedback. And the low frequency noise is reduced by the roundtrip EDFA. The RIN reaches -120 dB/Hz@10 Hz, -130 dB/Hz@>100 kHz, which are close to the shot noise limit of the used photodetector. The frequency noise of laser is investigated experimentally. Its frequency is locked to a narrow band FBG in the state of temperature control, sound insulation and vibration isolation. The frequency noise is 500 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ @1 Hz, and the fractional frequency stability is 7×10^{-10} @100 s.
 6. The analytic model about noise source of FTFT is induced from the phase delay equation of microwave in optical fiber. The influence of temperature, dispersion, intensity noise and other factors are studied respectively. The results are verified by experiments, and make important guiding role in the design of FTFT system.
 7. A high-accuracy FTFT scheme is proposed. The time and frequency joint modulation is realized by wavelength division multiplex. The error signal is got from the beat of the two-way back signal through single-fiber and local reference signal. The noise is compensated by optical methods with the use of fast small range and slow large range fiber-optic delay lines which are controlled by fast and slow PID respectively. The experimental system is realized based on the scheme and the field tests are conducted in the dark fiber link connecting 3 communication rooms in Beijing. The field experiment is joint time and frequency signals from Hydrogen clock transfer in 60 km link. The day stability of 100 MHz frequency signal reaches 6.9×10^{-18} , and the RMS jitter of 1 pps time signal is 23.3 ps.

Key words: Single-frequency Fiber Laser, Fiber-optic Joint Time and Frequency Transfer, Polarization-maintaining Fiber Bragg Grating, Noise, Linewidth

目 录

1	绪论.....	1
1.1	光纤及其信息传输与激光产生	1
1.2	低噪声单频光纤激光器及其研究进展	3
1.3	高精度光纤时频传递技术及其研究进展	5
1.4	本文研究内容与结构安排	7
2	窄线宽单频光纤激光器研究	9
2.1	窄线宽单频光纤激光器方案设计	9
2.1.1	增益介质	9
2.1.2	谐振腔	9
2.1.3	整体结构	14
2.2	保偏光纤光栅	15
2.2.1	光纤光栅刻写平台	15
2.2.2	保偏光纤光栅模式特性的理论研究	19
2.2.3	保偏光纤光栅模式特性的实验研究	23
2.3	保偏光纤光栅线型腔光纤激光器偏振特性研究	25
2.3.1	理论模型与数值实验	25
2.3.2	实验研究	30
2.4	单频磷酸盐玻璃光纤激光器的一般特性研究	32
2.4.1	激光器参数	32
2.4.2	激光器输出特性	33
2.5	本章小结	40
3	单频光纤激光器噪声特性研究	41
3.1	单频激光器噪声特性表征与测量系统研究	41

3.1.1	噪声表征的数学手段	41
3.1.2	单频激光器噪声表征的物理量	44
3.1.3	单频激光器噪声测量系统	48
3.1.4	磷酸盐玻璃光纤激光器噪声特性测试结果	56
3.2	磷酸盐玻璃光纤激光器强度噪声特性研究	57
3.2.1	磷酸盐玻璃光纤激光器强度噪声理论模型	57
3.2.2	磷酸盐玻璃光纤激光器强度噪声抑制实验	60
3.3	磷酸盐玻璃光纤激光器主动频率稳定特性研究	65
3.3.1	可调谐单频磷酸盐玻璃光纤激光器	65
3.3.2	光纤光栅稳频的结构及原理	67
3.3.3	频率稳定结果	69
3.4	本章小结	71
4	光纤时频传递三个主要问题的研究	72
4.1	光纤时频传递特性表征与测量系统研究	72
4.1.1	精密频率源特性的表征方式	72
4.1.2	光纤时频传递特性的表征测量方式	74
4.1.3	光纤时频传递特性的测量系统	75
4.1.4	测试方法的实验验证	79
4.2	时间频率信号的 EO/OE 特性	83
4.2.1	时间频率信号的特征	83
4.2.2	正弦频率信号的 EO/OE 特性	85
4.2.3	秒脉冲时间信号的 EO/OE 特性	86
4.3	光纤时频传递噪声来源的理论分析	87
4.3.1	光纤温度波动引起的不稳定性	88
4.3.2	微波信号频率噪声引起的不稳定性	91
4.3.3	激光载波的频率噪声引起的不稳定性	92
4.3.4	有源器件强度噪声引起的不稳定性	93
4.3.5	各类噪声影响的总和	99
4.4	本章小结	100

5 光纤时频传递系统研究	102
5.1 光纤时频传递系统设计	102
5.1.1 光纤时频传递系统实现方案	102
5.1.2 光纤时频传递系统参数设计	105
5.1.3 光纤时频传递系统的关键单元器件研究	108
5.2 系统的实验室链路特性	111
5.2.1 80 km 实验室链路自由状态噪声分布	111
5.2.2 80 km 实验室链路时频同时传递特性	116
5.2.3 60 km 实地链路时频同时传递特性	119
5.3 本章小结	122
 6 总结与展望	 124
 参考文献	 127
 杨飞攻读博士学位期间取得的学术成果	 140
1 发表的论文	140
2 申请的专利	141
 致谢	 142
 杨飞个人简历	 144

1 绪论

1.1 光纤及其信息传输与激光产生

人类从个体构成家庭再到组成社会,信息的处理、交换与传输起着至关重要不可磨灭的作用,某种程度上可以说它们直接决定了人类发展的进程。特别是由于社会发展以及民族和国家交流演化的需要,人类对长距离通信的需求不断提高而且永无止境,从烽火狼烟到电报,再到同轴电缆与微波通信,及至而今直接将人类带入因特网时代的光纤通信和 3G/4G 移动通信网络,人们才暂时找到了较为理想的通信手段和方式,享受着随时随地的通信自由与便利。

所以,可以说光纤及其信息传输虽然诞生不过五十余年^[1],但是却在人类进步的进程中发挥了及其重要的作用,基于此,“光纤之父”高锟被授予 2009 年诺贝尔物理学奖,以表彰其“在光纤领域的开创性成就”“帮助奠定了当今网络社会的基础”^[2]。

光纤是什么呢?通俗地说光纤是中心的纤芯折射率比周围包层的折射率略大一点的细玻璃丝^[3]。从物理角度看,光纤是一种可以近似为一维结构的三维物质实体;从几何光学角度看,光在光纤中的传播是通过在纤芯-包层界面处发生全内反射进行的;从物理光学角度看,光纤是一种具有许多离散传播模式的介质波导。光纤种类繁多,性能和功能迥异,其主要用途包括光纤通信、光纤激光器、光纤传感、医用器械、光学艺术景观等。现在使用最广泛的是通信光纤和增益光纤。

通信光纤一般是石英光纤,以纯度很高的石英为基质材料,纤芯部分掺少量 Ge 等其它杂质以形成不同的折射率。通信光纤在最低损耗区 1.5 μm 波段的损耗可达 0.2 dB/km 以下,带宽达 30000 GHz,具有低损耗、高带宽、重量轻、抗干扰能力强、保真度高等突出优势,所以光纤通信成为光纤的第一个也是最成功的大规模应用。光纤通信按照信号调制方式可以分为数字光纤通信和模拟光纤通信,前者以高速大容量长距离为特征不断向前发展,已经实现 100 Gbit/s 网络系统的商业化^[4];后者与微波技术相结合诞生了微波光子学这一非常有前景的交叉学科,已经在有线电视(CATV)^[5]、光纤无线系统(RoF)、光控相控阵天线系统(OPAA)^[6]、光控微波波束形成系统(OBFN)^[7]、光纤时频传递系统(FTFT)^[8]等多方面取得重

要进展和应用,模拟光纤通信不仅使光纤信息传输向大容量高带宽方向发展,还开辟了高精度的发展方向,特别是光纤时频传递系统充分利用了光纤模式纯净、带宽高、噪声小、抗干扰能力强的优点,从而实现低噪声的信息传输。

增益光纤是指纤芯掺有稀土离子的光纤,由于这些稀土离子的作用,该类光纤具有发光和光放大的作用,因此被广泛应用于激光器和光放大器。1987 年第一台掺铒光纤放大器(EDFA)^[9, 10]以及随后利用半导体激光器泵浦的 EDFA^[11]的诞生,使得光纤通信向长距离大容量发生了革命性的进步。早在高锟提出利用光纤进行光纤通信的划时代论文^[1]之前,1961 年 Snitzer 就开始研究光纤激光器的可行性^[12],并于 1964 年与 Koester 一起做出了第一台端面泵浦的掺钕光纤激光器^[13]。光纤激光器相比其它类型激光器具有显著优势,包括光束质量好、噪声低、线宽窄、转换效率高、输出波长多调谐方便、温度稳定性好、结构简单集成度高、谐振腔单一免调节免维护、兼容性好、抗干扰性强等^[14]。因此,光纤激光器受到众多研究单位的重视,近年来获得了飞速发展,全面向光通信与信息处理、激光加工、激光医学等多个领域应用拓展。目前光纤激光器的研究热点主要集中在以下几方面:

- 高功率光纤激光器,基于大模场双包层增益光纤、光子晶体光纤等特殊增益光纤实现高功率激光输出,在激光加工和军事方面具有重要应用前景,2009 年 IPG 公司实现了 9.6 kW 单模光纤激光输出^[15],2012 年国内华工科技也实现 4 kW 商业化光纤激光输出^[16]。
- 窄线宽光纤激光器,已经实现 kHz 线宽,100 mW 级的功率输出^[17, 18],具有非常好的相干性和非常低的相位噪声,在相干光通信、相干激光雷达、高精度光纤传感、引力波探测等领域具有重要应用^[19-24]。
- 多波长光纤激光器,在波分复用光纤通信系统、光纤传感技术、光学测试、光谱学、RoF 系统微波源产生等方面具有重要应用^[25]。
- 锁模和超短脉冲光纤激光器,在时分复用光纤通信以及激光医学方面具有重要应用^[26]。
- 特殊波长光纤激光器,利用除铒镱之外的其它稀土离子进行掺杂以获得特殊波段特别是中远红外处激光输出^[27]。

到此可以看出,由光纤诞生的信息传输、激光产生两大主要方向已经各自蓬勃发展形成了众多的研究分支和产业。但是仍然可以看出两者之间互有交叉的发展方向,比如窄线宽光纤激光器和光纤时频传递系统,一个是研究如何利用光纤产生噪声足够低的激光,一个是研究如何使光纤在传递高精密时频信息时引入的附加噪声足够低,都以激光的低噪声和高精度为主要特征。

1.2 低噪声单频光纤激光器及其研究进展

只有一个横模、一个纵模、一个偏振模，同时还不会出现跳模的窄线宽激光才能称之为真正的单频激光。单频激光器以其窄线宽、低噪声、高相干性的特点，广泛应用于相干激光雷达、相干光通信、高精度光纤传感、引力波探测、微波光子学等领域^[19, 21-23, 28]。目前常用的单频激光器有分布式 Bragg 反馈(DFB)半导体激光器、平面波导外腔半导体激光器(PW-ECL)、非平面环形腔固体激光器(NPRO)、单频光纤激光器等。其中 NPRO 在相位噪声和功率方面性能较好，但是波长可选择性较差，价格昂贵；DFB 半导体激光器强度噪声比 NPRO 略好，同时波长灵活，调谐方便，但是线宽较宽、相位噪声较差；PW-ECL 的强度噪声与 DFB 半导体激光器接近，高频相位噪声比 NPRO 略差，但是输出功率较小。单频光纤激光器相对于上述几种单频激光器而言情况比较复杂，它本身还有诸多分支，结构和性能也有所差异，总体上看噪声性能不及 NPRO，但其波长灵活，可远程泵浦；相比于 DFB 半导体激光器，线宽更窄、相位噪声更低，但是强度噪声较差；相比于 PW-ECL，线宽更窄、功率更高^[19, 22, 29, 30]。各类型单频激光器的典型噪声特性如图 1.1 所示，可以看出各类型激光器噪声的相对大小整体上呈现上述规律，但也互有交叉，所以不可一概而论，需要根据实际应用需求分频段进行选择，这也是本文将尽量理清线宽、噪声、稳定性等概念的出发点，希望能够为单频激光器的最优化应用提供尽量全面的衡量指标。

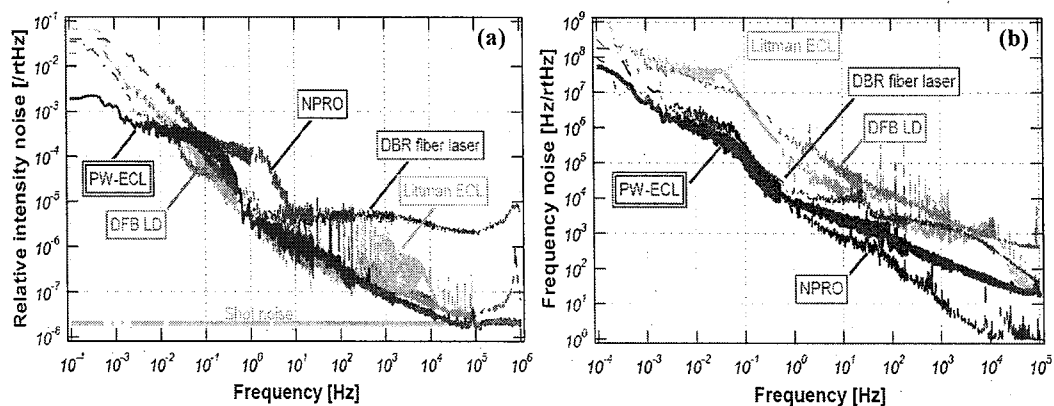


图 1.1 各种单频激光器噪声特性比较^[30]

单频光纤激光器结构灵活、可扩展性强，自 1991 年第一台直线腔结构^[31]和环形腔结构^[32, 33]的单纵模光纤激光器分别诞生以来，众多研究人员发明了多种结构和方案，形成了诸多分支，总结起来主要包括以下几方面。

(1) 使用光纤光栅构造分布式 Bragg 反射(DBR)或者 DFB 形式的线型腔结构单频

光纤激光器。通过缩短腔长或者使用复合腔增加纵模间隔以获得稳定的单纵模输出,同时不断开发增益系数更高的增益光纤以在短腔基础上尽量实现高功率输出^[34]。其中 DBR 结构以 NP 公司^[18, 35-37]、华南理工大学^[38-40]、中国科学院上海光机所^[17]独立研制的 DBR 结构短腔磷酸盐玻璃光纤激光器为代表,现已在 1.5 μm 和 1.0 μm 波段都实现 2 kHz 线宽、大于 100 mW 输出功率、40 dB 偏振消光比、-150 dB/Hz@3 MHz 相对强度噪声、100Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ @100Hz 频率噪声的激光输出;DFB 结构以 Koheras 公司的 C15/E15 光纤激光器^[41]为代表,其输出波长也在 1.5 μm 和 1.0 μm 波段可选,输出功率达 40 mW,线宽 <10 kHz,相对强度噪声 <-140 dB/Hz@3 MHz,相位噪声 2 $\mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ -1m@100Hz,快速调谐范围和带宽分别为 3 GHz 和 20 kHz。

- (2) 单向行波环形腔结构单频光纤激光器。通过使用较长(一般都为几米甚至几十米)的增益光纤降低对增益光纤增益系数的要求,同时利用均匀加宽增益介质的模式竞争效应部分抑制多纵模起振,再辅之以一定的选模措施获得稳定的单纵模输出,比较实用的选模措施包括用一段未泵浦掺铒光纤做饱和吸收体、自注入反馈以及多谐振腔结构等^[34]。
- (3) 虚拟行波直线腔结构^[42]。这是 Orbits Lightwave 公司的专利技术^[43],在直线腔结构中加入偏振控制元件使腔内往返光的偏振态正交,再插入滤波器实现单纵模选择,最终使得腔内的空间烧孔效应消除,等效腔长和光子寿命增加,从而使激光器的噪声降低。该激光器的典型参数包括:输出波长在 1.5 μm 和 1.0 μm 波段可选,输出功率分别达 175 mW 和 400 mW,线宽 <1 kHz,相对强度噪声 <-125dB/Hz@1MHz, <-165dB/Hz@100MHz 相位噪声 0.25 $\mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ -1m@100Hz,快速调谐范围达 20 GHz。
- (4) 在光纤激光器基础上进行噪声抑制或者频率稳定等技术研究以便获得更高性能的激光输出。首先是自脉冲行为的研究,基本上认为在掺铒光纤激光器中由于团簇效应^[44-46]、可饱和吸收效应^[47]、双折射效应^[48-50]以及泵浦光的低频扰动^[51]都可能引起自脉冲,而相应地提出了 Er/Yb 共掺及改变掺杂参数^[52-54]、共振泵浦^[55, 56]、辅助泵浦^[57]、可饱和吸收半导体光放大^[58]、强度相关损耗^[59]、电学反馈^[60]等多种抑制方式,现在通过优化增益光纤参数和结构参数在光纤激光器内已经可以较好地抑制自脉冲的产生。其次是弛豫振荡研究,通过经典传递函数理论^[61-64]以及全量子理论^[65]论证了泵浦光波动和谐振腔损耗波动是引起弛豫振荡的主要原因,而抑制弛豫振荡的方法主要是光电负反馈^[66-69]以及可饱和吸收效应^[70, 71]。再次是 1/f 噪声的起源与抑制, Foster 等^[72, 73]通过理论与实验分析初步验证热噪声引起腔内局部熵波动从而引起随机自发辐射是 1/f 噪声的主要来源,另外 Pan 等^[70]提出利用可饱和吸收 EDFA 可以一定程度抑制 1/f 噪声。第四部分是频率稳定技术的研究,主要包括利用主动调制误差信号获取方式将频率稳定到乙炔等原子/分子吸收线^[74-76]、高稳定高精度

的光学 Fabry-Pérot 腔^[22]、Mach-Zehnder 干涉仪^[77, 78]、Michelson 干涉仪^[79]、Brillouin 环形谐振腔^[80]等参考频率上, 或者利用偏振光谱法进行无调制频率稳定^[81]以及利用边频锁定的方式将频率锁定到光纤光栅发射谱线^[82]等参考频率上, 利用频率稳定后的光纤激光输出除了频率稳定性能有所改善外, 在反馈带宽等参数合适的情况下激光相位/频率噪声也能有所降低, 线宽也能在一定程度上得到压窄。经过频率稳定后的光纤激光器的频率稳定度可以接近 10^{-15} @1s^[83], 频率噪声接近 $10\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ @1Hz 的水平^[22], 线宽压窄的光纤激光器线宽可以到亚 Hz 量级^[84]。

1.3 高精度光纤时频传递技术及其研究进展

随着现代原子钟技术的不断进步, 商用化的氢原子钟秒稳定度已经接近 10^{-13} , 而光钟或者光频率梳的秒稳定度已经达到 10^{-16} 量级^[85]。这为全球的时频基准和守时授时系统提供了越来越优良可靠的基本保证。但是这些钟都造价昂贵, 对环境要求极高, 而且一台独立的钟准确性往往不能保证, 实际应用需要多台钟构成钟组进行远程相互比对, 所以高精度的时间频率传递就显得至关重要。

高精度的时间频率传递除了用于不同实验室之间频率标准的远程比对外, 还可用于在基本物理常数测定实验中为不同的原子系统提供频率基准, 比如精细结构常数^[85]、中微子速度^[86]等的测试。同时在另外一些场合不仅需要频率同源, 还需要高精度的时钟同步, 比如长基线干涉(VLBI)^[87, 88]、深空探测^[89, 90]、卫星导航定位^[91, 92]、X 射线粒子加速器^[85]等大科学装置, 在这些领域时频标准性能都是越高越好。

传统实用的时间频率传递技术有卫星共视法(GPS-CV)和双向卫星时间频率传递法(TWSTFT)。GPS-CV 在不使用载波相位(GPS-CP)时频率稳定度和时间同步精度分别可以达到 10^{-14} @1 day 和 5 ns 的水平, 而 GPS-CP 虽然精度可以更高但是算法复杂不常用; TWSTFT 的频率稳定度和时间同步精度分别可以达到 10^{-15} @1 day 和 0.5 ns 的水平^[85, 93, 94]。同时卫星时频传递的方式更致命的弱点是只能通过长时间平均来获得上述指标, 很难在秒级时间尺度上提供良好的短期稳定性, 而近年来的研究显示基于光纤的时频传递方式可以解决这些问题, 提供更高的精度, 更小的误差。光纤时频传递按照所传递频率标准信号的不同大致可以分为微波频率传递、光频传递、光频率梳传递、微波频率与时间信号同时传递、光频与时间信号同时传递。

- (1) 基于光纤的微波频率传递就是将本地端以微波形式存在的频率信号通过光电转换变成光信号, 然后经过光纤传递到远地端, 再通过光电转换恢复本地端的频率信号。该类研究最早可追溯到 1980 年 JPL 实验室利用多模光纤进行的演示实验^[95], 后于 1986 年、1990 年开始正式利用单模光纤设计天线的远程

下行微波光子链路^[96, 97], 并于 1994 年在 NASA 的深空探测网络(DSN)的 8.4 GHz(X 波段)接收机和 12 km 链路中进行了演示, 当时系统除动态范围外的指标都达到了要求^[98], 然后通过改进元器件在 1999 年使各项指标都达到要求, 并进行了火星全球测量(MGS)信号的实际测试, 证实与当时射频接收机具有一样的性能指标^[89]。后来 NASA 于 2002 年在 16 km 光纤链路中传递 1 GHz 频率信号时利用双向单波长不同频率来回和主动光学补偿的方式对光纤传递链路进行了噪声主动补偿, 获得了 2×10^{-14} 的秒稳定性和 5×10^{-18} 的天稳定度^[99]。2004 年法国巴黎天文台和巴黎第 13 大学的研究人员在 86 km 的城市光纤中实现了 100 MHz 频率信号的高稳定传输, 并对电学补偿和光学补偿进行了对比, 证实两种方案在各自优化的情况下效果接近, 获得了 3×10^{-14} 的秒稳定性和 2×10^{-17} 的天稳定度^[100, 101]。后来于 2008 年提高传输频率到 1 GHz 并通过扰偏消除了偏振模式色散后, 使指标提高到秒稳定度 5×10^{-15} 和天稳定度 2×10^{-18} ^[102]。他们在 2010 年又将传输频率提高到 9.13 GHz, 此时的秒稳定性和天稳定度分别达到 1.3×10^{-15} 和 2×10^{-19} ^[103]。同时研究人员也在研究不同的补偿方式, 比如 2011 年 Hanssen 等提出的双波长单向温度补偿技术^[104], 2012 年澳大利亚的学者提出的全数字补偿^[105]等。

- (2) 基于光纤的光频传递就是将高稳定度窄线宽的激光通过光纤直接传递到远地端。由于光频的频率远高于微波频率, 所以通过它解调的光纤传递噪声更加敏感, 在进行噪声补偿时可以获得信噪比更高, 最终传递精度也就更高。1994 年 Ma 等^[106]提出利用往返传输方式提取相位噪声并通过声光调制器进行预先补偿, 这样就可以抑制光纤传递过程中对激光附加的相位噪声, 结果显示该方法可以将附加噪声导致的线宽加宽压窄到 mHz 水平。2008 年 NIST 的 Williams 等^[107]利用该方案将线宽为 1 Hz 的腔稳定光纤激光传输了 251 km, 其中 76 km 为实地的暗光纤链路, 传输的秒稳定度为 3×10^{-16} 。2012 年巴黎 13 大学和法国巴黎天文台的研究人员 Lopez 等^[108]以线宽约 5 kHz 的平面波导半导体激光器(PW-ECL)作为光源在 540 km 商用 Internet 光纤链路上实现了光频传输, 得到了 5×10^{-15} 的秒稳定性和 2×10^{-19} 的 30000 s 稳定度。同年德国的 Predehl 等^[109]利用两条反向平行的 920 km 光纤在直线距离 600 km 的两个研究所之间进行了 DFB 光纤激光器的光频比对, 其中光纤激光器通过使用高稳定腔进行了线宽压缩, 并同时使用飞秒频率梳将光频锁定到了本地微波频率上, 实现了利用超窄线宽激光将两端的微波频率稳定性分别传到对方进行比对, 获得了 5×10^{-15} 的秒稳定性和 4×10^{-19} 的长期稳定度。
- (3) 基于光纤的光频率梳传递是将微波频率标准锁定到光学频率梳的重复频率上, 然后利用光纤对频率梳进行传输, 即可以同时实现微波频率和光频的传输。2003 年 NIST 的 Ye 等^[110]在 6.9 km 光纤内进行光频率梳传输, 噪声补偿之前的光频和微波稳定度分别为 7.5×10^{-15} 和 2.5×10^{-14} , 噪声补偿之后光频稳定度

可达 1.3×10^{-15} 。

- (4) 基于光纤的微波频率与时间信号同时传递开始于 1989 年, JPL 实验室在 NASA 的 Apollo 深空测控站进行氢钟的 5 MHz 频率信号和 36 位时间码的光纤传输, 传输距离为 10 km^[111]。于 1996 年在该链路上利用商用 SONET OC-3 通信系统对 5 MHz 和 1 pps 信号进行数字形式转换后进行了同时传递, 频率信号获得了 3×10^{-12} 的秒稳定度, 时间信号在 1000 次平均下抖动为 30 ps^[112]。由于时频同时传递时实现时间信号和频率信号的同时调制解调技术难度比较大, 所以发展比较缓慢。进入 2012 年后时频的同时传递取得了较大的进展。Wang 等^[92]将 9.1 GHz 的频率信号和 500 Hz 的时间信号分别调制到两个波长不同的激光器上, 然后通过 WDM 技术将两信号合成一路, 在专门熔接的 80 km 专用光纤链路上进行了传递, 并利用双向还回的方式在电域内对频率信号和时间信号各自独立地进行了噪声补偿, 频率信号取得了 7×10^{-15} 的秒稳定度和 5×10^{-19} 的天稳定度, 时间信号在平均 50 次后获得了 50 ps 的传递精度。Krehlik 等^[113]将 10 MHz 正弦频率信号变成同频率的方波信号, 并将 1 pps 时间信号调制到方波信号的脉宽上, 然后再一起调制到激光发射机上进行传输, 远地端通过锁相环重新产生需要的正弦频率信号, 通过解调方波信号的异常脉宽产生 1 pps 信号, 同时利用双向还回的方式和两个集成电路压控可变延迟线在电域内各自独立地补偿延迟抖动, 最后在 60 km 实地链路传递时频率信号的稳定度为 4×10^{-14} @1s, 1.2×10^{-17} @10000s, 时间信号平均 100 次后波动值为 15 ps。
- (5) 2012 年 Lopez 等^[114]在他们的光频传递系统基础上进行了光频和时间信号的同时传递。他们利用伪随机码将 pps 信号调制到中频上, 然后再利用电光调制器通过相位调制的方式以非常低的调制深度将伪码信号调制到光频上一起传输, 仍然利用双向还回和 AOM 补偿的方式进行噪声抑制, 传输 540 km 后的频率稳定度为 2×10^{-18} @30000 s, 1 pps 时间精度为 250 ps, 长期波动小于 25 ps。

1.4 本文研究内容与结构安排

由上文可知, 利用光纤本身的优势, 在其中产生低噪声的激光和传输高精度的时间频率标准信息具有重要的学术价值和现实意义, 本文将从理论和实验两方面研究其所涉及的噪声特性、噪声表征与测量、噪声补偿与抑制等环节的关键理论模型、技术手段和工程实现。主要研究对象包含两部分, 一是低噪声窄线宽单频光纤激光器的研究, 将在对保偏光纤光栅偏振特性充分研究的基础上, 利用磷酸盐玻璃光纤作为增益介质、窄带保偏光纤光栅对作为谐振腔镜构造短直线腔光纤激光器, 并系统化研究低噪声单频光纤激光器的特性表征测试方法, 特别是噪

声表征与测量,然后再对其进行噪声抑制研究。二是高精度光纤时间频率传递的研究,将首先建立完整的时间频率传递噪声表征与测量体系,摸清时间频率信号的电光/光电转换特性,然后利用低噪声的DFB半导体激光器作为光源搭建同时传递100 MHz频率信号和1 pps秒脉冲时间信号的时频传递系统,并分别在长距离和一点对两点的实地链路进行传递特性研究。具体内容和结构安排如下:

第二章搭建了窄线宽的单频光纤激光器。首先从单横模、单纵模、单偏振模的选择方式入手对窄线宽单频激光器进行了方案设计,包括其增益介质选择、谐振腔结构以及整体结构。然后研究了其中关键单元器件——用作谐振腔镜的高反单模光纤光栅和低反保偏光栅——的制作和特性,搭建了刻写平台,实验观察到了保偏光纤光栅新的偏振特性并给出了理论模型和解释。还研究了线型腔结构光纤激光器的起偏特性和偏振输出特性,特别是增益光纤存在双折射缺陷时的偏振输出特性。然后对单频光纤激光器的特性参数进行了归类并建立了对应的测试方法。最后在这些关键单元元件和技术研究的基础上制作了实际的激光器,并对其特性进行了表征测试。

第三章对单频光纤激光器进行了噪声抑制。首先建立了单频激光器噪声特性表征体系与测量系统,给出了数学基础和物理体系,重点区分了线宽和各类噪声的概念,搭建了基于非平衡 Michelson 干涉仪的相位噪声测量装置,并对第二章搭建的窄线宽磷酸盐玻璃光纤激光器的噪声特性进行了测试。然后从传递函数理论出发理论模拟了泵浦功率波动和谐振腔损耗波动引起弛豫振荡的特征和规律,并利用光电负反馈的方式对弛豫振荡进行了抑制,还研究了利用往返EDFA进行低频强度噪声的抑制。最后搭建了可调谐的磷酸盐玻璃光纤激光器,并利用边频锁定的方式将激光输出频率稳定到了温控隔振隔音的窄带光纤 Bragg 光栅的斜边上。

第四章为光纤时频传递时几个基本问题的研究。首先建立了精密时频源以及高精度时频传递的特性表征与测量系统,并在60 km实地链路上对测试方法和系统进行了验证实验。其次研究了秒脉冲时间信号和正弦频率信号的特征,以及它们在EO/OE时的特性,为后续时频同时传递方案建立基础。然后理论研究了利用光纤进行时频传递时的噪声来源,并将模拟结果与文献的实验结果进行了对比分析。

第五章搭建了高精度的光纤时频传递系统并进行了现场试验。首先在第四章基础上进行了系统的方案设计,包括其原理、组成、参数。并根据系统要求制作了光源和压控光纤延迟线两种关键单元器件。然后实际搭建了传递系统,并在80 km实验室链路上进行了特性测试和验证实验。最后在实地链路上进行了现场试验,包括60 km长距离的时频同时传递试验和一点到两点的时频同时传递试验。

第六章进行了总结与展望。

2 窄线宽单频光纤激光器研究

2.1 窄线宽单频光纤激光器方案设计

为了获得单频激光输出, 需要从激光腔结构、有源光纤、模式选择和跳模抑制等多方面进行研究。从第一章的叙述可知, 经过多年的发展, 每一个技术方面都具有好几种实现方案。本文的基本思路是利用单模光纤来保证一个单横模输出, 然后通过超短腔和窄带光纤光栅实现单纵模起振, 并利用保偏光纤光栅的偏振相关损耗特性实现单偏振模式的选择并实现激光保偏输出, 同时采用高增益的磷酸盐玻璃光纤在短腔基础上尽量提高激光功率, 最后利用温度控制等被动手段实现不跳模控制。

2.1.1 增益介质

由于石英材料对稀土粒子的溶解度较低, 以及上转换和离子簇效应的限制, 石英基质增益光纤的增益系数一般为几 dB/m 至几十 dB/m 量级, 所以用这类光纤制作的光纤激光器, 其长度都较长, 如果缩短长度, 将很难实现高功率输出。磷酸盐玻璃具有很高的离子溶解度, 其中的 Er/Yb 离子掺杂率可以达到石英玻璃的 100 倍以上, 从而很容易做到 5dB/cm 的小信号增益系数^[14]。所以可以利用很短的一段 Er/Yb 高掺杂磷酸盐玻璃光纤实现较高功率的激光输出。本文将使用华南理工大学光通信材料研究所拉制的磷酸盐玻璃光纤^[14, 38], 其 Er^{3+} 、 Yb^{3+} 掺杂浓度分别为 $2.5 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 和 $5.3 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$; 增益系数在 1534 nm 处最大约为 5 dB/cm, 在 1540 nm 处约为 3.5 dB/cm; 吸收截面和发射截面在 1534nm 处分别为 $6 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ 和 $6.9 \times 10^{-25} \text{ m}^2$; 光纤芯径为 5.4 μm , 光纤外径为 125 μm ; 数值孔径在 1.5 μm 处约为 0.2, 模场直径在 1.5 μm 处约为 6.2 μm 。

2.1.2 谐振腔

谐振腔将采用分布式 Bragg 反射(DBR)短直线腔结构, 如图 2.1 所示, 其中增益光纤使用 Er/Yb 共掺的单模磷酸盐玻璃光纤(PhF), 谐振腔高反射镜使用高反射率的单模光纤 Bragg 光栅(SM-FBG), 谐振腔输出耦合镜使用反射率适当且中心波长与 SM-FBG 匹配的单模保偏光纤 Bragg 光栅(PM-FBG)。

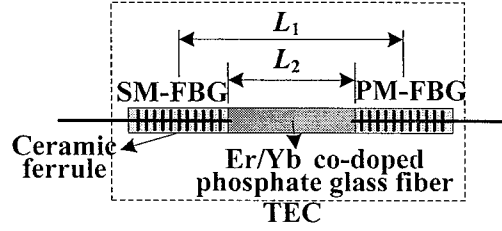


图 2.1 保偏光纤光栅线型谐振腔结构

短直线腔是一种 Fabry-Pérot (FP) 结构, 其中形成稳定的驻波场后才能形成激光, 即沿着腔的轴线方向形成稳定的驻波, 驻波的一个波节就是该谐振腔的一个纵模。纵模的频率必需满足条件^[115]

$$\nu_q = qc/2nL \quad (2.1)$$

式中 q 是纵模序数, c 是真空中光速, n 是增益介质折射率, L 是谐振腔长度。谐振腔长度确定后, 纵模分布也会随之确定, 纵模间隔满足

$$\Delta\nu = c/2nL \quad (2.2)$$

由于谐振腔内存在模式竞争, 所以并非每一个纵模都能起振, 通过速率方程可以得到, 模式 q , $q+1$ 的等效损耗 γ_q , γ_{q+1} 满足关系(2.3)式时, 模式 $q+1$ 将不能起振^[116]。所以当某一个纵模的损耗比其它所有模式都小, 且满足关系(2.3)式时, 腔内将只有一个纵模能够起振, 从而在增益足够的情况下形成单纵模激光。

$$\gamma_{q+1} > \frac{2}{3}\alpha_0 L + \frac{2}{3}\gamma_q \quad (2.3)$$

$$\alpha_0 = N_0 \frac{\sigma_e \tau_2 W_p - \sigma_a}{1 + \tau_2 W_p} \quad (2.4)$$

$$W_p = \frac{\sigma_p P}{A_c h\nu_p} \quad (2.5)$$

式中 α_0 表示增益光纤小信号增益系数, N_0 为 Er^{3+} 离子掺杂浓度, σ_e , σ_a 为增益光纤的受激发射截面和受激吸收截面, σ_p 为泵浦光吸收截面, τ_2 是 Er^{3+} 离子二能级的寿命, A_c 是纤芯截面面积, $h\nu_p$ 是泵浦光子能量。

所以获得单纵模输出, 可以从两方面努力。一是缩短腔长从而增加纵模间隔, 二是减小增益谱宽, 当增益谱宽内的纵模数量只有少数几个时, 可以比较容易地控制其相对增益的大小, 从而使它们满足关系(2.3)式, 如果当增益谱宽内始终只有一个纵模模式时必然将获得稳定的单纵模输出。本文首先通过使用窄带光纤光栅对, 从增益光纤较宽的受激发射谱内选出较窄的有效增益范围, 然后使用超短腔增大模式间隔, 保证有效增益范围的模式数量尽量少。

另一方面要获得较高的输出功率, 就应该使增益光纤的增益尽量高、长度尽量长、有效增益光谱范围尽量大, 谐振腔耗散损耗足够小、输出损耗比例适当。

所以输出功率和模式特性之间似乎存在一种矛盾,在进行谐振腔设计时将有下列几个结构参数需要优化考虑,它们是谐振腔长(增益光纤长度和光纤光栅有效长度之和),光纤光栅反射率以及光纤光栅的中心波长和带宽。

谐振腔长的上限由(2.3)式决定,下限由阈值条件(2.6)式决定,即腔内的小信号增益系数大于腔内平均损耗。

$$\alpha_0 > \bar{\gamma}_q = \gamma_q / 2L \quad (2.6)$$

另外如果谐振腔损耗只考虑光栅的透射损耗时,损耗可以表示成

$$\gamma_q = -\ln [R_{1q}(\lambda)R_{2q}(\lambda)] \quad (2.7)$$

式中 $R_{1q}(\lambda)$ 和 $R_{2q}(\lambda)$ 分别是 SM-FBG 和 PM-FBG 对模式 q 的反射率。(2.3)~(2.7) 式给出了四个参数之间的相互关系,即腔长和反射率之间应满足

$$\begin{cases} y_1 = \ln [R_{1q}(\lambda)R_{2q}(\lambda)] + 2\alpha_0 L > 0 \\ y_2 = \ln \frac{[R_{1q}(\lambda)R_{2q}(\lambda)]}{[R_{1(q+1)}(\lambda)R_{2(q+1)}(\lambda)]^{1.5}} - \alpha_0 L > 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

从(2.4)式和(2.8)式可以看出,增益离子掺杂浓度越高, y_2 不等式成立的条件越苛刻,即单纵模条件越难成立。下面将表 2.1 所示的磷酸盐玻璃光纤参数代入(2.8)式,可以得到 y_1 、 y_2 随 L 、 $[R_{1q}(\lambda)R_{2q}(\lambda)]$ 、 $[R_{1(q+1)}(\lambda)R_{2(q+1)}(\lambda)]$ 的变化关系,如图 2.2 所示。可以看出 y_1 的不等式在大部分情况下是成立的,而 y_2 的不等式只能在某些特定值处成立,比如在 $L=5 \text{ mm}$ 时,光纤光栅对对模式 q 的反射率之乘积比对模式 $q+1$ 大一倍时总是可以满足 y_2 不等式的;而 $L=2.5 \text{ cm}$ 时,光纤光栅对对模式 q 的反射率之乘积需要比对模式 $q+1$ 大 16 倍才可以满足 y_2 不等式;而 $L=5 \text{ cm}$ 时 y_2 不等式始终无法成立。

表 2.1 (3.6)式模拟计算所用参数

符号	数值
N_0	$2.5 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
σ_e	$6.9 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
σ_a	$6 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
σ_p	$1 \times 10^{-24} \text{ m}^2$
τ_2	0.01 s
A_c	$2.3 \times 10^{-11} \text{ m}^2$
h	$6.6 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
ν_p	$2 \times 10^{14} \text{ Hz}$
P	0.1 W

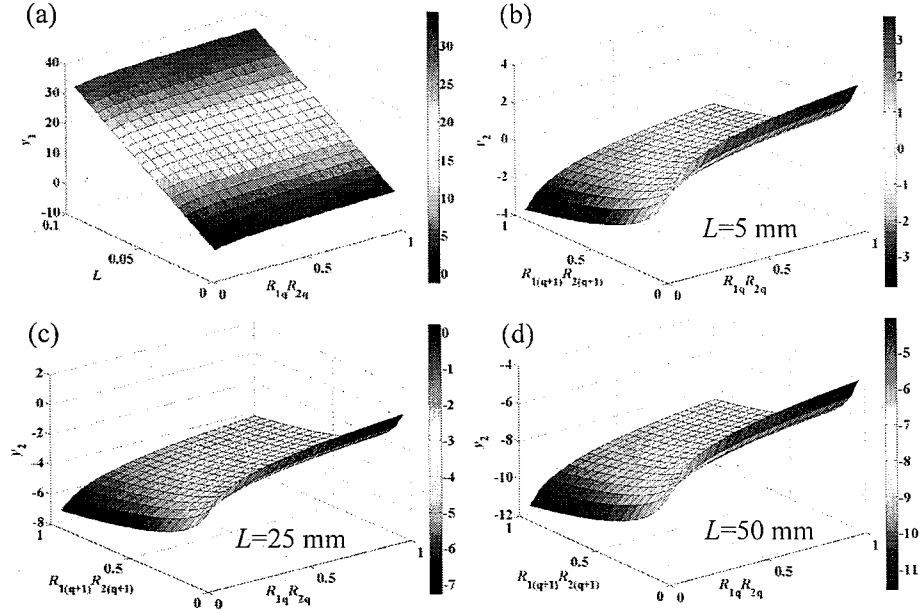


图 2.2 谐振腔长、光栅反射率对单纵模起振的影响

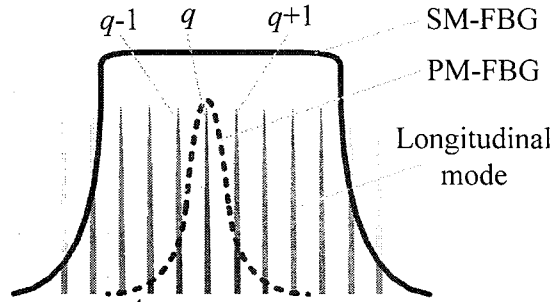


图 2.3 光纤光栅对与谐振腔模式匹配示意图

为了达到上述单纵模起振需要的反射率条件,需要 SM-FBG/PM-FBG 光纤光栅对的中心波长和带宽相互匹配,匹配过程如图 2.3 所示。假设谐振腔腔长为 2.5 cm,于是纵模间隔为 4 GHz(0.03 nm@1550 nm)。现在光纤光栅制作工艺一般能将 SM-FBG 的反射率做到 99.9%以上,但是此时带宽也较宽,为 0.3 nm 左右,于是 SM-FBG 带宽内大致会存在 10 个纵模。所以单纵模选择的重任由 PM-FBG 完成,激光发射的中心波长也由 PM-FBG 的中心波长决定,PM-FBG 的带宽需要尽量窄以使谐振腔对 $q+1$ 模式和 $q-1$ 模式的反射率比对 q 模式的反射率小 16 倍以上,在上述参数下,也即 PM-FBG 对 q 模式的反射率需要在 80%左右,对 $q+1$ 模式和 $q-1$ 模式的反射率小于 5%。上述模拟部分没有考虑实际情况下腔损耗可能还包括 FBG 和增益光纤的匹配损耗等,所以实际的参数情况稍有差别,

但是上述结论仍然具有一定的指导意义。

以上分析了谐振腔的阈值条件和单纵模起振条件。其单偏振起振和输出机制主要由 PM-FBG 在谐振波长处对两个正交偏振模式反射率的较大差异来保证，具体的分析研究将在 2.2 节中阐述。

由于增益介质是磷酸盐玻璃光纤，而光纤光栅对是刻制在石英玻璃光纤上的，两者的软化温度分别在 450~700°C 和 1600~1750°C 范围内，所以很难直接将两种光纤熔接在一起。本文将采用物理对准的方式组装谐振腔，谐振腔结构如图 2.4 所示。将磷酸盐玻璃光纤、SM-FBG、PM-FBG 分别装入三段内径为 125 μm 的标准陶瓷插芯内，并将其端面研磨抛光，抛光后的陶瓷插芯端面效果如图 2.5 所示。然后通过标准陶瓷套筒将三段陶瓷插芯组合在一起，再将其装入特定的机械套筒内，在机械套筒的两端装有可以旋转的螺丝，装调时旋转螺丝可以调节三段陶瓷插芯接触的紧密程度和中心的对准程度，这种程度越高，腔内耗散损耗越小，通过判断输出光功率是否达到最大来确定是否需要继续旋转螺丝。

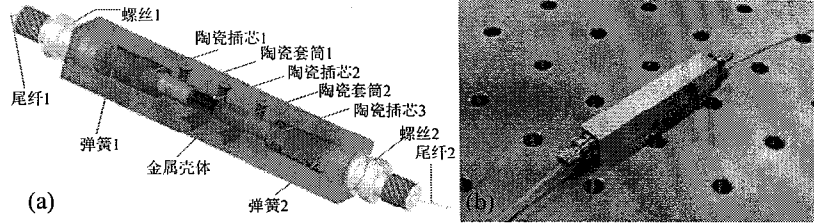


图 2.4 谐振腔结构(a)模装图；(b)实物

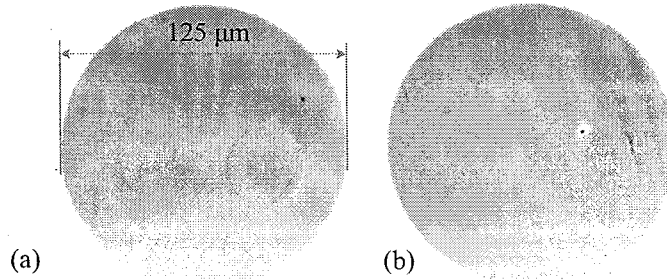


图 2.5 光纤光栅装入陶瓷插芯并研磨抛光后的端面(a)PM-FBG; (b)SM-FBG

增益介质工作过程中会发热，同时谐振腔所处环境温度也会发生变化，这些都会使谐振腔的稳定性受到影响，从而引起激光频率的漂移。频率漂移量与增益光纤的温度变化关系为^[14]

$$\Delta\nu = (\alpha + \beta)\nu\Delta T \quad (2.9)$$

式中 α 表示光纤长度随温度变化的热膨胀系数， β 表示光纤折射率随温度变化的

热光系数。当增益光纤温度变化 0.01°C 时, 激光频率会发生 MHz 量级变化。另外光纤光栅的波长也会随着温度漂移, 温度系数约为 $1\text{ GHz/K}^{[17]}$, 温度变化 0.01°C 时频率会变化 10 MHz 左右。所以谐振腔必须进行温度控制, 本文采用半导体制冷器(TEC)对谐振腔进行两级温控, 结构如图 2.6 所示, 经测试, 温控精度小于 10 mK, 所以能够保证激光器频率波动在 10MHz 量级。

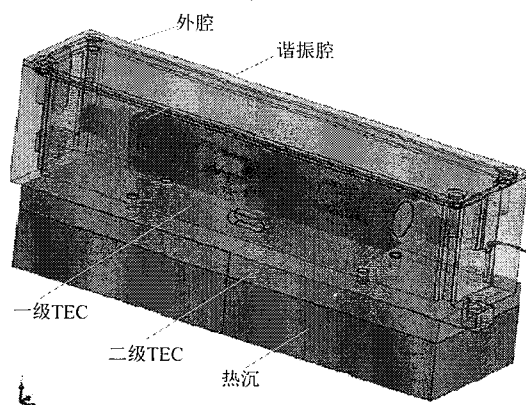


图 2.6 谐振腔封装结构图

2.1.3 整体结构

在图 2.1 所示的谐振腔结构基础上加入泵浦源就可以形成完整的激光器, 结构如图 2.7 所示。采用前向泵浦方式, 976 nm 的半导体二极管(LD)输出功率在 0~600 mW 范围内可调, 通过 SM-FBG 注入谐振腔。由于 SM-FBG 和磷酸盐玻璃光纤对准是物理接触, 存在较大地反射, 所以需要在泵源 LD 和 SM-FBG 之间接入一个 976 nm 的隔离器防止泵浦光返回泵源影响其稳定性, 同时还可以起到隔离后向输出信号光的作用。在激光器的输出端加入 1550 nm 波段的保偏隔离器, 可以防止输出端反射光对谐振腔的影响。

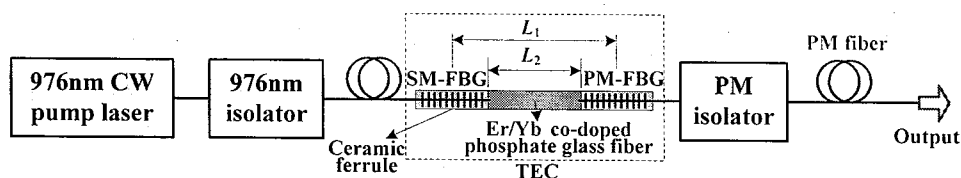


图 2.7 单频磷酸盐玻璃光纤激光器结构

2.2 保偏光纤光栅

根据上述单频激光的方案设计,保偏光纤光栅是其中的关键元件,担负着单纵模和单偏振的选模作用,所以有必要对其进行特别研究。本节将首先搭建刻写平台实现保偏光纤光栅及与其配对的高反单模光纤光栅的刻写,然后对其特性进行理论和实验分析。

2.2.1 光纤光栅刻写平台

基于 248nm KrF 准分子激光器、载氢增敏技术、相位掩模板干涉技术、幅度掩模板变迹切趾技术以及拉力波长调节技术搭建了光纤光栅刻写平台。各项技术原理参见文献[118],本文不再详细叙述,只对具体的实现过程做相应的描述。其刻写光路如图 2.8 和图 2.9 所示,其中所用的准分子激光器是 GSI Lumonics 生产的 PulseMaster-840(PM-842)-KrF,主要参数包括波长为 248 nm、最大脉冲能量为 450 mJ、最大重复频率为 25 Hz、脉冲宽度为 12~20 ns、光斑大小为 8~12 mm×26 mm、发散角为 1 mrad×3 mrad。准分子激光器输出的激光经过可调光阑、一对柱面镜和小孔光阑组成的空间滤波和整形系统后形成一个长方形均匀光斑。该光斑再经过幅度掩模板后形成与幅度模板形状一致的光斑,并经过柱透镜聚焦后经过相位掩模板,其 ± 1 级衍射形成干涉条纹。如果光纤具有光敏性,并被该干涉条纹辐照一定时间后就可以在光纤中形成不同强度的光纤光栅,相位掩模板干涉成栅的原理如图 2.10 所示。

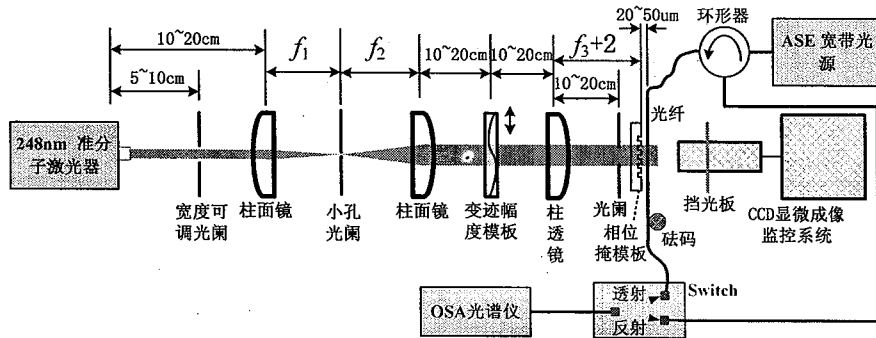


图 2.8 光纤光栅刻写平台光路原理图

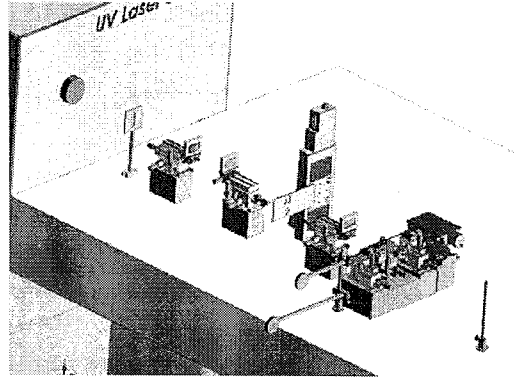


图 2.9 光纤光栅刻写平台光路结构图

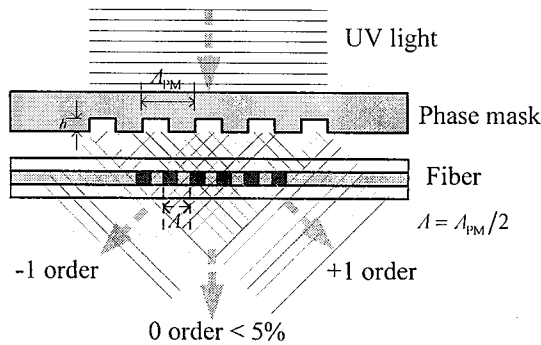


图 2.10 相位掩模板干涉成栅原理示意图

平台中的幅度掩模板包含一个轮廓为 sinc^2 函数主峰的中空图案及其共轭图案两部分，分别用作变迹和补偿，如图 2.11 所示，其底部宽度与刻写光栅的长度一致，高度固定为 10mm。幅度掩模板被固定在一维升降平台上，升降平台的移动速度和距离受计算机控制，具体的控制参数需要在刻写过程中根据光纤和光栅类型进行调整。由于紫外光斑在经过空间滤波整形后高度是固定的，当升降平台以一定速度扫过光斑后，实际到达光纤的紫外光斑的长度就会随着幅度掩模板的实时宽度而变化，从而使光纤不同部位受到的辐照时间按照幅度掩模板的轮廓进行分布。另外由于光斑对光纤成栅区域的辐照是均匀的，而光栅强度在一定范围内正比于辐照强度，从而正比于辐照时间。具体来说在我们的幅度掩模板系统中，最后光栅强度就会按照 sinc^2 函数主峰进行分布，中间最强，两边最弱，形成切趾光纤光栅。然后再撤去相位掩模板，使用图 2.11 中所示补偿部分扫描紫外光斑对光栅进行补偿，以调整光纤光栅的平均折射率，从而调整光纤光栅的光谱形状。变迹切趾的效果如图 2.12 所示，可以看出在未使用变迹切趾技术时刻写的光纤光栅具有很多旁瓣，而在使用变迹切趾技术之后仅存在一个微弱的旁瓣了，

如果控制参数更优化,可以使旁瓣完全消除。补偿效果如图 2.12(b)和图 2.13 所示,图 2.12(b)显示补偿的作用之一是在变迹切趾基础上进一步抑制旁瓣,使变迹切趾后仅存的一个旁瓣也消失,图 2.13 显示补偿的第二个效果是使光谱形状更加对称规范,梯形率更高。

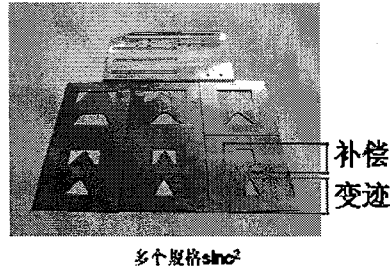


图 2.11 用于变迹切趾的幅度掩模板

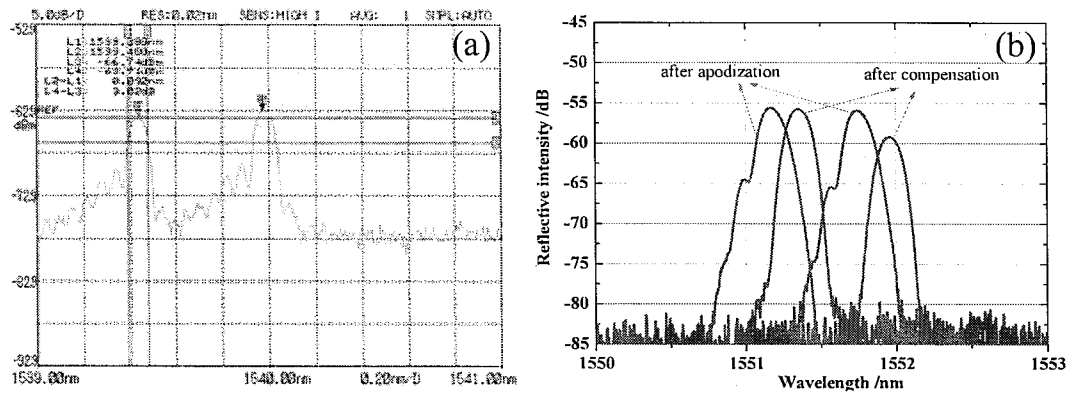


图 2.12 使用变迹切趾技术(a)之前和(b)之后刻写的光纤光栅

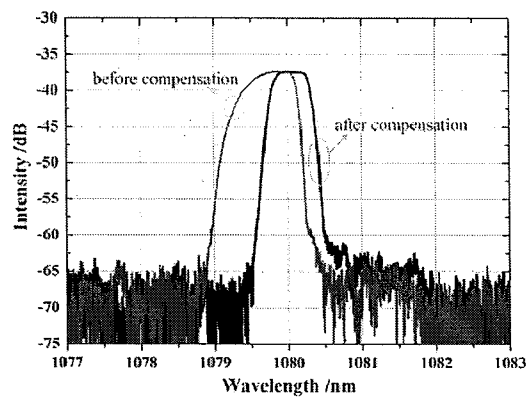


图 2.13 变迹切趾光纤光栅在补偿前后的效果

由于光纤光栅的中心波长 λ_B 取决于相位掩模板的周期 Λ_{PM} , 两者满足 $\lambda_B = n_{eff} \Lambda_{PM}$ (n_{eff} 是光纤有效折射率), 所以一旦相位掩模板确定后, 所能刻写的光栅波长也就确定了, 这样将会严重限制该项技术的应用。另外由于在设计的短线型腔光纤激光器中需要使高反射率和低反射率的光纤光栅波长匹配, 而它们是刻写在不同折射率的光纤上, 所以光栅刻写时必须具有波长微调的功能, 才能使两者波长匹配程度达到要求。

本平台在光纤光栅中心波长调整方面使用了拉力调节技术, 即在刻写之前通过如图 2.14 所示的滑轮系统对光纤施加一定的拉力, 刻写完成后再将拉力撤去, 随着光纤长度回复原位光栅周期也会相应减小, 从而使光栅中心波长减小。实际的实验效果如图 2.15 所示, 当使用 380 g 拉力后获得了 3.556 nm 的波长调节范围。另外也使用紫外均匀辐照技术^[119]使波长向长波方向进行微调。

另外光栅刻写完成后还要进行 120 °C 左右的高温退火, 以便消除其热不稳定性, 退火之后光栅的中心波长会减小, 但是光谱形状不会发生变化, 如图 2.15 所示。



图 2.14 拉力施加系统

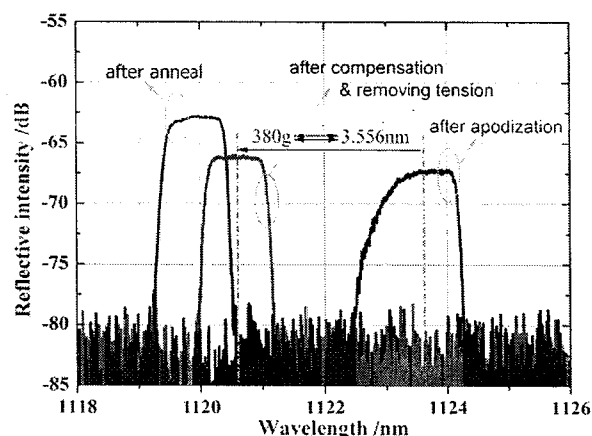


图 2.15 拉力波长调节技术和退火技术实际效果

平台中还使用了自发辐射(ASE)宽带光源和光谱仪对光栅的生长过程进行在线监测,使用一个光开关可以实现反射谱和透射谱的切换。同样的测试方法也可以用作离线测试。由于不同光纤光栅的模式特性不同,所以具体的光源波长和器件连接方式需要进行适当调整。

2.2.2 保偏光纤光栅模式特性的理论研究

由于单模保偏光纤具有两个有效折射率不一样的主轴,因此在其上刻写的光纤 Bragg 光栅(PM-FBG)也将具有两个中心波长不一样的正交偏振模式^[120-122]。同时考虑它们各自的前后向模式,PM-FBG 中将存在四个本征模式,其模式耦合特性将非常复杂,在不同的微扰情况下可能发生不同的耦合情况。比如在遭受局部应力后,光谱会在短波方向出现 spectral hole^[123, 124],以及在遭受横向压力和扭转导致的切向应变后两个正交偏振模式之间会发生此消彼长地直接耦合^[125-129]。本文在实验过程中还发现了另外一种情况,即在纯扭转情况下,会在两个正交偏振模式对应反射峰的中间位置处出现第三个反射峰,使用经典的耦合模方程无法描述该现象,于是推导了新的耦合模方程,揭示了该现象来自于交叉偏振模式耦合的本质特征,对该现象进行了完整解释。

下面将首先从 Helmholtz 方程出发分析 PM-FBG 的模式特性。

2.2.2.1 保偏光纤光栅中的介电常数

首先,光栅在 z 方向具有折射率调制,其介电常数微扰可以表示成

$$\delta\epsilon = \epsilon_{uv} \cos(2\beta_B z) \quad (2.10)$$

式中 $\beta_B = \pi/\Lambda = 2\pi/\lambda_B$ 表示等效波矢, Λ 是 PM-FBG 的周期, λ_B 是谐振峰的中心波长。

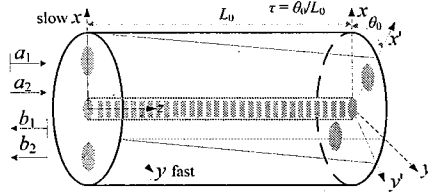


图 2.16 扭转 PM-FBG 及其 4 个本征模式示意图

另外由于保偏光纤在包层中具有应力施加区,所以当 PM-FBG 受到外力作用后纤芯受到的应力将会发生变化,从而通过弹光效应引起光栅介电常数微扰的非对角元不为 0。不失一般性,考虑 PM-FBG 处于扭转状态,当扭转角度为 0 时等效于自由状态。如图 2.16 所示,扭转会从两方面对光栅施加影响,一是引起切向应变,二是引起保偏光纤主轴的旋转。切向应变可以表示成 $e_{xz} = \tau y$ 和 $e_{yz} = -\tau x$ ^[130],其中 τ 是扭曲率,定义为光栅的旋转角度 θ_0 和被旋转部分的长度 L_0 之比,即 $\tau = \theta_0/L_0$ 。由于主轴沿着光纤的 z 轴旋转,所以必须把光纤本地坐标系

变换到统一的实验室坐标系。在 x - y 平面内的坐标变换将会引起应变项的非对角元不为 0, 可以表示成 $e_{xy}=e_{yx}=\Delta e \sin(2\tau z)$, 其中 $\Delta e = e_x - e_y$ 是由于保偏光纤的应力施加区导致的纤芯法向应变之差。于是考虑应变项通过弹光效应将会引起附加的介电常数微扰后, 完整的介电常数微扰表示成

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon} + \delta\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}^2 p_{44} \begin{pmatrix} -\Delta e \cos \theta & \Delta e \sin \theta & \tau y \\ \Delta e \sin \theta & \Delta e \cos \theta & -\tau x \\ \tau y & -\tau x & e_z \end{pmatrix} + \varepsilon_m \cos 2\beta_b z. \quad (2.11)$$

式中 $\theta=2\tau z$ 、 $e_z=e_x+e_y$ 。 $\bar{\varepsilon}$ 是各向同性的, 包含紫外(UV)辐照引起的直流项和弹光效应的平均项。

2.2.2.2 耦合模方程

扭曲的 PMFBG 是非均匀的和各向异性的, 此时的 Helmholtz 方程表示为

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \varepsilon \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (2.12)$$

此时的电场散度和各向同性介质不同, 根据电位移矢量 $\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = \rho_f = 0$,

它可以表示成

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\nabla \cdot [(\tilde{\varepsilon} + \delta\varepsilon) \mathbf{E}] / \bar{\varepsilon} \quad (2.13)$$

根据耦合模理论, (2.12) 式的解可以分解成 4 个模式的和, 即两个正交偏正模式各自的前后向模式,

$$\mathbf{E} = (a_1 e^{i\beta z} + b_1 e^{-i\beta z}) \mathbf{E}'_1 + (a_2 e^{i\beta z} + b_2 e^{-i\beta z}) \mathbf{E}'_2 \quad (2.14)$$

式中 $a_i(z)$ 和 $b_i(z)$ ($i=1,2$) 是 4 个模式的幅度, 如图 2.16 所示。 $\mathbf{E}'_i(x,y)$ 是简并的 LP_{01} 本征模, 可以近似表示成 $\mathbf{E}'_1 = [J(\beta_r), 0, 0]^T$ 和 $\mathbf{E}'_2 = [0, J(\beta_r), 0]^T$, 其中 β_r 是横向传播常数, J 是 Bessel 函数(对纤芯)或者修正 Bessel 函数(对包层)。在弱导引条件下, 电场的纵向分量远小于横向分量, 可以忽略。考虑介电常数微扰之后(2.12)式可以重写为

$$\hat{\Phi} \mathbf{E} = (\tilde{\varepsilon} + \varepsilon_m \cos 2\beta_b z) k^2 \mathbf{E} - \nabla[\nabla \cdot (\tilde{\varepsilon} \mathbf{E})] / \bar{\varepsilon} \quad (2.15)$$

式中省略了与光栅相关的梯度项 $\nabla[\nabla \cdot (\delta\varepsilon \mathbf{E})]$, 因为它沿着 z 轴, 对本征模式耦合的贡献很小可以忽略。将 4 个本征模式与该方程相乘并沿着光栅横截面积分

$\int \mathbf{E}_{i\pm}^* e^{\mp i\beta z} (\nabla^2 + \bar{\varepsilon} k^2 + \hat{\Phi}) \mathbf{E} dS$, 可以推导出耦合模方程为

$$\begin{cases} a'_i = \frac{i}{2\beta} [\langle E_{i+}^* \hat{\Phi} E \rangle + \frac{1}{2} \varepsilon_{iv} k^2 b_i e^{-i2\delta z}] \\ b'_i = \frac{-i}{2\beta} [\langle E_{i-}^* \hat{\Phi} E \rangle + \frac{1}{2} \varepsilon_{iv} k^2 a_i e^{i2\delta z}] \end{cases} \quad (2.16)$$

式中 $\delta = (\beta - \beta_B)$ 表示相位失配量。于是可以得到 4 个模式的耦合模方程为

$$\begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \\ b'_1 \\ b'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\kappa_b \cos \theta & -\kappa_\tau + i\kappa_b \sin \theta & i\kappa_g e^{-i2\delta z} & 0 \\ \kappa_\tau + i\kappa_b \sin \theta & -i\kappa_b \cos \theta & 0 & i\kappa_g e^{-i2\delta z} \\ -i\kappa_g e^{i2\delta z} & 0 & -i\kappa_b \cos \theta & -\kappa_\tau - i\kappa_b \sin \theta \\ 0 & -i\kappa_g e^{i2\delta z} & \kappa_\tau - i\kappa_b \sin \theta & i\kappa_b \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

式中 $\kappa_b = n^3 k p_{44} \Delta e / 2 = 2\pi / L_B$, L_B 表示拍长; $\kappa_\tau = n^2 p_{44} \tau / 2$, 表示弹光系数 p_{44} ;

$\kappa_g = \Delta n_{iv} k_0 / 2$, Δn_{iv} 表示光栅 UV 诱导的折射率变化。

(2.17)式给出了 PM-FBG 的模式耦合机制。当不存在扭转效应时, 由于双折射作用, 光栅的两个偏振模式会独立地发生前后向模式的耦合, 从而在光谱中形成两个共振峰, 中心波长满足 $\lambda_{B1,2} = 2n_{\text{eff}1,2} \Lambda$, 其中 Λ 是 PM-FBG 的周期, $n_{\text{eff}1,2}$ 是保偏光纤两个主轴的有效折射率。当存在扭转效应时, 两个偏振模式之间就会发生耦合。扭转和双折射的效应分别由(3.6)式中的实系数和虚系数描述, 分别对应幅度和相位变化。

下面通过模拟计算来进一步显示光谱特性。定义光栅反射谱为

$$R_{1,2} = \frac{|b_{1,2}(0)|^2}{|a_1(0)|^2 + |a_2(0)|^2} \quad (2.18)$$

(2.17)式是一个非常系数微分方程组的边界问题, 通过有限差分法来求解。假设输入一个线偏振光到光栅, 其偏振方向与保偏光纤主轴呈 45° 。边界条件可以表示成 $A(0) = (1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, b_1(0), b_2(0))^T$ 和 $A(L) = (a_1(L_{\text{FBG}}), a_2(L_{\text{FBG}}), 0, 0)^T$, 其中 L_{FBG} 是光栅的长度。

假设保偏光纤的拍长为 $L_B = 2.8$ mm, 弹光系数为 $p_{44} = -0.07$, 光栅长度为 $L_{\text{FBG}} = 10$ mm, 周期为 $\Lambda = 531.2$ nm, 折射率受到 sinc^2 函数切趾, 为 $\Delta n_{iv} = 1.8 \times 10^{-4} \times (\text{sinc}(2z/L_{\text{FBG}} - 1))^2$ 。根据(2.17)、(2.18)式计算不同扭曲率下的反射光谱如图 2.17(a)所示。从中可以看出, 在光栅没有扭曲处于自由状态的情况下, 将会出现两个等强度的反射峰, 中心波长分别为 1550.94 nm 和 1551.52 nm。但是当存在扭曲时, 除了两个主反射峰外, 在它们的中间位置 1551.23 nm 处将会出现第三个反射峰, 它的强度将会随着扭曲率的增加而增加, 如图 2.17(b)所示。强度的 dB 数按照指数规律增加, 可以用曲线 $-[11.64 + 27.45 \times \exp(-\tau/42.8)]$ dB 拟合。

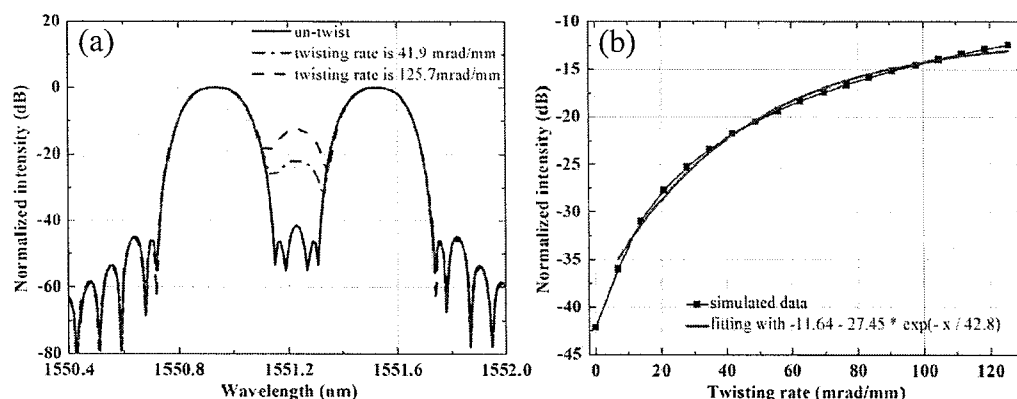


图 2.17 PM-FBG 在不同扭曲率下的(a)模拟反射光谱及其(b)中间峰反射强度

为了更进一步理解模式之间的耦合特征,下面考察某一个波长处 4 个模式的强度沿着光纤 z 轴方向的演化情况。图 2.18 是图 2.17 所用参数的光栅在波长 1551.23 nm 处扭曲率为 125.7 mrad/mm 时的模式演化情况。其中图 2.18(a)的输入光偏振态沿着保偏光纤的慢轴。此时在 PM-FBG 的输入端只有模式 a_1 被激发。可以看出沿着光纤 z 轴方向,输入模式 a_1 的能量由于扭曲作用不断地被耦合到另外一个偏振态,耦合之后大部分透射形成模式 a_2 ,小部分反射形成模式 b_2 ,这部分反射也就形成图 2.17 所示的中间峰。图 2.18(b)的输入光偏振态沿着保偏光纤的快轴,此时在 PM-FBG 的输入端只有模式 a_2 被激发,同样地,由于扭曲作用,它也会沿着光纤 z 轴方向逐渐耦合到模式 a_1 和 b_1 。所以如果入射光不是单一地沿着快轴或者慢轴,那么可以将其分解到快轴和慢轴方向后,两个分量各自耦合一部分到其正交偏振分量上,然后再叠加从而在中间峰位置处形成第三个反射峰。

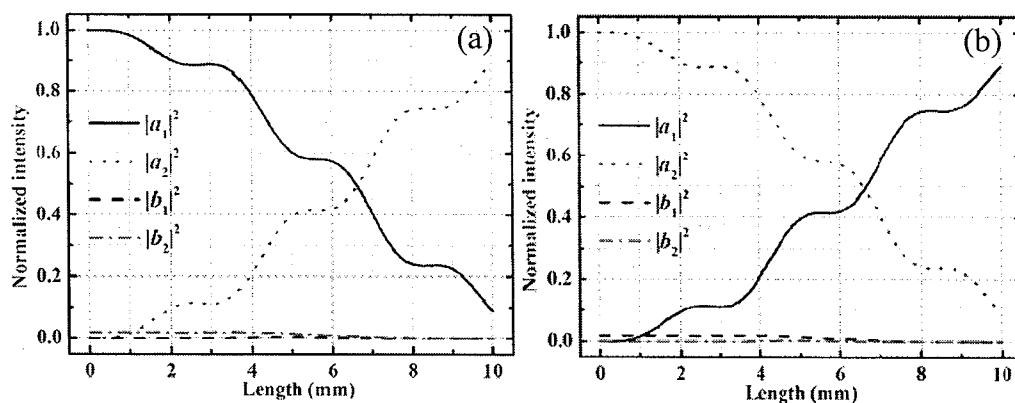


图 2.18 PM-FBG 的本征模式强度演化关系

2.2.3 保偏光纤光栅模式特性的实验研究

从上节的理论模拟可以看出, PM-FBG 内激发的模式和入射光的偏振态有很大关系, 所以实验时需要使用一个 Glan 棱镜来严格控制入射到 PM-FBG 的光的偏振方向(在一般情况下, 使用光纤偏振控制器也是可行的)。实验测试方案如图 2.19 所示, PM-FBG 的一端尾纤被固定在调整架 A 上, 另一端固定在光纤旋转器上, 两个固定点之间的距离保持固定, 同时保持等高同心, 这样就可以对 PM-FBG 施加一个纯扭转的作用。使用光谱仪(AQ6317, 分辨率为 0.02 nm)测试环形器的返回光就可以测试反射谱, 如果直接测试光栅的透射光就可以测试透射谱。实验中通过设置光纤旋转器的角度就可以设定 PM-FBG 的扭曲率, 如果将光纤旋转器角度设置为 0 或者直接撤掉调整架和旋转器, 就可以测试没有扭转处于自由状态下的 PM-FBG 的光谱。

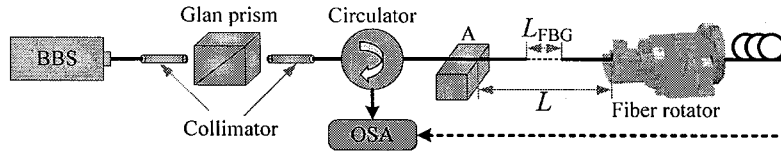


图 2.19 保偏光纤光栅特性测试方案

利用前文所述的光栅刻写平台在保偏光纤上实际制作了 PM-FBG, 所用保偏光纤型号是 YOFC PM1017-A, 其拍长为 $L_B=2.8\text{ mm}$, 光栅长度为 10 mm, 对应的幅度掩模板的底部宽度也是 10 mm, 光栅周期是 531.2 nm。首先测试了没有扭曲时的光栅光谱, 如图 2.20 所示。当将入射光偏振方向调整到沿保偏光纤的快轴时, 将在快轴有效折射率对应的谐振波长即 1550.94 nm 处得到单独的谐振峰, 而对应的正交位置 1551.52 nm 处不会出现谐振峰, 如图 2.20 中的蓝色虚线所示。同样地, 如果将入射光偏振方向调整到沿保偏光纤的慢轴时, 将在慢轴有效折射率对应的谐振波长即 1551.52 nm 处得到单独的谐振峰, 而对应的正交位置 1550.94 nm 处不会出现谐振峰, 如图 2.20 中的红色点划线所示。如果入射光偏振方向与快轴成 45° 角, 将在两个谐振波长处得到强度相等的两个谐振峰, 分别对应快轴和慢轴, 如图 2.20 中的黑实线所示。此时由于等量分光的作用, 可以看到光栅反射率比单独一个反射峰时降低了 3 dB。从图 2.20(b) 的透射谱中可以计算出两个正交偏振模式的反射率都为 85.5%, 经计算可以得到对应的有效折射率调制和耦合系数分别为 $\Delta n_{\text{eff}}=4.1\times 10^{-5}$ 和 $\kappa=1.66$ 。

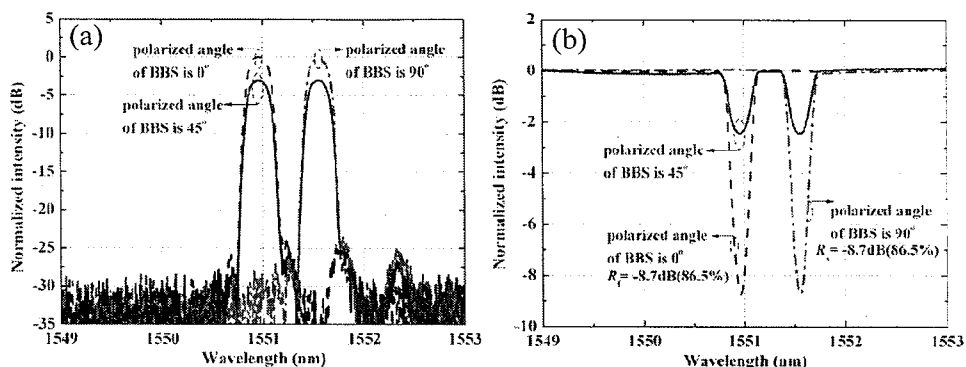


图 2.20 光栅没有扭曲时的(a)反射谱及(b)透射谱

图 2.21(a)显示了不同扭曲率下 PM-FBG 的反射谱。此时入射光的偏振态与快轴成 45° 角, 所以在 1550.94 nm 和 1551.52 nm 两个谐振波长处出现了强度相等的两个反射峰。从中可以看到随着扭曲率的增加, 两个主反射峰的反射率基本不变, 但是在其中间位置 1551.23 nm 处出现了第三个反射峰, 其反射强度随着扭曲率的增加而增加, 如图 2.21(b) 所示。增加的规律可以用曲线 $-[11.9+12.2 \times \exp(-\tau/45.0)]$ dB 拟合, 拟合参数可能会随着不同的光栅而有所不同。

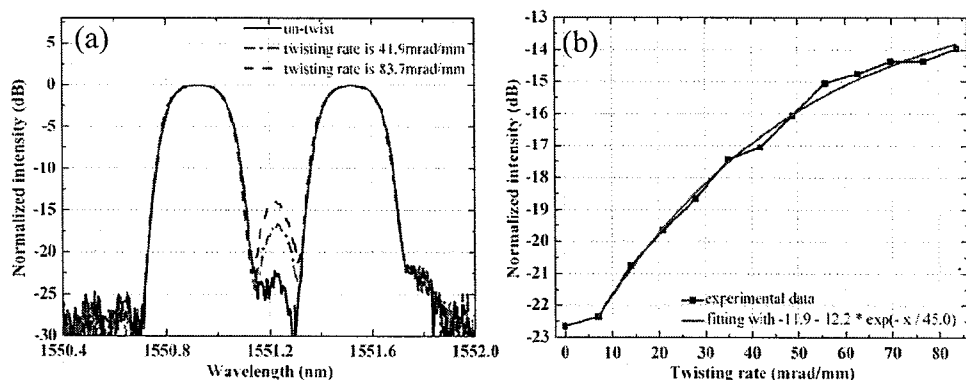


图 2.21 PM-FBG 在不同扭曲率下的(a)实测反射光谱及其(b)中间峰反射强度

对比图 2.21 和图 2.17, 可以看出, 实验测试结果与理论模拟结果定性上具有很好的一致性。定量上的差异主要来自于 PM-FBG 未扭转时在中间峰位置处存在一背景噪声, 这带来了一些不确定度。

从上述实验中也可以看出, 当通过测试透射谱来测定 PM-FBG 的反射率时, 入射光偏振态将起着至关重要的作用。最严格的方式就是按照图 2.19 所示的方案使用线偏振光对准保偏光纤的快轴或者慢轴分别测试两个偏振模式的反射率。但是由于一般自发辐射宽带光源是非偏振光, 按照上述方式就需要先利用起偏器

起偏,这无疑增加了测试的复杂度。但是根据上述分析可以看出使用这样的非偏振光也是可以进行直接测试的,此时相当于两个沿着快轴和慢轴等强度的线偏光入射到 PM-FBG 上,可以同时测得两个偏振模式的反射率,再通过下式等效计算光栅真实反射率。

$$y = 10 \lg((10^{x/10} - 0.5) / 0.5) \quad (2.19)$$

式中 x 为非偏振光测试时的透射率,单位为 dB。

2.3 保偏光纤光栅线型腔光纤激光器偏振特性研究

正是由于 PM-FBG 两个偏振模式的谐振中心波长不同而且相互正交,所以可以将其用作激光器谐振腔的偏振选择元件,当激光器谐振腔的谐振波长位于 PM-FBG 某一个谐振模式对应的波长位置时,输出激光就会沿着该波长对应的偏振方向即保偏光纤的某一主轴起振,激光输出也会沿着该主轴方向,从而使得输出的是一个沿该主轴的线偏振光。但是正如上节所述,当增益光纤的双折射与 PM-FBG 的双折射不匹配时,从增益光纤进入 PM-FBG 光的偏振态就可能不是沿着 PM-FBG 的主轴方向,可能使模式之间出现复杂的耦合现象,从而导致输出光的偏振纯度受到影响。文献^[131-134]利用 Jones 矩阵方法和谐振腔谐振条件详细分析了线型腔光纤激光器的偏振模式竞争问题,下面将在此基础上并结合波片模型分析基于 PM-FBG 的线型腔光纤激光器的偏振模式起振机制和增益光纤双折射对激光器输出偏振特性的影响。

2.3.1 理论模型与数值实验

2.3.1.1 激光器谐振腔的传输矩阵

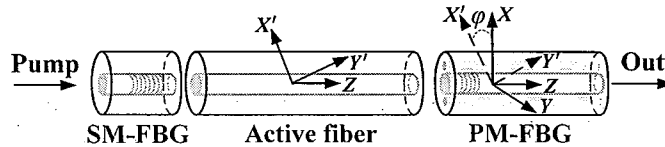


图 2.22 光纤光栅线型谐振腔结构示意图

2.1 节所设计的激光器谐振腔结构可以简化成图 2.22 所示,其中坐标系 $X'Y'Z$ 表示增益光纤以其等效主轴作为坐标轴的本地坐标系,坐标系 XYZ 表示 PM-FBG 以其主轴作为坐标轴的本地坐标系。根据传输矩阵理论^[115],这样的光纤光栅线型谐振腔的传输矩阵由四部分相乘而成,包括增益光纤的传输矩阵、PM-FBG 的反射矩阵、增益光纤的反向传输矩阵和 SM-FBG 的反射矩阵。

具有随机双折射的单模光纤的传输矩阵为^[131, 135]

$$T = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta \exp(i\delta/2) + \sin^2 \theta \exp(-i\delta/2) & i \sin(2\theta) \sin(\delta/2) \exp(-i\gamma) \\ i \sin(2\theta) \sin(\delta/2) \exp(i\gamma) & \cos^2 \theta \exp(-i\delta/2) + \sin^2 \theta \exp(i\delta/2) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

式中 δ 表示两正交偏振本征模 V_1 、 V_2 之间的相位差, θ 和 γ 是本征模自身 Jones 矢量两分量的幅度比和相位差, 即

$$V_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta \exp(-i\gamma/2) \\ \sin \theta \exp(i\gamma/2) \end{pmatrix}, \quad V_2 = \begin{pmatrix} -\sin \theta \exp(-i\gamma/2) \\ \cos \theta \exp(i\gamma/2) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

对于保偏光纤, 其本征模为两线偏振模, 于是 $\gamma=0$ 、 $\theta=0$, 则

$$V_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad V_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} \exp(i\delta/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta/2) \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

对于具有固有线性双折射 β (rad/m) 的单模光纤受扭转的情况^[133], 扭转致圆双折射 $(g-2)\tau$ (τ 为扭曲率, g 为常数, 对石英玻璃光纤一般 $g=0.16$), 于是总的双折射可以表示为

$$\begin{aligned} \omega &= \beta + (g-2)\tau, & \delta &= |\omega|l = \{\beta^2 + ((g-2)\tau)^2\}^{1/2}l \\ \theta &= \text{atan}[(g-2)\tau/\beta]/2, & \gamma &= 90^\circ \end{aligned} \quad (2.23)$$

增益光纤的反向传输矩阵为矩阵 T 的转置矩阵, 即 $T'=T^T$ 。

按照激光器方案设计, 将采用的高反光纤光栅是不具有双折射的 SM-FBG, 在光纤光栅对匹配波长处 SM-FBG 对两个偏振模式的反射率一样, 都为 r_0 , 于是 SM-FBG 的反射矩阵可以写为

$$R_H = \begin{pmatrix} r_0 & 0 \\ 0 & r_0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

谐振腔的低反光纤光栅是 PM-FBG, 在以 PM-FBG 本身的主轴为坐标系的情况下其反射矩阵和透射矩阵分别为

$$R_L = \begin{pmatrix} r_1 & 0 \\ 0 & r_2 \end{pmatrix}, \quad T_{\text{ran}} = \begin{pmatrix} 1-r_1 & 0 \\ 0 & 1-r_2 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

式中 r_1 和 r_2 分别是光纤光栅对匹配波长处 PM-FBG 对两个正交偏振模式的反射率。由前文 PM-FBG 的模式特征可知, 在光栅未受外界扰动时, r_1 和 r_2 相差较大, 不妨设 $r_1 \gg r_2$ 。

如果增益光纤存在双折射, 且其双折射主轴与 PM-FBG 主轴存在夹角 φ , 也就是坐标系 XYZ 和 XYZ 在 XY 平面存在夹角 φ , 那么上述几个元件的传输矩阵相乘时需要统一到实验室坐标系。不失一般性, 选择 XYZ 坐标系为实验室坐标系, 因此在计算谐振腔总的传输矩阵时需要考虑两坐标系之间的旋转, 如图 2.23 所示, 从坐标系 OXY 到 OXY' 及其相反操作的坐标旋转矩阵可以分别写为

$$\Phi = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}, \quad \Phi^T = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

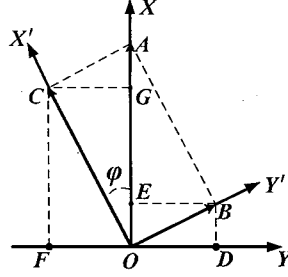


图 2.23 坐标系旋转矩阵计算及退偏效应示意图

于是光纤光栅线型腔光纤激光器谐振腔总的传输矩阵(光波往返一周形成的传输矩阵)可以表示为

$$T_t = R_L \Phi^T T^T R_H T \Phi \quad (2.27)$$

2.3.1.2 偏振模式振荡条件

激光器腔内模式起振时应满足自再现条件^[132, 133], 即光在腔内经过一个完整的往返传播过程后其振幅按一定比例衰减, 其相位延迟 2π 的整数倍, 相当于相位和偏振态应该回到初始时的状态。于是总的传输矩阵应该满足如下特征矢量方程, 即在经传输矩阵变换后的光矢量应为变换前的实数倍。

$$T_t u_{\pm} = \lambda_{\pm} u_{\pm} = a \exp(\pm i\eta) u_{\pm} \quad (2.28)$$

(2.28)式给出了偏振模式的振荡条件, 具有如下特征。

1. 总传输矩阵 T_t 的特征矢量 $u_{\pm}$ 代表了谐振腔的本征偏振模, 根据 Jones 矢量的规则, 如果 $u_{\pm} = \begin{pmatrix} u_{x\pm} \\ u_{y\pm} \end{pmatrix}$ 的每个分量都是实数, 那么对应的偏振光是线偏振光; 而如果 $u_{\pm}$ 中的分量存在虚数部份, 那么对应的偏振光是椭圆偏光或者圆偏光。
2. 两个本征偏振模起振几率的大小可以用特征值 $\lambda_{\pm}$ 的平方表示, 如果 $(\lambda_+/\lambda_-)^2 = 1$, 那么表示两个本征偏振模起振的几率相同, 谐振腔内将会存在剧烈的偏振模式竞争, 输出光的偏振特性将会是不稳定的。而如果 $(\lambda_+/\lambda_-)^2$ 越大于或者越小于 1, 那么输出光的偏振就会越稳定。
3. 两个本征偏振模各自的方位角 $\xi_{\pm}$ 满足 $\tan \xi_{\pm} = u_{x\pm}/u_{y\pm}$, 它们之间的夹角用 u_+ 和 u_- 的内积表示, 如果内积为 0, 表示两者正交。
4. 两个本征偏振模之间的相位差为 2η , 而 η 满足 $a \cos \eta = \text{Re}(\lambda_+) = \text{Re}(\lambda_-)$ 或者

$$\tan \eta = \frac{\text{Im}(\lambda_+)}{\text{Re}(\lambda_+)} = \frac{\text{Im}(\lambda_-)}{\text{Re}(\lambda_-)}。于是两本征偏振模的频率差 (即偏振模的拍频频$$

率) f_p 满足 $f_p = \frac{\eta c}{2\pi n l}$, ($\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} L$ 、 $\lambda = cT = \frac{c}{f}$), 其中 c 是光速, n 和 l 分

别是谐振腔增益光纤的平均折射率和长度。

如果增益光纤中没有双折射, 即 $\delta=0$, 那么

$$T_t = \begin{pmatrix} r_0 r_1 & 0 \\ 0 & r_0 r_2 \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

于是, $\lambda_1 = r_0 r_1$, $\lambda_2 = r_0 r_2$, $|\lambda_1/\lambda_2|^2 = (r_1/r_2)^2 \gg 1$, 也就是说腔内将只有一个偏振本征模式 $u_1 = (1, 0)^T$ 起振。

如果增益光纤中存在双折射, 即 $\delta \neq 0$, 那么传输矩阵 T_t 将变得比较复杂, 难以给出本征方程(3.6)的解析解。下面通过数值方法计算不同 δ 和 φ 下的本征值和本征矢。图 2.24(a) 显示了不同 δ 下本征值 λ_1 和 λ_2 实数部分之比随角度 φ 的变化关系。可以看出, 比值随着角度的增加出现周期性的变化, 周期为 90° , 每个周期存在一个最小值。最小值随 δ 的变化关系如图 2.24 (b) 所示, 在所有的 δ 下, 最小值都远大于 1, 这说明偏振本征模式 u_2 的衰减速率远大于 u_1 , 由于模式竞争, 腔内将只有一个偏振本征模式 u_1 起振。也就是说无论增益光纤双折射的大小和取向, 在 $r_1 \gg r_2$ 情况下腔内起振的本征模式激光将会是沿着 PM-FBG 主轴 X 方向的线偏振光。如果是 $r_2 \gg r_1$, 那么起振的将是模式 u_1 , 即沿着 PM-FBG 主轴 Y 方向的线偏振光。

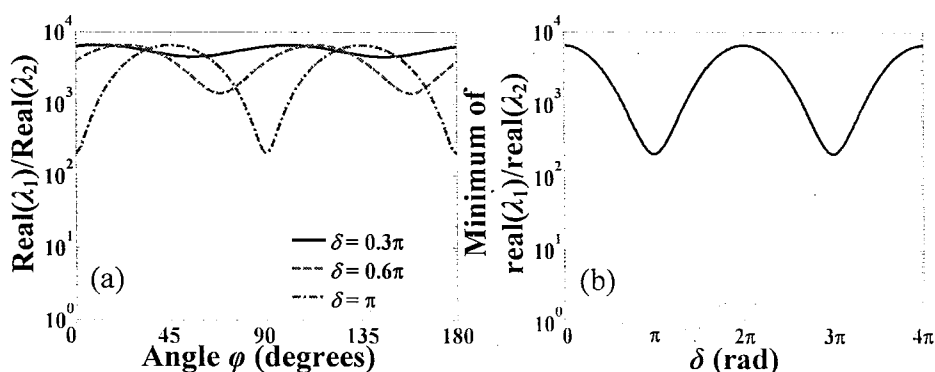


图 2.24 (a) 不同 δ 下本征值 λ_1 和 λ_2 实数部分之比随角度 φ 的变化关系; (b) 比值的
最小值随 δ 的变化关系。

2.3.1.3 输出激光的偏振特性

上一节已经证明在 PM-FBG 作用下, 无论增益光纤的双折射如何, 线型谐振腔都将只有沿着 PM-FBG 主轴的线偏振模式起振。但是如果增益光纤存在双

折射, 那么它将像波片一样对起振的偏振光产生影响, 从而导致输出激光的偏振特性与起振模式偏振特性不一致。假设只有沿着 PM-FBG 的主轴 X 的偏振本征模起振, 由于有源光纤具有双折射, 如果其主轴与 X 轴没有对准, 那么它将会对腔内起振的偏振方向沿 X 轴的激光起到退偏的作用, 将沿 X 方向的一部分偏振光转化为沿 Y 轴方向偏振, 然后这部分激光在输出耦合镜 PM-FBG 处直接输出不再返回腔内振荡, 因为 PM-FBG 在该方向反射率几乎没有。

于是激光的耦合输出分成两部分, 一是起振的沿着 X 方向偏振的激光按照 PMFBG 在 X 方向的透射率经由 PMFBG 的 X 方向透射输出, 二是起振的沿着 X 方向偏振的激光经由增益光纤转化为沿着 Y 方向偏振的激光, 再由 PMFBG 的 Y 方向透射输出。

腔内起振的偏振模式 $u_1=(1,0)^T$ 在经过增益光纤的波片作用后表示为

$$V_3 = \Phi^T T_w \Phi u_1 \quad (2.30)$$

式中 $T_w = \begin{pmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{pmatrix}$ 表示波片在本地坐标系下的传输矩阵, 考虑 PM-FBG 的透

射矩阵, 于是可以得到输出激光的偏振矢量为

$$V_4 = T_{ran} V_3 = \begin{pmatrix} (1-r_1) \left((\cos \varphi)^2 e^{i\delta/2} + (\sin \varphi)^2 e^{-i\delta/2} \right) \\ \frac{1}{2} (1-r_2) \sin(2\varphi) (e^{-i\delta/2} - e^{i\delta/2}) \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

如果 $\delta=0$, 那么 $V_4 \equiv (1-r_1, 0)^T$, 输出激光将会是一个线偏振光。

如果 $\delta \neq 0$, 那么输出激光在两个坐标轴方向都会有分量, 输出激光将会是一个椭圆偏振光。如果用 Glan 棱镜等检偏器对该椭圆偏光进行检偏, 可以得到光强分布的 I - ξ 曲线图(即肾脏线图)

$$I = \left[\left[(1-r_1) \left((\cos \varphi)^2 e^{i\delta/2} + (\sin \varphi)^2 e^{-i\delta/2} \right) \right] \cos \xi + \left[\frac{1}{2} \sin(2\varphi) (e^{-i\delta/2} - e^{i\delta/2}) \right] \sin \xi \right]^2 \quad (2.32)$$

式中 ξ 为检偏器主轴的旋转角度。通过(2.32)式可以定义输出激光的偏振消光比为

$$PER = 10 \log_{10} \left(\frac{\max(I)}{\min(I)} \right) \quad (\text{dB}) \quad (2.33)$$

如果 $PER=0$ dB 则表示激光是一个圆偏振光, 如果 $PER>20$ dB 则可以认为激光是一个线偏振光。输出激光的偏振方向角为 I 取最大值时对应的 ξ 角。

图 2.25(a)和(b)显示了不同 δ 下偏振消光比随角度 φ 的变化关系和不同 φ 值下消光比的最小值随 δ 的变化关系, 对应情况下的偏振方向角显示在图 2.26 中。可以看出, 同一 δ 下, 有的 φ 值处输出激光是线偏振光, 有的 φ 值处输出激光是椭圆偏振光。线偏振光对应的 φ 值范围以及最小 PER 是随 δ 变化而变化的。有

的 δ 值下, φ 值范围持续整个 360 度, 而有的 δ 值下, φ 值范围很小。另一方面, 有的 φ 值下无论 δ 值的大小, 输出都将是线偏振光。结合具体的数值, 归纳起来, 如果要使得输出的激光是线偏振光, 那么就要求要么使增益光纤完全没有双折射, 要么使增益光纤双折射的主轴与 PM-FBG 主轴对准或者交叉对准, 对准的程度越高偏振消光比就会越高。

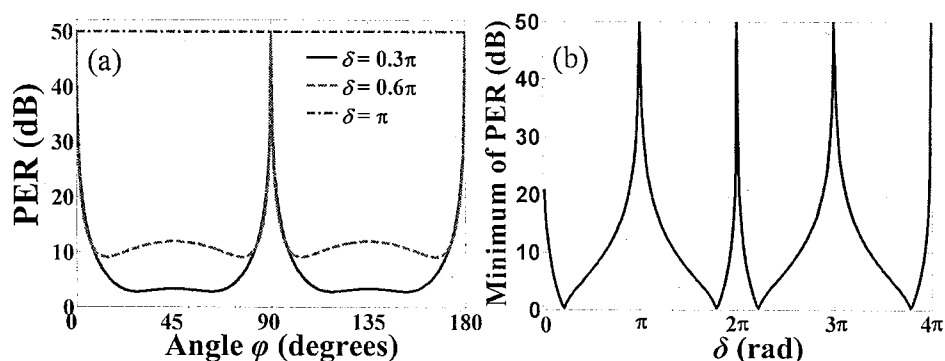


图 2.25 (a)不同 δ 下偏振消光比随角度 φ 的变化关系; (b)不同 φ 值下消光比的最小值随 δ 的变化关系

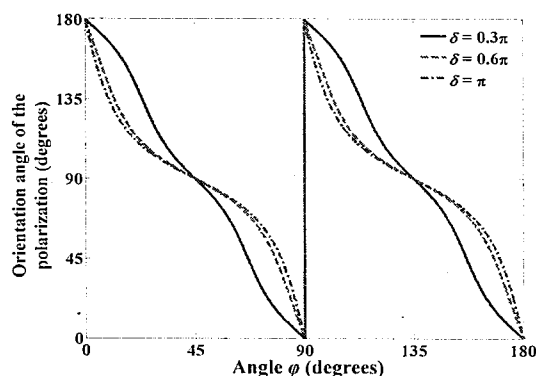


图 2.26 不同 δ 下偏振方向随角度 φ 的变化关系

2.3.2 实验研究

为了在实验上进一步明确 PM-FBG 线型腔结构光纤激光器的偏振特性, 搭建如图 2.27 所示的实验装置测试偏振特性。其中增益光纤是长度为 1 m 的掺 Er^{3+} 石英光纤, 缠绕在 Lefevre 结构偏振控制器^[136]上, 通过缠绕时扭转和弯曲光纤给增益光纤施加圆双折射 α (rad/m)和线性双折射 β (rad/m), 两者之和形成总的椭圆双折射 $\omega = \beta + \alpha$ ^[137], 通过调整三个环的相互角度就可以改变椭圆双折射的大小和方向。谐振腔高反射镜是单模光纤光栅(SM-FBG), 反射率为 98%, -3 dB 带宽为 0.18 nm; 输出耦合镜是保偏光纤光栅(PM-FBG), 反射率为 72%, -3 dB 带宽为

0.1 nm。两者的透射光谱如图 2.28 所示, 其中 PM-FBG 的快轴反射峰包含在 SM-FBG 的反射峰内, PM-FBG 的慢轴反射峰完全在 SM-FBG 的反射峰外, 以确保 PM-FBG 在匹配中心波长处只有一个偏振态起振。另外使用一个 300 mW 的 976 nm 激光二极管(LD)作为前向泵浦光源从 SM-FBG 一端输入谐振腔, 泵源和 SM-FBG 之间加入一个 976/1550 波分复用器(WDM)用以滤除后向输出光对泵源的影响。另外在 PM-FBG 输出之后还加入一个隔离器用以滤除反射光对谐振腔的影响。然后输出激光经过准直后空间输出, 并利用 1/4 波片和 Galan 棱镜测试其偏振特性。

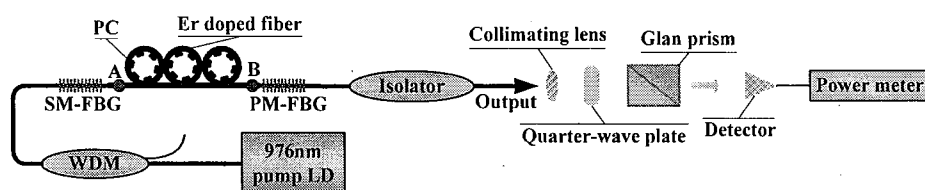


图 2.27 偏振特性验证实验方案

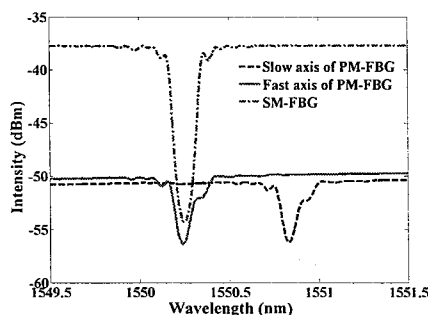


图 2.28 偏振特性验证实验用光纤光栅对的透射光谱

为了调整偏振控制器时对偏振控制器以外的部分不产生影响, 将偏振控制器和掺 Er^{3+} 光纤的两端(图 2.27 中的 A、B 点)固定在光学平台上。开始时, 将偏振控制器调整到使输出激光是线偏振光, 然后通过旋转偏振控制器的中间环以改变增益光纤的双折射。然后在旋转中间环处于不同角度 ψ 时测试输出激光的偏振特性。此处用肾脏线图表示偏振特性, 即测试准直后的输出激光经过 Glan 棱镜后在 Glan 棱镜主轴处于不同角度 ξ 时的光功率, 即 $I-\xi$ 曲线。根据(2.33)式通过 $I-\xi$ 曲线可以计算输出激光的偏振消光比, 从而判断偏振特性。另外在测试了输出激光本身的 $I-\xi$ 曲线后, 再记录输出激光经过 1/4 波片变换后的 $I-\xi$ 曲线, 以确定其偏振态。

图 2.29 显示了偏振控制器中间环处于不同旋转角度 ψ 下的极坐标曲线以及偏振消光比。可以看出, 偏振控制器处于不同状态时, 输出激光的偏振消光比和偏振方向会发生变化。在有些偏振控制器状态下, 输出激光偏振消光比超过 20 dB,

而经过 1/4 波片变换后输出激光偏振消光比将小于 20dB, 这说明此时输出激光是线偏振光。而在另一些偏振控制器状态下, 输出激光偏振消光比小于 20 dB, 而经过 1/4 波片变换后输出激光偏振消光比将大于 20dB, 这说明此时输出激光是椭圆偏振光。

实验结果和 2.3.1 节理论模拟的结果一致, 都说明基于 PM-FBG 的线型腔光纤激光器的输出偏振态与增益光纤的双折射有关, 在不同的增益光纤双折射下, 输出激光是线偏振、椭圆偏振或者圆偏振都是有可能的。如果要确保输出激光是线偏振的, 那么就需要增益光纤完全没有双折射或者增益光纤的双折射主轴与 PM-FBG 主轴对准或者交叉对准。

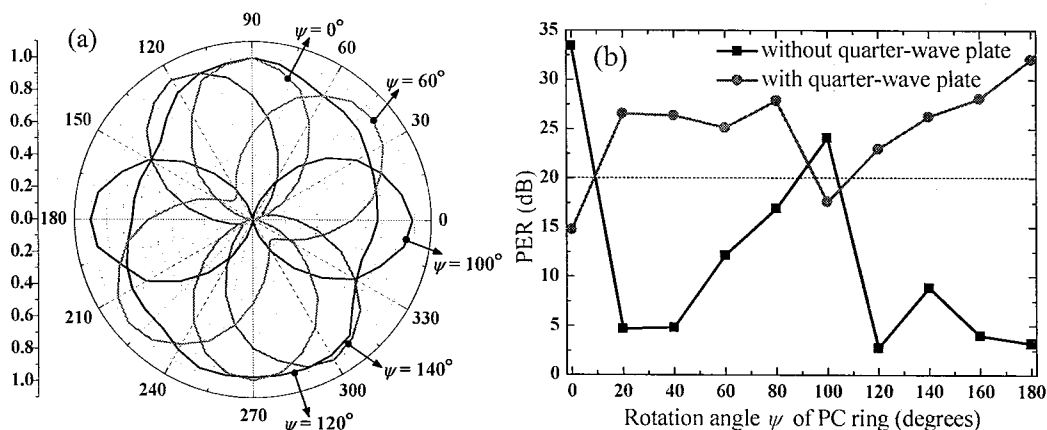


图 2.29 偏振控制器中间环处于不同角度时(a)输出激光在极坐标系下的曲线及(b)偏振消光比

2.4 单频磷酸盐玻璃光纤激光器的一般特性研究

通过上述几节的分析, 可以看出 2.1 节所设计的光纤激光器结构可以得到单横模、单纵模以及线偏振的单频激光输出。但是在实际装调激光器的时候除了要让三段陶瓷插芯的损耗最小外, 还要调整到磷酸盐玻璃光纤的等效双折射主轴与 PM-FBG 主轴匹配以输出线偏振光, 即要使输出激光偏振消光比达到最大。下面选取实验过程中制作的 6#激光器叙述其典型的结构参数和输出特性。

2.4.1 激光器参数

磷酸盐玻璃光纤的长度为 1.4 cm, 装入陶瓷插芯后具有一定的双折射, 经测试其拍长约为 0.7 cm。

光纤光栅对的光谱如图 2.30 所示, SM-FBG 和 PM-FBG 的快轴偏振模匹配, 中心波长为 1540.3 nm, 选取该波长是为了与多普勒激光雷达的大气透射窗口和

放大器增益光谱一致。其中 SM-FBG 的反射率为 99.9%，-3 dB 带宽为 0.25 nm；PM-FBG 的反射率为 68%，-3 dB 带宽为 0.1 nm。光纤光栅对的有效长度约为 0.8 cm，形成的谐振腔有效长度约为 2.2 cm，纵模间隔约为 0.036 nm。

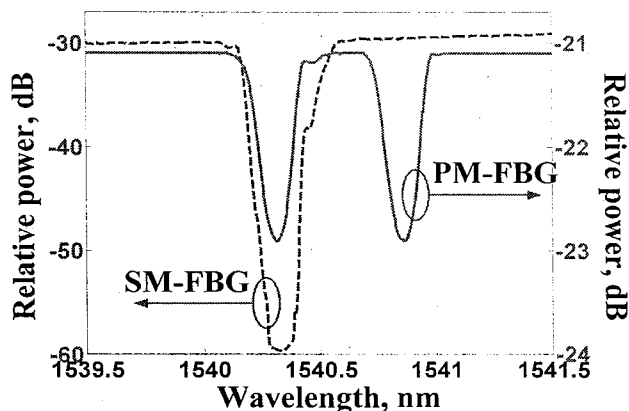


图 2.30 光纤光栅对的透射光谱

2.4.2 激光器输出特性

单频激光器的输出特性主要由以下几方面进行衡量，一是模式特性，包括纵模数量、偏振模式数量、模式稳定性；二是功率特性，包括阈值、斜率效率、输出功率、功率稳定性；三是光谱特性，包括中心波长、信噪比、光谱线型、激光线宽、频率稳定性；四是偏振特性，包括偏振度和偏振消光比；五是噪声特性，包括强度噪声、相位噪声和频率噪声。由于噪声和稳定性具有一定的交叉定义，本文在处理时将噪声特定为短期稳定性，模式/功率/频率稳定性都特定为长期稳定性。本节将对前四项的测试方法进行概述，同时展示所搭建激光器的实际参数，噪声特性由于其定义和测试的复杂性将放在第 3 章进行独立阐述。

2.4.2.1 模式特性

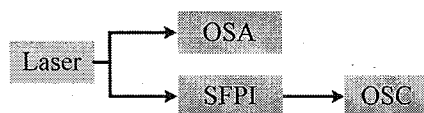


图 2.31 模式特性测试原理图

激光器的模式特性测试原理如图 2.31 所示，主要测试纵模数量、偏振模式数量、模式稳定性三个指标。由于纵模间隔约 0.036 nm(4.5 GHz)，输出激光直接输入光谱仪(ANDO AQ6317C，最小分辨率 0.01 nm)可以初步观察到纵模特性。图 2.32 显示了激光器在泵浦阈值附近的模式分布，可以看到，在泵浦很小时，腔内只有自发辐射；泵浦到一定程度后，由于 SM-FBG 的带宽为 0.25 nm，腔内

有 6 个纵模得以增强;但是由于 PM-FBG 的作用,泵浦再次增加后,只有 PM-FBG 带宽内的 3 个模式会再次增强一点成为有效的谐振腔模式,但是此时由于反射率的差异,有一个模式的增强程度将远大于其它两个模式;当泵浦超过阈值后,这个模式就会振荡形成激光,同时通过模式竞争机制抑制掉所有其它模式的振荡。

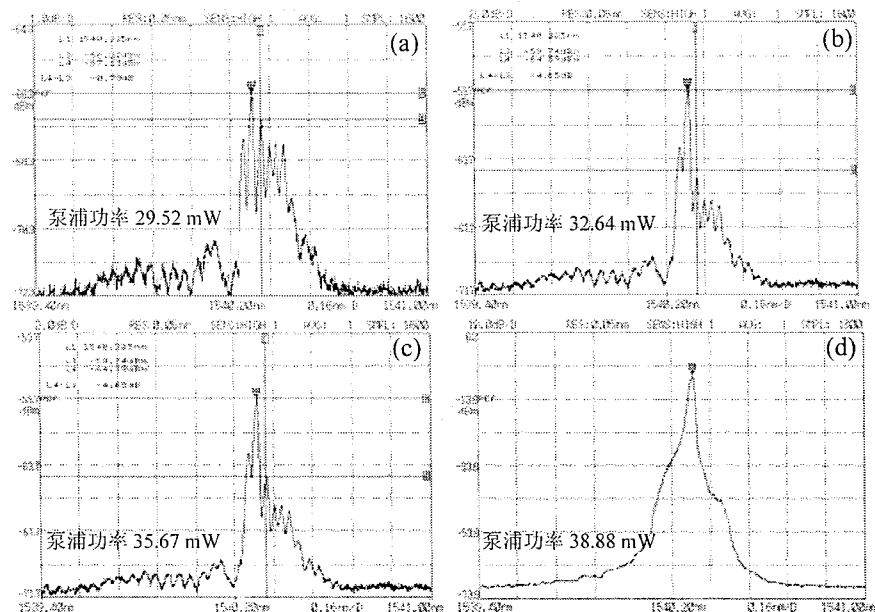


图 2.32 泵浦功率阈值附近的激光输出光谱

在这个模式形成和竞争的过程中,PM-FBG 对腔内纵模的反射率相对大小非常重要,理想情况下如果有两个模式的反射率始终无法满足(2.8)式时,那么两个模式都会起振,形成双纵模输出。图 2.33 分别显示了单纵模和双纵模输出时的光谱。

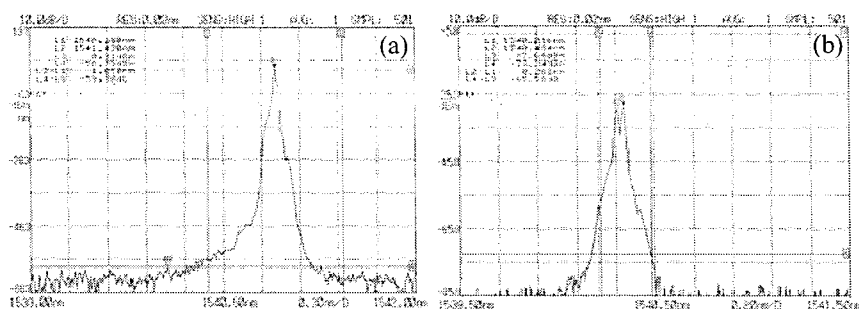


图 2.33 激光器(a)单纵模工作状态和(b)双纵模工作状态

由(2.8)、(3.6)式和图 2.3 可知,谐振腔温度改变会引起激光频率变化,同时由于磷酸盐玻璃光纤、光纤光栅、陶瓷插芯的温度系数不完全一样,所以在温度

变化过程中 PM-FBG 对模式的反射率可能发生变化,使匹配好的模式状态发生变化,从而引起模式跳动等问题,所以确定激光器的单频运转的温度范围和温度调谐系数是很重要的。图 2.34(a)显示了激光器波长随温度的变化规律,随着温度增加,激光器波长将向长波方向移动,波长调谐速率约为 $14 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ 。从图中也可以看到在 $20.8\sim 22.1^\circ\text{C}$ 和 $29.3\sim 30.1^\circ\text{C}$ 温度范围内出现了两个纵模,同时纵模模式在该区域完成跳模,这也印证了图 2.3 所示的模式匹配过程,等价于 PM-FBG 移动速度快于腔纵模移动速度,从而实现从一个模式到另一个模式的跳变。在 $22.1\sim 29.3^\circ\text{C}$ 的单纵模区域内,输出功率抖动很小,不足 2%,这也一定程度上说明单纵模振荡情况是相对稳定的。另外输出激光的中心波长也会随泵浦功率的增加而向长波方向移动,这来自于增益光纤的热效应,泵浦功率越大,增益光纤耗散的热量越大,而温控结构采用的是单侧面控温,这样势必在谐振腔内形成温度梯度,而增益光源作为热源温度不同梯度率也会不同,所以泵浦功率增加导致增益光纤温度增加再引起腔内温度增加,于是就会导致激光波长向长波方向移动。

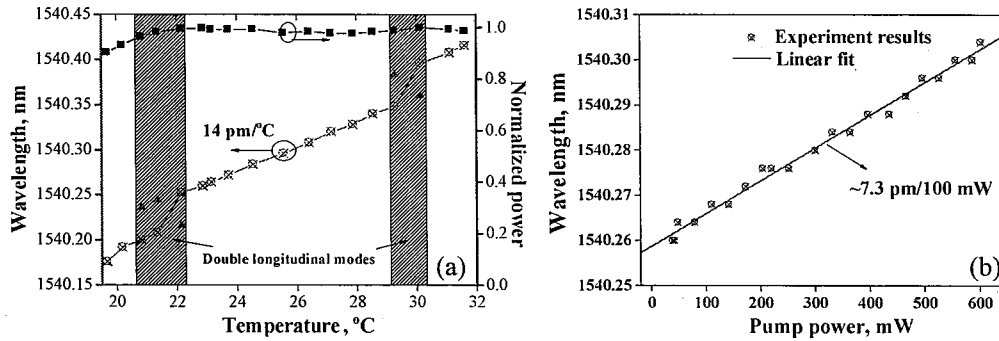


图 2.34 (a)572 mW 泵浦下波长和输出功率随温度变化规律;(b)谐振腔温控 25.6°C 下波长随泵浦功率变化规律

虽然通过光谱仪已经对激光器的模式数量及特性有了一定认识,但是为了更加严格地判断激光器的模式数量,特别是偏振模式特性,需要使用具有更高分辨率的测量手段。本文使用 Topica 公司的扫描 Fabry-Perot 干涉仪(SFPI) DL 100,其自由光谱范围(FSR)为 1 GHz,精细度约 450,光谱分辨率达 2 MHz。测量时将输出激光准直后直接注入 SFPI,图 2.35 是激光器泵浦功率为 572 mW,温控温度为 25.6°C 时 SFPI 测试光谱图,从 AQ6317 光谱仪上判断此时激光器处于单纵模运转状态。可以看到 SFPI 扫过一个 FSR 后,只能观察到一个共振峰的存在,这说明只要激光器的模式间隔不是以 1 GHz 为整数倍,那么输出激光光谱中就只有一个模式存在,该结论对纵模模式和偏振模式同时成立,如果激光器的模式间隔是 1 GHz 的整数倍,那么需要调整 SFPI 的 FSR 远离 1 GHz。由前面分析可知,所做激光器的纵模间隔约为 4.5 GHz,偏振模式间隔远小于 1 GHz,所以可

以得出此时激光器是处于单纵模单偏振运转状态。

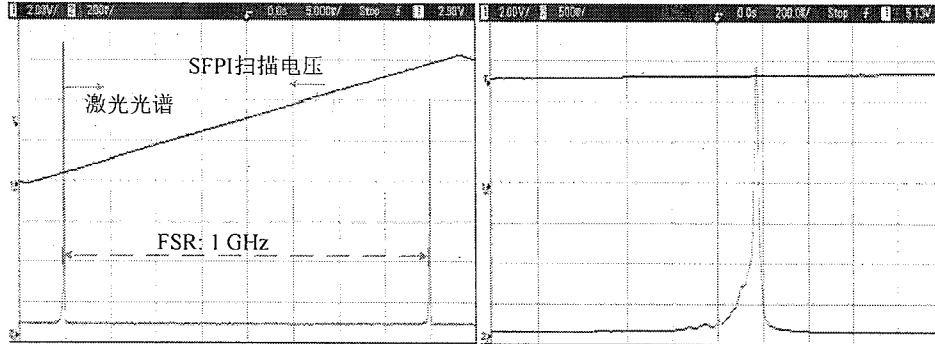


图 2.35 SFPI 测试的激光器泵浦功率 572 mW，温控温度 24.4°C 时的光谱

2.4.2.2 功率特性

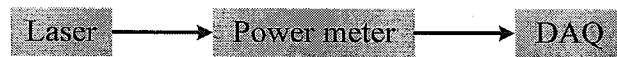


图 2.36 功率特性测试原理图

激光器的功率特性测试原理如图 2.36 所示，输出激光直接进入功率计可以测试出激光功率，如果调整泵浦激光功率，就可以得到输出激光功率随泵浦激光的变化关系，可以得到激光器的泵浦阈值、斜率效率特性，如果固定泵浦功率大小，长时间采集功率计的输出值可以得到激光器的长期功率稳定性。测试结果如图 2.37 所示，激光器的阈值约为 35 mW，斜率效率约为 20%，在 600mW 泵浦下可以得到 114.2 mW 的输出功率，此时斜率曲线没有明显的饱和趋势，如果泵浦功率继续增大，可以得到更大的输出功率。图 2.37(b)显示输出激光在所测试的 5 小时时间内的功率波动小于 $\pm 0.25\%$ 。

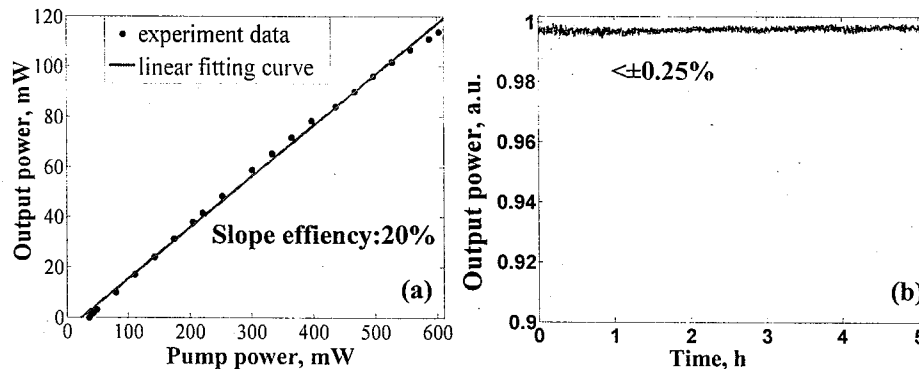


图 2.37 激光器(a)输出功率随泵浦功率变化曲线；(b)输出功率长期稳定性

2.4.2.3 光谱特性



图 2.38 光谱特性测试原理图

如图 2.38 所示, 将输出激光直接接入光谱分析仪 ANDO AQ6317C, 可以测试激光器的光谱, 测试结果如图 2.39 所示。在泵浦功率为 572 mW, 温控温度为 25.6°C 时, 输出激光中心波长为 1540.3 nm, 此时信噪比大于 70 dB。

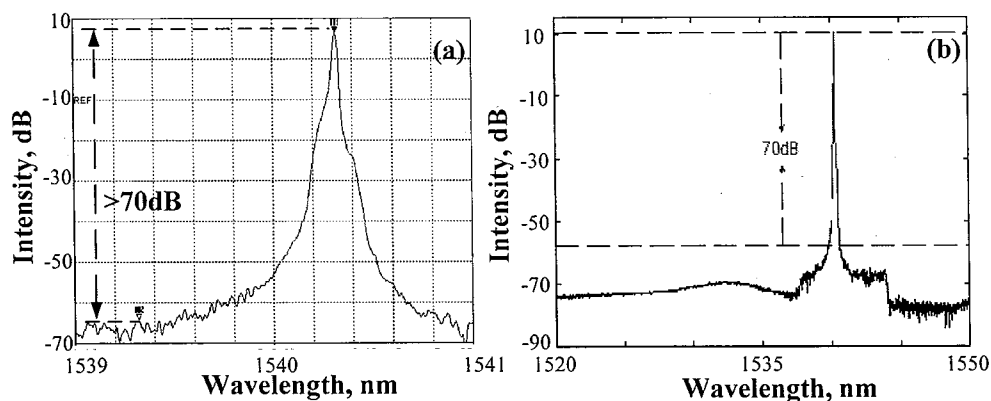


图 2.39 泵浦功率 572 mW, 温控温度 25.6°C 时激光器输出光谱

由于光谱仪的分辨率总是受限的, 比如 AQ6317C 光谱仪采用光栅分光原理, 最小分辨率能到 0.01 nm(12 GHz@1550 nm), DL 100 SFPI 采用扫描高精度度 FP 腔, 最小分辨率能到 2 MHz, 它们无法用于测试更窄的激光光谱形状, 图 2.39 和图 2.35 中所示的光谱其实并不是真正的光谱形状。所以为了更准确地反映窄线宽激光光谱的展宽程度, 可以通过测试光谱线宽来完成。激光线宽定义为激光光谱线型函数的半高全宽(FWHM), 反映了激光中噪声部分(主要为自发辐射)功率的主要频率分布范围^[115], 常用延迟自零差法或者延迟自外差法来测试^[14, 138-141]。

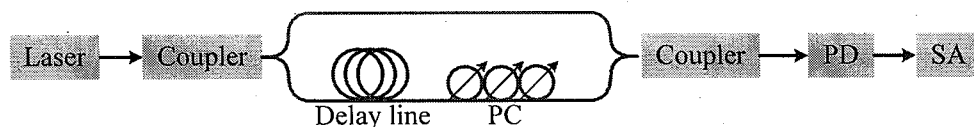


图 2.40 延迟自零差法测试激光线宽原理示意图. PC: 偏振控制器; PD: 光电探测器; SA: 频谱分析仪

延迟自零差法的测试原理如图 2.40 所示, 当在干涉仪的某条臂上加入固定移频器后成为延迟自外差法。在延迟时间远大于待测激光相干时间, 且待测光谱

是 Lorentz 线型时,光电探测器(PD)输出光电流的功率谱密度的-3 dB 宽度值是待测激光线宽的 2 倍;如果待测光谱是 Gaussian 线型,光电探测器(PD)输出光电流的功率谱密度的-3 dB 宽度值是待测激光线宽的 $\sqrt{2}$ 倍;固体激光器和半导体激光器的实际线型往往是两者的组合即 Voigt 线型,实际因子介于 $\sqrt{2}$ 和 2 之间^[140, 142, 143]。在实际测试过程中,由于 $1/f$ 等其它类型噪声的影响,使用-3 dB 测量值来直接计算线宽往往会引入较大的误差,此时更广泛使用的是利用-10 dB 或者-20 dB 测量值来估算实际激光线宽^[14, 144]。

标准 Lorentz 线型函数可以表示为

$$g = \frac{2}{\pi \Delta \nu} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu / 2} \right)^2} \quad (2.34)$$

式中 ν_0 , ν 分别表示激光光谱的中心频率, Fourier 频率。当 $\nu = \nu_0$ 时, $g = g_{\max} = 2/(\pi \Delta \nu)$; 当 $\nu = \nu_0 \pm \Delta \nu / 2$ 时, $g = g_{\max} / 2 = 1/(\pi \Delta \nu)$, 所以 $\Delta \nu$ 表示 Lorentz 线型函数(2.34)式的 FWHM。如果 $g = g_{\max} / 100$, 那么 $\nu = \nu_0 \pm \sqrt{99} \Delta \nu / 2$, 即 Lorentz 线型函数的-20 dB 全宽为其 FWHM 的 $\sqrt{99}$ 倍。所以当使用-20 dB 测量值来估算 Lorentzian 线型的-3 dB 测量值时,应除以因子 $\sqrt{99}$;使用-20 dB 测量值来估算 Lorentzian 线型激光光谱线宽时,应除以因子 $2\sqrt{99} \approx 20$ 。当使用-10 dB 测量值来估算 Lorentzian 线型的-3 dB 测量值时,应除以因子 $\sqrt{9}$;使用-10 dB 测量值来估算 Lorentzian 线型激光光谱线宽时,应除以因子 $2\sqrt{9} = 6$ 。

图 2.41 显示了激光器泵浦功率为 572 mW,温控温度为 24.4°C 时,利用 30 km 延迟光纤测试的激光线宽,其-20 dB 测量值为 84 kHz,所以可计算得到激光线宽约为 4.2 kHz。

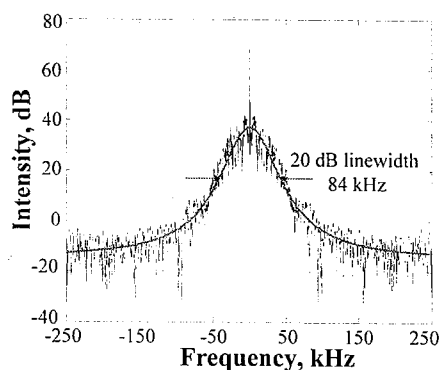


图 2.41 泵浦功率 572 mW, 温控温度 24.4°C 时激光器线宽测试结果

激光器波长的长期稳定性也是光谱特性的一个重要方面。由于气体吸收池的吸收谱线一般比较稳定,随温度和外界环境变化的速率较小。本文利用氰化氢(HCN)气体吸收池测试输出激光的波长长期稳定性,测试原理如图 2.42 所示。其中光电探测器 1 和 2(PD1 和 PD2)分别将输出激光经过 HCN 吸收和未经过其吸收

后的光强转换为电压输入示波器(OSC), 两者相除后得到纯粹的激光经过 HCN 吸收后的光强变化量, 消除了激光器功率自身波动的影响。测试时先调谐激光波长, 以确定光强变化量和波长调谐量之间的转换关系。然后固定激光运转状态, 通过测量输出激光经过 HCN 吸收后的光强变化量即可以计算出它的波长变化量。图 2.43 是利用该方法测试的激光器的波长稳定性, 在近 10 min 的时间内频率波动了约 160 MHz。

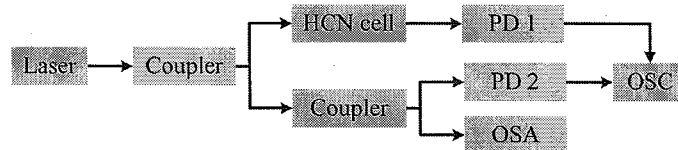


图 2.42 利用 HCN 气体吸收池测试频率稳定性原理图

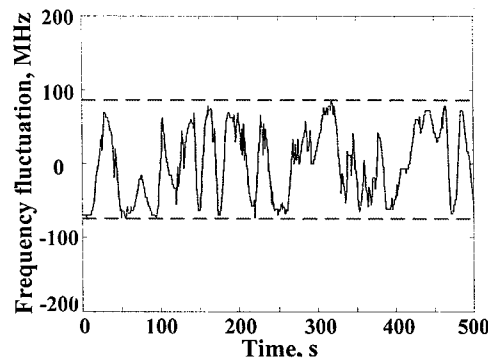


图 2.43 利用 HCN 气体吸收池测试的频率稳定性

2.4.2.4 偏振特性

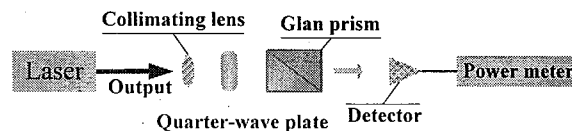


图 2.44 偏振特性测试原理图

上文已经证实了泵浦功率为 572 mW, 温控温度为 24.4°C 时激光器处于单纵模单偏振的运转状态, 为了确定它究竟是单线偏振还是单椭圆偏振, 还需要测试激光器的偏振消光比(PER)。测试原理如图 2.44 所示, 输出激光经过准直后垂直进入 Glan 棱镜, 旋转 Glan 棱镜的主轴, 记录不同角度下的经 Glan 棱镜后的输出功率, 测试结果如图 2.45(a)所示, 经 Glan 棱镜后的最大输出功率约 114 mW, 最小输出功率小于 10 μ W, 所以 PER 超过 40 dB。图 2.45(b)显示了输出激光 PER

的长期特性,可以看出在测试的3个小时内基本没有变化,所以基本说明输出激光是一个稳定的单线偏振光。

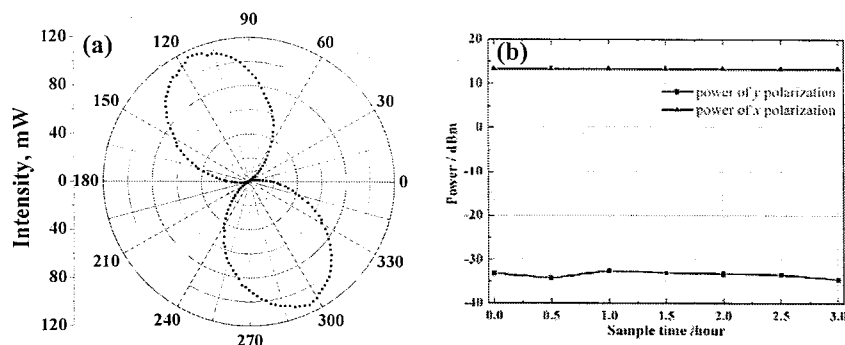


图 2.45 输出激光(a)偏振消光比; (b)两个偏振方向功率随时间的长期变化特性

2.5 本章小结

搭建了光纤光栅刻写平台,可以刻写出波长和带宽匹配的高反光栅和保偏光纤光栅对以用作光纤激光器的谐振腔镜。深入研究了保偏光纤光栅的偏振特性,在自己刻写的光谱纯净的保偏光纤光栅上观察到了微弱的中间峰交叉偏振模式耦合现象,并推导出新的耦合模方程从而给予了完整的理论解释。

从传递矩阵理论和谐振腔起振条件出发研究了保偏光栅线型腔光纤激光器的偏振起振条件,得出只要保偏光栅的偏振相关损耗存在,那么就一定能得到线偏振起振,但是如果增益光纤还存在双折射,那么该双折射的主轴必须与保偏光纤光栅主轴匹配才能输出线偏振光,否则只能输出椭圆偏振光。并设计了相应实验对该结论进行了证实。

对单频激光器的特性参数进行了归纳总结,分成了模式特性、功率特性、光谱特性、偏振特性、噪声特性五部分,并对前四部分给出了对应的测试方法,特别说明了线宽测试时使用 20 dB 值而不是 3 dB 值来估计的必要性和计算方法。

在上述关键单元器件和技术研究的基础上,通过使用单模光纤、波长和带宽匹配的高反光栅和保偏光纤光栅对、高增益 Er/Yb 共掺磷酸盐玻璃光纤、976 nm 泵浦 LD、精密温控、输出隔离等技术方案搭建了窄线宽的单频光纤激光器。获得了中心波长为 1540.3 nm,信噪比大于 70 dB,斜率效率约 20%,在 600mW 泵浦下输出功率为 114.2 mW,功率波动小于 $\pm 0.25\%$ @5 h,线宽为 4.2 kHz,偏振消光比大于 40 dB 的窄线宽单频激光输出,并利用扫描 FP 验证了其单频运转状态。该中心波长是为了满足多普勒激光雷达的需求而设计的,实际上通过刻写时改变光纤光栅的波长可以在磷酸盐玻璃光纤增益谱范围内的任意波长处产生同样性能的激光。

3 单频光纤激光器噪声特性研究

3.1 单频激光器噪声特性表征与测量系统研究

单频激光器在相干光通信、相干雷达、引力波探测等相干性需求很强的领域应用时,其噪声特性将是最重要的特性^[22, 62, 145]。但是现在文献上对噪声特性的描述方式和参数很多,相互之间既有区别又有交叉,如果要在单频激光器领域深入发展,理清各个概念的本质、形成清晰完整的体系、并建立准确的测量系统将会是必要且基础的一项工作。正如第一章所述,对于光学振荡器及其产生的激光和微波振荡器及其产生的时频信息虽然噪声来源与特征会有差异,但是它们在表述形式和体系上是可以统一在一起的。本节首先将建立统一的数学手段和参量定义方式,然后在 3.1.2 节从激光场的基本方程出发叙述激光噪声的物理量,在 4.1.1 和 4.1.2 节从微波频率的基本方程出发叙述微波频率源噪声的物理量,从中也可以看出两个基本方程都是电磁场的描述,在形式上是一致的,所以虽然各噪声参量分开定义,但是对应的意义是统一的。然后再在 3.1.3 和 4.1.3 节分别叙述激光噪声和微波频率噪声及时频传递噪声的测量方法与系统。同时将利用该测试系统对第 2 章构造的窄线宽单频激光器的噪声测量结果列在了 3.1.4 节。

3.1.1 噪声表征的数学手段

噪声是与信号同一频谱范围内的随机过程,相对于信号而存在。噪声的描述手段常采用随机过程的相关理论,往往从时域和频域两方面进行分析以获取其特征。在一定观测时间内对某物理量进行连续(常用于理论分析)或者采样(常用于实验分析)测量,可以得到物理量的时域分布 $y(t)$, 其中既有信号部分,也包含噪声部分,为了描述其特征,常借助准确度和稳定度的概念。

准确度表示测量值 $y(t)$ 与其真值 y_0 的偏差 $\Delta y' = y(t) - y_0$, 表征了测量值的正确性。稳定度表示物理量在一定时间内产生同一数值的能力,常用测量值 $y(t)$ 的波动量 $\Delta y = y(t) - \bar{y}$ 及其统计量来表征,其中 $\bar{y}$ 表示 $y(t)$ 的平均值^[146]。

如果物理量的标称值无法得到的时候,实际工程中往往使用平均值 $\bar{y}$ 代替 y_0 , 此时准确度在数值上等效于波动程度,即 $\Delta y' = \Delta y$, 对准确度的描述也近似到稳定度的量化关系上。

3.1.1.1 时域表征方式

对时域分布 $y(t)$ 进行统计分析得到的统计特性都可以用作其时域表征量。

对于平稳数据(统计特征与时间独立), 其时域稳定度常用标准样本方差 (standard variance)(3.1)式描述,

$$\sigma_y^2(N)_{\text{std}} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2, \quad (3.1)$$

其中 N 是总的采样点数。

但是大量实践证明, 振荡器产生的频率噪声往往包含非平稳的时变噪声以及 $1/f$ 等低频噪声, 标准方差随着测量次数的增加无法收敛^[146]。此时时域稳定度常用 Allan 方差(Allan variance)(3.2)式来描述,

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} (y_{i+1} - y_i)^2, \quad (3.2)$$

其中 τ 表示平均时间。平时使用更多的是其平方根 Allan 偏差(Allan deviation) $\sigma_y(\tau)$ 表示时域稳定度。对比(3.1)和(3.2)式可以看出两种方差的区别在于在求平方和之前, 标准方差减去的是平均值, 而 Allan 方差是前后测量值相减, 这种相邻数的差除去了由频率偏差贡献的时变噪声。

由于按照(3.2)式计算的 Allan 偏差不能分辨调相闪烁噪声和调相白噪声, 所以实际工程应用中还常常使用修正 Allan 偏差^[146], 这样可以增加对上述两类噪声行为的辨别能力。

表 3.1 不同采样时间下秒稳定度和天稳定度的估计精度

采样时间	秒稳定度	天稳定度
1000 s	2.2%	不可计算
5001 s	1.0%	不可计算
1 day	0.2%	不可计算
2 day	0.17%	70.7%
3 day	0.14%	50.0%
5 day	0.11%	35.4%
10 day	0.08%	23.6%
15 day	0.06%	18.9%
20 day	0.05%	16.2%

如果平均时间 $\tau=1$ s, 那么测得的 Allan 偏差 $\sigma_y(1$ s) 定义为秒稳定度, 如果 $\tau=1$ day, 那么测得的 Allan 偏差 $\sigma_y(1$ day) 定义为天稳定度。根据 Allan 偏差计算方法, Allan 偏差的估计都只能使用有限长度的样本数据, 估计精度依赖于样本长度。所以数据的采样率和采样点数将会影响计算结果的准确性。假设数据的采样率为

τ_0 , 采样点数为 N , 总采样时间为 $T=N\tau_0$, 计算 Allan 偏差的平均时间为 τ , 平均数组的长度为 $M=\tau/\tau_0$, 于是 Allan 偏差估计的百分比误差可以表示为

$$E_{\text{error}} \% = \frac{1}{\sqrt{2(N/M-1)}} \times 100\% = \frac{1}{\sqrt{2(T/\tau-1)}} \times 100\%. \quad (3.3)$$

表 3.1 列出了不同采样时间下秒稳定度和天稳定度的估计精度。

3.1.1.2 频域表征方式

某物理量的稳定度在频域通常用其功率谱密度(PSD)表示。功率谱密度是随机过程的二阶统计量——自相关函数的 Fourier 变换。由于噪声调制的结果, 物理量的谱分布不再是一条理想的单一谱线, 而是以调制边带的形式扩展到载频的两边。功率谱密度就表示某物理量在一定时间段的平均功率随 Fourier 频率变化的分布情况, 表示单位频率内所携带的功率, 单位是每 Hz 内的功率, 如果用 PSD 对整个频率积分就可以得到总的平均功率。其实质反映的是构成信号的不同频率成份的能量一般不同, 也即是说不同频率的信号分量对信号总能量的贡献不等。Fourier 频率的范围是 $-\infty \sim +\infty$ 时表示双边功率谱密度; Fourier 频率的范围是 $0 \sim +\infty$ 时表示单边功率谱密度。零频处两者相等, 正频率处单边谱密度是对应双边谱密度的 2 倍。

无穷时间函数 $y(t)$ 的 Fourier 频谱为 $F(f)$, 其能谱为 $\varepsilon(f)=|F(f)|^2$, 其中 f 表示 Fourier 分析频率。如果(测量)时间是有限的, 即可假设 $|t|>T/2$ 时 $y(t)=0$, 此时 $y(t)$ 的功率谱密度(带限函数)可以定义为

$$S_y(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|F(f)|^2}{T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\langle F(f)F^*(f) \rangle}{T}, \quad (3.4)$$

其中 $\langle \rangle$ 表示对 f 的系综平均。从量纲分析的角度看, 如果物理量 $y(t)$ 的量纲为 X , 那么频谱 $F(f)$ 的量纲为 $X \cdot s$ (X/Hz), 能谱 $\varepsilon(f)$ 的量纲为 $(X/\text{Hz})^2$, 功率谱密度 $S_y(f)$ 的量纲为 X^2/Hz 。

由 Wiener-Khintchine 定理可知, 函数 $y(t)$ 的功率谱密度 $S_y(f)$ 与其自相关函数 $C(\tau)$ 构成 Fourier 对。 $C(\tau)$ 定义为 $y(t)$ 与其延迟 $y(t+\tau)$ 乘积的时间平均, 即

$$C(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} y(t)y(t+\tau)dt \equiv \overline{y(t)y(t+\tau)}. \quad (3.5)$$

也就是说可以通过测量出物理量的自相关函数, 然后对其做 Fourier 变化, 从而得到其 PSD。这也正是在频域内要使用谱密度而不是用谱的概念来描述稳定度的原因, 前者在有限测量时间内是有直接物理意义的, 可直接测试的; 而后者只存在于无限时间样本的理论分析中, 一旦在有限时间内截断样本即不收敛, 实际测试时很难直接得到。

功率谱密度对频率的积分就是时域表征中的方差, 即

$$\sigma_y^2(T)_{\text{std}} = 2 \int_0^{\infty} S_y(f) df$$

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^{f_h} S_y(f) \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df$$
(3.6)

其中 f_h 为测试带宽, T 为样本采样时间, 所以时域表征的稳定度只是代表了所有分量所导致起伏的总方差。这个总方差不能反映它是由哪些频谱分量构成的, 各分量之间的比例多少。因此时域表征的是笼统的总和值, 而频域表征的是它们的构造。

3.1.2 单频激光器噪声表征的物理量

激光器噪声是指激光场的幅度、相位各项存在的随机起伏^[142, 147-149]。在半经典理论中, 激光电场矢量可以表示为

$$E(t) = [A_0 + a_n(t)] \exp\{j[\varphi_0 + \varphi_n(t)]\}, \quad (3.7)$$

其中 A_0 、 φ_0 分别表示幅度和相位的稳态均值, $a_n(t)$ 、 $\varphi_n(t)$ 分别表示幅度和相位的随机波动, 瞬时频率的波动就可以表示为

$$\nu_n(t) = (1/(2\pi)) d\varphi_n/dt. \quad (3.8)$$

同时记 $a_n(t)$ 、 $\varphi_n(t)$ 、 $\nu_n(t)$ 的 Fourier 频谱分别为 $A_n(f)$ 、 $\Phi_n(f)$ 、 $F_n(f)$ 。

3.1.2.1 强度(振幅)波动谱密度与强度(振幅)噪声

强度(振幅)噪声指激光场矢量强度(振幅)的随机抖动。其时域分布为 $|a_n(t)|^2(a_n(t))$, 常用的时域表征量是长期波动量及其均方根抖动, 通过低速长期采样来获取。

强度(振幅)噪声表征用得更多的是频域表征量, 一是常用于理论分析的幅度噪声谱密度, 二是常用于实验分析的相对强度噪声(RIN), 两者都是相对于短期波动而言。

振幅波动谱密度是振幅抖动的功率谱密度, 表示偏离载频 f 处单位带宽内的均方振幅起伏, 定义为

$$S_A(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle A_n(f) A_n^*(f) \rangle = \frac{[\delta A_{\text{rms}}(f)]^2}{B_W} \quad (\text{W/Hz or dBm/Hz}). \quad (3.9)$$

式中 T 是测量时间, B_W 是等效分析带宽, $\delta A_{\text{rms}}(f)$ 表示偏离载频 f 处振幅起伏的有效值。

输出功率波动可以表示成 $\Delta P(t) = |a_n(t)|^2$, 然后可以定义功率波动谱密度

$$S_{\Delta P}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle P_n(f) P_n^*(f) \rangle = \frac{[\delta P_{\text{rms}}(f)]^2}{B_W} \quad (\text{W}^2/\text{Hz}). \quad (3.10)$$

式中 $P_n(f)$ 是 $\Delta P(t)$ 的频谱, $\delta P_{\text{rms}}(f)$ 表示偏离载频 f 处功率起伏的有效值。

相对强度噪声(RIN)定义为归一化的单边带功率波动谱密度或者均方根功率波动谱密度, 即

$$S_{RIN}(f) = \frac{S_{AP}(f)}{\bar{P}^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \frac{4}{A_0^2} \langle A_n(f) A_n^*(f) \rangle \quad (1/\text{Hz}). \quad (3.11)$$

$$S_{RIN}(f) = \sqrt{\frac{S_{AP}(f)}{2\bar{P}^2}} \quad (1/\sqrt{\text{Hz}}). \quad (3.12)$$

3.1.2.2 相位波动谱密度与相位噪声

相位噪声指激光场矢量相位的随机抖动。其时域分布为 $\varphi_n(t)$, 常用的时域表征量是其均方根抖动 $\Delta\varphi_{\text{rms}}$ 。

相位噪声表征用得更多的是频域表征量, 一是相位波动谱密度, 二是单边带相位噪声, 两者都是相对于短期波动而言。

相位波动谱密度是相位抖动的功率谱密度, 表示偏离载频 f 处单位带宽内的均方相位起伏, 其表达式为

$$S_\varphi(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle \Phi_n(f) \Phi_n^*(f) \rangle = \frac{[\delta\varphi_{\text{rms}}(f)]^2}{B_w} \quad (\text{rad}^2/\text{Hz}). \quad (3.13)$$

式中 $\delta\varphi_{\text{rms}}(f)$ 表示偏离载频 f 处相位起伏的有效值, 单位为 rad。因为 $S_\varphi(f)$ 采用了单边带定义, Fourier 变换将相位噪声频谱的负频率部分折叠到了正频率上^[85], 所以 $S_\varphi(f)$ 包含了载波上边带和下边带的影响。

单边带相位噪声是指偏离载频 f 处的信号的一个相位调制边带的功率谱密度 (1Hz 带宽内的信号功率) 与载波功率之比, 其表达式为

$$L(f) = \frac{P_m}{B_w \cdot P_c} = \frac{S_{\sqrt{fP}}(f)}{P_c} \quad (1/\text{Hz}) \text{ or } (\text{dBc}/\text{Hz}). \quad (3.14)$$

式中 P_m 表示偏离载频 f 处的一个相位调制边带的平均功率, P_c 为载波功率, 两者单位为 W, $L(f)$ 与 $S_\varphi(f)$ 的关系表示为^[85, 146]

$$L(f) = \frac{1}{2} S_\varphi(f) \quad (1/\text{Hz}). \quad (3.15)$$

单边带相位噪声 $L(f)$ 表征的是与实际相位波动边带功率和载波功率相关的频率稳定度, 不仅仅是各种波动起伏的谱密度, 因此得到广泛应用。

对于一个没有幅度调制的相位调制信号, $L(f)$ 就是归一化的功率平方根起伏谱密度 $S_{\sqrt{fP}}(f)$ 。如果信号也具有幅度调制, 那么 $L(f)$ 就是归一化的 $S_{\sqrt{fP}}(f)$ 中与相位调制边带相关的一部分^[146]。

3.1.2.3 频率波动谱密度与频率噪声

频率噪声指激光场矢量瞬时频率的随机抖动。其时域分布为(3.8)式表示的 $\nu_n(t)$, 常用的时域表征量是频率波动的均方根值 $\Delta\nu_{\text{rms}}$, 以及相对频率波动 $y(t) =$

$\nu_n(t)/\nu_0$ 的 Allan 偏差 $\sigma_y(\tau)$, 其中 ν_0 是标称频率。

频率噪声常用的频域表征量是频率波动谱密度, 定义为

$$S_\nu(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle F_n(f) F_n^*(f) \rangle = \frac{[\delta \nu_{\text{rms}}(f)]^2}{B_W} \quad (\text{Hz}^2/\text{Hz}). \quad (3.16)$$

其中 $\delta \nu_{\text{rms}}(f)$ 表示偏离载频 f 处频率起伏的有效值。如果采用均方根定义方式, 则有

$$S_\nu(f) = \sqrt{\frac{[\delta \nu_{\text{rms}}(f)]^2}{2B_W}} \quad (\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}). \quad (3.17)$$

由(3.6)式可知, 频率噪声的时频域表征关系有

$$\begin{aligned} \Delta \nu_{\text{rms}} &= \sqrt{\langle \Delta \nu^2 \rangle} = \left[2 \int_0^\infty S_\nu(f) df \right]^{1/2} \\ \sigma_y(\tau) &= \left[\frac{2}{\nu_0^2} \int_0^{f_h} S_\nu(f) \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

由于频率是相位的微分, 所以 $S_\nu(f)$ 、 $S_\phi(f)$ 、 $S_y(f)$ 之间满足如下关系

$$S_\nu(f) = f^2 S_\phi(f) = \nu_0^2 S_y(f). \quad (3.19)$$

3.1.2.4 交叉谱密度(cross spectrum density)

激光场的幅度噪声和频率噪声并不是完全相互独立的, 有时存在相互影响, 为了描述两者的相互影响, 定义两者频谱的互相关为交叉谱密度, 即

$$S_{\nu A}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle A_n(f) F_n^*(f) \rangle. \quad (3.20)$$

以及幅度噪声和频率噪声的相干性和相位角

$$\begin{cases} \gamma^2 = \frac{S_{\nu A}(f)}{S_\nu(f) S_A(f)} \\ \theta = \arg S_{\nu A}(f) \end{cases}. \quad (3.21)$$

3.1.2.5 光场频谱(field spectrum)

由于谐振腔的作用, 纵模谐振频率处的光波功率得到最有效的积累, 从而使输出激光从自发辐射很宽的频谱中提取出以纵模谐振频率为中心的峰状频谱, 但是由于各种噪声的存在, 该峰状频谱并不是理想的 δ 函数, 而是存在一定展宽, 具有有限的谱线宽度。为了准确地给出激光场功率的频谱分布, 定义光场频谱, 它表征为光场相矢量的功率谱密度(PSD), 在数学上表示为光场线型函数。光场频谱由光场的幅度噪声、相位噪声及其交叉谱密度共同决定, 定义为^[142, 147]

$$S_E(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|E(\omega)|^2}{T} = \frac{1}{2} \int \langle E^*(t) E(t+\tau) \rangle \exp(i\omega\tau) d\tau. \quad (3.22)$$

其中 ω 为光场角频率。

如果考虑激光器振幅波动 $a_n(t)$ 对激光场频谱的影响比对相位波动 $\varphi_n(t)$ 的影响要小, 那么振幅噪声对频谱的影响就可以仅考虑影响相位噪声的那部分, 于是单独的振幅涨落可以忽略, 而仅考虑相位噪声(里面包含了振幅噪声对它的影响以及振幅噪声和相位噪声的相关部分)^[147, 149]。同时如果假设相位噪声服从零均值的高斯统计过程, 那么光场相矢量的自相关函数可以表示成

$$\begin{aligned} R(\tau) &= A_0^2 \langle E^*(t) E(t+\tau) \rangle = A_0^2 \langle \exp(j(\varphi_n(t+\tau) - \varphi_n(t))) \rangle \\ &= \exp\{-\langle [\varphi_n(t+\tau) - \varphi_n(t)]^2 \rangle / 2\} \end{aligned} \quad (3.23)$$

同时注意到 $\langle [\varphi_n(t+\tau) - \varphi_n(t)]^2 \rangle$ 可以用瞬时频率波动的自相关来表示, 而瞬时频率波动的自相关又可以由频率波动功率谱密度的傅立叶变换来表示, 于是^[149]

$$\langle [\varphi_n(t+\tau) - \varphi_n(t)]^2 \rangle = 4 \int_0^\infty S_v(f) [\sin(\pi f \tau) / f]^2 df. \quad (3.24)$$

因此光场相矢量的自相关函数可以由频率噪声功率谱来表示。如果将频率噪声功率谱(3.16)式带入(3.24)式, 然后再对其做数值积分就可以较准确地求出光场频谱。

(3.24)式中 f 很大时 $[\sin(\pi f \tau) / f]^2$ 将会很小, 因此可以用 $S_v(0)$ 来近似 $S_v(f)$, 于是光场频谱(3.22)式简化为^[147]:

$$S_E(\omega) = \frac{S_v(0) A_0^2 / 4}{(\omega - \omega_0)^2 + [S_v(0) / 2]^2} + \frac{S_v(0) A_0^2 / 4}{(\omega + \omega_0)^2 + [S_v(0) / 2]^2}. \quad (3.25)$$

如果将相位波动的随机过程用 Gaussian 分布函数表示, 那么可以求得光场频谱为^[142]

$$S_E(\omega) = \frac{A_0^2}{2} \left(\frac{\mu / 4\bar{n}t_c}{(\omega - \omega_0)^2 + [\mu / 4\bar{n}t_c]^2} + \frac{\mu / 4\bar{n}t_c}{(\omega + \omega_0)^2 + [\mu / 4\bar{n}t_c]^2} \right). \quad (3.26)$$

其中 t_c 为谐振腔中光子寿命, $\bar{n}$ 为激光模式中的平均光子数, μ 为自发辐射因子 $\mu = N_2 / (N_2 - N_1)$, N_1 和 N_2 分别为激光下能级和上能级的原子密度, 一般情况下负频率部分即(3.26)式中的第二项不需考虑。

(3.26)式给出了光场频谱的主要特征, 如果光场噪声为 Gaussian 白噪声, 那么光场频谱是以激光谐振频率 ω_0 为中心的 Lorentz 型函数, 其半高全宽(FWHM)就是激光器线宽, 即

$$\begin{cases} (\Delta\omega)_{\text{laser}} = \mu / 2\bar{n}t_c \\ (\Delta\nu)_{\text{laser}} = (\Delta\omega) / (2\pi) \end{cases} \quad (3.27)$$

另外光场频谱中还可能存在以 $\omega_0 \pm f_R$ 为中心的副峰, f_R 为弛豫振荡频率。

由此可以看出激光器线宽是描述激光器噪声(主要是相位噪声)造成激光场

频谱展宽严重程度的一个比较笼统的参数。而强度(振幅)、相位、频率、交叉功率谱等噪声谱则完整描述了噪声的各种成份的具体影响。所以本文在实际处理时将线宽作为激光光谱特性的一个参数,而不是噪声特性的参数。

3.1.3 单频激光器噪声测量系统

由上文分析可知,激光器的强度(振幅)、相位、频率、交叉功率谱等噪声谱密度完整描述了激光器噪声的各种成份,所以完整地测试出激光场的各项噪声谱密度,对于研究激光器噪声物理起源和形成过程具有重要意义,而且对于其所应用系统的优化设计也具有重要的指导作用。但是单频激光器的噪声特性并不能像激光的光谱特性和功率特性一样能够通过相应的商用仪器直接进行测量,激光器研制单位和系统研制单位都是根据各自不同的要求进行测试系统的专门研制。本文测量相位相关的噪声时将采用一个非平衡 Michelson 干涉仪解调待测激光的频率相位,然后对其进行功率谱估计得到噪声功率谱密度,再根据上文的定义计算各表征量;测量强度相关的噪声时直接采集功率波动信息,然后对其进行相应数学处理得到对应的表征量。

3.1.3.1 测量系统原理

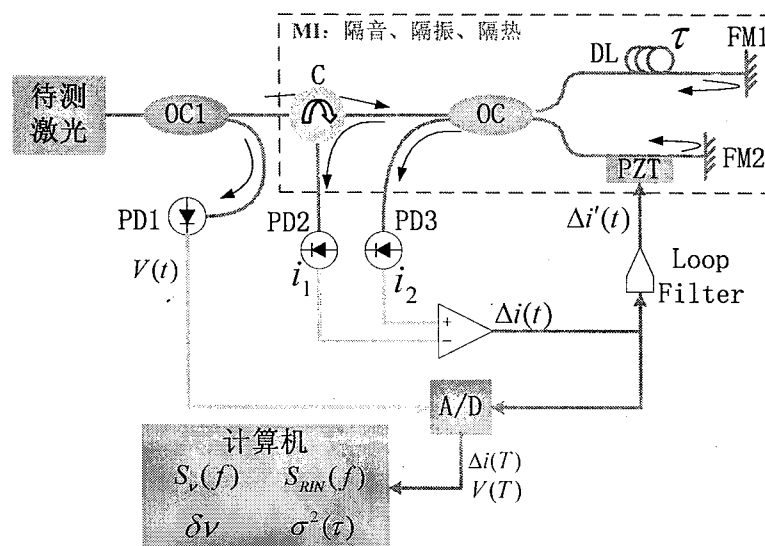


图 3.1 单频激光器噪声测量系统原理图

噪声测试系统的原理如图 3.1 所示。待测激光经过耦合器(OC1)之后一部分进入光电探测器 PD1 进行强度噪声测试,另一部分进入非平衡 Michelson 干涉仪中进行相位(频率)噪声特性测试,当然两者也可以不需要耦合器而进行独立测试。

PD1 输出的电压信号 $V(t)$ 与待测激光的功率 $P(t)$ 成正比,其波动 $\Delta V(t)$ 表示了

待测激光功率的波动 $\Delta P(t)$ 。用数据采集卡对 $V(t)$ 进行采集存储, 然后对其做功率谱密度分析得到电压波动功率谱密度 $S_{\Delta V}(f)$ 。根据 RIN 的定义(3.11)和(3.12)式可知,

$$S_{RIN}(f) = \sqrt{\frac{S_{\Delta P}(f)}{2\bar{P}^2}} = \sqrt{\frac{S_{\Delta V}(f)}{2\bar{V}^2}} \quad (1/\sqrt{\text{Hz}}). \quad (3.28)$$

图 3.1 中环行器(C)、 2×2 端口的 3 dB 光纤耦合器(OC)、Farady 旋转反射镜(FM1、FM2)、光纤延迟线(DL)、压电陶瓷(PZT)构成一个非平衡 Michelson 干涉仪(MI), 光由环形器的 1 端口输入, 然后被 OC 分成两束, 分别经过不同的延迟时间后被 Farady 旋转反射镜返回到 OC 处干涉, 形成的干涉条纹经 OC 的一个端口和环形器的 3 端口输出。其中 Farady 旋转反射镜用于抑制干涉仪中的偏振衰落; PZT 用于控制干涉仪延迟时间的变化, 补偿工作点的漂移, 使其始终工作在正交状态。该干涉仪解调待测激光相位抖动的原理如下:

3 dB 耦合器的两端口具有 90° 的相移, Michelson 干涉仪两个输出端口的干涉状态相反, 即一个干涉加强时另一个刚好干涉减弱, 于是 PD2、PD3 产生的光电流分别具有如下形式:

$$i_1 = i_0[1 - k \cos(\varphi_d - \varphi_s + \Delta\varphi_n(t, \tau))], \quad (3.29)$$

$$i_2 = i_0[1 + k \cos(\varphi_d - \varphi_s + \Delta\varphi_n(t, \tau))]. \quad (3.30)$$

其中 i_0 表示激光器的强度波动可以忽略的时候平均光功率转化为电流的大小, k 为条纹可见度, φ_d 表示干涉仪两个臂的固有相位延迟, φ_s 表示外界环境扰动引起的相位延迟, $\Delta\varphi_n(t, \tau) = \varphi_n(t + \tau) - \varphi_n(t)$ 表示待测激光的相位波动经过干涉仪两臂后的差分相位波动。

两个电流做平衡探测后相减就可以得到

$$\Delta i = 2i_0 k \cos(\varphi_d - \varphi_s + \Delta\varphi_n(t, \tau)). \quad (3.31)$$

如果干涉仪工作于正交工作点, 即保持 $\varphi_d - \varphi_s = (n + 1/2)\pi$, 且 $|\Delta\varphi_n(t, \tau)| \ll 1$, 于是

$$\Delta i \approx 2i_0 k \Delta\varphi_n(t, \tau). \quad (3.32)$$

在实际实验过程中, 无论是频谱分析仪还是用数据采集卡(A/D)都具有输入阻抗匹配电阻 R , 所以电流波动 Δi 往往会被转化为电压波动 $\Delta V = R\Delta i$, 也就是说实验中可测试的物理量是电压波动 ΔV , 对应功率谱密度 $S_{\Delta V}(f)$ 。

于是待测激光的差分相位波动谱密度可以表示为

$$S_{\Delta\varphi}(f) = \frac{1}{(2i_0 k)^2} S_{\Delta i}(f) = \frac{1}{(2i_0 k R)^2} S_{\Delta V}(f) = C_{V\varphi} S_{\Delta V}(f). \quad (3.33)$$

其中 $C_{V\varphi}$ 表示测试的电压波动功率谱密度向差分相位波动谱密度的转换因子。

另外由相位和频率的关系 $\varphi = 2\pi n l / \lambda = 2\pi n l v / c$ 得到干涉仪在延迟时间 τ 内积累的差分频率波动和差分相位波动及其功率谱密度的关系为

$$\Delta\varphi = 2\pi n l \Delta\nu / c = 2\pi \tau \Delta\nu. \quad (3.34)$$

$$S_{\Delta\nu}(f) = \frac{c}{2\pi n l} S_{\Delta\varphi}(f) \approx 32.9 \times 10^6 S_{\Delta\varphi}(f) @ 1 \text{ m} \text{ (Hz}/\sqrt{\text{Hz}}). \quad (3.35)$$

假设待测激光相位波动 $\varphi_n(t)$ 和经过干涉仪后的差分相位波动 $\Delta\varphi_n(\tau)$ 的 Fourier 频谱分别为 $\Phi_n(f)$ 和 $\Delta\Phi_n(f)$, 则由 Fourier 变换的相移定理可知

$$\Delta\Phi_n(f) = \Phi_n(f) - \Phi_n(f) \exp(-j2\pi f\tau). \quad (3.36)$$

于是由定义(3.13)式可知

$$S_{\Delta\varphi}(f) = S_{\varphi}(f) |1 - \exp(-j2\pi f\tau)|^2 = 4(\sin(\pi f\tau))^2 S_{\varphi}(f). \quad (3.37)$$

于是由直接测量的光电流功率谱密度 $S_{\Delta\nu}(f)$ 可以得到待测激光的相位波动功率谱密度

$$S_{\varphi}(f) = \frac{1}{4(\sin(\pi f\tau))^2} S_{\Delta\varphi}(f) = \frac{C_{V\varphi}}{4(\sin(\pi f\tau))^2} S_{\Delta\nu}(f). \quad (3.38)$$

将(3.19)式代入可以得到待测激光的频率波动功率谱密度

$$S_{\nu}(f) = \frac{1}{(2\pi\tau)^2} \frac{1}{(\text{sinc}(\pi f\tau))^2} S_{\Delta\varphi}(f) = \frac{C_{V\varphi}}{(2\pi\tau)^2} \frac{1}{(\text{sinc}(\pi f\tau))^2} S_{\Delta\nu}(f). \quad (3.39)$$

将(3.14)式代入可以得到待测激光的相位噪声

$$L(f) = \frac{1}{8(\sin(\pi f\tau))^2} S_{\Delta\varphi}(f) = \frac{C_{V\varphi}}{8(\sin(\pi f\tau))^2} S_{\Delta\nu}(f). \quad (3.40)$$

3.1.3.2 测量系统的频率分析范围和频谱分辨率

当干涉仪的延迟时间为 τ 时, 那么其 -3 dB 带宽为 $\delta f \approx 0.44/\tau$ ^[150]。频率分析的上限受带宽限制, 于是当使用 10 m、100 m、1 km 的臂长差时可以分别获得 4.4 MHz、440 kHz、44 kHz 的频率分析上限。

频率分析的下限取决于频率分辨率的大小, 而频率分辨率等于干涉仪带宽除以频率分辨点数。如果频谱分析仪的采样点数 N 固定 (采样速率 f_s 可变), 于是可以得到频率分辨率为 $\delta f/N$ 。那么延迟时间为 τ 的测量系统的频率分析范围为

$$\frac{0.44}{N\tau} < f < \frac{0.44}{\tau} < \frac{f_s}{2} \quad (3.41)$$

当 $N=4400$ 时, 采用上述臂长差时可以获得的频率分析下限以及频谱分辨率分别为 1 kHz、100 Hz、10 Hz。所以为了获得良好的频率分析特性, 干涉仪需要不同的延迟时间和不同的采样点数以及采样率。

3.1.3.3 测试强度噪声的数据转换与校准算法

测量系统在测试强度噪声时, 光电探测器 PDI 输出的电压正比于激光输出功率, 而 RIN 是归一化后的功率波动 PSD, 所以可以直接利用测试的 PDI 电压

波动计算 RIN, 计算流程如式(3.42)~(3.46)所示。

物理量的转换关系为

$$\text{直接探测电压 } V \rightarrow \text{电压波动的功率谱密度 } S_{\Delta V}(f) \xrightarrow{\text{对平均电压归一化}} \text{RIN}, \quad (3.42)$$

量纲的转换关系为

$$V \xrightarrow{\text{PSD}} V^2/\text{Hz} \xrightarrow{1/V^2} 1/\text{Hz}, \quad (3.43)$$

均方根定义时的量纲转换关系为

$$V \xrightarrow{\text{PSD}} V/\sqrt{\text{Hz}} \xrightarrow{1/V} 1/\sqrt{\text{Hz}}, \quad (3.44)$$

均方根定义时的线性运算关系为

$$\sqrt{\frac{\text{PSD}(V)}{2}} \quad (1/\sqrt{\text{Hz}}), \quad (3.45)$$

均方根定义时的对数运算关系为

$$\begin{aligned} & 20 \log \left\{ \sqrt{\frac{\text{PSD}(V)}{2}} \right\} \\ & = 10 \log(\text{PSD}(V)) - 10 \log(2) \quad (\text{dB } 1/\sqrt{\text{Hz}}). \end{aligned} \quad (3.46)$$

3.1.3.4 测试相位噪声的数据转换与校准算法

在实际测试相位(频率)噪声过程中, 由于测量仪器输入阻抗匹配电阻的存在, 所以可直接测试的物理量是电压波动 ΔV , 而不是电流波动 Δi 。由(3.33)、(3.38)~(3.40)式可知, 要得到待测激光的相位噪声和频率噪声关键是要确定电压波动功率谱密度向差分相位波动谱密度的转换因子 $C_{V\phi}$ 。准确的确定方式是通过(3.33)式进行计算, 但是这需要知道准确的探测器响应度、阻抗匹配电阻以及干涉仪条纹可见度, 而这无疑增加了测试的复杂性。事实上可以更直接地从干涉仪输出的干涉条纹来确定转换因子 $C_{V\phi}$ ^[29], 测试步骤是使系统处于自由状态下, 用示波器观察输出干涉强度的电压大小, 在足够长的时间内记录下其最大值 $V_{\max}$ 和最小值 $V_{\min}$, 或者使用正弦信号调制 PZT, 记录下至少一个周期的最大值 $V_{\max}$ 和最小值 $V_{\min}$, 于是 $C_{V\phi}$ 可以表示为^[29]

$$C_{V\phi} = \frac{\Delta\phi}{\Delta V} = \frac{\sqrt{S_{\Delta\phi}(f)}}{\sqrt{S_{\Delta V}(f)}} = \frac{2}{V_{\max} - V_{\min}} \quad (\text{rad/V}). \quad (3.47)$$

当 $C_{V\phi}$ 确定后, 就可以记录干涉仪处于正交工作点时输出的电压 V , 然后按照(3.33)式计算干涉仪差分相位噪声 PSD 和差分频率噪声 PSD, 最后根据(3.38)~(3.40)式进行相位(频率)噪声物理量的计算, 计算流程如式(3.48)~(3.52)所示。

物理量的转换关系为

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{干涉仪输出电压差分探测 } V \rightarrow \text{电压波动的功率谱密度 } S_{\Delta V}(f) \\ \xrightarrow[\substack{\text{干涉仪转换因子} \\ C_{V\varphi} = \Delta\varphi/\Delta V = 2/(V_{\max} - V_{\min})}]{\text{}} \\ \text{干涉仪累积的相位差(差分相位波动)功率谱密度 } S_{\Delta\varphi}(f) @ x \text{ m} \quad (3.48) \\ \rightarrow \text{归一化到1m的差分相位波动功率谱密度 } S_{\Delta\varphi}(f) @ 1 \text{ m} \\ \xrightarrow[\substack{\text{相位-频率转换因子} \\ \Delta\nu = (c/(2\pi n l))\Delta\varphi [l=1\text{m}]}]{\text{}} \text{差分频率波动功率谱密度 } S_{\Delta\nu}(f) @ 1 \text{ m} \end{array} \right.$$

均方根定义时的量纲转换关系为

$$\begin{aligned} V &\xrightarrow{\text{PSD}} V/\sqrt{\text{Hz}} \xrightarrow{\text{rad/V @ x m}} \text{rad}/\sqrt{\text{Hz}} @ x \text{ m} \\ &\xrightarrow{/ \text{m}} \text{rad}/\sqrt{\text{Hz}} @ 1 \text{ m} \xrightarrow{(32.9 \times 10^6 \text{ Hz/rad})} \text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}} @ 1 \text{ m} \end{aligned} \quad (3.49)$$

一般定义时的量纲转换关系为

$$\begin{aligned} V &\xrightarrow{\text{PSD}} V^2/\text{Hz} \xrightarrow{(\text{rad/V})^2 @ x \text{ m}} \text{rad}^2/\text{Hz} @ x \text{ m} \\ &\xrightarrow{/ \text{m}} \text{rad}^2/\text{Hz} @ 1 \text{ m} \xrightarrow{(32.9 \times 10^6 \text{ Hz/rad})^2} \text{Hz}^2/\text{Hz} @ 1 \text{ m} \end{aligned} \quad (3.50)$$

均方根定义时的线性运算关系为

$$32.9 \times 10^6 \{ \text{Hz/rad} \} \times \frac{1}{x \{ \text{m} \}} \times C_{V\varphi} \{ \text{rad/V @ x m} \} \times \sqrt{\frac{\text{PSD}(V)}{2}} \{ V/\sqrt{\text{Hz}} \}, \quad (3.51)$$

均方根定义时的对数运算关系为

$$\left\{ \begin{array}{l} 20 \log \left\{ 32.9 \times 10^6 \{ \text{Hz/rad} \} \times \frac{1}{x \{ \text{m} \}} \times C_{V\varphi} \{ \text{rad/V @ x m} \} \times \sqrt{\frac{\text{PSD}(V)}{2}} \{ V/\sqrt{\text{Hz}} \} \right\} \\ = 120 \log(32.9) - 20 \log(x) + 20 \log(\Delta\varphi/\Delta V) + 10 \log(\text{PSD}(V)) - 10 \log(2) \{ \text{dB Hz}/\sqrt{\text{Hz}} \} \end{array} \right. \quad (3.52)$$

3.1.3.5 系统搭建与特性测试

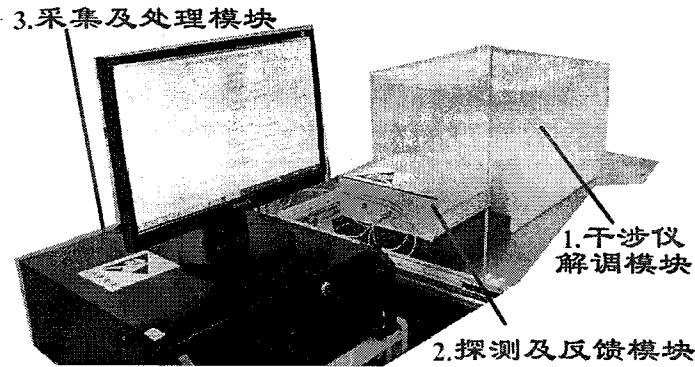


图 3.2 单频激光噪声测量系统

根据上述的原理搭建了基于非平衡 Michelson 干涉仪的单频激光噪声测量系统，其实物如图 3.2 所示。该系统由干涉仪、探测器、反馈控制、数据采集与

处理几部分构成。由于干涉仪部分使用了较长的延迟光纤，因此对外界环境的扰动比较敏感，为了保证其稳定工作，需要对整个干涉仪系统进行隔振、隔音和恒温封装。具体的封装方案是首先将延迟光纤放入空气隔离的腔内密封，然后将所有系统元件封装在一个铝盒内，并利用吸音、隔音、隔热材料对该铝盒进行多层包装，其结构如图 3.3 所示。图 3.4 给出了干涉仪在封装前后对环境噪声的响应情况，其中(a)图的波动部分显示了此时人为敲击干涉仪放置的实验台对它产生的影响，而(b)图显示了更长的采集时间，这期间也在敲击实验台，但是可以看出干涉仪没有受到影响，即干涉仪封装之后则基本不受环境扰动的影响。

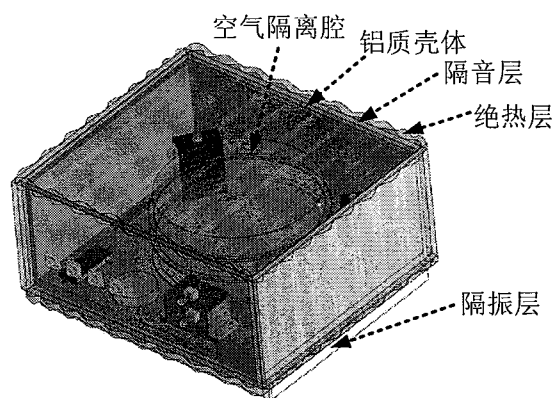


图 3.3 干涉仪封装方案模装图

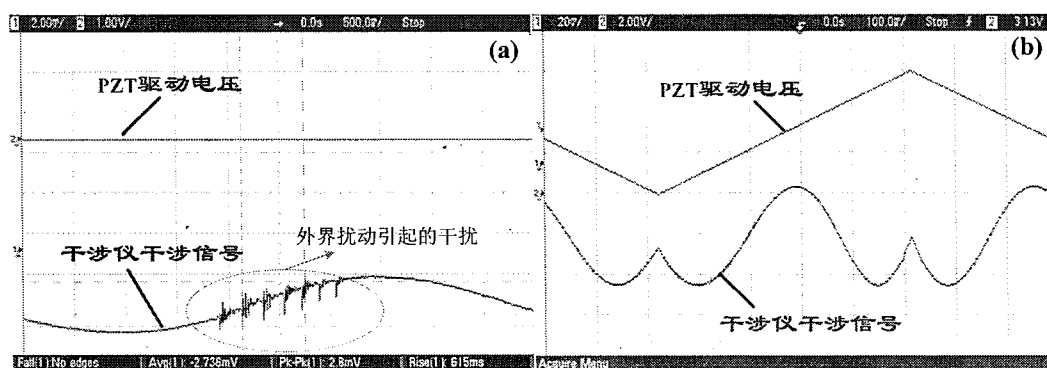


图 3.4 干涉仪在隔音封装前(a)后(b)对环境噪声的响应

图 3.5 是测量系统的软件界面，该软件具有数据采集、功率谱分析、Fourier 频谱分析等功能，其中功率谱分析采用了直接计算、Welch 估计法、相关函数法以及自回归 Burg 法等多种算法，以期获得多个角度的分析结果。表 3.2 给出了测量系统的主要参数。

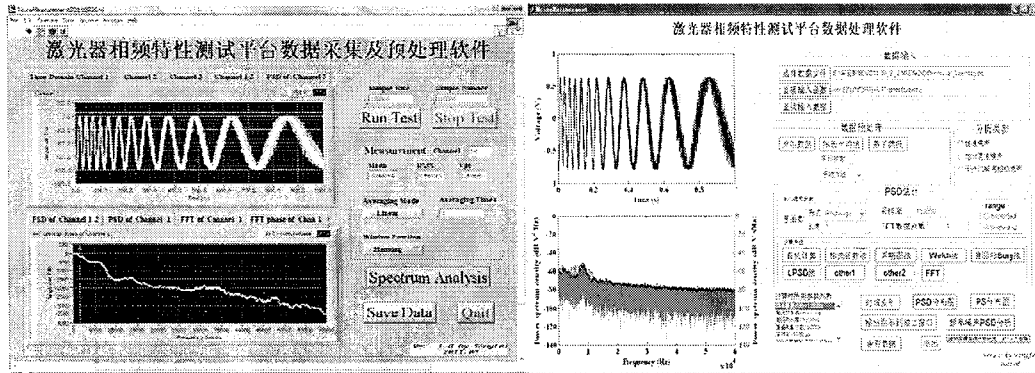


图 3.5 噪声测量系统软件界面

表 3.2 噪声测量系统主要参数

项目	参数
强度噪声探测器 PDI	DC~1GHz, 0.95A/W, 50Ω 阻抗, $1.5 \times 10^{-15} \text{ W}/\text{Hz}$
干涉仪输出平衡探测	DC~100kHz, 0.9A/W, 50Ω 阻抗
MI 干涉仪	第一臂长 41.2×2m, 第二臂长 1.5×2m, 臂长差 39.7×2m=79.4m, 光纤类型 SMF28, 干涉仪周期 2.6MHz, 调谐一个周期需要加 34V 电压到 PZT 使臂长变化 1.07μm
反馈控制环路	本征频率 9.46Hz, 阻尼比 2.1×10^3 , -3dB BW~38kHz
数据采集	Gage CS8420, 2 通道, 采样率 10MS/s, 分辨率 16bits
干涉条纹最小电压	~0 V
干涉仪转换因子	每次测试时独立标定
本底噪声	$>-150\text{dB V}^2/\text{Hz}$ @<50Hz; $-150 \text{ dB V}^2/\text{Hz}$ @>50Hz & <100kHz; $-160\text{dB V}^2/\text{Hz}$ @>100kHz

图 3.6 给出了干涉仪 PZT 在三角波调制情况下输出的干涉条纹, 不同的调制电压可以获得不同的条纹对比度。图 3.6(a)显示在调制电压为 6V 时, 干涉条纹的最小值 $V_{\min}$ 可以到达 0 点, 最大值 $V_{\max}$ 到达最大, 从而获得最大的干涉对比度; 图 3.6(b)显示当调制电压不足时, 干涉条纹的最大值和最小值会逐步靠拢, 从而使对比度降低。该测试结果反映测量系统的调制解调特性良好。图 3.7 显示了 100 s 时间内测试的干涉仪自由状态下的输出差分电压, 可以看出其条纹的最小值 $V_{\min}$ 可以到达 0 点, 对比度较高。

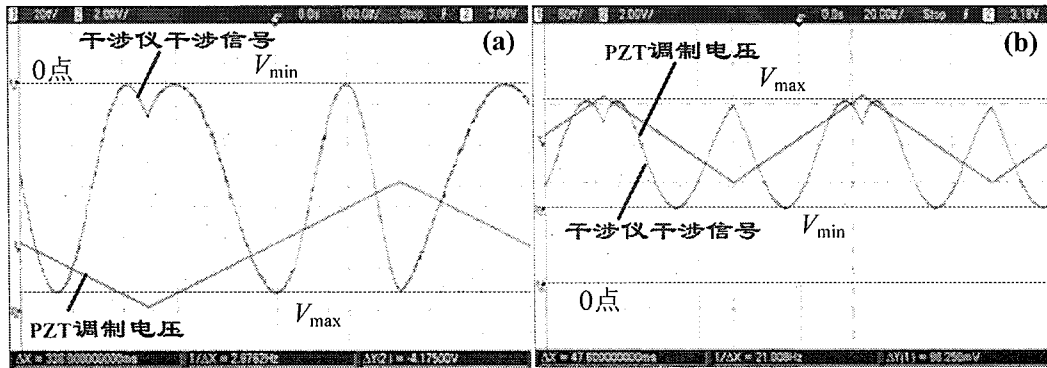


图 3.6 干涉仪在其 PZT 受三角波调制时输出的干涉条纹

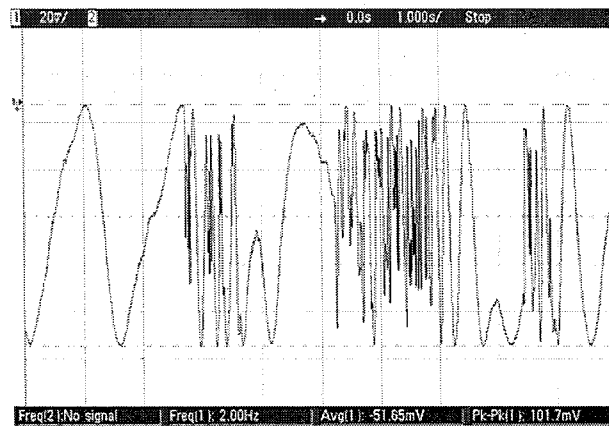


图 3.7 干涉仪在自由状态下输出的干涉条纹

由(3.32)式可知, Michelson 干涉仪解调待测激光相位波动的关键是 $\varphi_d - \varphi_s = (n+1/2)\pi$ 且 $|\Delta\varphi_n(t, \tau)| \ll 1$ 两个条件是否成立。当 $\varphi_d - \varphi_s = (n+1/2)\pi$ 得到满足时称干涉仪工作于正交工作点, 如果考虑 $\Delta i' = 2i_0 k \cos(\varphi_d - \varphi_s)$, 当 $\varphi_d - \varphi_s = (n+1/2)\pi$ 时 $\Delta i' = 0$, 而在偏离正交工作点的两边, $\Delta i'$ 分别大于或者小于 0, 于是可以将 $\Delta i'$ 用作反馈信号通过 PZT 控制干涉仪臂长差从而保证干涉仪工作于正交工作点。显然要得到 $\Delta i'$, 直接的方法是取 Δi 对于小量 $\Delta\varphi_n(t, \tau)$ 的一阶近似, 也就是去掉 Δi 中 $\Delta\varphi_n(t, \tau)$ 的影响。如果 φ_s 相对于 $\Delta\varphi_n(t, \tau)$ 来说是一个非常缓变的过程, 那么可以将 Δi 作低通滤波后用作反馈误差信号, 然后设置反馈环路的带宽来消除 $\Delta\varphi_n(t, \tau)$ 的影响, 间接实现 $\Delta i'$ 的反馈控制。图 3.8 显示了反馈开启前后的干涉仪输出条纹, 可以看出, 在反馈开启之前或者关闭之后干涉仪工作在自由状态, 其条纹强度会在最大值和最小值之间波动; 在反馈开启之后干涉仪即工作在正交点, 此时条纹强度基本上恒定不变且处于最大值和最小值之间的中间位置。

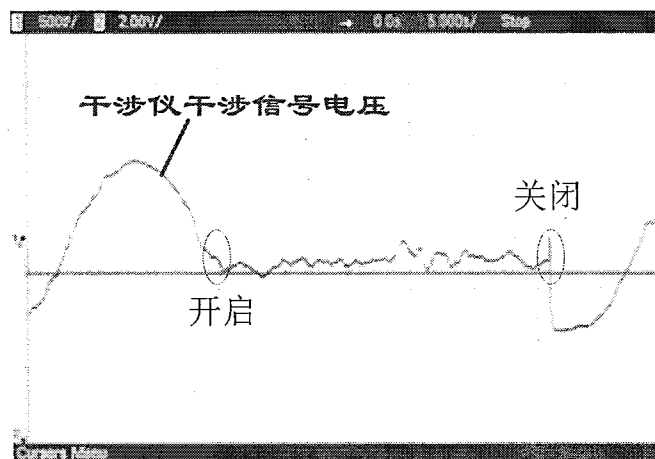


图 3.8 干涉仪正交状态控制效果示意图

3.1.4 磷酸盐玻璃光纤激光器噪声特性测试结果

利用上述噪声测量装置对 2.4 节搭建的单频磷酸盐玻璃光纤激光器的噪声特性进行了测试。图 3.9 和图 3.10 是激光器泵浦功率为 572 mW, 温控温度为 25.6°C 时的相对强度噪声和相位(频率)噪声测试结果, 测试的频率分析范围和频谱分辨率分别为 5 MHz 和 5 Hz。可以看出两类噪声具有相似的主要特征: 一是在低频段呈现 $1/f$ 特性, 二是在 2.5 MHz 处存在弛豫振荡峰, 同时弛豫振荡峰的频率随着泵浦功率的增大而增大, 在泵浦功率较高时出现饱和。但是两类噪声也有不同的地方: 强度噪声在 500 Hz 以上时除了弛豫振荡之外呈现白噪声特征, 且大于 100 kHz 时, 白噪声水平达到 -130 dB/Hz, 该值接近所用探测器的散粒噪声极限; 相位(频率)噪声在高频段除了弛豫振荡之外呈一直减小的趋势, 在 100 Hz 处的相位噪声和频率噪声分别为 $10 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ 和 $500 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

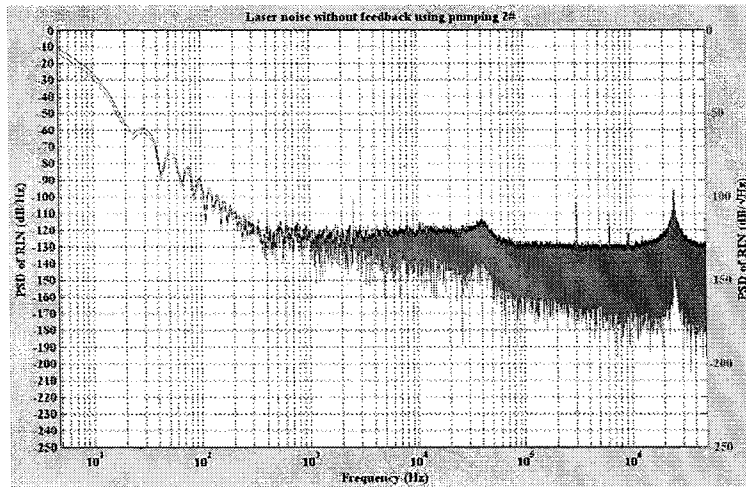


图 3.9 单频磷酸盐玻璃光纤激光器的相对强度噪声

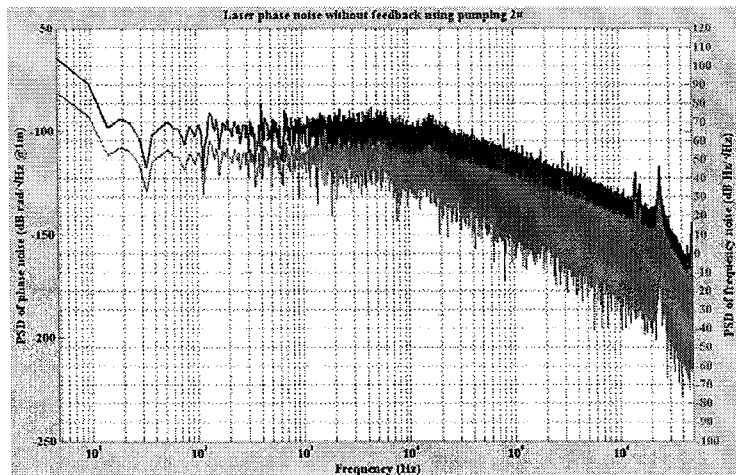


图 3.10 单频磷酸盐玻璃光纤激光器的相位噪声和频率噪声

3.2 磷酸盐玻璃光纤激光器强度噪声特性研究

3.2.1 磷酸盐玻璃光纤激光器强度噪声理论模型

激光器的短期功率波动用强度噪声来描述, 其定义如(3.11)式。引起光纤激光器强度噪声的原因很多, 主要有泵浦功率波动、谐振腔损耗波动、空间烧孔、自发辐射、后向反射等^[62, 64, 134], 文献^[62, 64]从 Er/Yb 共掺石英玻璃光纤激光器的速率方程出发利用传递函数理论建立了光纤激光器强度噪声模型, 用于分析泵浦功率波动和谐振腔损耗波动对激光器强度噪声的影响机理。本文增益介质使用

Er/Yb 共掺磷酸盐玻璃光纤, 相对于 Er/Yb 共掺石英玻璃光纤, 只是各项参数发生变化, 结构不会变化, 所以此处将借助文献^[62, 64]的模型对单频磷酸盐玻璃光纤的强度噪声进行模拟分析。

如果 Er/Yb 共掺光纤激光器泵浦功率和谐振腔损耗表示为 $W_p(t)=W_{p0}+\delta W_p(t)$ 和 $\gamma(t)=\gamma_0+\delta\gamma(t)$, 其中 $\delta W_p(t)$ 和 $\delta\gamma(t)$ 分别为泵浦功率波动和谐振腔损耗波动, 它们的功率谱密度分别为 $S_{\delta W_p}(f)$ 和 $S_{\delta\gamma}(f)$, 那么两者引起的输出激光的相对强度噪声为^[151]

$$S_{RIN}(f) = |H_p(f)|^2 \frac{S_{\delta W_p}(f)}{W_{p0}^2} + |H_l(f)|^2 \frac{S_{\delta\gamma}(f)}{\gamma_0^2}. \quad (3.53)$$

其中 $H_p(f)$ 和 $H_l(f)$ 分别为泵浦功率波动和谐振腔损耗波动对激光器输出功率波动的传递函数, 可以表示为^[64, 134]

$$\begin{aligned} H_p(s) &= \frac{A_2 A_4 A_8}{s(s+A_1)(s+A_7) - A_6 A_8 s + A_3 A_4 (A_1 + s) - (A_3 N_{er} + A_5) [(s+A_1)(s+A_7) - A_6 A_8]} \\ H_l(s) &= \frac{A_5 [(s+A_1)(s+A_7) - A_6 A_8]}{s(s+A_1)(s+A_7) - A_6 A_8 s + A_3 A_4 (A_1 + s) - (A_3 N_{er} + A_5) [(s+A_1)(s+A_7) - A_6 A_8]} \end{aligned} \quad (3.54)$$

其中 Laplace 变换宗量 s 与 Fourier 变换宗量 f 之间的关系为 $s=i2\pi f$, $A_1 \sim A_8$ 定义为: $A_1=W_{p0}+K_{tr}(1-n_{er20})N_{er}+1/\tau_{yb}$; $A_2=(1-n_{yb20})W_{p0}/q_0$; $A_3=\Delta r_q n_{er20}-r_{qa}$; $A_4=\Delta r_q q_0 N_{er}$; $A_5=-c\gamma_0/nl_e$; $A_6=K_{tr}n_{yb20}N_{er}$; $A_7=K_{tr}n_{yb20}N_{yb}+\Delta r_q q_0+1/\tau_{er}$; $A_8=K_{tr}(1-n_{er20})N_{yb}$ 。同时 n_{er20} 、 n_{yb20} 、 q_0 分别表示稳态情况下 Er、Yb 离子的反转数密度和腔内光子数密度(即速率方程在稳态情况下的解), 分别为

$$n_{er20} = \frac{r_{qa}N_{er}+1/\tau_c}{\Delta r_q N_{er}}, \quad n_{yb20} = \frac{W_{p0}}{W_{p0}+K_{tr}(1-n_{er20})N_{er}+1/\tau_{yb}}, \quad q_0 = \frac{K_{tr}(1-n_{er20})n_{yb20}N_{yb}-n_{er20}/\tau_{er}}{\Delta r_q n_{er20}-r_{qa}}$$

其中定义 $r_{qa}=c\sigma_a/n$, $r_{qe}=c\sigma_e/n$, $\Delta r_q=r_{qa}+r_{qe}$ 以及 $W_{p0}=\sigma_p P/(A_c h\nu_p)$ 。其它独立参数的意义及取值如表 3.3 所示。

图 3.11 给出了(3.54)式表示的泵浦功率波动和谐振腔损耗波动对钕镜共掺磷酸盐玻璃光纤激光器输出功率波动的传递函数, 所用参数如表 3.3 所示。可以看出传递函数最大的特征就是存在弛豫振荡, 振荡频率约 2.5 MHz, 这与 3.1.4 节实验测试结果是一致的。弛豫振荡的特征表现为在振荡频率处传递函数的幅度突然急速增大, 相位存在 180° 的突变。同时可以看出在所列掺杂浓度的磷酸盐玻璃光纤激光器中泵浦功率波动传递函数的幅度在始终小于 0 dB, 也就是说它对泵浦波动噪声不是放大而是抑制, 这与普通掺杂浓度的石英玻璃光纤激光器是不一样的。

如果给泵浦功率和谐振腔损耗施加 1/1000 的白噪声波动, 根据(3.53)式可以计算出泵浦功率和谐振腔损耗波动所引起的强度噪声, 如图 3.12 所示。可以看出, 泵浦功率和谐振腔损耗的白噪声波动通过各自的传递函数完整地传递到了激光器的强度噪声上, 形成了强度噪声弛豫振荡和低频 1/f 噪声的两个主要特征,

同时该波动数量级下强度噪声主要来自于谐振腔损耗波动。

表 3.3 强度噪声模型中参数含义及取值

符号	物理意义	数值
K_{tr}	Er^{3+} 、 Yb^{3+} 离子间转移速率	$2 \times 10^{-23} \text{ m}^3 \text{ s}$
N_{er}	Er^{3+} 离子掺杂浓度	$2.5 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
N_{yb}	Yb^{3+} 离子掺杂浓度	$5.3 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
σ_a	Er^{3+} 吸收截面	$6 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
σ_e	Er^{3+} 发射截面	$6.9 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
σ_p	Yb^{3+} 泵浦光吸收截面	$4.76 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
τ_{yb}	Yb^{3+} 离子高能级寿命	$1 \times 10^{-3} \text{ s}$
τ_{er}	Er^{3+} 离子高能级寿命	$10 \times 10^{-3} \text{ s}$
τ_c	谐振腔光子寿命	$= nl_e / c \gamma_0$
n	增益光纤有效折射率	1.54
A_c	纤芯截面面积	$23 \mu\text{m}^2$
l_e	谐振腔有效腔长	2.5 cm
h	Plank 常数	$6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$
P	平均泵浦光强	400 mW
γ_0	谐振腔平均损耗	0.8
$\delta W_p(t)$	泵浦功率波动量	$W_{p0}/1000$
$\delta \gamma(t)$	谐振腔损耗波动量	$\gamma_0/1000$

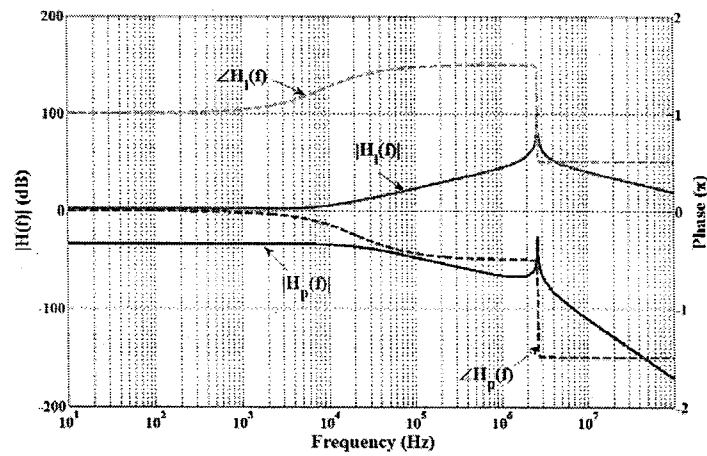


图 3.11 铒镱共掺磷酸盐玻璃光纤激光器功率波动中泵浦功率微扰和谐振腔损耗微扰的传递函数

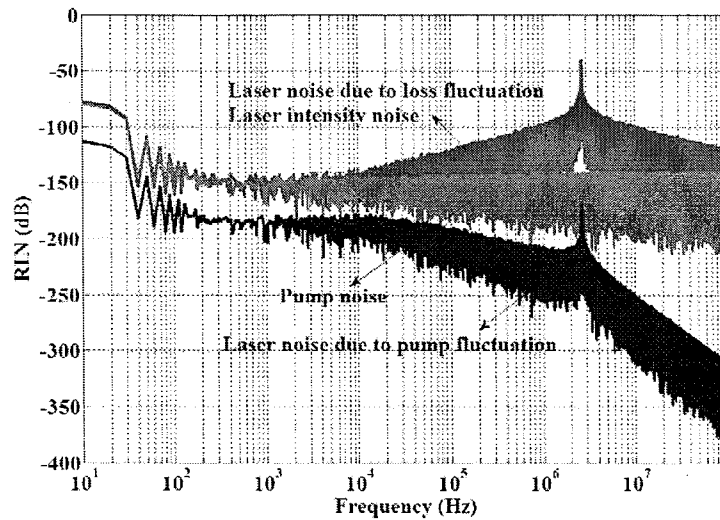


图 3.12 钇铈共掺磷酸盐玻璃光纤激光器中泵浦功率微扰和谐振腔损耗微扰引起的强度噪声模拟结果

模拟结果还显示强度噪声中弛豫振荡的频率会随着泵浦功率增加而增加,幅度随着泵浦功率增加而减小,同时都具有饱和趋势,如图 3.13(a)所示。另外弛豫振荡的频率会随着谐振腔损耗增加而减小,幅度随着谐振腔损耗增加基本不变,如图 3.13(b)所示。

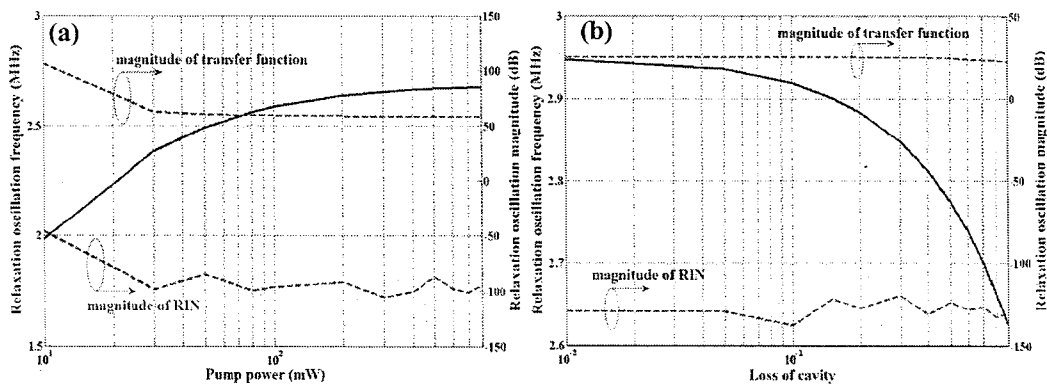


图 3.13 弛豫振荡频率和幅度随泵浦功率(a)和谐振腔损耗(b)的变化关系

3.2.2 磷酸盐玻璃光纤激光器强度噪声抑制实验

单频磷酸盐玻璃光纤激光器强度噪声的主要特征包含两点,一是在低频段存在 $1/f$ 性质的噪声,二是在 MHz Fourier 频率处存在弛豫振荡。这两个频段的噪声将严重限制该激光器在相干探测领域的应用,所以必需对其进行抑制。

由上文分析可知弛豫振荡主要来源于谐振腔损耗波动和泵浦功率波动, 本文将使用光电负反馈^[69, 152, 153]的方式抑制该类噪声。光电负反馈抑制强度噪声已经在掺 Er 石英光纤激光器^[69]和非平面单块固体环形 Nd:YAG 激光器(NPRO)^[153]等领域得到了广泛应用, 因为这类激光器的弛豫振荡频率通常较低为 100 kHz 量级, 所以光电负反馈在抑制弛豫振荡的同时也能使低频噪声得到部分抑制。但是实际上由于反馈带宽的限制, 光电负反馈的频率依赖关系较强, 一个反馈环往往只能对某一特定频率区域的噪声起到抑制作用。高功率运转下的单频磷酸盐玻璃光纤激光器的弛豫振荡频率在 2.5 MHz 左右, 所以使用光电负反馈抑制弛豫振荡的时候往往对低频段噪声没有抑制作用, 于是本文提出使用基于掺 Er 光纤放大器(EDFA)的自动功率稳定方案实现低频段噪声的抑制。

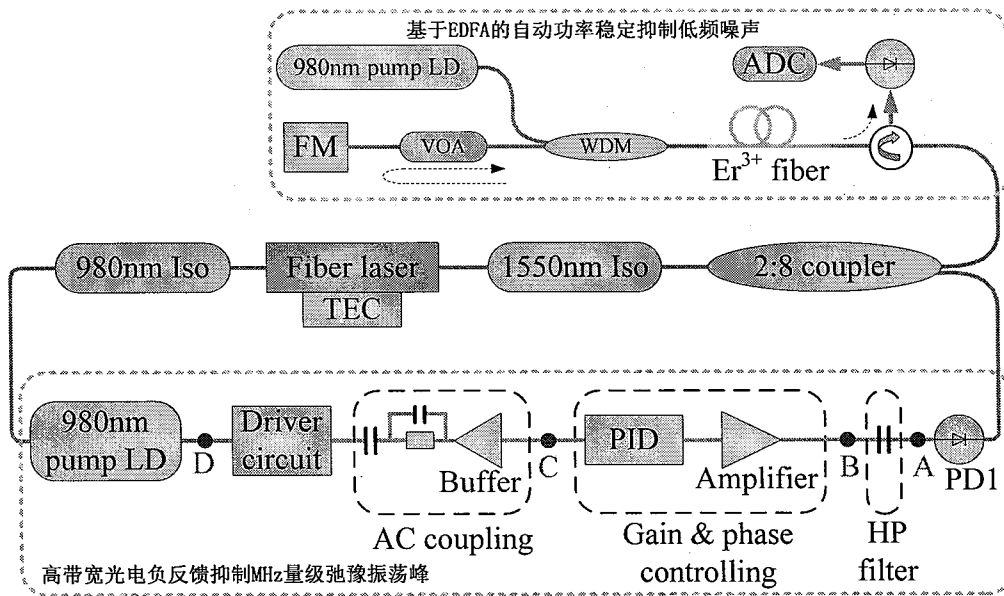


图 3.14 强度噪声抑制方案

强度噪声抑制方案如图 3.14 所示, 激光器系统采用前文所述结构, 即用 980 nm LD 通过 980 nm 隔离器泵浦谐振腔, 然后通过 1550 nm 隔离器输出激光。激光输出后经过一个 2:8 的 1×2 耦合器, 功率较小的分支进入光电探测器(PD1), 然后通过光电负反馈电路后反馈控制 980 nm 泵浦 LD 从而抑制弛豫振荡峰。耦合器后功率较大的一部分通过环形器进入 EDFA 进行自动功率控制从而抑制低频段噪声, 最后激光从环形器的 3 端口输出进入 3.1.3 节所描述的噪声测量系统。

光电负反馈实现过程为, PD1 输出的电压经过隔直后经过环路滤波器获得反馈控制所需的误差信号, 然后再通过一个交流耦合系统耦合到泵浦 LD 上, 这样就可以利用输出光功率的变化来控制泵浦功率的变化, 从而在环路滤波器决定的带宽内补偿泵浦功率波动和谐振腔损耗波动对强度噪声的影响。其中环路滤波器

由比例-积分-微分(PID)电路构成,通过调节其参数可以控制环路传递函数的增益和相位。交流耦合系统由电流缓冲器 BUF634、 $50\ \Omega$ 电阻并联 $4.7\ \text{nF}$ 电容后与 $4.7\ \mu\text{F}$ 电容串联而成,主要作用是隔离交流反馈电压信号和直流驱动电流信号的相互影响,使交流反馈电压可以在不影响直流驱动电流的同时直接加载到泵浦 LD 的电极上从而调制其实时的驱动电流实现功率补偿。

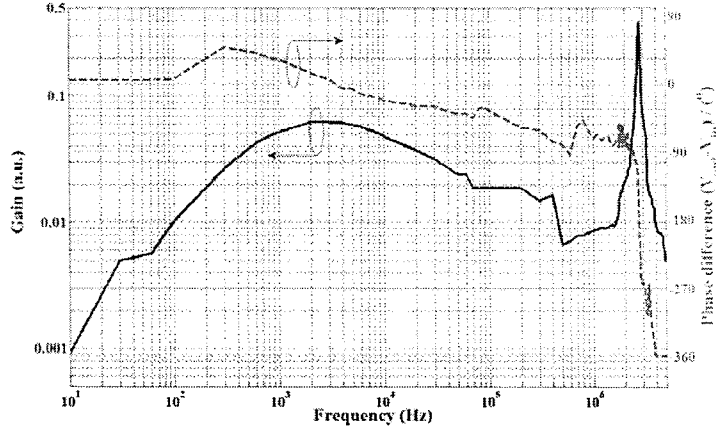


图 3.15 激光器和探测器 PID 的频响特性

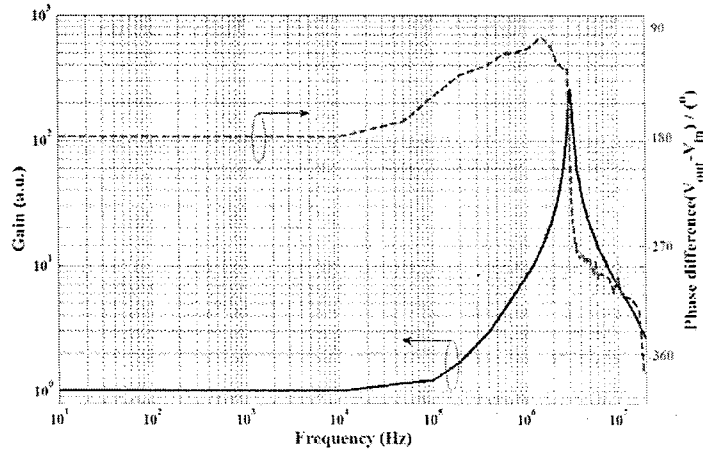


图 3.16 PID 电路的频响特性

首先将图 3.14 中 A、C 点断开,从 C 点向驱动注入不同频率和幅度的正弦信号,然后在 A 点处测试其输出响应,就可以得到激光器和探测器的频响特性。测试结果如图 3.15 所示,激光器在 $2.8\ \text{MHz}$ 处存在弛豫振荡峰,此处增益急速增大,而在低频和高频处增益都相对减小,但是在 kHz 附近也出现了一个极大值,这与一般的 NPRO^[153]激光器不同。另外在弛豫振荡峰处存在 180° 相位跳变,而低频和高频处相位接近同相。根据负反馈闭环原理,在相位突变处反馈系统应

具有较大增益，而同相处开环增益幅度应小于 1。光电负反馈系统将通过 PID 环路滤波器来实现该功能，即通过比例环节在弛豫振荡峰处引入足够增益，同时通过微分环节在弛豫振荡峰附近引入足够的相位超前。图 3.16 给出了实际的 PID 电路的频响曲线，在 3 MHz 也就是弛豫振荡峰附近增益超过 200，相位超前近 70° 。

图 3.17 显示了光电负反馈开启前后磷酸盐玻璃光纤激光器的相对强度噪声分布。可以看出由于光电负反馈的作用，弛豫振荡峰被完全抑制，抑制比例达到 33 dB，在 kHz 附近 RIN 也减小到探测器本底噪声水平，但是在 250 kHz 附近噪声略有增加，这主要是由于 PID 反馈带宽不足以覆盖全频段所导致的。

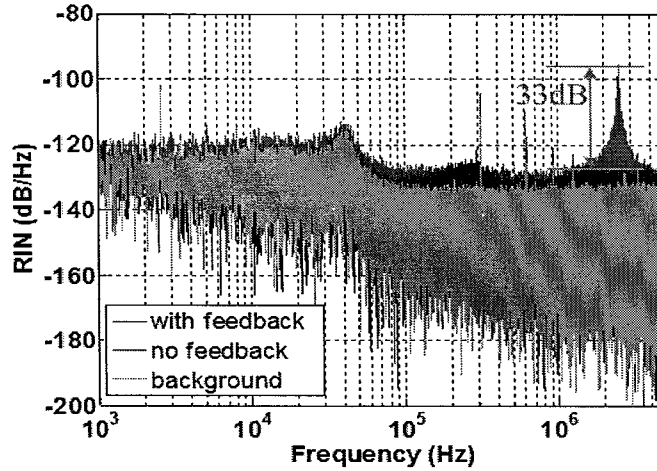


图 3.17 光电负反馈开启前后激光器的相对强度噪声

下面分析 EDFA 自动功率控制的实现过程。输出激光经过环形器后进入 EDFA，然后通过 Farady 旋转反射镜(FM)被一段掺 Er 光纤往返放大，同时在 FM 前加入可调衰减器(VOA)调整 FM 的等效反射率 R 。于是输出激光功率和输入激光功率之间满足

$$P_{out} = P_{in} G^2 R \quad (3.55)$$

其中 G 为掺 Er 光纤被 980nm LD 后向泵浦后的单程增益。显然如果 $G^2 R = P_{in}$ ，那么输出功率 P_{out} 也将是恒定不变的，这就实现了自动功率稳定，从而实现低频的强度噪声抑制。此时 EDFA 的增益特性与等效反射率以及输入功率有关，图 3.18(a)显示了不同等效反射率下稳态输出功率随输入功率的变化关系，可以看出在某些输入功率处 $dP_{out}/dP_{in}=0$ ，也就是说此时 EDFA 进入饱和增益状态，即图中圆点所示区域，可以对输入激光功率波动进行自动抑制。为了证实噪声抑制的效果，假设输入光功率为 1 mW，具有 100 Hz 周期、10%幅度的波动，然后计算其输出功率，模拟结果如图 3.18(b)可以看出经过 EDFA 后幅度波动减小了 20 dB，说明 EDFA 确实可以起到自动功率稳定的作用。

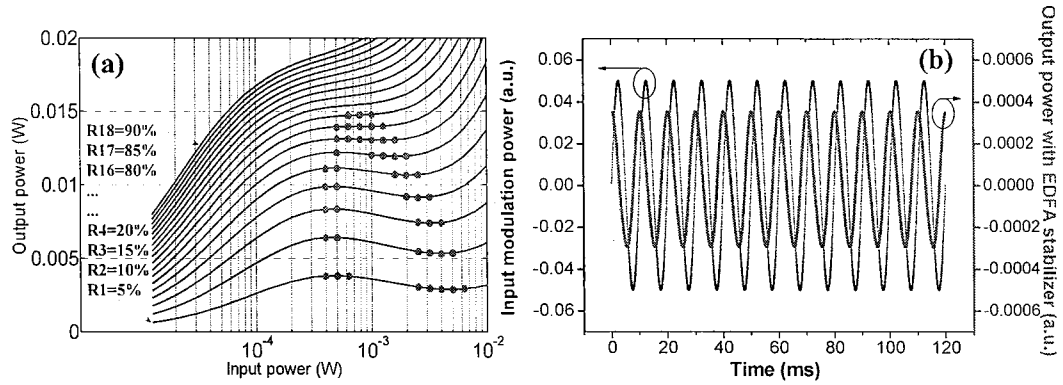


图 3.18 (a)不同等效反射率下输出功率随输入功率的变化关系, 参数泵浦功率 50 mW, 光纤长度 0.5 m, Er 离子浓度 $2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$. (b)100 Hz 输入功率调制经过 EDFA 功率稳定前后的幅度.

下面利用 LIEKKI 公司的 Er40 高掺 Er 离子光纤 0.5 m 做为 EDFA 内的增益光纤对磷酸盐玻璃光纤激光器进行低频噪声抑制实验。首先测试了输入功率和输出功率的关系, 结果如图 3.19(a)所示, 可以看出在特定的反射率和输入功率下输出功率可以进入稳定状态。然后将光纤激光器进入 EDFA 的泵浦功率设为 100 mW, 等效反射率设为 40%, 此时当输入功率在 0.8 mW 到 1.5 mW 波动时输出功率恒定为 10.5 mW。图 3.19(b)显示了激光在进入 EDFA 前后的相对强度噪声, 可以看出在 1 Hz~1 kHz 范围内, 经过 EDFA 稳定后的 RIN 比稳定之前有所减小, 其中在 10 Hz 处减小了 20 dB, 在 10 Hz~1 kHz 范围内 RIN 达到了泵浦激光的水平。

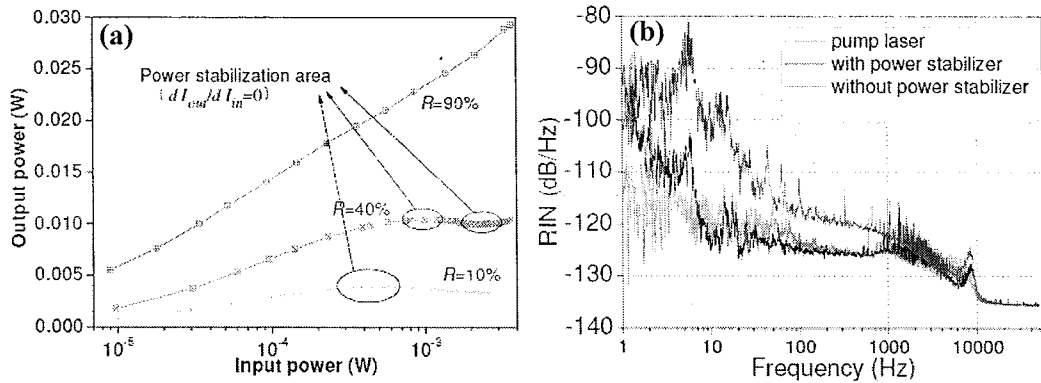


图 3.19 (a)实验测试的不同反射率下输出功率随输入功率的变化关系; (b)泵浦激光以及输出激光在 EDFA 噪声抑制前后的 RIN(5 次测试数据平均).

强度噪声抑制的效果不仅体现在 RIN 中, 在功率的短期时域波动上也有直接的

体现, 如图 3.20 所示, 可以看出在噪声抑制之前, 激光的短期功率波动约为 $1.5\% @ 160 \text{ ms}$, 但是噪声抑制之后, 功率波动减小到了 $0.4\% @ 160 \text{ ms}$ 。

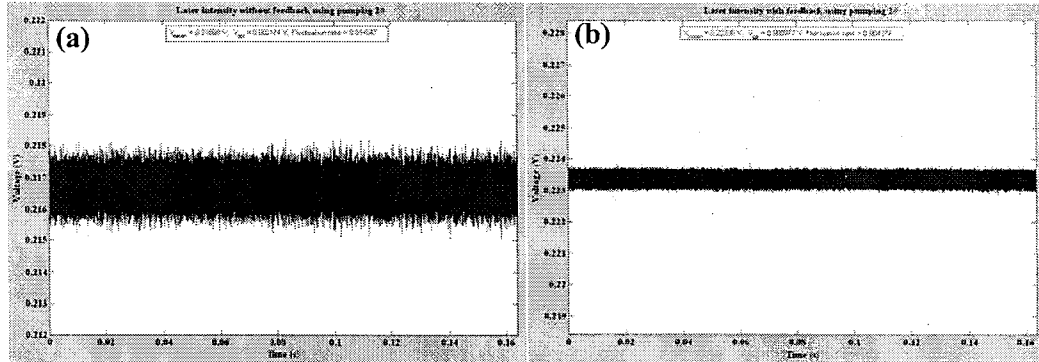


图 3.20 强度噪声抑制前(a)后(b)输出激光短期时域波动

3.3 磷酸盐玻璃光纤激光器主动频率稳定特性研究

前文所搭建的磷酸盐玻璃光纤激光器只具备温度调谐特性, 这不能满足很多应用场合对快速调谐的需求。同时前文激光器是使用温控被动稳频的, 频率波动仍然较大, 本节将使用主动频率稳定技术使激光器获得更高的频率稳定性。

3.3.1 可调谐单频磷酸盐玻璃光纤激光器

可调谐单频磷酸盐玻璃光纤激光器结构如图 3.21 所示。使用 1.8 cm 长的 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺磷酸盐玻璃光纤作为增益介质, 在抽运功率大于 100 mW 时其增益系数在 1550 nm 处达到 3 dB/cm 。将该光纤的两端分别镶嵌于两个陶瓷插芯内并固定在金属基座上, 然后对两端面进行研磨抛光, 同时在金属基座上安装压电陶瓷(PZT), 当 PZT 受到电压作用后会纵向伸缩从而带动光纤的长度伸缩变化。激光器的谐振腔反射镜由一对波长匹配的保偏光纤光栅(PM-FBG)和具有高反射率的光纤 Bragg 光栅(SM-FBG)构成, 两者匹配的中心波长为 1548.95 nm , PM-FBG 的 -3 dB 带宽高约为 0.1 nm , 反射率约为 70% , SM-FBG 的 -3 dB 带宽约为 0.25 nm , 反射率大于 99.9% 。两个光纤光栅一端的尾纤去掉后分别与磷酸盐玻璃光纤的两端做物理接触连接, 这样就构成了可调谐的激光腔。其有效腔长约为 3 cm , 腔纵模间隔约为 0.026 nm , 此时光纤光栅带宽内约包含 $3 \sim 5$ 个腔纵模, 再使用半导体制冷器(TEC)对整个谐振腔进行温控, 通过温控点的选择控制腔纵模之间的模式竞争从而实现单纵模输出。SM-FBG 的另一端通过 976 nm 隔离器与 976 nm 半导体激光器(LD)连接。PM-FBG 的另一端与保偏隔离器连接, 得到全保偏激光

输出。

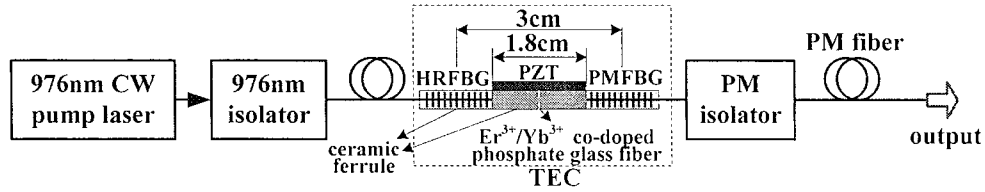


图 3.21 可调谐激光器结构示意图

图 3.22 给出了激光器在 TEC 温控温度为 18°C 时的光谱图，中心波长为 1548.738 nm ，从图 3.22 的内插图可以看出激光的信噪比高于 70 dB ，利用延时自零差法测试其线宽为 3 kHz ，验证了激光器的单纵模运转状态。激光器在 600 mW 的泵浦功率下获得了 65 mW 的激光输出，由于 976 nm 隔离器的损耗很高，约 40% ，因此实际进入谐振腔的泵浦功率约为 360 mW 。利用 Glan 棱镜测试了输出激光的消光比达到了 40 dB 。

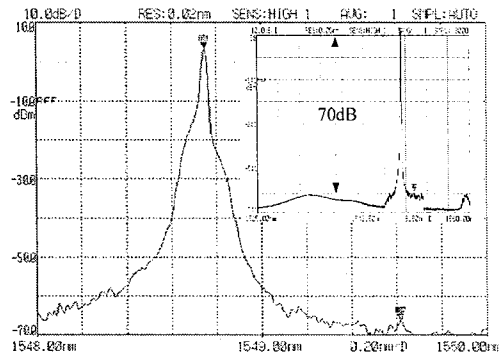


图 3.22 可调谐激光器输出激光光谱图

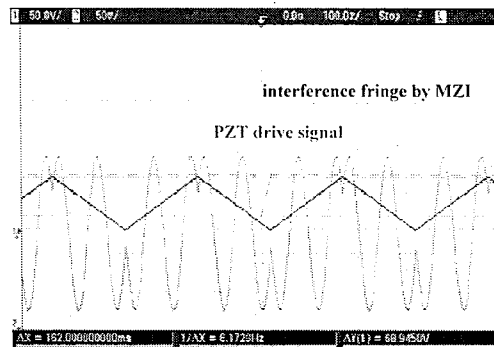


图 3.23 激光器的 PZT 调谐特性

再利用周期为 42.1 MHz 的光纤 Mach-Zehnder 干涉仪 (MZI) 测量激光器的 PZT 调谐特性，测试结果如图 3.23 所示。当激光器的 PZT 受到幅度为 68.9 V 的

三角波扫描电压驱动后,输出激光频率在MZI上共扫过了1.96个干涉条纹周期,因此可以得到激光器的PZT调谐斜率约为1.2 MHz/V。在整个调谐范围内信号未失真,所以调谐范围大于82 MHz,由于所能提供的驱动电压的限制,因此未能测到完整的调谐范围。

3.3.2 光纤光栅稳频的结构及原理

本文将利用光纤 Bragg 光栅作为鉴频器件,进行主动频率稳定,稳频系统结构如图 3.24 所示,单频磷酸盐玻璃光纤激光器输出的激光经过 20:80 耦合器后大部分能量作为激光输出,另一部分进入稳频系统被一个 50:50 耦合器分成两束,一束作为参考光直接被探测器 PD1 接收,另一束经过光纤光栅后被探测器 PD2 接收,两者的信号相减后可以消除激光器光功率变化带来的影响,相减后的信号经过比例-积分-微分(PID)电路处理后反馈到激光器中驱动 PZT 来稳定激光器的输出频率。

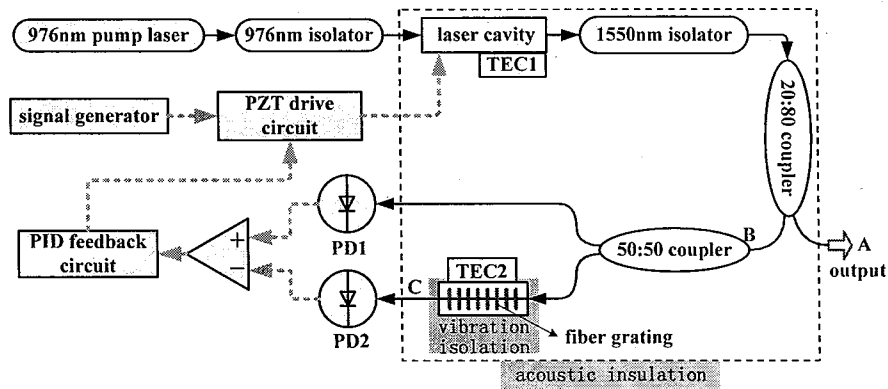


图 3.24 光纤光栅稳频的系统原理结构图

系统中光纤光栅的反射光谱如图 3.25 所示,反射率为 4.2 dB,反射谱的-3 dB 带宽约为 11 GHz。该光栅起到了鉴频器的作用,其鉴频原理如图 3.26 所示。当激光器的中心频率位于光纤光栅透射谱的边沿处时,激光器频率随时间的改变会引起光纤光栅透过光功率也随着时间变化,也就是说光纤光栅作为鉴频器将激光器的频率波动转化成了光强波动。该波动变化不仅反映了频率变化的大小,而且也反映了频率变化的方向,比如在图 3.26 中,一旦激光频率小于 ν_0 ,那么光纤光栅透过光强就会增加,而当激光频率大于 ν_0 时光纤光栅透过光强就会减小。因此可以将图 3.26 中的 F 点作为参考频率点,用光纤光栅的透过光功率 I 减去 I_0 ,得到激光器频率变化的误差信号。再将该误差信号经过 PID 反馈系统后,就可作为激光腔 PZT 的驱动控制信号从而通过改变激光腔长来改变激光器的输出频率,使其维持在参考值处不变。

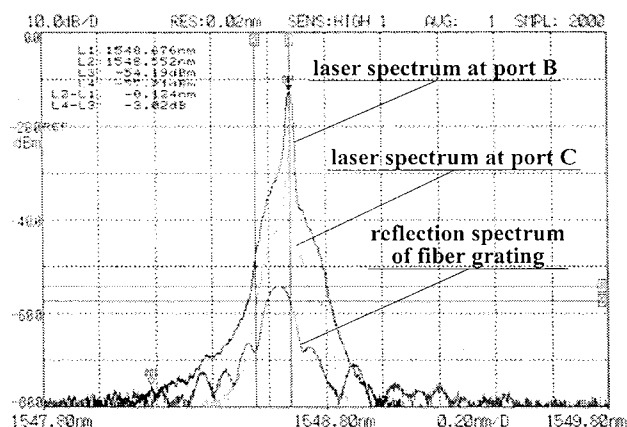


图 3.25 激光光谱与光纤光栅反射谱

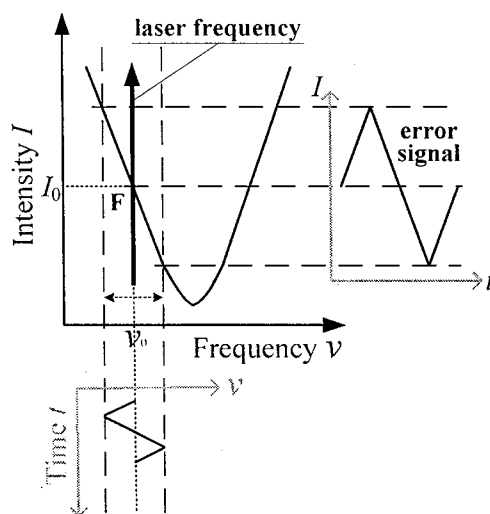


图 3.26 光纤光栅的鉴频原理

从以上分析中可以看出,频率能否稳住的关键就是参考信号稳不稳。光纤光栅是无源器件,且光经过时损耗很小可以忽略,因此其透射波长变化与否主要取决于所处环境的温度和应力,所以稳频系统中的光纤光栅需要进行温控和隔振的封装处理。此处将光纤光栅用 TEC 进行温控并置于弹簧隔振台上,使用 PID 反馈控制 TEC 使光纤光栅的相对温度变化控制在了 1 mK 以内,已知光纤光栅的温度系数约为 1 GHz/K^[16],因此可以估算光纤光栅的频率波动在 1 MHz 以内。同时为了使系统更加可靠,还对激光腔和光纤光栅鉴频器进行了隔音处理。

3.3.3 频率稳定结果

首先使反馈环路处于开环状态,用信号发生器产生一个三角波信号驱动激光腔的 PZT,测试系统的误差信号,如图 3.27(a)所示,从中可以看出三角波扫描信号为 30 V 时误差信号的幅度为 118 mV,因此通过(3.56)式可以得到 1 mV 的误差信号代表激光器频率相对于参考频率漂动了 0.3 MHz。

$$k = \Delta f / V_e = V_s k_0 / V_e, \quad (3.56)$$

式中 Δf 表示激光器的频率波动量, V_e 表示误差信号的幅度, V_s 表示 PZT 的三角波扫描信号幅度, k_0 表示激光器的调谐斜率。再将三角波信号变成直流信号,此时的误差信号如图 3.27 (b)所示,变化幅度在 10 s 内超过了 70 mV,表示激光器在没有稳频时的频率波动量超过了 25 MHz/10 s。

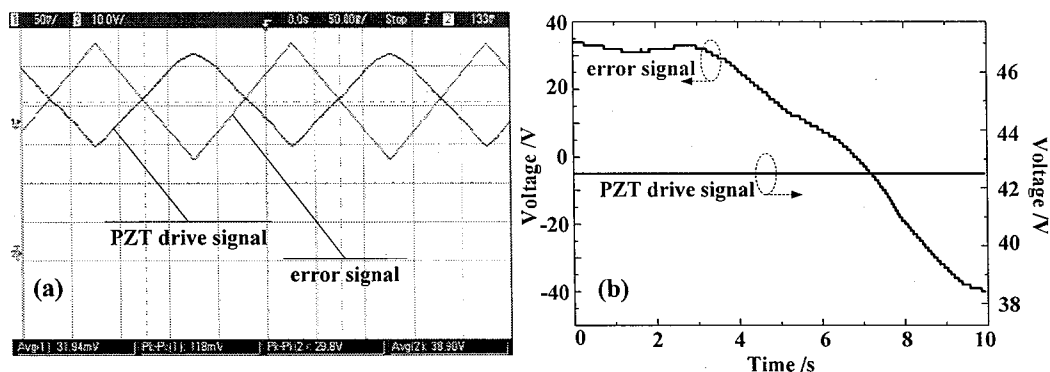


图 3.27 稳频环路闭合前 PZT 的驱动信号分别是(a)三角波和(b)直流时的误差信号

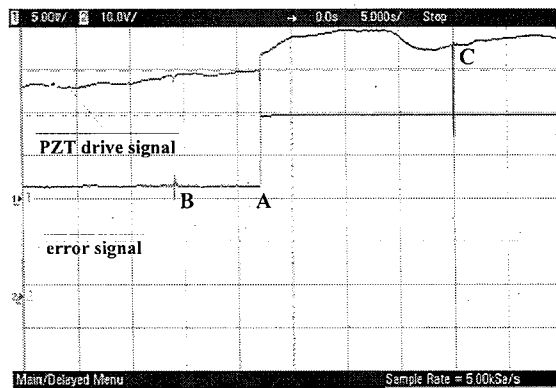


图 3.28 稳频环路断开前后的误差信号

首先测试了稳频过程的有效性和抗干扰能力,如图 3.28 所示。先开启稳频然后在图 3.28 中 A 点对应的的时间断开稳频环路,可以看到此时误差信号从稳定

状态迅速漂走并出现较大波动。图 3.28 中的 B、C 点表示当敲击激光腔时误差信号的波动情况, 可以看到稳频开启时误差信号的波动幅度明显小于稳频不工作时的波动幅度, 这说明稳频是有效的而且具有较好的抗干扰能力。

图 3.29 表示稳频系统闭环前后的误差信号和对应的 PZT 驱动信号。从中可以看出, 稳频开启后误差信号迅速降到 0, 然后激光器 PZT 驱动信号不断变化以使误差信号一直稳定在 0 值附近, 误差信号的波动量约为 4.8 mV, 持续时间超过 1 小时。通过(3.56)式可以得到激光器相对于光纤光栅的频率波动幅度小于 1.5 MHz/hour。再加上光纤光栅本身的频率波动, 激光器最终的频率波动幅度小于 2.5 MHz/hour。由此计算的相对频率稳定性的 Allan 偏差如图 3.30 所示, 在频率稳定之前, Allan 偏差不断增大, 而主动频率稳定之后, Allan 偏差基本不变且维持在 10^{-10} 以下。

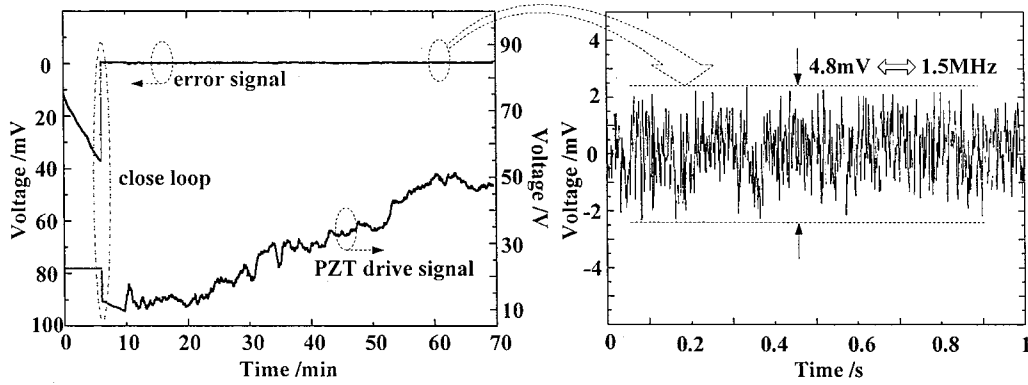


图 3.29 (a)稳频环路闭合前后的误差信号; (b)时间展开后的误差信号

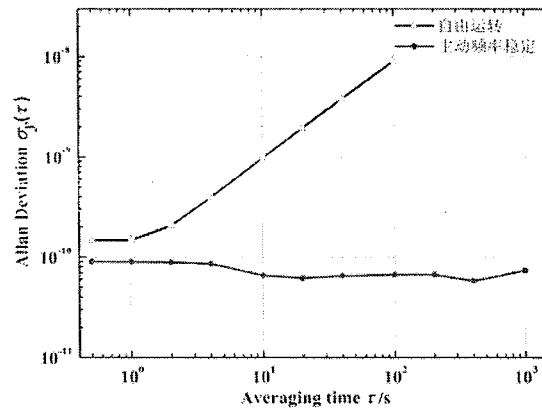


图 3.30 稳频环路闭合前后相对频率稳定度的 Allan 偏差

3.4 本章小结

首先按数学基础-物理量-测量手段的思路建立了单频激光器噪声特性表征体系。给出了 Allan 偏差、功率谱密度的数学定义与相互关系, 定义了强度波动功率谱密度与相对强度噪声、相位波动功率谱密度与相位噪声、光场频谱(激光线型函数)与激光线宽, 说明了线宽作为光谱特性参数而不是噪声参数的合理性, 还给出了线宽与噪声的关系。给出了相对强度噪声的测量和计算方法。搭建了基于非平衡 Michelson 干涉仪的相位噪声测量装置。另外测试了第 2 章搭建的窄线宽光纤激光器的噪声特性, 强度噪声在低频段呈现 $1/f$ 特性, 在 2.5 MHz 处存在弛豫振荡峰, 同时弛豫振荡峰的频率随着泵浦功率的增大而增大, 在泵浦功率较高时出现饱和, 大于 100 kHz 时, 强度噪声的白噪声水平达到 -130 dB/Hz, 接近所用光电探测器的散粒噪声极限; 相位(频率)噪声在高频段除了弛豫振荡之外呈一直减小的趋势, 在 100 Hz 处的相位噪声和频率噪声分别为 $10 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ 和 $500 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

从传递函数理论出发模拟了激光器的强度噪声特征, 证实了泵浦功率波动和谐振腔损耗波动引起弛豫振荡的主要原因, 弛豫振荡频率处传递函数增益突然增大相位存在 180° 的突变。利用光电负反馈和往返 EDFA 分别对弛豫振荡和低频噪声进行了抑制, 弛豫振荡被完全抑制, 抑制比例达到 30 dB; 低频噪声在 10 Hz 处减小 20 dB; 激光的短期功率波动从噪声抑制之前的 $1.5\% @ 160 \text{ ms}$ 减小到了 $0.4\% @ 160 \text{ ms}$ 。

利用 PZT 拉伸增益光纤的方式搭建了可调谐的磷酸盐玻璃光纤激光器, 调谐斜率约为 1.2 MHz/V 。调谐范围大于 82 MHz。并利用边频锁定的方式将激光输出频率稳定到了温控隔振隔音的窄带光纤 Bragg 光栅的斜边上, 激光器的频率波动从稳频之前的 $25 \text{ MHz}/10 \text{ s}$ 减小到了 $2.5 \text{ MHz}/\text{hour}$ 。100 s 处的 Allan 偏差从 9×10^{-8} 减小到了 7×10^{-10} 。

4 光纤时频传递三个主要问题的研究

在光纤时频传递中,有三个问题是基本且值得研究的,一是如何表征测量传递特性以及传递特性和时频源特性有何区别与联系?正如1.3节的描述,时频信号形式不同,需要的光学传递形式也会不同,具体到微波频率信号和秒脉冲时间信号,两者需要通过光电/电光转换与激光合并从而在光纤中传输,所以第二个问题是时频信号在光电/电光转换过程中的特性如何,对其光纤传递究竟会有什么样的影响也是需要首先搞清楚的。第三个问题是利用光纤在传递时频信息时究竟有一些什么样的噪声来源?对噪声来源搞清之后才能在系统中进行对应的噪声抑制或补偿,从而实现高精度传输。

4.1 光纤时频传递特性表征与测量系统研究

4.1.1 精密频率源特性的表征方式

现代社会的精密时间频率标准都来自于特定原子振荡所辐射的电磁波,这与前文的激光谐振腔振荡本质上是一样的,只是电磁波的频率相差较大。我们对频率源特性的关注仍然是它的准确性和稳定性,所以激光器噪声表征的方式也同样适用于频率源的特性表征。

频率源的输出频率信号(输出电压)可以表示成^[85, 102, 112, 113, 146, 154]

$$V(t) = [V_0 + \varepsilon(t)][\cos(2\pi\nu_0 t + \varphi_0 + \varphi(t))], \quad (4.1)$$

式中 V_0 和 ν_0 为信号的标称(平均)振幅和标称(平均)频率, $\varepsilon(t)$ 和 $\varphi(t)$ 分别为振幅变化和相位变化, φ_0 表示初始相位。对于精密频率源,振幅和频率变化一般很小,以下两式总能成立

$$|\varepsilon(t)/V_0| \ll 1, \quad |\dot{\varphi}(t)/(2\pi\nu_0)| \ll 1. \quad (4.2)$$

频率源输出信号的瞬时频率表示为

$$\nu(t) = \nu_0 + 1/(2\pi) \cdot d\varphi(t)/(dt), \quad (4.3)$$

瞬时频率相对于标称频率的偏差(归一化瞬时频率偏差)为

$$\nu(t) \equiv \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (4.4)$$

瞬时相对时间偏差(相位时间)定义为

$$x(t) \equiv \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0}, \quad (4.5)$$

$x(t)$ 和 $y(t)$ 为连续的随机过程, 满足如下关系

$$y(t) = \frac{dx(t)}{dt}, \quad (4.6)$$

当然在实际测量过程中, 不可能测量随机过程的瞬时取样值, 因此所有的频率测量数据都是基于取样时间 τ 上的平均。为了和实际测量挂钩, 定义基于时间间隔 τ 上的平均相对频率偏差为

$$y_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t) dt, \quad (4.7)$$

如果 t_k 时刻和 $t_k+\tau$ 时刻的相位时间分别为 x_k 和 x_{k+1} , 则有

$$y_k(\tau) = \frac{x_{k+1} - x_k}{\tau}. \quad (4.8)$$

于是精密频率源特性表征体系由三方面构成, 一是时域基本量, 包括相位变化量 $\varphi(t)$ rad, 相位时间(相对时间偏差) $x(t)$ s, 相对频率偏差 $y(t)$; 二是基于 $y(t)$ 的时域统计量, 即相对频率稳定度的 Allan 偏差 $\sigma_y(\tau)$, 定义为(3.2)式; 三是基于 $y(t)$ 的频域谱分布特征量, 包括相位抖动单边带功率谱密度

$$S_\varphi(f) = \frac{[\delta\varphi_{\text{rms}}(f)]^2}{B_W} \quad (\text{rad}^2/\text{Hz}), \quad (4.9)$$

其中 $\delta\varphi_{\text{rms}}(f)$ 表示偏离载频 f 处相位起伏的有效值, 单位为 rad; B_W 是等效分析带宽, 单位 Hz。

相对频率抖动的功率谱密度

$$S_y(f) = \frac{1}{\nu_0^2} S_\varphi(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\varphi(f) \quad (1/\text{Hz}), \quad (4.10)$$

相位时间抖动谱密度

$$\delta\tilde{T}(f) = \frac{\delta\varphi(f)}{2\pi\nu_0} \quad (\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}), \quad (4.11)$$

相位噪声

$$L(f) = 10\log\left[\frac{1}{2} S_\varphi(f)\right] \quad (\text{dBc}/\text{Hz}), \quad (4.12)$$

总的均方根相位时间抖动

$$T_{\text{rms}} = \sqrt{\int_{f_l}^{f_h} [\delta\tilde{T}(f)]^2 df} \quad (\text{s}). \quad (4.13)$$

上述参数主要是针对频率信号而言的, 虽然现在时间信号比如秒脉冲信号都是由频率源频率信号产生的, 但是在描述它们特性时往往使用一些更直接的参数,

即上升沿/下降沿时间及抖动，脉宽及抖动等。

4.1.2 光纤时频传递特性的表征测量方式

光纤时频传递的基本模型如图 4.1 所示，其目标是将精密时间频率源的信号通过光纤从本地端传递到远地端，所以衡量光纤时频传递特性的标准就是检测远地端获得的时间频率信号和本地端源信号的差异，如果远地端信号经过光纤传递后恶化的程度比源标准信号小一个量级或以上，就可以认为远地端信号是本地端信号的精确复制，光纤传递性能良好。



图 4.1 光纤时频传递的基本模型

所以要描述整个光纤时频传递过程的性能，要从三个方面进行考虑。一是本地端时频信号源本身的特性；二是光纤时频传递系统的传递特性；三是远地用户端接收到的时频信号特性。

时频信号源的特性和远地端用户信号的特性都是指的信号本身的“绝对”特性，而传递特性描述的是传递系统的性能，与所传输信号的性能好坏无关。

时频信号“绝对”特性的测量方式如图 4.2 所示，将待测信号与更高标准的信号进行比较得出其特性，或者与同类型的另外一个独立信号进行比较得出其特性，用 4.1.1 节所阐述的物理量表征。



图 4.2 绝对特性测量方案示意图

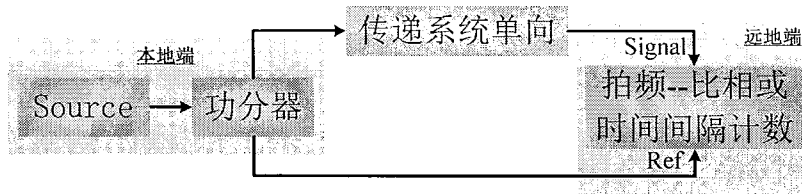


图 4.3 光纤时频系统传递精度测试原理图

光纤时频传递系统的传递特性常采用“自外差比对法”[85, 102, 112, 113]，其原理如图 4.3 所示。将本地端时频源产生的时频信号一分为二后，一路作为参考信号，不做传输等额外处理，另一路经过光纤链路传递到用户端后与参考信号拍频，获

得时频信号在传递前后的差异,显然可以认为该差异描述的就是传递系统的性能,定义为传递精度。可以看出传递精度实际上描写的是远地端信号相对于本地端源信号的“相对”特性。

但是实际使用过程中如果用户端和本地端相隔很远,参考信号无法直接理想地传递到用户端时,图 4.3 的方式将无法操作,此时可以采用将远地端信号还回到本地端与参考信号拍频,如图 4.4 所示,定义此时测得的传递性能为系统的往返传递精度。考虑到同根光纤传输往返信号时噪声差异可以忽略,所以此时得到的往返传递的噪声之和理想情况下是单向噪声的 2 倍左右,因此将往返传递精度除以 2 即可以得到光纤时频传递系统的传递精度。考虑到实际系统中信号在往返时将在本地和远地经过不同器件的调制解调,所以存在器件的不对称性,所以测量到的往返传递精度与系统传递精度可能不是严格的 2 倍关系,但是可以认为系统传递精度比往返传递精度要更高,如果往返传递精度达到了一定指标,那么实际的系统传递精度也会达到该指标。

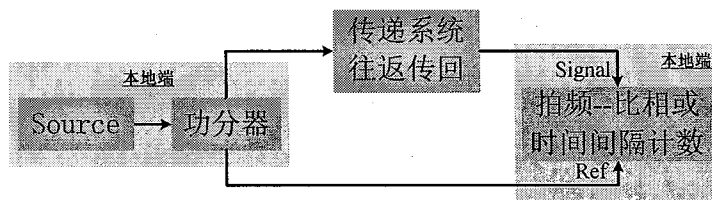


图 4.4 光纤时频系统往返传递精度测试原理图

在光纤时频传递中如果传递的是频率为 ν_0 的频率信号,拍频就是比相,将会直接测量得到频率信号经过传递系统前后的相位变化 $\varphi(t)$ 。然后由此出发根据 (4.3)~(4.13) 式可以得到对应的物理量,可以用它们描述时频传递精度。文献中用得最多的是频率信号传递的相位时间时域分布 $x(t)$, 相对频率稳定度的 Allan 偏差 $\sigma_y(\tau)$, 相位噪声 $L(f)$ [85, 102, 112, 113]。

如果所传信号是 1 pps 秒脉冲时间信号,“拍频”就是时间间隔计数,将会直接测量得到时间信号经过传递系统前后的绝对时延量。同理对该测量值进行时域的统计分析,也可以得到 pps 时延量的时延抖动,包括其峰峰值、均方根值、Allan 偏差值等。

4.1.3 光纤时频传递特性的测量系统

由以上分析可以看出,在测量过程中需要直接测量的物理量是相位抖动和时延间隔。它们将分别通过自研的比相仪或者 Symetricom 公司的比相仪 TSC5125 和 Stanford-Research-Systems(SRS)公司的时间间隔计数器 SR620 测量。测量及数据处理流程如图 4.5 所示。

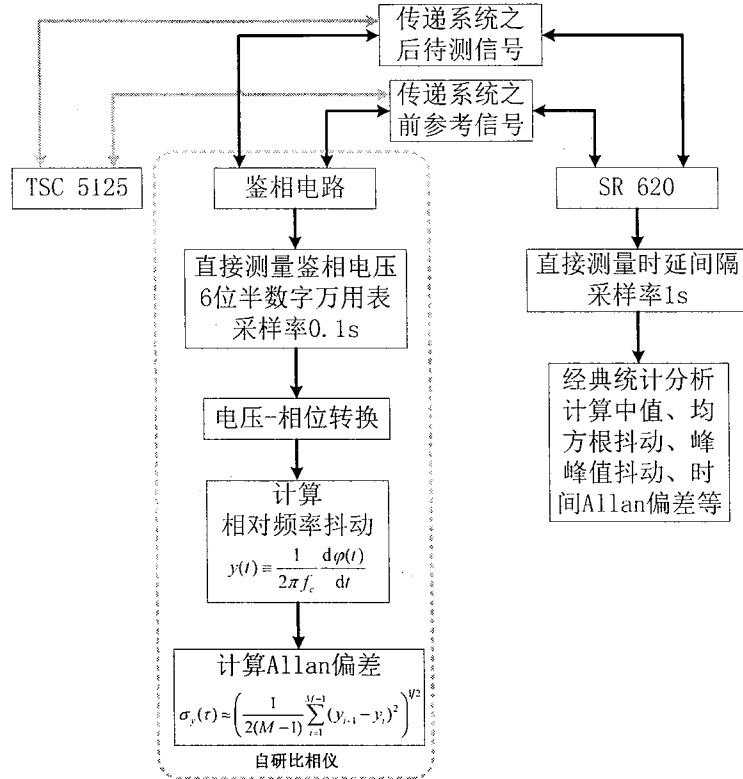


图 4.5 光纤时频传递系统传递特性数据处理流程

自研比相仪首先由基于 Hittite 公司的 hmc439 鉴相芯片的自制鉴相电路来鉴别相位差(由鉴相电压表征)，然后通过 6 位半高精度数字万用表 Agilent34401 将鉴相电压采集到工控机，再在工控机内通过自研软件实现电压-相位转换和 Allan 偏差计算。根据以上对估计精度的分析和数字万用表的条件，实际使用过程中的采样参数为：数据的采集精度是 10 uV(对应相位变化 6 urad，对应相位时间变化 10 fs)，采样率将定为 0.1 s 或者 0.5 s；总的采样时间将大于 2 天。

由于鉴相电路是用输出电压来代表输入信号的相位差，所以首先必须确定鉴相电路的电压-相位差转换因子 $C_{V\phi}$ 以及其它一些鉴相特征。使用两通道信号发生器产生同频的两路信号输入鉴相电路的两输入端口 RF1 和 RF2，然后改变其相位差，再测试不同相位差下鉴相电路输出的电压值，图 4.6 显示了测试结果。可以看出鉴相电路的线性鉴相范围为 $\pm 2\pi$ ，对应输出电压范围 3.19~6.88 V，斜率 5.22mV° ，即 $C_{V\phi}=5.22\text{mV}^\circ$ (299.1mV/rad)。 $\pm 2\pi$ 范围外对应的鉴相电压都应看做是 $\pm 2\pi$ 范围的周期延拓。RF1 与 RF2 同步时输出 5.076V；有一端不输入时输出 6.88V。注意鉴相电路的输出并不是单值的，这在使用过程中必须特别谨慎。这种非单值性主要是由于鉴相芯片对相位差的周跳无法记录导致的。比如图 4.6(a)中的蓝色箭头显示当相对相位差从 0° 减小到 -720° 的过程中，输出鉴相电压

一直在 3.19~5.076 V 之内, 表示该过程一直被判断成 RF1 相位落后于 RF2, 但是在相位差越过 -720° (相位折叠后等价于 360° 的整数倍) 返回时, 输出鉴相电压变到了 5.076~6.88 V 的范围, 虽然相位差的绝对数值没变, 但是相互关系在鉴相电路内变成了 RF1 超前于 RF2。如果当 RF1 与 RF2 的相对相位差不越过 360° 的界限时, 相对相位差在增大和减小的往返过程中得到的鉴相电压是一致的, 如图 4.6(b) 所示, 相对相位差从 360° 减小到 0° 时, 然后在不越过 0° 并直接返回的情况下, 输出鉴相电压一直在 3.19~5.076 V 范围, 鉴相电路一直会认为是 RF1 超前 RF2。正是由于鉴相电路这种非单值对应特性的存在, 所在使用鉴相电路测试相位差时还需要根据实际数据的跳变情况 unmrp 解周跳进行数据校准。

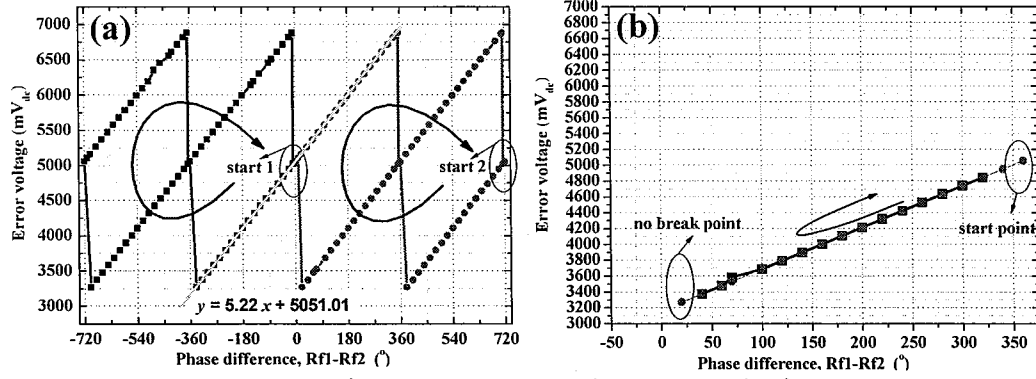


图 4.6 基于 HMC439 的鉴相电路的鉴相特性

为了测试鉴相电路的鉴相精度, 通过微小地改变两输入信号的相位差, 来观察输出电压的线性度从而简单的判断鉴相电路的鉴相精度, 测试结果如图 4.7 所示, 在以 0.2° 为间隔改变相位差的过程中, 输出电压维持了很好的线性度, 但是当以 0.02° 为间隔改变相位差的时候, 线性度有所减小。所以可以初步判断鉴相电路的鉴相精度在 $0.02^\circ \sim 0.2^\circ$ 之间。另外由于芯片和电子器件的差异性, 不同的鉴相电路板鉴相斜率即电压-相位差转换因子 $C_{V\phi}$ 是不一样的, 所以每一块电路都需要各自校准。

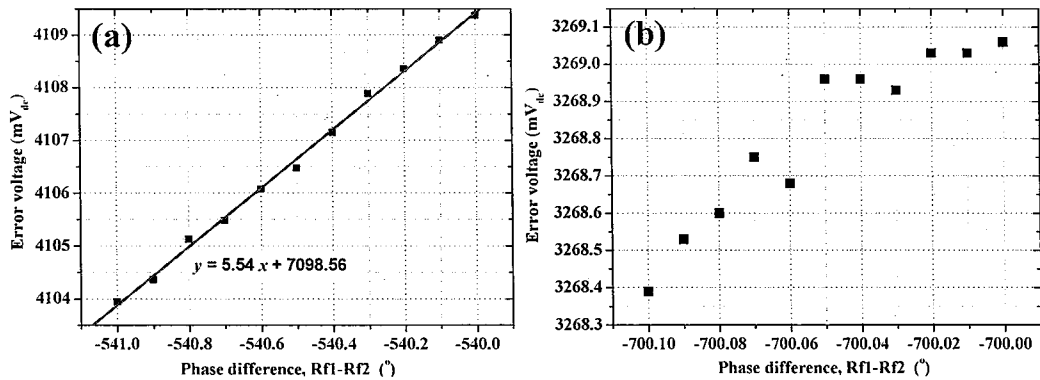


图 4.7 基于 HMC439 的鉴相电路的鉴相精度测试

为了进一步确认自研比相仪的准确性,将通过使用 Symetricom 公司的比相仪 TSC5125 对同一物理量进行同时测试后的结果进行对比验证,验证结果如图 4.8 所示。左右两图分别是同时对氢钟源和光纤传递样机在 60km 实地链路上传递效果的测试结果,图中的蓝线表示 5125 的结果,红线表示自研比相仪测试结果,绿线是两者之差的绝对值。可以看出,两者的差异较小,大部分情况下误差小于 10%,最大误差不超过 50%。

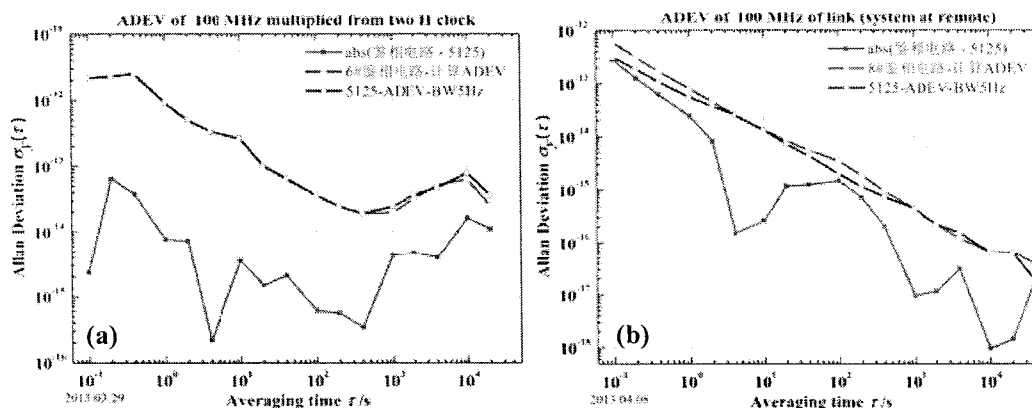


图 4.8 自研比相仪和 TSC5125 对比结果

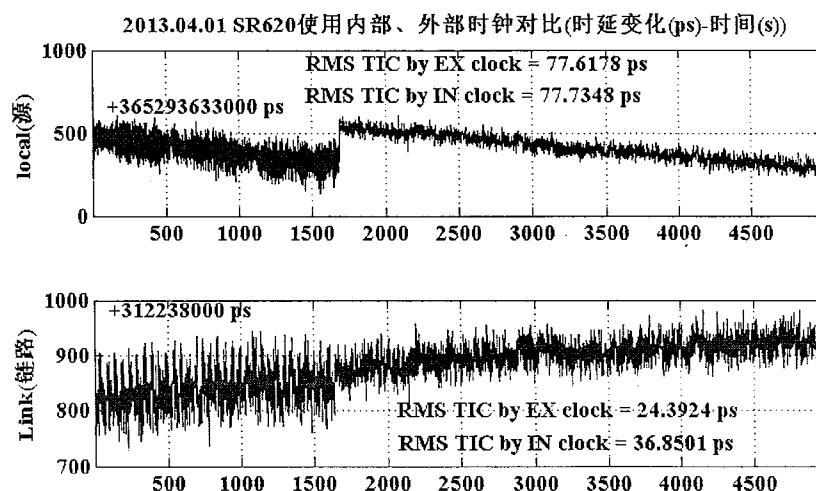


图 4.9 SR620 使用内部时基和外部氢钟时基分别测试的氢钟源和光纤时频传递系统的时延变化量

同样 SR620 测量到的时延间隔也将采集到工控机中,然后进行统计分析,包括中值、均方根抖动、峰峰值抖动等的计算。由于 pps 时间信号的频率是 1 Hz,所以对于 SR620 输出时延间隔的量化精度是 1 ps,测量精度是 25ps-rms,采样率

将设置为 1 s, 总的采样时间与比相仪保持一致。虽然 SR620 时间间隔计数器是业界公认的高精度时间间隔测量仪表^[155], 但是实际使用过程中发现它的测试精度与所使用的时基具有很大关系, 图 4.9 是采用图 4.10 的方案在实际情况下分别利用 SR620 的内部时基和外部氢钟时基测试的氢钟源和光纤时频传递系统的时延变化量, 可以看出使用外部氢钟时基后时延抖动量比使用内部时基在同样时间尺度内小一半以上。所以当没有外部氢钟时基可以使用的时候, 对 SR620 测量结果在一定时间尺度内进行平均是必要的, 这样可以消除白噪声的影响。

4.1.4 测试方法的实验验证

将通过如下实验来验证 4.1.2 和 4.1.3 节所述测试方法的正确性和可靠性。

首先使用 3 套自研比相仪和 3 台 SR620 同时测试源、传递系统、用户的特性, 通过对比三者的差异证明通过自外差比对方法测试的传递系统特性可以作为衡量最终用户特性的间接指标。

测试的仪器连接方案如图 4.10 所示, 其中源的特性采用源(传递之前的信号)与另一台独立氢钟进行比对; 系统传递特性采用传递前后的信号自外差比对; 用户特性采用用户端信号和另一台独立氢钟进行比对。实验所用的两台氢钟来自于北京某机构的氢钟房 A, 本地端和用户端都设在 A 点, 传递链路共 60 km, 由一根从 A 到另一通信机房 C 的 30 km 光纤和另一根由 C 传回 A 的 30 km 光纤组成, 其中 A 和 C 之间的直线距离约 26 km(详细的链路组成情况将在第 5 章叙述)。

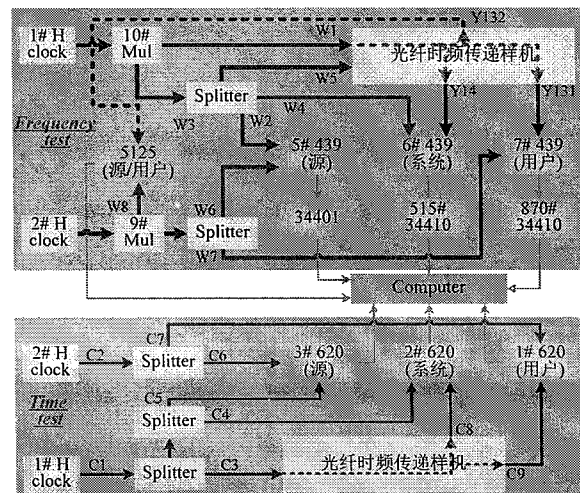


图 4.10 “源-系统-用户”特性同时测试方案

分别同时测试了传递系统处于自由状态和噪声抑制状态下“源-系统-用户”各自的特性, 测试结果如图 4.11~图 4.13 所示。可以看出, 在实时特性上, 无论

是时延变化还是相位变化基本上满足“源变化量+系统(链路)变化量=用户变化量”。在统计特性即相对频率稳定度的 Allan 偏差方面,源和用户两者的 Allan 偏差基本重合,而传递系统(链路)的 Allan 偏差比两者都小,特别是噪声抑制状态下都小一个量级以上。三者之间基本满足“ $\text{abs}(\text{源 Allan 偏差}-\text{用户 Allan 偏差}) < \text{系统(链路) Allan 偏差}$ ”关系。但是图中也显示出噪声抑制状态下平均时间较长时 $\text{abs}(\text{源 Allan 偏差}-\text{用户 Allan 偏差})$ 比系统(链路) Allan 偏差较大,大余部分相对于测量值误差小于 10%,这可能包含以下两方面原因,一是是由于采样时间有限,Allan 偏差计算存在估计误差,二是 3 套自研比相仪存在不同的测量误差。

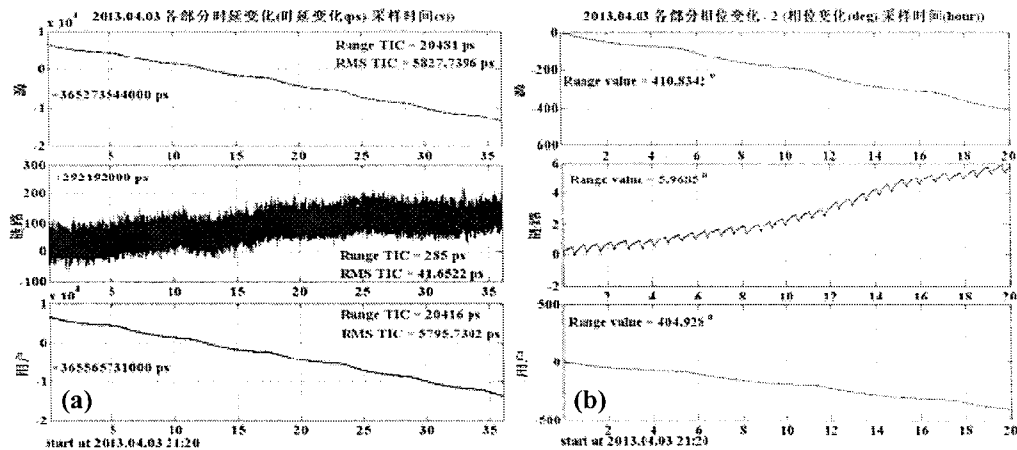


图 4.11 自由状态下“源-系统-用户”时域实时特性

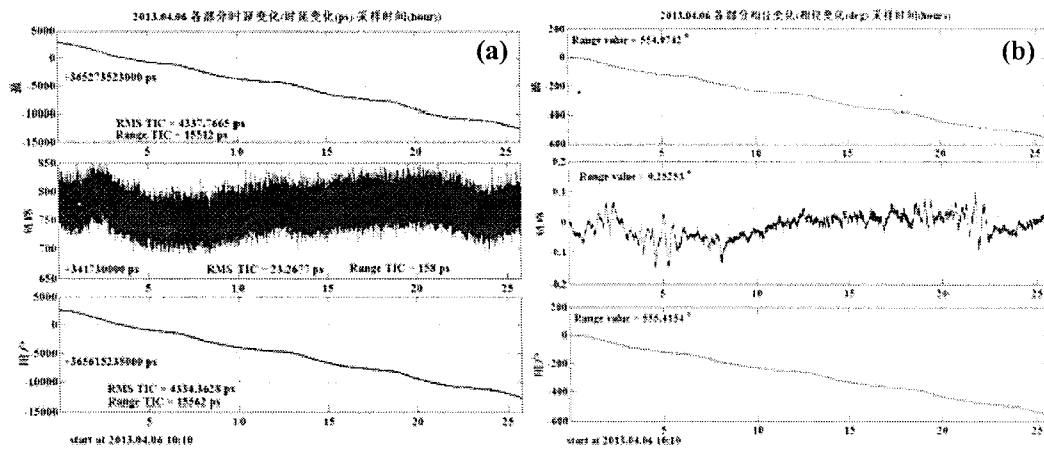


图 4.12 噪声抑制状态下“源-系统-用户”时域实时特性

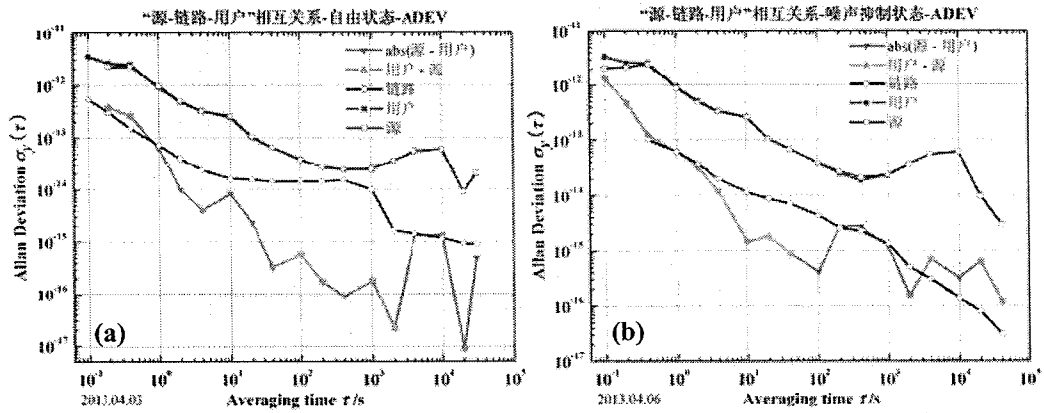


图 4.13 “源-系统-用户”中相对频率稳定度的 Allan 偏差

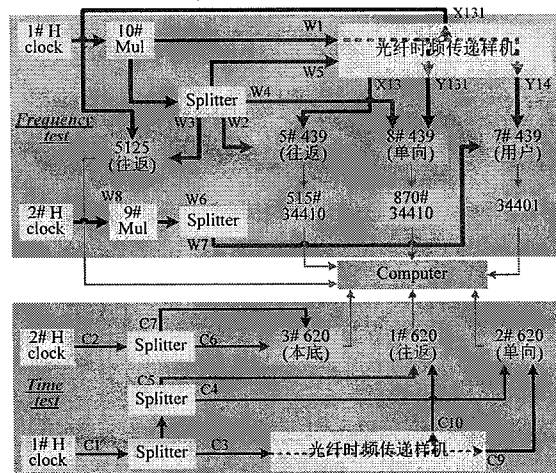


图 4.14 系统“传递特性-往返传递特性”同时测试方案

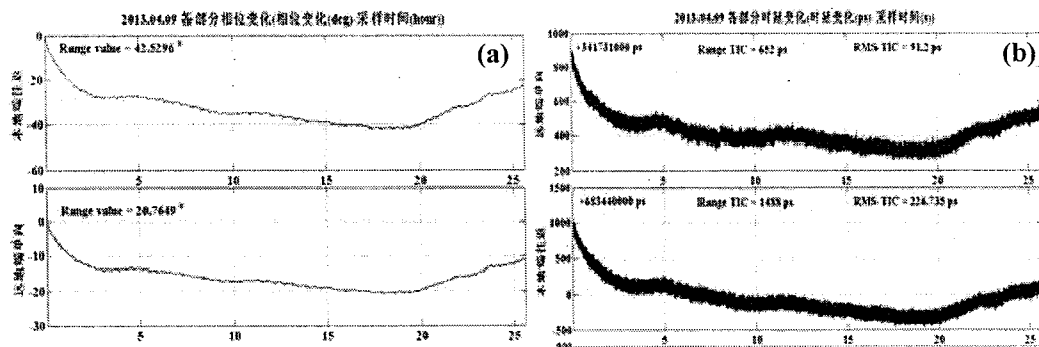


图 4.15 自由状态下“传递特性-往返传递特性”时域实时数据

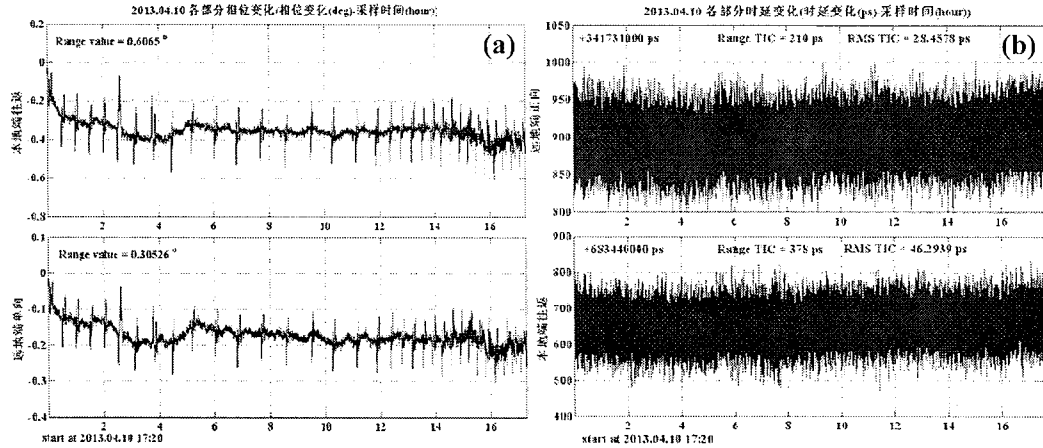


图 4.16 噪声抑制状态下“传递特性-往返传递特性”时域实时数据

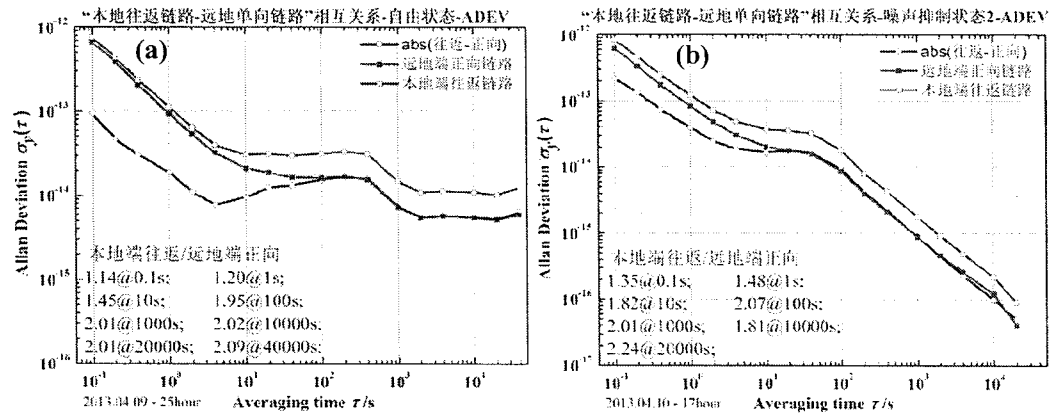


图 4.17 “传递特性-往返传递特性”验证实验中相对频率稳定度的 Allan 偏差

其次使用 2 套自研比相仪和 2 台 SR620 同时测试了系统传递特性(标注“单向”)和系统往返传递特性(标注“往返”),通过两者的对比证明可以通过在本地端测试信号的往返传递特性来衡量系统传递特性。测试的仪器连接方案如图 4.14 所示,所用氢钟和光纤链路与图 4.10 一致。其中系统传递特性由传递之前的信号和经过 60 km 后的用户端信号进行自外差比对;系统往返传递特性由传递之前的信号和往返经过 60 km 后返回本地端的信号自外差比对。

分别同时测试了传递系统处于自由状态和噪声抑制状态下“传递特性-往返传递特性”,测试结果如图 4.15~图 4.17 所示。可以看出,在实时特性上,无论是时延变化还是相位变化基本上满足“系统往返传递特性(往返链路)”是“系统传递特性(单向链路)”的 2 倍。在统计特性即相对频率稳定度的 Allan 偏差方面,满足“系统往返传递特性(往返链路)”中的 Allan 偏差大于“系统传递特性(单向

链路)”中的 Allan 偏差,而且在时间尺度较大的情况下两者之间接近于 2 倍关系;但是在时间尺度较小的情况下,两者之间数量关系小于 2。具体的数量关系的不一致可能是由于测试带宽引入的。

通过以上两组实验,可以看出 4.1.2 和 4.1.3 节所列的测试方法是正确和可靠的。总结起来包括以下两点:

- (1) 可以通过“自外差比对”的方式测试传递系统本身的特性,然后推断用户端获得的时频信号的绝对特性与时频源的差异小于测试的传递系统特性,所以当传递系统和源各自达到一定指标后,那么用户端信号的指标必定优于两者之和。
- (2) 在无法直接测试远地端用户信号特性时,可以通过在本地端测试往返信号的传递特性来推断传递系统本身的特性。即系统本身传递特性小于往返传递特性,而且在实时特性上后者与前者基本上满足两倍关系,而在统计特性上平均时间较长时也满足 2 倍关系,平均时间较短时倍数介于 1 与 2 之间。所以在实际测试样机性能指标时只要往返传递特性能达到一定指标,那么系统本身传递特性将一定能达到该指标。

4.2 时间频率信号的 EO/OE 特性

由于频率信号是一个高频窄带信号,时间信号是一个低频宽带信号,同时电光/光电转换会引入很多附加噪声,所以在光纤时频传递系统研究中首先研究时间频率信号的特征和 EO/OE 特性是必要的。

4.2.1 时间频率信号的特征

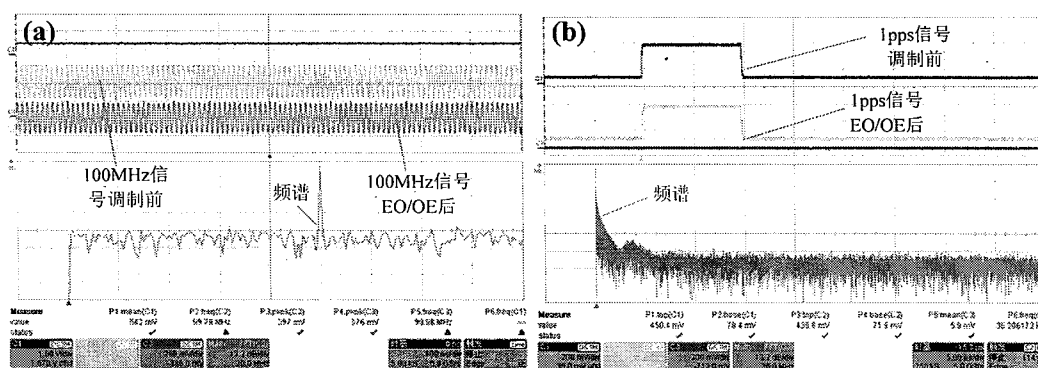


图 4.18 (a)100MHz 正弦频率信号(b)1pps 时间信号的时频域特征

标准频率信号通常为原子钟输出的 1 MHz、5 MHz、10 MHz 或 100 MHz 的正弦波,图 4.18(a)给出了氢钟输出 100 MHz 信号以及其经过电光转换/光电转换

(EO/OE)后的时域分布和其频谱,可以看出频率信号是一个高频窄带信号。1 pps 秒脉冲时间信号是指周期为 1 s 的脉冲信号,其脉宽和上升沿视不同的原子钟而定,图 4.18(b)给出了氢钟输出 1 pps 信号以及其经过电光转换/光电转换(EO/OE)后的时域分布和其频谱,可以看出秒脉冲时间信号是一个低频宽带信号,其频谱按照 delta 函数和 sinc 函数叠加的形式分布在以直流(DC)为中心的 20 MHz 左右带宽内。

正是由于频率信号是一个高频窄带信号,而时间信号是一个低频宽带信号,所以在对两者同时进行光电转换的时候将具有不同的特征。将 100 MHz 信号直接内调制到分布式反馈(DFB)半导体激光器光强上,然后通过电光强度调制器(EOM)将 1 pps 信号外调制到激光上,即可实现频率信号和时间信号同时电光转换,即强度调制到激光载波上,然后通过光电探测器实现光电转换,探测到的信号波形如图 4.19 中曲线 A 所示,该信号经过 50 MHz 低通滤波和 94~108 MHz 带通滤波后的信号分别如图 4.19 中曲线 B 和 C 所示。可以发现 1 pps 和 100 MHz 的调制会相互影响,低通可以在滤出 1 pps 的同时较好地隔离 100 MHz 信号,但是 100 MHz 带通虽然可以较好地选出 100 MHz 信号,但是却很难完全隔离 1 pps 的影响。也就是说在解调频率信号和时间信号时两者之间存在一个矛盾:获得的 1 pps 幅度较大隔离 100 MHz 较彻底时,100 MHz 信号就会受到较大的 1 pps 调制,即在分别对应的 1 pps 低电平和高电平区域内 100 MHz 信号的幅度不相等,如图 4.19(a)所示;相反地,如果获得的 100 MHz 信号中较彻底地滤掉了 1 pps,那么获得的 1 pps 幅度就会较小而且较难完全滤出 100 MHz 的影响,如图 4.19(b)所示。为了避免这种矛盾,各自需要寻求最优化的 EO/OE 条件,下面将对频率信号和时间信号各自的 EO/OE 特性进行测试。

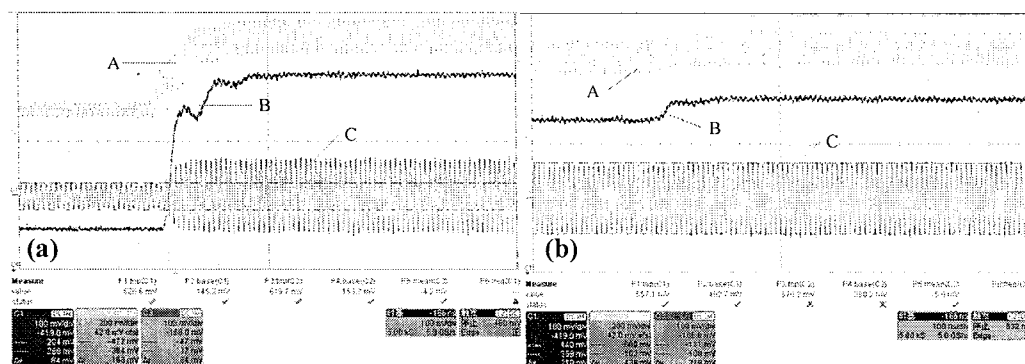


图 4.19 pps 信号强度调制到 100MHz 之后的 EO/OE 特征

4.2.2 正弦频率信号的 EO/OE 特性

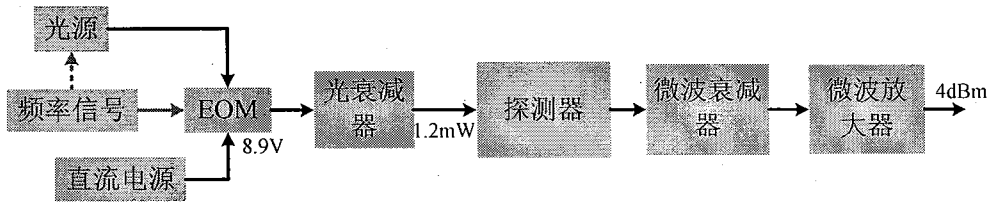


图 4.20 正弦频率信号的 EO/OE 特性测试原理图

采用如图 4.20 所示的测试方案测试正弦频率信号的 EO/OE 特性，为了参数统一，在使用外调制时统一设置 EOM 的偏置电压为 8.9 V；通过光衰减器调节使到达探测器的功率始终为 1.2 mW；然后通过微波衰减器和放大器调节使到达 TSC5125 的 100 MHz 功率为 4 dBm。

表 4.1 调制格式对正弦频率信号 EO/OE 的影响

测试条件	20min 尺度 下秒稳	80min 尺度 下秒稳	12hour 尺度 下秒稳
Ag 5181 功分本底	2.4×10^{-15}	2.4×10^{-15}	
微波衰减器+放大器	7.8×10^{-15}	8.3×10^{-15}	
2#发射机内调制	3.8×10^{-14}	3.0×10^{-14}	5.7×10^{-13}
2#发射机外调制	1.8×10^{-14}	1.9×10^{-14}	2.0×10^{-14}
1#DFB 外调制	2.3×10^{-14}	2.2×10^{-14}	2.0×10^{-14}
3#DFB 外调制	2.2×10^{-14}	2.2×10^{-14}	2.1×10^{-14}

首先测试了调制格式的影响，结果如表 4.1 所示。在 80 min 测试尺度下，内调制和外调制的秒稳及以下没有差别，但是在更长尺度下测试时，内调制的性能开始恶化，结果比外调制差，可能差 1 个量级以上。测试结果也显示使用不同的半导体激光器做光源时的外调制结果几乎没有差异，主要得益于半导体激光器的型号和控制电路是相同的。

由于探测器的散粒噪声和热噪声的限制，输入探测器光功率不能太大也不能太小，图 4.21 显示了两款探测器对同一入射 100 MHz 信号解调后的相对频率稳定度的 Allan 偏差，可以看出 1612#探测器在入射功率 1.2 mW 时噪声最小，然后进入探测器的功率越小， $\sigma_y(\tau)$ 越大，性能越差。在同等功率(10uW 级)水平下，1510#探测器的性能略优于 1612#探测器，功率大于 20 uW 时 1510 饱和。

图 4.22 显示了调制深度和信号频率对 $\sigma_y(\tau)$ 的影响关系。可以看出调制深度越小， $\sigma_y(\tau)$ 越大，性能越差。调制频率越高，EO/OE 的相对频率不稳定性越低，即 $\sigma_y(\tau)$ 越小，在各取样时间和重复测试下结论一致；相反地，如果调制频率越低，

那么 EO/OE 的相对频率不稳定性就会越高。

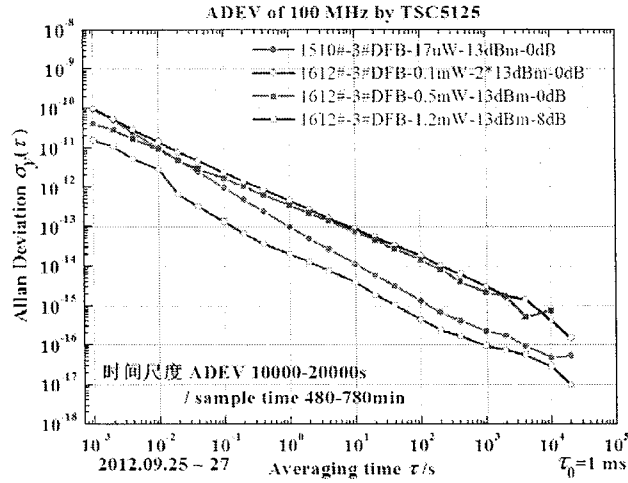


图 4.21 不同探测器入射功率下的 $\sigma_y(\tau)$

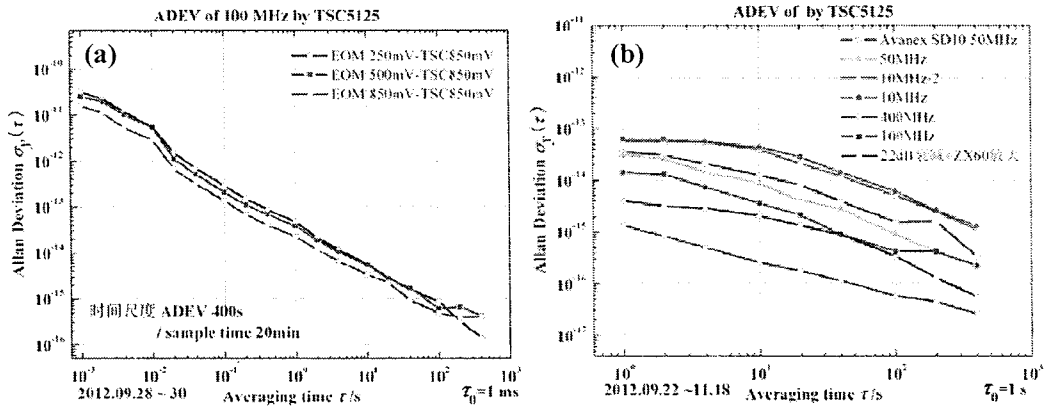


图 4.22 (a)不同调制深度和(b)不同信号频率下的 $\sigma_y(\tau)$

4.2.3 秒脉冲时间信号的 EO/OE 特性

实验过程发现秒脉冲信号在 EO/OE 过程中, 调制器的偏置点和调制幅度会对时延抖动产生较大影响。下面利用 Tek AFG3102 示波器产生 1pps 信号, 使用 MXAN EOM(PER=25dB)测试了不同偏置点和调制幅度下 pps 信号的时延抖动, 结果如表 4.2 所示。结果显示调制幅度越大, 抖动将会越小。同时偏置点应该尽量使 pps 信号的低电平接近于 0 而高电平最大化, 这样能够使抖动尽量减小。同时 EOM 直流偏置点的供电电压稳定性也是很重要的, 比如下列结果显示稳压电压的结果在同等条件下比 MBC 板的结果更好, 后续实验也证实稳压电压稳定性

也不够好，所以表 4.2 所测结果都比较差，后续实验中换用更好直流电源后精度会进一步提升。

表 4.2 不同偏置点和调制幅度下 pps 信号的时延抖动

测试条件	均方根抖动	最大抖动
稳压电源-4dB bias+ 400mV 调制	360.2 ps	2960 ps
稳压电源-4dB bias+ 780mV 调制	127.53 ps	1340 ps
稳压电源-4dB bias+ 1400mV 调制	121.6 ps	727 ps
稳压电源-8dB bias+ 400mV 调制	250.1 ps	1956 ps
稳压电源-8dB bias+ 780mV 调制	530.9 ps	1912 ps
稳压电源-8dB bias+ 1400mV 调制	78.3 ps	523 ps
MBC 板-8dB bias+ 400mV 调制	466.3 ps	2099 ps
MBC 板-8dB bias + 1400mV 调制	91.4 ps	483 ps

如果时间信号不是标准的 1 pps，而是其它的重复频率，可以发现重复频率越高脉冲信号 EO/OE 后的时延抖动会越小，实验测试结果如表 4.3 所示。

表 4.3 不同脉冲信号频率下信号的时延抖动

测试条件	均方根抖动	最大抖动
1Hz+200us 脉宽+ -3dB bias+ 500mV 调制	1564.4 ps	8038 ps
1Hz+200us 脉宽+ -3dB bias+ 800mV 调制	167.0 ps	1484 ps
1MHz+20us 脉宽+ -8dB bias+ 400mV 调制	493.8 ps	7968 ps
1MHz+20us 脉宽+ -8dB bias+ 1400mV 调制	51.4 ps	695 ps
10MHz+20ns 脉宽+ -8dB bias+ 400mV 调制	100.9 ps	979 ps

4.3 光纤时频传递噪声来源的理论分析

时频信号的传输与普通通信信号的传输最大的差别在于“噪声”，对普通信号传输根本不是问题的温度振动等链路环境噪声对于时频传递却至关重要，对于通信信号传输也关注的噪声来源(如色散、有源器件的频率和强度噪声)对于时频传递的影响更加严重。因此，进行光纤时频传递技术的研究，首先要着眼于光纤链路的噪声来源及其对传递性能的影响。本节将展开这方面的理论分析与模拟。

频率为 η_0 的激光经过频率为 ν_0 的微波调制并经过一段光纤链路传输后，微波的延迟相位表示为^[102]

$$\varphi = 2\pi\nu_0 t_d + 2\pi\eta_0 \Delta t_d = 2\pi\nu_0 t_d + 2\pi\eta_0 \left(-DL \frac{\lambda_0 \nu_0}{\eta_0} \right) = 2\pi\nu_0 L \left(\frac{n}{c} - \frac{Dc}{\eta_0 n} \right), \quad (4.14)$$

式中 L 为光纤链路的长度, D 为光纤色散, n 为光纤折射率, λ_0 是载波激光波长, $\lambda_0=c/(n\eta_0)$ 。一般 SMF-28 通信光纤 $D \sim 17 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$, 所以上式的第二项一般比第一项小 4 个数量级, 所以在以下的初步计算中都只考虑第一项。

对(4.14)式求微分后得到光纤时频传递延迟相位变化基本方程

$$d\varphi = d(2\pi n\nu_0 L/c) = 2\pi/c(n\nu_0 dL + \nu_0 L dn + nL d\nu_0). \quad (4.15)$$

所以光纤长度波动、光纤折射率波动、微波频率波动都会在信号传递过程中造成相位抖动。

4.3.1 光纤温度波动引起的不稳定性

光纤所遭受的温度变化可以引起其长度和折射率都发生变化, 如果光纤温度变化了 ΔT , 那么其长度变化量 $\Delta L = L\beta\Delta T$, 折射率变化量 $\Delta n = L\xi\Delta T$, 其中 $\beta = (dL/dT)/L$ 表示光纤的热膨胀系数, $\xi = (dn/dT)/n$ 表示光纤的热光系数。于是温度变化引起的相位变化为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{2\pi}{c}(n\nu_0\Delta L + \nu_0 L\Delta n) = \frac{2\pi}{c}(n\nu_0 L\beta\Delta T + \nu_0 L n\xi\Delta T) \\ &= \frac{2\pi n\nu_0 L}{c}(\beta + \xi)\Delta T = \frac{2\pi n\nu_0 L}{c}\alpha\Delta T, \end{aligned} \quad (4.16)$$

其中 $\alpha = \beta + \xi$ 为光纤总的热系数, 对石英基质光纤一般有 $\beta = 5.5 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$, $\xi = 6.8 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$, 于是 $\alpha \approx 7 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ 。

于是可以得到温度变化导致的微波时延抖动为

$$x(t) = \Delta t = \frac{\Delta\varphi}{2\pi\nu_0} = \frac{nL\alpha}{c}\Delta T, \quad (4.17)$$

平均时间 τ 内的相对频率抖动为

$$y(t) = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\varphi}{2\pi\tau\nu_0} = \frac{nL\alpha}{\tau c}\Delta T. \quad (4.18)$$

首先假设环境温度随时间的变化可以用正弦曲线来近似^[156]: $\Delta T(t) = A\sin(2\pi t/T_1)$, $2A$ 是变化幅度, T_1 是变化周期。于是得到

$$x(t) = \frac{nL\alpha A}{c}\sin\left(\frac{2\pi t}{T_1}\right), \quad (4.19)$$

$$y(t) = \frac{nL\alpha A}{\tau c}\sin\left(\frac{2\pi t}{T_1}\right). \quad (4.20)$$

于是相对频率稳定度的 Allan 方差可以表示为

$$\begin{aligned}
\sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2(N-2)\tau^2} \sum_{i=1}^{N-2} (x(i+2\tau) - 2x(i+\tau) + x(i))^2 \\
&= \frac{1}{2MT_1\tau^2} \int_0^{MT_1} (x(t+2\tau) - 2x(t+\tau) + x(t))^2 dt \\
&= \left(\frac{nL\alpha A}{c} \right)^2 \frac{1}{2\tau^2} \left(3 + \cos\left(\frac{4\pi\tau}{T_1}\right) - 4\cos\left(\frac{2\pi\tau}{T_1}\right) \right) \\
&= \left(\frac{nL\alpha A}{c} \right)^2 \frac{4}{\tau^2} \left(\sin\left(\frac{\pi\tau}{T_1}\right) \right)^4
\end{aligned} \tag{4.21}$$

假设温度变化周期为 $T_1=1$ day, 变化幅度 $2A=50$ °C, 如图 4.23(a)所示。该温度变化通过(4.19)式引起的延迟时间变化如图 4.23(b)所示。

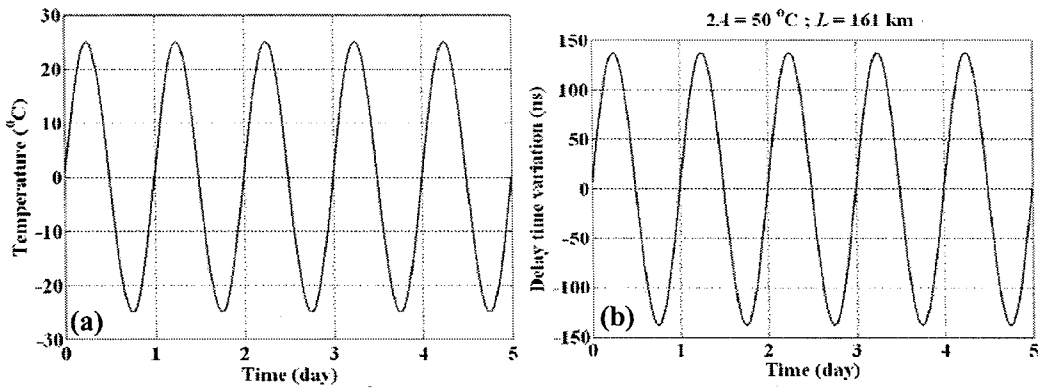


图 4.23 (a)正弦型温度变化及其(b)在 161 km 光纤中所引起的延迟时间变化

由(4.21)式可以看出, 光纤因所遭受温度变化引起的相对频率稳定度的 Allan 偏差 $\sigma_y(\tau)$ 与光纤的长度、温度变化的周期、幅度都有关系, 但是与所传输微波频率无关。

图 4.24(a)和(b)显示了不同长度光纤以及不同温度变化周期下的 $\sigma_y(\tau)$, 从中可以看出随着 Allan 方差平均时间的增加, 正弦型温度变化对相对频率抖动稳定度的影响呈现周期性变化过程。秒稳定度基本不受正弦型温度变化的影响, 无论其幅度大小和传输距离的远近, Allan 偏差都小于 -16 次方量级。在平均时间约为温度变化周期的 1/3 时正弦型温度变化将对稳定度产生最大影响(为了强调本文将其称为相对频率稳定度的 1/3 周期稳定度 $\sigma_y(\text{period}/3)$), 此时在较大的温度变化幅度(比如 50 度)或较长的传输距离(161 km)时 Allan 偏差可以达到 -11 次方量级。

图 4.24 (c)显示出在固定温度变化幅度和温度变化周期时, 相对频率稳定度的 Allan 偏差 $\sigma_y(\tau)$ 与传输距离在线性坐标内呈线性关系。图 4.24 (d)显示出在固

定传输距离和温度变化周期时, $\sigma_y(\tau)$ 与温度变化幅度在线性坐标内呈线性关系。图 4.24 (e) 显示出在固定传输距离和温度变化幅度时, 随着温度变化周期的加快, $\sigma_y(\tau)$ 也会增加, 同时出现最大值的平均时间 τ 也会减小, 如图 4.24 (f) 所示。

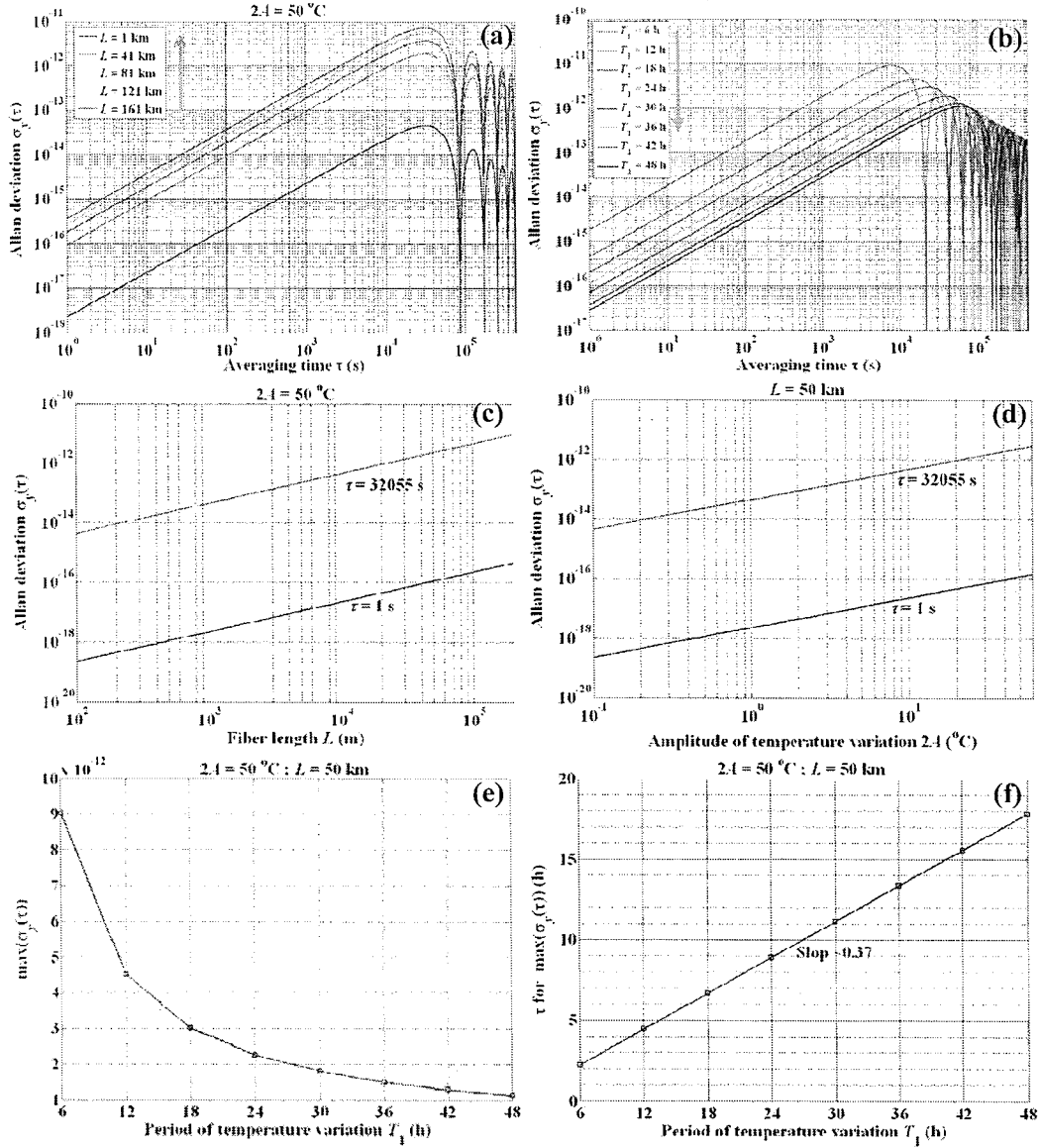


图 4.24 正弦型温度变化(a)在不同长度光纤中以及(b)不同温度变化周期下所引起相对频率稳定度的 Allan 偏差; 秒稳定度和万秒稳定度随(c)光纤长度和(d)温度变化幅度的变化关系; Allan 偏差的(a)最大值及其(b)对应平均时间随温度变化周期的变化关系。

另外如果温度变化不是正弦型的而是直线型的, 即 $\Delta T(t)=At$, 那么温度变化导致的微波时延抖动和相对频率抖动为

$$x(t)=\frac{nL\alpha At}{c}, y(t)=\frac{nL\alpha At}{\tau c}. \quad (4.22)$$

同时相对频率稳定度的 Allan 方差为

$$\sigma_y^2(\tau)=0. \quad (4.23)$$

也就是说直线型温度变化对相对频率抖动稳定度没有影响, 但是会造成微波时延和相对频率的线性漂移。

4.3.2 微波信号频率噪声引起的不稳定性

假设微波信号频率波动为 dv_0 , 对应的频率波动功率谱密度为 $S_F(f)$, 那么它在光纤传递过程中所引起的相位波动为

$$d\varphi=\frac{2\pi nL}{c}dv_0. \quad (4.24)$$

对应的相对频率波动功率谱密度为

$$S_y(f)=\left(\frac{2\pi nL}{c}\right)^2\frac{f^2}{v_0^2}S_F(f). \quad (4.25)$$

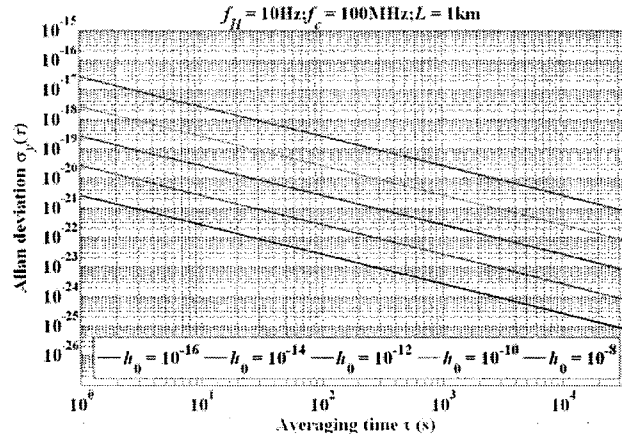


图 4.25 不同的微波频率噪声在光纤传递过程中所引起的 $\sigma_y(\tau)$

如果假设该微波信号频率噪声是一种白频率噪声, 即 $S_F(f)=h_0=\text{constant}$, 那么它在光纤传递过程中所引起的相对频率稳定度的 Allan 方差为

$$\sigma_y^2(f)=\left(\frac{2\pi nL}{c}\right)^2\frac{h_0}{v_0^2}\frac{3f_H}{4\pi^2\tau^2}=\frac{3(nL)^2f_Hh_0}{c^2\tau^2v_0^2}. \quad (4.26)$$

其中 f_H 为测试带宽, 图 4.25 显示了不同强度 h_0 下的 Allan 偏差, 从图中可以看出, 即使 h_0 很大, 该类噪声带来的不稳定性也会很小, 小于 10^{-17} 量级, 基本可

以忽略。

由于用作时频标准的微波载波都相对比较稳定，它的频率抖动带来的色散效应很微弱，微波信号的频率噪声通过光纤色散带来的不稳定性可以忽略。

4.3.3 激光载波的频率噪声引起的不稳定性

由于光纤存在色散，所以如果传输信号频率发生变化，那么光纤的折射率也会发生变化。所以在频率传递系统中，激光载波的频率抖动也会通过色散效应引起传输信号延迟相位的抖动，从而引起相对频率抖动，变化关系可以表示为

$$d\varphi = \frac{2\pi\nu_0 L}{c} dn = \frac{2\pi\nu_0 L}{c} d\lambda \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2\pi\nu_0 L}{c} \frac{\lambda^2}{c} d\nu \frac{dn}{d\lambda}, \quad (4.27)$$

式中 ν_0 、 ν 、 λ 分别为微波频率、光载波频率、光载波波长。对上式求功率谱密度，可以得到

$$S_\varphi(f) = \left(\frac{2\pi\nu_0 L \lambda^2}{c^2} \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 S_\nu(f), \quad (4.28)$$

其中 $S_\nu(f)$ 是激光光源的频率噪声 PSD，对于半导体激光器可以写为^[29, 149, 157]

$$S_\nu(f) = \frac{K}{f} + \frac{\delta f}{\pi} \quad (4.29)$$

其中 δf 是激光器线宽， K 是频率无关的，表征 $1/f$ 噪声的强弱。对现在商用 DFB 半导体激光器，可取参数 $\delta f = 1 \text{ MHz}$ ， $K = 1.44 \times 10^{12} \text{ Hz}^2$ 。

再利用相位 PSD 和相对频率抖动 PSD 的关系可以得到

$$S_y(f) = \left(\frac{2\pi L \lambda^2}{c^2} \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left(Kf + \frac{\delta f}{\pi} f^2 \right). \quad (4.30)$$

当平均时间与测试带宽关系满足 $\tau \gg 1/(2\pi f_H)$ 时，可以得到相对频率抖动的 Allan 方差为

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(\tau) &= 2 \int_0^\infty S_y(f) \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df \\ &= \left(\frac{2\pi L \lambda^2}{c^2} \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left(\frac{K(1.038 + 3 \ln(2\pi f_H \tau))}{4\pi^2 \tau^2} + \frac{\delta f}{\pi} \frac{3f_H}{4\pi^2 \tau^2} \right) \end{aligned} \quad (4.31)$$

由(4.31)式可以看出，微波频率在光纤中传递时，激光载波频率波动引起的相对频率稳定度的 Allan 偏差 $\sigma_y(\tau)$ 与折射率对激光波长的一阶导数有关(注：光纤色散是由折射率对激光波长的二阶导数定义，但是一阶导数也会在一定程度上反映色散大小)以及光纤长度成正比，同时还与激光本身频率噪声包括线宽和 $1/f$ 噪声大小有关。另外 $\sigma_y(\tau)$ 也与传输信号频率无关。

(4.31)式也显示， $\sigma_y(\tau)$ 与 τ 成反比，还与测试带宽 f_H 有关。但是通过模拟计算可以发现测试带宽实际上对 Allan 偏差的影响较小，10 Hz 和 10 kHz 的 Allan

偏差在最大的 1 s 处差 2 倍左右, 如图 4.26(a)所示。图 4.26(b)显示了 $\sigma_y(\tau)$ 与的 $dn/d\lambda$ 关系, 可以看出随着 $dn/d\lambda$ 增大, $\sigma_y(\tau)$ 也会增大。

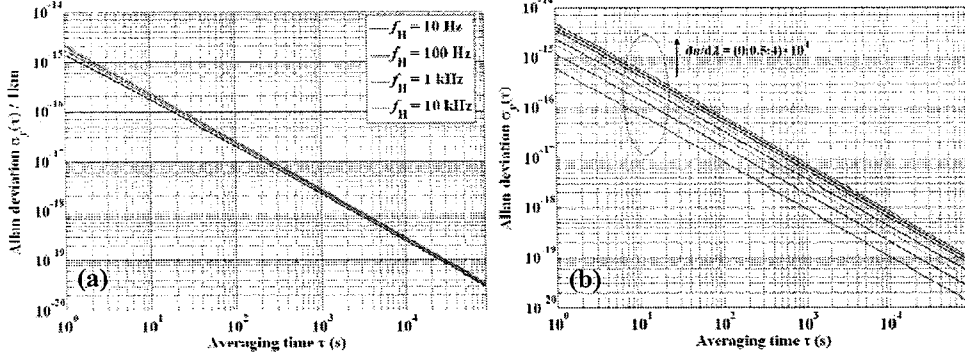


图 4.26 (a)不同测试带宽下的 $\sigma_y(\tau)$, 计算参数 $n=1.444$, $dn/d\lambda=-1.1982 \times 10^4$, $\delta f=1$ MHz, $K=1.44 \times 10^{12}$ Hz²; (b)不同 $dn/d\lambda$ 下的 $\sigma_y(\tau)$, 其它参数同(a)。

虽然 $\sigma_y(\tau)$ 与激光本身频率噪声包括线宽和 $1/f$ 噪声大小都有关, 但是按照(4.29)式假设的模型, 激光光源的噪声中 K 指数 (决定 $1/f$ 噪声的大小) 远大于线宽, 所以 K 值对 Allan 偏差的影响很大, 而线宽的影响可以忽略不计, 这在图 4.27 中得到了显示。

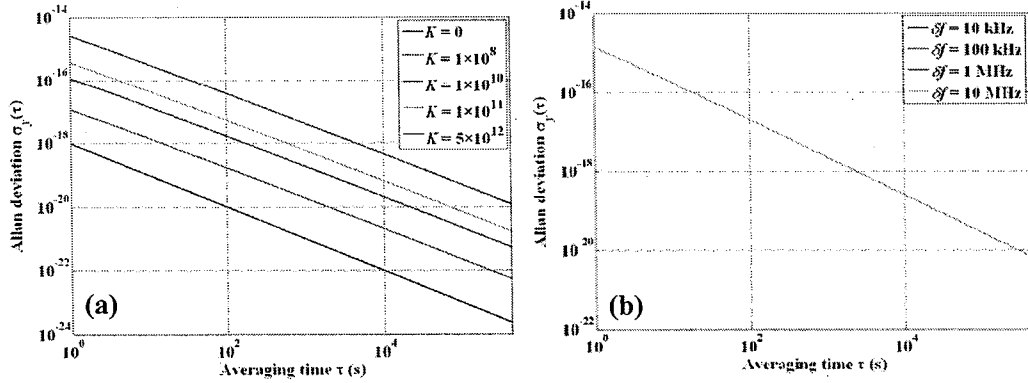


图 4.27 (a)不同 $1/f$ 噪声强度下的 $\sigma_y(\tau)$, 设定 $\delta f=1$ MHz; (b)不同激光线宽下的 $\sigma_y(\tau)$, 设定 $K=1.44 \times 10^{12}$ Hz²。

4.3.4 有源器件强度噪声引起的不稳定性

将强度噪声(功率波动)按 Fourier 级数展开,

$$n(t) = a_0/2 + \sum_{i=1}^{\infty} (a_i \cos it + b_i \sin it), \quad (4.32)$$

展开后的各频率分量将会和微波载波的频率拍频产生新的频率 $\nu_0 \pm i/2\pi$, 从而使微

波频率抖动产生噪声。由于 $\nu_0 \pm i/2\pi$ 难以确定, 也就是说强度噪声引起的噪声谱很难定义, 所以此处从强度噪声与载噪比的关系、载噪比与相位噪声的关系出发确定强度噪声对不稳定性的影响。

强度噪声主要包括激光源的相对强度噪声、光电探测器的散粒噪声和热噪声、光学放大器的自发辐射噪声、光学放大器自发辐射的自拍频(sp-sp)噪声、光学放大器自发辐射和光信号的干涉(si-sp)噪声等。

表 4.4 强度噪声引起传输不稳定性的各参数意义及取值

符号	物理含义	常用数值
h	Planck 常数	$6.6260693(11) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
k	Boltzman 常数	$1.3806515(41) \times 10^{-23} \text{ J/K}$
e	电子电荷量	$-1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
B	探测器在调制频率处的带宽	1 kHz
T	绝对温度	296 K
R_L	探测器的一级负载电阻	50 Ω
m_l	光学放大器中传输横模数	2
K	光学放大器的个数	
n_{sp}	光学放大器中离子反转参数(1.4-4 不等)	2
γ	光学放大器内光纤的损耗	20 dB
G	光学放大器的增益	20 dB
Δf	光学放大器内光学滤波器的带宽	100 GHz

设入射到探测器的平均光功率为 P , 频率为 ν , 相对强度噪声为 $n_{RIN}(\text{dB/Hz})$, 电探测器的量子效率为 η , 则光电探测器产生的光子数为

$$\langle n_{in} \rangle = \eta P / (h\nu), \quad (4.33)$$

于是总信号功率表示为

$$P_s = e^2 \langle n_{in} \rangle^2, \quad (4.34)$$

激光源的相对强度噪声功率表示为

$$P_{RIN} = e^2 \langle n_{in} \rangle^2 n_{RIN} B, \quad (4.35)$$

散粒噪声功率表示为

$$P_{shot} = 2e^2 \langle n_{in} \rangle B, \quad (4.36)$$

热噪声功率表示为

$$P_{th} = 4kTB/R_L, \quad (4.37)$$

自发辐射噪声功率表示为

$$P_{sp} = 2e^2 B m_l K n_{sp} \gamma (G-1) \Delta f, \quad (4.38)$$

自发辐射-自发辐射拍频噪声功率表示为

$$P_{sp-sp} = 2e^2 B m_l (K n_{sp} \gamma (G-1))^2 \Delta f \quad (4.39)$$

信号-自发辐射拍频噪声功率表示为

$$P_{si-sp} = 4e^2 B \langle n_{in} \rangle K n_{sp} \gamma (G-1) \quad (4.40)$$

式中各参数的意义如表 4.4 所示。

于是系统信噪比表示为

$$SNR = \frac{P_s}{P_{RIN} + P_{shot} + P_{th} + P_{sp} + P_{sp-sp} + P_{si-sp}}. \quad (4.41)$$

如果载波调制的幅度调制深度是 m (定义为调制正弦幅度 b 与光载波平均幅度 a 之比), 那么探测器上光电流的幅度正比于 $b^2/2$, 平均值正比于 a^2 , 接收到的调制微波/RF 信号功率为 P_s 的 $m^2/2$, 但是探测器的热噪声和调制深度无关, 探测器散粒噪声以及激光源的相对强度噪声是一种瞬时噪声, 依赖于功率的瞬时值, 但是其平均噪声功率可认为只与平均功率有关, 所以定义载噪比为

$$CNR = \frac{m^2}{2} SNR. \quad (4.42)$$

设所有噪声的单边功率谱密度为 $S_{single}(f)$, 根据 CNR 的定义, CNR 和 $S_{single}(f)$ 之间的关系应满足

$$CNR = S_{single}(0) / \left(2 \int_{f_1}^{f_h} S_{single}(f) df \right). \quad (4.43)$$

而系统的不稳定性和 $S_{single}(f)$ 密切相关, 所以要能够解出 CNR 和 $S_{single}(f)$ 之间的关系, 需要知道 $S_{single}(f)$ 的具体分布形式。如果假设该噪声分布为白相位噪声, 可以得到

$$S_{\phi}(f) = \frac{1}{2 f_h CNR}, \quad S_y(f) = \frac{f^2}{2 \nu_0^2 f_h CNR} \quad (4.44)$$

从而得到相对频率不稳定度的 Allan 偏差为

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\sqrt{3}}{2 \pi \nu_0 \tau \sqrt{2 CNR}}. \quad (4.45)$$

如果 $S_{single}(f)$ 噪声分布形式服从不是白相位噪声, 而是服从如下形式

$$S_{single}(f) \equiv S_{\phi}(f) = \frac{A}{f^2} + \frac{B}{f} + C, \quad (4.46)$$

那么可以得到相对频率噪声分布为

$$S_y(f) = \frac{1}{\nu_0^2} (A + Bf + Cf^2), \quad (4.47)$$

其中 $A = \frac{f_l f_1}{2(f_1 - f_l)CNR}$, $B = \frac{1}{2 \ln(f_2/f_1)CNR}$, $C = \frac{1}{2(f_h - f_2)CNR}$, 其中 $f_l < f_2 < f_h$ 为

(4.46)式中三种形式噪声的有效测试带宽, 于是可以得到相对频率不稳定度的 Allan 偏差

$$\sigma_y^2(\tau) = \begin{cases} \frac{3f_h}{4\pi^2\tau^2} \frac{1}{2\nu_0^2(f_h - f_2)CNR}, & \tau > 1/(2\pi f_h) \\ \frac{3f_h}{4\pi^2\tau^2} \frac{1}{2\nu_0^2(f_h - f_2)CNR} + \frac{(1.038 + 3 \ln(2\pi f_2 \tau))}{4\pi^2\tau^2} \frac{1}{2\nu_0^2 \ln(f_2/f_1)CNR}, & \tau > 1/(2\pi f_2) \\ \frac{1}{4\pi^2\tau^2} \left(\frac{3f_h}{2\nu_0^2(f_h - f_2)CNR} + \frac{(1.038 + 3 \ln(2\pi f_2 \tau))}{2\nu_0^2 \ln(f_2/f_1)CNR} \right) + \frac{f_l f_1}{4\nu_0^2\tau(f_1 - f_l)CNR}, & \tau > 1/(2\pi f_l) \end{cases} \quad (4.48)$$

设定测试带宽后可以简化为

$$\sigma_y^2(\tau) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi^2\tau^2} \frac{1}{2\nu_0^2CNR}, & \tau > 1\mu s \\ \frac{3}{4\pi^2\tau^2} \frac{1}{2\nu_0^2CNR} + \frac{(1.038 + 3 \ln(2000\pi\tau))}{110.5\pi^2\tau^2} \frac{1}{\nu_0^2CNR}, & \tau > 1ms \end{cases} \quad (4.49)$$

比较(4.45)式和(4.49)式, 后者所采用的噪声形式 $S_{single}(f)$ 比前者更加全面, 因此所得到 $\sigma_y(\tau)$ 也更加全面同时形式也更加复杂, 但是是一些基本特征是不变的, 比如不稳定度 $\sigma_y(\tau)$ 与微波信号频率和载噪比的平方根成反比。一般情况下白相位噪声还是占据振荡源噪声的主要部分, 因此下面将在(4.41)~(4.45)式基础上通过模拟计算研究白相位噪声形式的有源器件强度噪声对相对频率稳定度 $\sigma_y(\tau)$ 的具体影响, 未特别指明的参数都选用表 4.4 所示的参数, 主要影响特征包括:

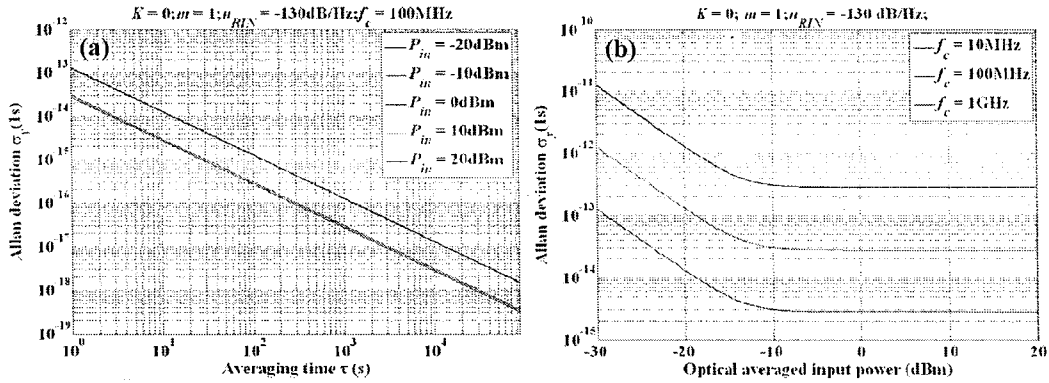


图 4.28 (a)不同输入功率下的 $\sigma_y(\tau)$; (b)不同微波频率($\nu_0=f_c$)下 $\sigma_y(1s)$ 与探测器输入功率的关系

(1) 在白相位噪声假设下, $\sigma_y(\tau)$ 不仅和信号频率、载噪比的平方根成反比, 还与

Allan 偏差的平均时间成反比，如图 4.28 所示。正是由于 $\sigma_y(\tau)$ 和载噪比这么简单的关系，所以知道了载噪比也就相当于知道了 $\sigma_y(\tau)$ 。

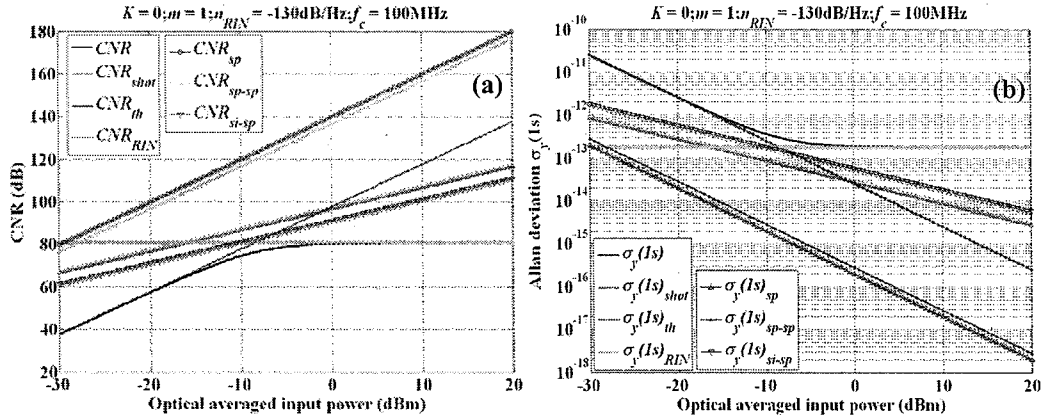


图 4.29 (a)CNR 和(b) $\sigma_y(1s)$ 与探测器输入功率的关系

- (2) 信号频率、Allan 方差平均时间对载噪比没有影响。载噪比（信噪比）本身的变化来源于光源的相对强度噪声，光探测器的热噪声和散粒噪声，光放大器的 ASE 噪声及其自拍频噪声，ASE 和信号光的拍频噪声。各项的具体影响关系见图 4.29 所示，在低探测功率下，CNR 以及不稳定性 $\sigma_y(\tau)$ 受限于光探测器的热噪声；在高探测功率下，CNR 以及 $\sigma_y(\tau)$ 受限于光源的相对强度噪声或者 ASE 和信号光的拍频噪声或者光探测器的散粒噪声，具体受限于谁取决于三者之间的相对大小，而光探测器的散粒噪声是其极限。

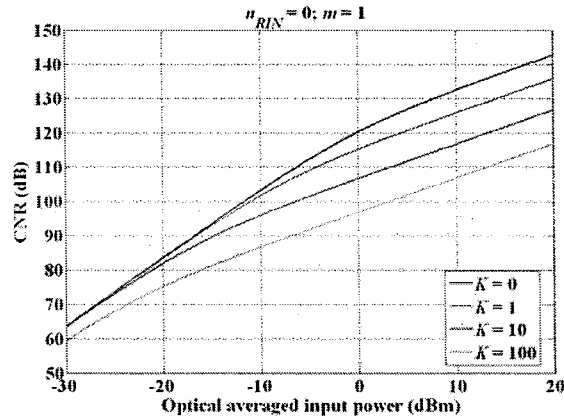


图 4.30 不同光放大器个数下的 CNR 与输入功率关系

- (3) 光放大器的个数对 CNR (SNR) 的影响关系如图 4.30 所示，在探测光功率大

于-10 dBm 时,放大器个数增加对 CNR 的恶化越严重,也就必然导致不稳定性 $\sigma_y(\tau)$ 增加。

- (4) 激光器相对强度噪声在较大的探测功率下对不稳定性或 CNR(SNR)的影响相当严重,如图 4.31 所示。比如输入 0 dBm 时,对 100 MHz 传输信号,相对频率秒稳定度 $\sigma_y(1s)$ 在相对强度噪声小于-160 dB/Hz 时可以达到-15 次方,在相对强度噪声约为-140 dB/Hz 时降到-14 次方,而在相对强度噪声约为-120 dB/Hz 时降到-13 次方。也就是说相对强度噪声每增加 20 dB/Hz,相对频率的秒稳定度就恶化一个数量级。

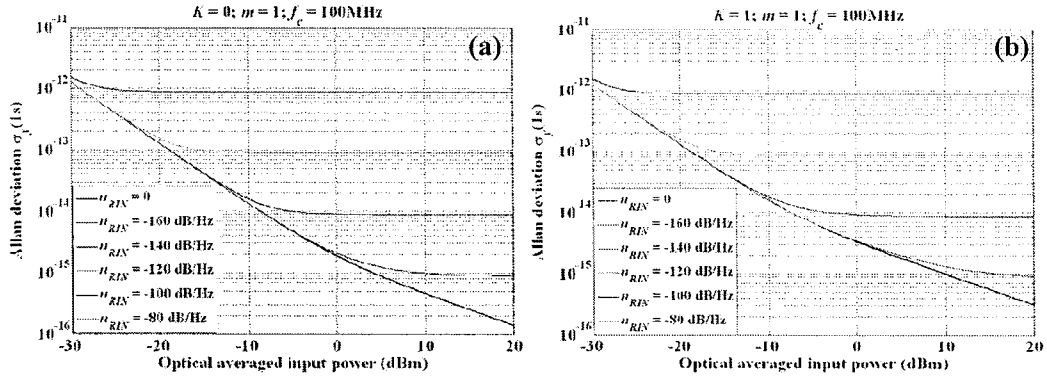


图 4.31 激光载波相对强度噪声对 $\sigma_y(1s)$ 的影响。(a)无光放大器, (b)一个光放大器

- (5) 相对频率秒稳定度(或 CNR)还和探测器的量子效率有关,但是只体现在小于 -10dBm 的低功率的情况下,此时探测效率越低稳定性越差,如图 4.32(a)所示。另外微波信号调制时的调制深度也会对 CNR 产生影响,从而对不稳定性产生影响,但是不会影响系统 SNR。调制深度越大, CNR 越大, Allan 偏差越小,如图 4.32(b)所示。

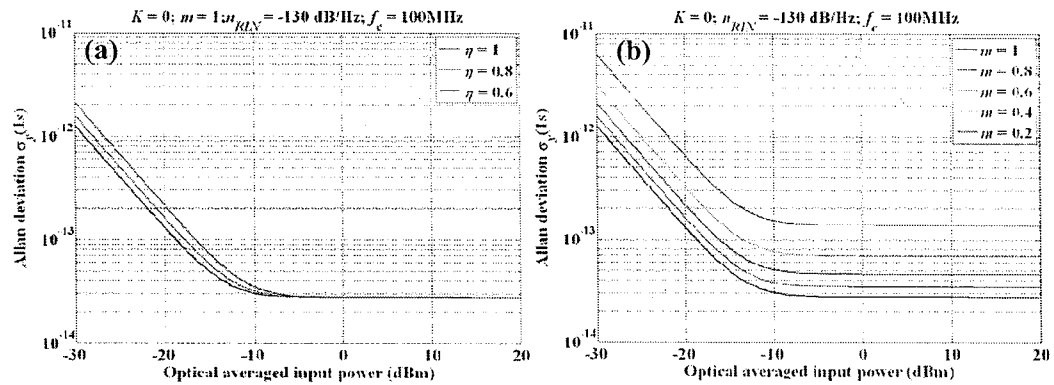


图 4.32 (a)探测器量子效率与(b)微波信号调制深度对秒稳定度 $\sigma_y(1s)$ 的影响

4.3.5 各类噪声影响的总和

当系统存在多个随机误差时，总误差为^[158]

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^n a_i^2 \sigma_i^2 + \sum_{1 \leq i < j}^n a_i a_j \rho_{ij} \sigma_i \sigma_j \quad (4.50)$$

式中 a_i 是误差传递系数， ρ_{ij} 是各个误差之间的相关系数。由前文的讨论可知，所讨论的温度波动、微波频率噪声、激光载波频率噪声、有源器件强度噪声之间是相互独立的，且可以认为它们对总频率不稳定性贡献是直接的，所以可以认为 $a_i=1$ ， $\rho_{ij}=0$ 。于是由上述四项噪声引起的相对频率不稳定的 Allan 方差之和可以表示为(4.21)、(4.26)、(4.31)和(4.45)各式之和，即

$$\sigma_y^2(\tau)_{total} = \sigma_y^2(\tau)_{inte} + \sigma_y^2(f)_{osci} + \sigma_y^2(\tau)_{Disp} + \sigma_y^2(\tau)_{Temp} \quad (4.51)$$

对应的相位噪声功率谱密度也可以表示为(4.16)、(4.25)、(4.30) 和(4.44) 各式之和，即

$$S_y(f)_{total} = S_y(f)_{inte} + S_y(f)_{osci} + S_y(f)_{Disp} + S_y(f)_{Temp} \quad (4.52)$$

表 4.5 总噪声分布模拟计算使用的部分参数

$\alpha = 7 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$; $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$; $T_1 = 1 \text{ day}$; $2A = 0.5^\circ\text{C}$; $L = 50 \text{ km}$
$n = 1.444$; $dn/d\lambda = -1.1982 \times 10^4$; $\delta f = 1 \text{ MHz}$; $K_c = 1.44 \times 10^{10} \text{ Hz}^2$
$\eta = 1$; $m = 1$; $f_c = 100 \text{ MHz}$; $K = 1$; $n_{RIN} = -130 \text{ dB/Hz}$; $P = 0 \text{ dBm}$;

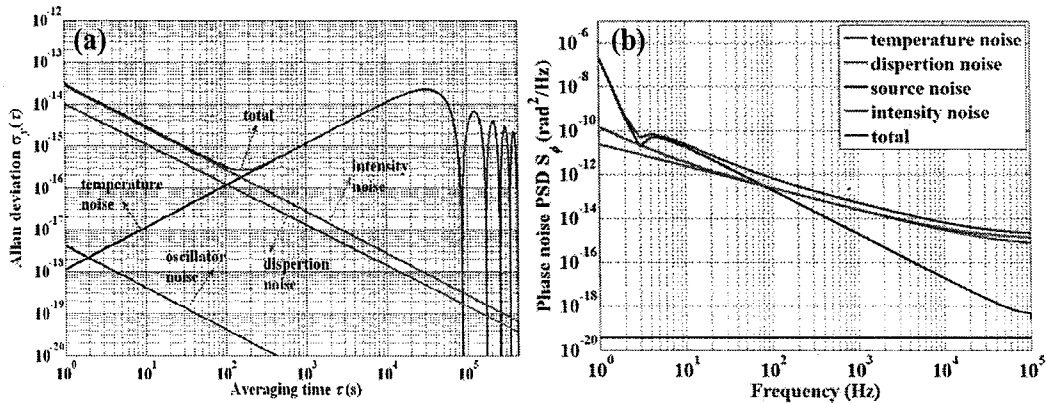


图 4.33 各类噪声来源对频率传递精度总的影响(a)相对频率稳定度的 Allan 偏差, (b)相位噪声 $S_\phi(f)$ 。计算参数见表 4.4 和表 4.5 所示。

按照(4.51)和(4.52)式并按照表 4.5 中的参数进行总噪声分布的理论模拟计算，其结果如图 4.33 所示，从中可以看出短期稳定度(高频噪声)受限于有源器件强度噪声或者激光载波的频率噪声(色散噪声)，具体受限于谁取决于两者的相对大小；长期稳定性(低频噪声)受限于环境温度变化；而微波频率信号本身的频率噪声对

传输精度的影响很小可以忽略不计。图 4.34 显示了 NASA JPL 实验室的实验结果, 其中红色方块曲线表示了自由状态下的 $\sigma_y(\tau)$, 可以看出, 理论模拟结果在趋势和定量方面与实验取得了较好的一致性。

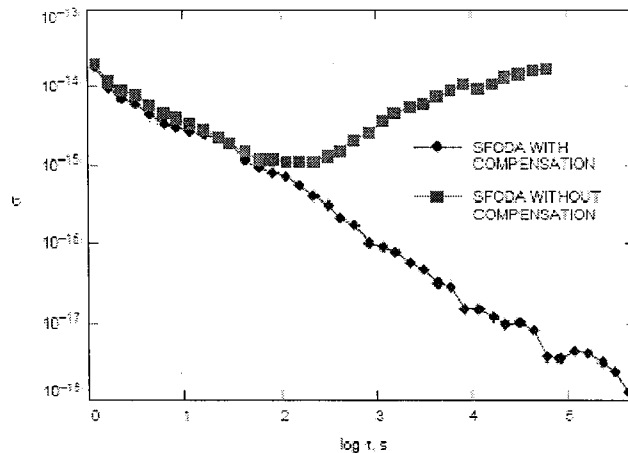


图 4.34 NASA JPL 实验室测试的实验结果^[99]

4.4 本章小结

首先给出了表征频率源的相对频率稳定度的 Allan 偏差、相位噪声以及表征时间标准的时延量与时延抖动等参数的定义。然后给出了时频源特性表征和传递系统特性表征的区别和联系, 明确了绝对特性和传递特性的关系, 并建立了对应的测量方法和手段。其中研制的鉴相电路的电压-相位差转换因子 $C_{V\phi}=5.22\text{mV}^\circ$ (299.1mV/rad), 线性鉴相范围为 $\pm 2\pi$, 对应输出电压范围 $3.19\sim 6.88\text{ V}$, 鉴相精度在 $0.02^\circ\sim 0.2^\circ$ 之间。通过在 60 km 实地链路上的现场实验验证了测试方法的有效性和可靠性, 主要结论包括以下两点: 一是可以通过“自外差比对”的方式测试传递系统本身的特性, 然后推断用户端获得的时频信号的绝对特性与时频源的差异小于测试的传递系统特性, 所以当传递系统和源各自达到一定指标后, 用户端信号的指标必定优于两者之和。二是在无法直接测试远地端用户信号特性时, 可以通过在本地端测试往返信号的传递特性来推断传递系统本身的特性。即系统本身传递特性小于往返传递特性, 而且在实时特性上后者与前者基本上满足两倍关系, 而在统计特性上平均时间较长时也满足 2 倍关系, 平均时间较短时倍数介于 1 与 2 之间。所以在实际测试样机性能指标时只要往返传递特性能达到一定指标, 那么系统本身传递特性将一定能达到该指标。

然后实验验证了频率信号的窄带高频和时间信号的宽带低频特性。实验研究

了频率信号的 EO/OE 特性, 调制格式上外调制优于内调制; 功率方面探测器存在一个优化功率, 该值以下功率越小, $\sigma_y(\tau)$ 越大, 性能越差, 该值以上信号会不同程度畸变; 另外调制深度越小, $\sigma_y(\tau)$ 越大, 表示性能越差; 调制频率越高 $\sigma_y(\tau)$ 越小, 性能越好。也研究了秒脉冲时间信号的 EO/OE 特性, 结果显示调制幅度越大, 抖动越小; 同时偏置点尽量使 pps 信号的低电平接近于 0 而高电平最大化, 这样抖动也会减小。同时 EOM 直流偏置点的供电电压稳定性越好抖动越小; 重复频率越高抖动也会越小。

给出了光纤时频传递延迟相位变化基本方程, 并在此基础上分别研究了温度、色散、强度噪声等各可能因素的影响, 得出短期稳定度(高频噪声)受限于有源器件强度噪声或者激光载波的频率噪声(色散噪声), 具体受限于谁取决于两者的相对大小; 长期稳定性(低频噪声)受限于环境温度变化; 而微波频率信号本身的频率噪声对传输精度的影响很小可以忽略不计。所得结论与文献中的实验数据一致性非常好, 从而证明了理论分析模型的有效性和正确性。

5 光纤时频传递系统研究

5.1 光纤时频传递系统设计

5.1.1 光纤时频传递系统实现方案

为了同时实现 1 pps 时间信号和 100 MHz 频率信号的长距离高精度光纤传输, 本文拟采取如下一些方案。

- (1) 由 4.2 节分析可知 1 pps 时间信号和 100 MHz 频率信号在 EO/OE 时, 为了获得最高的稳定性都各自需要最大化的调制深度, 但是如果将两者同时调制那么为了避免相互之间的影响又不能让两者都具有大的调制幅度, 所以为了克服该矛盾, 将使用波分复用/解复用技术实现时间信号和频率信号的同时调制解调, 并且使用 EOM 外调制的方式降低光电转换的不稳定性。具体实现方式是在本地端将时间信号和频率信号分别通过两个 EOM 独立地调制到两个不同波长通道的激光载波上, 然后再利用波分复用器(WDM)将两路激光合成一路在光纤链路中传输, 光信号到达远地端后, 先通过解波分复用将两个波长分开分别进入不同的探测器转换成电信号。由于时间信号和频率信号使用各自独立的不同的光学通道, 因此它们在光电转换时将不存在 4.2.1 节中所述的时频同时调制时的矛盾, 两者都可以按照 4.2.2 和 4.2.3 节所描述的各自的优化条件进行光电/电光转换。
- (2) 由 4.3 节分析可知光纤时频传递的短期稳定性主要受器件噪声影响, 长期稳定性主要受光纤环境噪声影响, 所以在噪声控制方面主要采取两种措施, 一是使用自制低噪声光源和增大探测器入射功率来尽量抑制由 EO/OE 导致的噪声; 二是采用预先主动补偿的方式实现对链路噪声的补偿。
- (3) 主动补偿时首先采用单纤双向还回的方式进行噪声探测获取误差信号。即将远地端获得信号的一部分沿原光纤链路返回本地端, 并与本地端的参考信号进行比相, 比相时采用 4.1.3 节描述的基于 hmc439 鉴相芯片的自研比相电路, 从而就可以获得传输信号在光纤链路往返传输后的相位噪声。但是由于光纤中存在沿链路分布的后向 Fresnel 反射、Rayleigh 散射以及 Brillouin 散射, 所以本地端探测的回传信号不仅包含远地端的回传信号, 所以在本地端解调回传时频信号的时候必须滤除正向传输光导致的后向散射的影响。将采取的方

案包括两点,一是限制入纤光功率,这样尽量避免受激 Brillouin 散射的产生。二是远地端时频信号在回传时重新调制到不同于正向传输光波长的光载波上,这样本地端解调时可以通过激光载波波长分隔正向诱导返回光和远地端返回光,同时为了尽量减小色散带来的不对称性将使用密集波分复用,即正反向之间的波长使用相邻的 ITU 通道。

- (4) 主动补偿时的反馈执行过程利用可变光纤延迟线在光域内完成,但是由于可变延迟线很难同时具有快速和大范围的条件,所以反馈将根据带宽分为串联的两部分,即用 PZT 拉伸光纤实现快速小范围补偿和利用温控光纤实现慢速大范围补偿。根据文献[85]所建立的往返噪声主动补偿方案可行性简要分析模型的结论,反馈过程满足一定条件的时候远地端信号的相位将会是本地端参考信号相位的精确复制,同时由于是在光域内完成的噪声补偿,所以实际上是将整条光纤链路进行了稳定,同时传递的时间信号也就不需要额外的噪声补偿措施。这些条件主要包含三点:第一点是信号在正向和反向传输时具有相同的偏振模式,同时所遭受的噪声过程是平稳且相同的,该条件满足时只有频率低于 $1/(2\pi T_{rt})$ 的相位噪声是有效和需要考虑的,其中 T_{rt} 是信号往返传输时延。第二点是相位反馈补偿系统的反馈带宽必须限定在该频率 $1/(2\pi T_{rt})$ 以内。第三点参考信号(所传输信号)的相干时间要大于 T_{rt} 。

基于以上方案设计的光纤时频同时传递原理如图 5.1 所示。本地端的 3#外调制发射机(EMT)出射波长为 λ_1 的载波激光,原子钟产生的 100 MHz 正弦频率标准信号经过功分器一分为二,一路进入 3#EMT 的射频入射端口,一路进入鉴相电路(2#439)的参考输入端口,这样 EMT 的光输出端口就会产生调制有本地频率标准信号的光信号。4#EMT 出射波长为 λ_2 的载波激光,原子钟产生的 1 pps 秒脉冲时间标准信号经过功分器一分为二,一路进入 4#EMT 的射频入射端口,一路进入时间间隔计数器的参考输入端口,这样 4#EMT 的光输出端口就会产生调制有本地时间标准信号的光信号。

3#EMT 和 4#EMT 输出的光信号进入 28#波分复用器(WDM)的两个输入端口后合成一路光信号输出,经过 215#扰偏器(scramber)扰偏后进入一个分束器,从中分出一小部分光用作器件调制解调性能的监测输出,剩余的大部分光再进入 1#光环形器(Cir)的第一端口并从其第二端口输出,再经过压控可变光纤延迟线(由小范围快变延迟线 PZTFDL 和大范围慢变延迟线 TCFDL 组成)后从本地端输出,然后经过光纤传输链路后进入远地端的 2#光环形器的第二端口,并从其第三端口输出进入 27#解波分复用器,最后波长为 λ_1 和 λ_2 的光信号各自从解波分复用器的两个对应输出端口输出进入 2310#和 2510#光电探测器,并恢复出本地端传输到远地端的频率标准信号和时间标准信号。

远地端恢复出的频率标准信号经过放大衰减的功率匹配后由功分器分成两路,一路用作远地端最终输出的频率标准信号,一路进入远地端的 101#EMT 的

射频入射端口。同样远地端恢复出的时间标准信号经过功分器后分成两路，一路用作远地端最终输出的时间标准信号，一路进入远地端的 102#EMT 的射频入射端口。

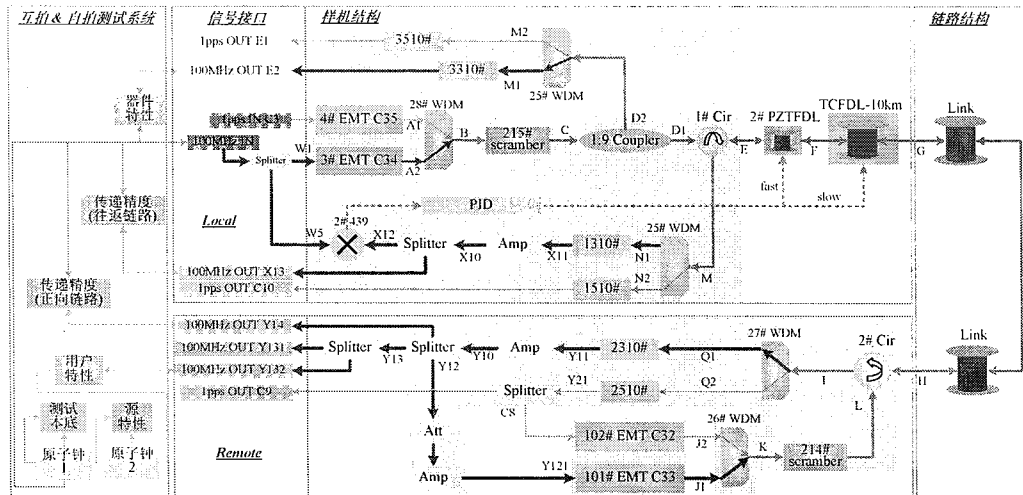


图 5.1 光纤时频传递系统原理图

远地端的 101#EMT 出射波长为 λ_3 并调制由远地端解调的频率标准信号的光信号，102#EMT 出射波长为 λ_4 并调制由远地端解调的时间标准信号的光信号，两路光信号进入 26#波分复用器的两个输入端口合成一路光信号输出，再经过 214#扰偏器扰偏后进入 2#光环行器的第一端口并从其第二端口输出，再经过光纤传输链路后进入本地端的压控可变光纤延迟线，然后进入本地端的 1#光环行器的第二端口，并从光环行器的第三端口输出进入 25#解波分复用器，最后波长为 λ_3 和 λ_4 的光信号各自从解波分复用器的两个对应输出端口输出进入 1310#和 1510#光电探测器，恢复出远地端还回本地端的频率标准信号和时间标准信号。

1310#光电探测器输出的频率标准信号往返经过了光纤链路，相对于本地原子钟产生的频率标准信号，该信号的相位包含了往返光纤链路的扰动信息，将其输入鉴相电路的信号输入端口，经过和本地原子钟产生的频率标准信号鉴相比较就可以得到反映往返光纤链路扰动信息的误差电压信号，再将此误差信号进行比例-积分-微分(PID)调理后作用到压控光纤延迟线上即可对光纤链路噪声进行反馈补偿，使得整个光纤链路保持稳定，从而实现频率标准信号和时间标准信号的高精度传输。

1510#光电探测器输出的时间标准信号输入时间间隔计数器的信号输入端口，将其与本地原子钟产生的时间标准信号进行时间间隔测量，即可以测量出时间标准信号在链路中的往返传输时延。

另外本地端的监测信号进入 25# WDM 后分出波长为 λ_1 和 λ_2 的光信号分别

进入 3310#和 3510#光电探测器解调出频率标准信号和时间标准信号用于监测和系统器件本底噪声。

5.1.2 光纤时频传递系统参数设计

为了使光纤时频传递系统的噪声尽量低, 稳定度尽量高, 实施方案中各器件的选型和参数起着至关重要的作用。特别是根据 4.2 节、4.3 节以及残余噪声分布的理论分析和实验测试结果, 短期稳定度很大程度上取决于所使用器件的特性, 所以对系统的参数进行特别的考虑和设计是必需的。本节将主要考虑光功率、色散、反馈带宽三方面的参数

5.1.2.1 功率预算

系统在功率预算时需要考虑三点: 一是入纤功率应限制在光纤的受激 Brillouin 散射(SBS)阈值以下, 连续光泵浦情况下, 100 km 左右的普通单模光纤(SMF 28)的 SBS 阈值约为 7~8 dBm^[159], 所以光纤中任何地方的功率应小于 7~8 dBm; 二是考虑到在低接收功率下探测器热噪声对系统 CNR 的限制, 所以探测器接收的功率应该在 -10~0dBm 之间, 即光纤出射功率应在此范围; 三是在双向还回时应尽量使链路来回的功率对称。图 5.2 给出了一个典型功率预算分析图, 传输距离为 100 km, 同时需要使用一个双向掺 Er 光纤放大器(EDFA)。

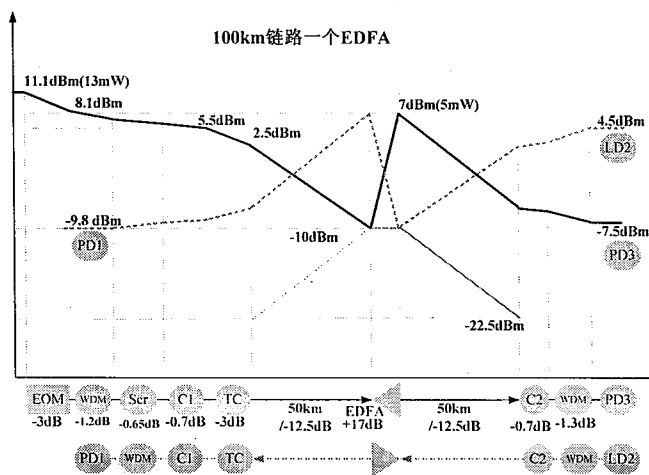


图 5.2 100 km 链路中使用一个双向 EDFA 时的功率预算分布图

5.1.2.2 色散预算

色散也是影响系统性能很重要的一个因素, 温度变化、激光载波频率波动、微波信号频率波动都可以通过色散使系统噪声加大。当预计使用的光纤链路确定后, 那么其色散分布状况也基本确定, 所以要降低色散的影响, 要么进行色散补

偿,要么减小能让色散起作用的噪声来源,本文将使用后一方案。首先由于所传播的是原子钟输出的时间频率标准信号,所以其频率波动可以忽略。其次将使用低噪声的激光光源来降低激光载波频率波动,由 4.3 节的理论分析可知,要让频率传递的秒稳定度达到 10^{-14} 量级,那么在光纤色散是定值的情况下,要求激光光源的 $1/f$ 噪声应该小于 $10^{12} \text{ Hz}^2/\text{Hz}$,线宽小于 1 MHz, RIN 的白噪声部分应该小于 -140 dB/Hz, EOM 调制深度应该大于 0.5。

5.1.2.3 反馈带宽与动态范围

由于反馈补偿系统本身具有一定噪声,所以光纤时频传递在往返抑噪之后并不能完全彻底的消除噪声,总是存在一定的残余噪声。文献[107]利用锁相环理论分析了光纤时频传递往返噪声主动补偿后的残余噪声分布,得到噪声补偿前的相位噪声 $S_{\text{fiber}}(\omega)$ 与补偿后的相位噪声 $S_{\text{remote}}(\omega)$ 分布满足关系

$$S_{\text{remote}}(\omega) = a(\omega T)^2 S_{\text{fiber}}(\omega), \quad (5.1)$$

其中 a 是噪声沿着光纤的分布因子,对均匀分布 $a \sim 1/3$, T 是光在光纤中的单向传输时间, ω 是 Fourier 分析角频率。由(5.2)式可以计算出噪声补偿前后相对频率稳定度 Allan 偏差的关系满足

$$\frac{\sigma_{\text{remote}}^2(\tau)}{\sigma_{\text{fiber}}^2(\tau)} = a(2\pi T)^2 \left(\frac{1.038 + 3 \ln(2\pi f_H \tau)}{4\pi^2 \tau^2} h_1 + \frac{3f_H}{4\pi^2 \tau^2} h_2 \right) / \left(2 \ln(2) \times h_1 + \frac{h_2}{2\tau} \right). \quad (5.2)$$

从(5.2)式出发也可以得到噪声补偿有效带宽范围是使 $a(\omega T)^2=1$, 即 $f=1/(2\sqrt{3}\pi T)=1/(\sqrt{3}\pi T_n)$, 该式也就是噪声主动补偿系统反馈带宽的上限截止频率。该结果与文献[85]的结果基本一致。表 5.1 显示了由(5.1)式和(5.2)式所计算得到的往返噪声主动补偿方案的理论噪声抑制比,可以看出噪声抑制在传输距离越长时效果越差,对秒稳定度的提升能力也远远低于对万秒稳定度的提升。

表 5.1 往返噪声主动补偿的有效性

光纤长度 L/km	1	50	100	200
延时 $T/\mu\text{s}$	5	250	500	1000
有效补偿频率范围(反馈带宽)/Hz	55 k	1.1 k	551	276
1Hz 处的相噪理论抑制比	3×10^9	1.2×10^6	3×10^5	7.6×10^4
1s 处 Allan 偏差理论抑制比	41.5	5.9	4.2	2.9
10000s 处 Allan 偏差抑制比	4.1×10^5	5.9×10^4	4.1×10^4	2.9×10^4

另外光纤时频传递的长期波动主要来源于温度变化,所以反馈控制的动态范围应该要能满足传递系统长时间连续工作引起的相位变化和延迟时间变化,即满足(4.16)式和(4.17)式限定的范围,其典型值见表 5.2 和表 5.3 所示。

根据光纤延迟线的工艺现状,现在很难同时实现 kHz 量级的响应速度和 ns

量级的可变延迟范围。另外在引起时延变化的过程中,大范围的时延变化往往只来自于温度变化,而这是一个缓慢的变化过程,快速的变化往往只具有较小的幅度。所以反馈控制时将使用两种压控光纤延迟线,一是自研的温度控制光纤延迟线,将在 5.1.3.2 节详细叙述。二是压电陶瓷(PZT)拉伸的光纤延迟线,直接采用商用产品,其响应速度约 1 kHz,可调范围约 17 ps。

其中温控慢变延迟线的控制带宽由光纤遭受的温度变化规律决定,一般小于 1 Hz,其动态范围由表 5.3 描述的关系决定。

由文献[101]、[160]可以假定自由链路的噪声分布满足

$$S_{\varphi}(f) \approx 10^{-7} f^{-1} + 10^{-14} f^0 \text{ @ } 100 \text{ MHz } (f_c \sim 1 \text{ kHz}) \quad (5.3)$$

对应反馈带宽内的总相位噪声功率为

$$P_{\varphi}(0.06 \sim 1 \text{ kHz}) = 9.7 \times 10^{-7} \text{ rad}^2 \text{ @ } \nu_0 = 100 \text{ MHz}, \quad (5.4)$$

总相位波动量为

$$\Delta\varphi = \sqrt{P_{\varphi}/2} = 7 \text{ mrad @ } \nu_0 = 100 \text{ MHz}. \quad (5.5)$$

也就是说 PZT 快变延迟线相位补偿的动态范围应该要达到 7 mrad(11 ps),其带宽由表 5.1 描述的关系决定。

表 5.2 相位变化(单位 rad)与温度和光纤长度关系($n=1.447$, $\nu_0=100$ MHz)

光纤长度 km 变化温度 °C	1	10	25	50	80	100
0.5	0.010607	0.106071	0.265177	0.530353	0.848565	1.060706
1	0.021214	0.212141	0.530353	1.060706	1.69713	2.121413
2	0.042428	0.424283	1.060706	2.121413	3.39426	4.242826
3	0.063642	0.636424	1.59106	3.182119	5.091391	6.364238
10	0.212141	2.121413	5.303532	10.60706	16.9713	21.21413
20	0.424283	4.242826	10.60706	21.21413	33.9426	42.42826
50	1.060706	10.60706	26.51766	53.03532	84.85651	106.0706

表 5.3 延迟时间变化(单位 ps)与温度和光纤长度关系($n=1.447$)

光纤长度 km 变化温度 °C	1	10	25	50	80	100
0.5	16.88167	168.8167	422.0417	844.0833	1350.533	1688.167
1	33.76333	337.6333	844.0833	1688.167	2701.067	3376.333
2	67.52667	675.2667	1688.167	3376.333	5402.133	6752.667
3	101.29	1012.9	2532.25	5064.5	8103.2	10129
10	337.6333	3376.333	8440.833	16881.67	27010.67	33763.33
20	675.2667	6752.667	16881.67	33763.33	54021.33	67526.67
50	1688.167	16881.67	42204.17	84408.33	135053.3	168816.7

5.1.3 光纤时频传递系统的关键单元器件研究

由于光纤时频传递系统对光源噪声和光纤延迟线的要求较高,为了确保它们在系统中的性能,本文将自行研制。

5.1.3.1 低噪声发射机

发射机光源采用 DFB 半导体激光器,其驱动电路利用恒流源、高精密低温漂取样电阻以及慢启动的方式实现,同时使用两级温控实现其温度精密控制,温控电路采用并联 PID 反馈方式实现。

表 5.4 自研光发射机的 DFB 激光光源特性

	测试项目	387# DFB laser	970# DFB laser
工作参数	工作温度	21.5°C	27.2°C
	工作电流	249.5 mA	332.5 mA
功率特性	输出功率	55.5 mW	56.9 mW
	功率短期稳定性	0.5% @ 2ms	——
	功率长期稳定性	3.6% @ 30hour	2.9% @ 10hour
光谱特性	频率(Bristol 频率计测试)	193401.02 GHz	193401.40 GHz
	SMSR	52 dB @ $\pm 2\text{nm}$	56 dB @ $\pm 2\text{nm}$
	(AQ6317 光谱仪测试)	51 dB @ $\pm 20\text{nm}$	55 dB @ $\pm 20\text{nm}$
	Lorentz 线宽 (自延迟零差 Lorentz 拟合)	330 kHz	208 kHz
	Lorentz 线宽 (自延迟零差 Voigt 拟合)	195 kHz	82 kHz
	Gauss 线宽 (自延迟零差 Voigt 拟合)	373 kHz	204 kHz
	Lorentz 线宽 (拍频测试的拟合总线宽)	746 kHz (1# & 2# beat)	457 kHz (2# & 3# beat)
噪声特性	RIN	< -160 dB/Hz @ >500MHz < -150 dB/Hz @ <500MHz 受限于探测系统	
	频率稳定性 (Bristol 频率计测试)	——	波动 185 MHz @ 24hour
	频率稳定性 (2# & 3# 拍频测试)	波动 250MHz @ 30hour	

图 5.3 显示了自研的外调制发射机的内部结构。表 5.4 列出了某两台 DFB 激光光源的特性测试结果,可以看出激光线宽都小于 500 kHz,相对强度噪声小于 -150 dB/Hz,由前文可知,该结果满足系统需求。

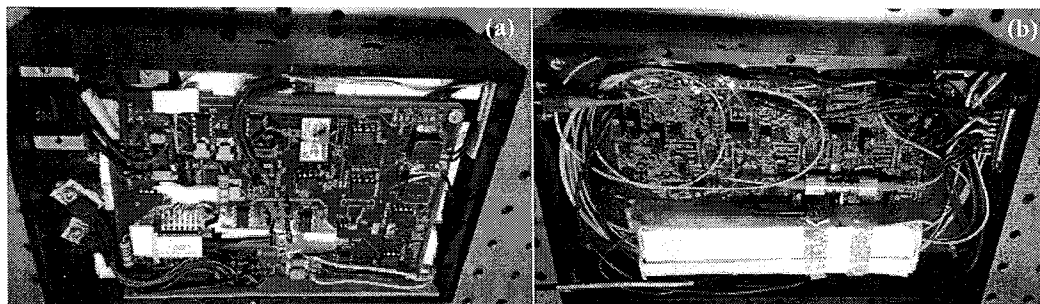


图 5.3 自研光发射机内部结构图(a)正面: DFB 半导体激光器及其驱动温控电路, (b)反面: EOM 及其二级温控电路

另外由于时频信号采用外调制的方式能够获得比内调制更好的效果, 所以发射机将采用外调制 EOM 方式。但是外调制时 EOM 的偏置点稳定性也至关重要, 在光通信领域常用预先调制的方式进行偏置点的主动控制, 由于其预先调制频率一般在 kHz 量级, 而 pps 信号是一个低频宽带信号, 其频谱宽度在 DC 到 20 MHz 量级, 所以商用的外调制发射机调制 pps 信号时很难将预先调制滤除掉。实际上 EOM 的偏置点漂移主要来自于温度变化和器件老化, 而器件老化是一个非常缓慢微小的长期过程, 所以本文将采用二级温控的方式控制 EOM 的偏置点。温控后激光长期光功率波动可以从温控前的 30%降低到 3%, 与 DFB 光源接近。

5.1.3.2 压控可变光纤延迟线

由于温度变化范围很大或者长度很长的光纤链路需要补偿的动态范围很大, 比如 50 km 光纤变化 3°C 就需要大于 5 ns 的补偿范围。所以研制大范围的压控可变光纤延迟线是有必要的。本文将通过使用半导体热电制冷器(TEC)对一卷光纤温度进行精密控制的方式来实现大范围的延迟, 同时为了减小温度变化过程中光纤的损耗和偏振发生变化, 在光纤绕制铝柱上增加一些对抗铝块的热胀冷缩的结构, 并在绕纤过程中施以尽量小的应力。

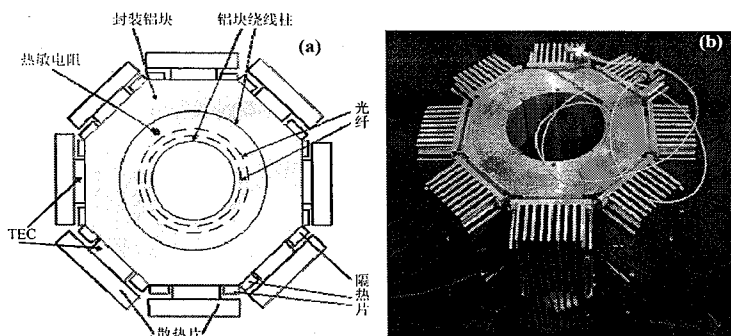


图 5.4 可变延迟线的机械(a)平面图和(b)10 km 实物

设计的压控可变光纤延迟线的结构如图 5.4 所示。由于整个结构体积较大,所以需要多个 TEC 结合电流提供方式进行合作控制,比如 10 km 延迟线使用 32 个 TEC,连接方式为六组并联,其中四组是 5 只串联,两组是 6 只串联,总电阻约 1.5 欧。然后利用场效应管 IRF250 和 IRF9140 和运算放大器 OPA445 组成恒流源提供约 ± 10 A 的可调电流。

最后所缠绕光纤的长度 L_{TC} 应结合控制光纤链路需要的动态范围 $\Delta\tau$ 和机械结构所能达到的最大温度变化范围 ΔT_{TC} 来决定,应满足(5.6)式

$$L_{TC}\Delta T_{TC} = \Delta\tau = L\Delta T, \quad (5.6)$$

其中 L 是待控制光纤链路的预计长度, ΔT 是待控制光纤链路预计遭受的温度变化极限。

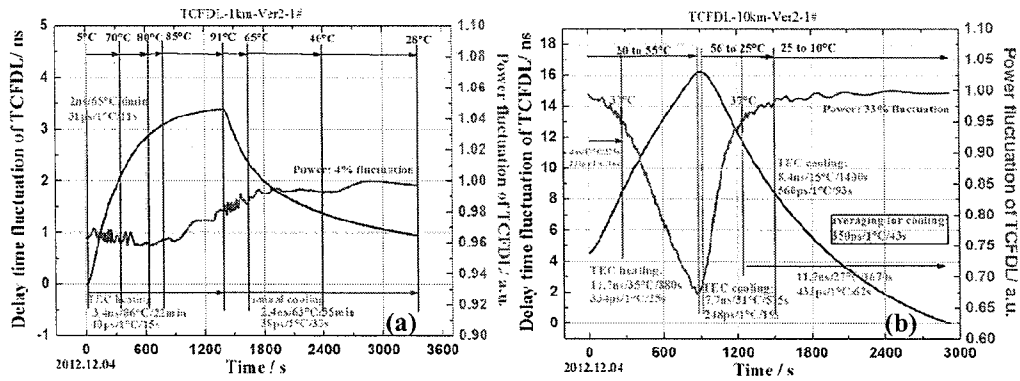


图 5.5 持续温度变化引起的(a)1 km 和(b)10 km 可变延迟线的温度、延迟时间及功率变化情况

表 5.5 压控光纤延迟线性能参数

测试项目	1 km 结构	10 km 结构
温度变化范围	85 °C	46 °C
时延变化	3.4 ns	16.1 ns 11.7 ns @ 10°C~37°C
功率波动	4%	30% @ 37°C~56°C 3% @ 10°C~37°C
升温变化速率	31 ps/1 °C/11 s @5°C 加温到 70°C; 40 ps/1 °C/15 s @5°C 加温到 91°C;	235 ps/1 °C/16 s @20°C 加温到 37°C; 334 ps/1 °C/25 s @20°C 加温到 55°C;
降温变化速率	38 ps/1 °C/33 s @91°C 降温到 28°C (自然降温)	433 ps/1 °C/62 s @37°C 降温到 10°C; 248 ps/1 °C/19 s @56°C 降温到 10°C;

分别实际制作了 1 km 长度和 10 km 长度的延迟线结构, 其中 10 km 实物如图 5.4(b)所示, 图 5.5(a)和(b)分别显示了两种结果在持续加温或者降温过程中的温度、延迟时间变化和损耗变化情况。可以看出, 两种结构都是加温速度快, 降温速度慢, 变温速度还和温度有关。两种结构的主要性能特征参数如表 5.5 所示。注意到 10 km 光纤结构在高温(大于 37°C)下的损耗变化相当大, 这主要是由于在缠绕 10 km 光纤的过程中绕线机所施加拉力太大所致, 在实际使用过程中应尽量避免该延迟线工作于该工作区域。

5.2 系统的实验室链路特性

5.2.1 80 km 实验室链路自由状态噪声分布

通过 4.3 节的理论分析以及 4.2 节的实验测试, 我们明白了光纤时频传递过程中噪声的主要来源, 但是对于噪声在完整的系统链路上是如何分配的还不甚清楚, 本节设计如下实验分别验证电光转换、光电转换、链路长度、菲涅尔反射、SBS 等部分的影响, 也就是分别测试图 5.6 中的各个节点的 $\sigma_y(\tau)$ 及 $L(f)$, 然后分析其分布情况, 实验中的光纤链路由 80 km 缠绕在直径约 20 cm 的绕线柱上的 SMF-28 光纤构成。

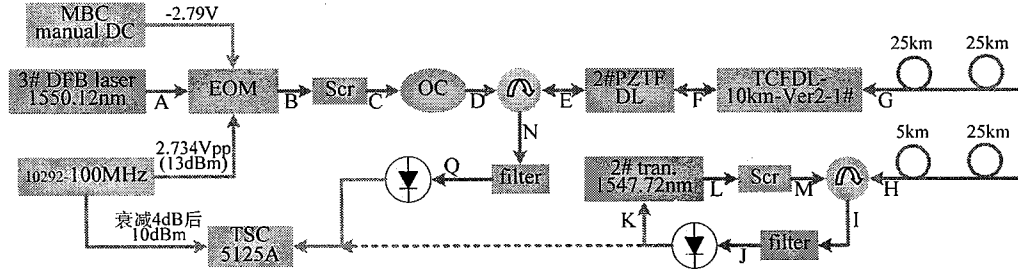


图 5.6 80 km 实验室链路自由状态噪声分布测试方案

实验中共在不同节点不同条件下测试了 43 组数据, 其对应的测试条件和秒稳度如表 5.6 所示。

首先对比 1,2 组数据, 可以看出在使用外调制方式且各项参数调试到最优化的情况下, 秒稳可以接近本底极限。

其次从表 5.6、图 5.7 和图 5.8 可以看到探测器以及入射到探测器功率的影响非常大。测试结果显示 1612#光电探测器在入射功率 1.2mW(接近饱和)时噪声最小, 此时构成的 EO/OE 系统性能基本可以接近极限, ADEV 秒稳 $\sigma_y(1s)$ 从极限的 8.3×10^{-15} 恶化到 9.4×10^{-15} (参见数据组 1 与 2 的比较)。然后进入探测器的功率越小, ADEV 会越大, 性能越差, 50μW 入射时 $\sigma_y(1s)$ 还能得到 3×10^{-14} (参见数据组

表 5.6 实验室链路自由状态下各节点测试条件及秒稳定度 $\sigma_y(1s)$

测试序号及内容	秒稳定度
1 10292 port1/port2	8.3×10^{-15}
2 B 点(EOM)/Att 1.2mW/1612/7dBm	9.4×10^{-15}
3 B 点(EOM)/Att 50uW/1612/ Amp/1dBm	3.3×10^{-14}
4 B 点(EOM)/Att 50uW/1612/2Amp Att 7dBm/16dBm	3.5×10^{-14}
5 B 点(EOM)/Att 50uW +EDFA 10mW+Att1.2mW/1612/7dBm	8×10^{-14}
6 B 点(EOM)/Att 50uW +EDFA 10mW+Att1mW/DET01/0dBm	8.6×10^{-14}
7 B 点(EOM)/Att 50uW /DET01/2 Amp/-2dBm	6.1×10^{-14}
8 B 点(EOM)/Att 91uW /DET01/2 Amp/3dBm	5.5×10^{-14}
9 B 点(EOM)/Att 1mW /DET01/ Amp/1dBm	1.5×10^{-13}
10 G 点(10km)/Att 1.2mW/1612/7dBm	1.5×10^{-14}
11 G 点(10km)/Att 50uW/1612/ Amp/2dBm	3.1×10^{-14}
12 G1 点(35km)/1.1mW/1612/7dBm	3.4×10^{-14}
13 G1 点(35km)/Att 50uW/1612/Amp/2dBm	4.3×10^{-14}
14 G2 点(60km)/300uW/1612/-6dBm	6.0×10^{-14}
15 G2 点(60km)/Att 50uW/1612/Amp/2dBm	6.4×10^{-14}
17 I 点(90km)/58uW/1612/Amp/3dBm	7.4×10^{-14}
18 I 点(90km)/Att 15uW/1510/-1dBm	8.4×10^{-14}
19 I 点(90km)/58uW/1613/Amp/-4dBm	9.9×10^{-14}
21 D1 点(OC)/Att 1.2mW/1612/7dBm	9.0×10^{-15}
22 D1 点(OC)/Att 50uW/1612/Amp/2dBm	3.3×10^{-14}
23 I 点(90km)/58uW/1612/2 Att 9dB/9dBm/with local scr/H 点 no back(0uW at local)	5.5×10^{-14}
27 M 点(远地端内调制发射机)/Att 50uW/1612/Amp/-2dBm/with local scr	6.9×10^{-14}
31 I 点(90km)/Att 30uW/1612/2 Amp+Att 5dB+Spl/10dBm/with scr	7.4×10^{-14}
33 I 点(90km)/58uW/1612/2 Att 9dB/9dBm/with local scr/H 点 0.8mW back(4uW at local)	6.1×10^{-14}
34 I 点(90km)/58uW/1612/2 Att 9dB/9dBm/with local scr/H 点 4.7mW back(22uW at local)	1.5×10^{-13}
35 Q 点(本地)/22uW/1612/2 Amp/6dBm/条件同 34	3.9×10^{-13}
36 J 点(远地 6901 滤波)/12uW/1612/Amp/-1dBm/条件同 34	1.5×10^{-13}
37 Q 点(本地端/远地 6901)/21uW/1613/2Amp/2 dBm/条件同 34	3.5×10^{-13}
38 Q 点(本地端/远地 FBG)/21uW/1613/2 Amp Att 8dB/7 dBm/条件同 34	1.1×10^{-12}
39 J 点(远地 FBG)/41uW/1612/2 Amp Att 8dB/9dBm/条件同 34	8.9×10^{-13}
40 J 点(6901)/12uW/1612/2 Amp/0dBm/with local scr/H 点 19mW back(82uW at local)	1.4×10^{-13}
41 Q 点(本地 6901 滤波)/82uW/161 /6dBm/ local scr/H 点 19mW back(41uW at local)	3.3×10^{-13}
43 I 点(90km)/Att 12uW/1612/2 Amp+Att 5dB+Spl/7dBm/with scr	1.5×10^{-13}

1,2,3 的比较)。但是如果入射功率到 $10\mu\text{W}$ 级时 $\sigma_y(1s)$ 只能得到 10^{-13} 量级(参见数据组 1,2,3,43 的比较), 如果使用商用 EDFA 将功率放大后再入射, 所得结果也并不太好(参见数据组 5.6 的比较), 说明该商用 EDFA 引入噪声较大。1612#响应度

大于 1613#, 噪声性能好于 1613#, 在接近极限时基本上 $\sigma_y(1s)$ 小 2 倍以上, 两者测量的 $\sigma_y(1s)$ 都较大时也要差 1.5 倍以上(参见数据组 17,19 以及 23,24 的比较)。在同等功率($10\mu W$ 级)水平下, 1510# 光电探测器的性能优于 1612# 光电探测器, 功率大于 $20\mu W$ 时 1510# 饱和(参见数据组 18,31,43 的比较)。DET01 加微波放大模块方式的 ADEV 都比较大(参见数据组 7,8,9 的比较)。从相位噪声角度看, 探测器入射功率越大, 噪声越低。当入射功率大于 $1 mW$ 时, 高频本底可以到 $-150 dBc/Hz$ (1612# 光电探测器), $-140 dBc/Hz$ (DET01), 一旦入射功率小于 $1 mW$, 高频本底最小只能到 $-130 dBc/Hz$ (1612#, 1510#, DET01)。

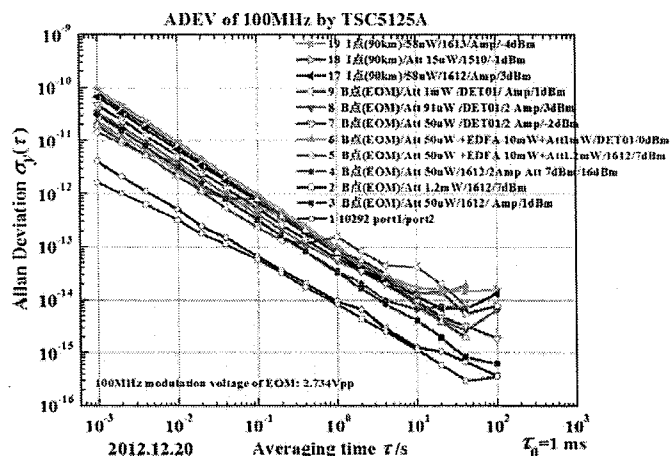


图 5.7 不同类型探测器及不同入射功率下自由链路噪声分布的 Allan 偏差

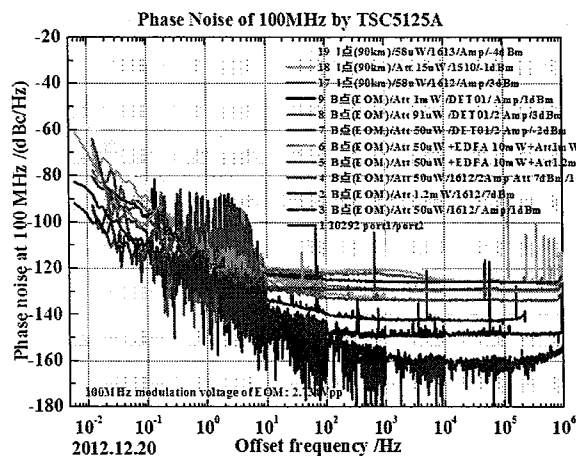


图 5.8 不同类型探测器及不同入射功率下自由链路噪声分布的相位噪声

然后比较链路长度增加的影响, 首先测试各点本身具有的最大功率时的 ADEV 和相位噪声(>1.2mW 时衰减到 1.2mW, 以防止探测器饱和), 得到各点噪声分布, 结果如表 5.6、图 5.9、图 5.10 所示。可以看出在入射探测器功率一致

且满足要求情况下,随着链路长度增加,ADEV也在逐渐恶化(参见数据组 2,3,10,11,12,13,14,15,17 的比较),这可能有两方面的原因,一是长度增加光功率损耗增加,功率减小致信噪比降低;更为显著的是另一方面原因,激光噪声和光纤色散联系引起模式噪声。特别当载波激光扰偏之后,这种恶化会大约减小 1/5(参见数据组 17,23 的比较),这说明偏振模色散也是很有影响的。

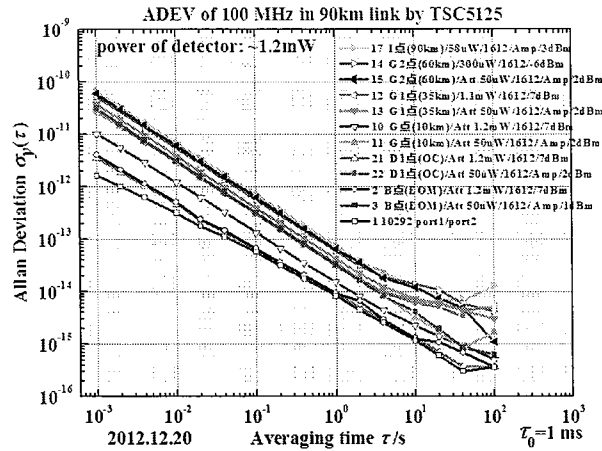


图 5.9 不同链路长度下自由链路噪声分布的 Allan 偏差

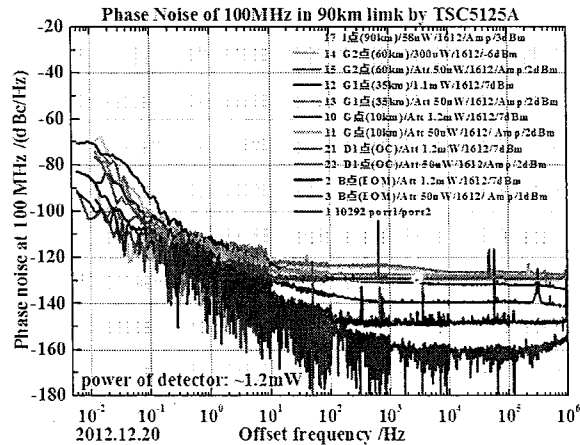


图 5.10 不同链路长度下自由链路噪声分布的相位噪声

然后考察后向反射光及返回链路噪声特性,结果如表 5.6、图 5.11 和图 5.12 所示。首先测试本地端由正向入射光所导致的后向散射光,这部分散射光对载波激光光源本身不会产生影响,参见数据组 2,3,21,22 的比较。但是会进入本地端的返回光探测器,对远地端返回光的探测产生影响,往往后向返回光远大于远地端返回光,因此必须滤除。其次测试远地端,如果反向入射光稍大,由返回光随着正向光进入正向探测器,就会恶化远地端 ADEV,参见数据组 23,33,34,36 的

比较。在双波长方案中对于后向反射光必须使用滤波器滤除,但是滤波器的选择很重要,数据组 36,37,38,39 表明 FBG 反射型效果不好,同时滤波器损耗不能大,因为增大一点损耗都会导致信噪比严重降低,同时滤波带宽应尽量精确匹配。总之链路的 Fresnel 回波、后向 SBS 会对噪声特性造成严重影响,(参见数据组 23, 27, 33, 34, 35, 40, 41 的比较),有这两者效应的存在,90 km 链路远地端的 $\sigma_j(1s)$ 始终无法进入 10^{-14} 量级,必需使用滤波器(双波长)或者移频(单波长)方法消除影响。

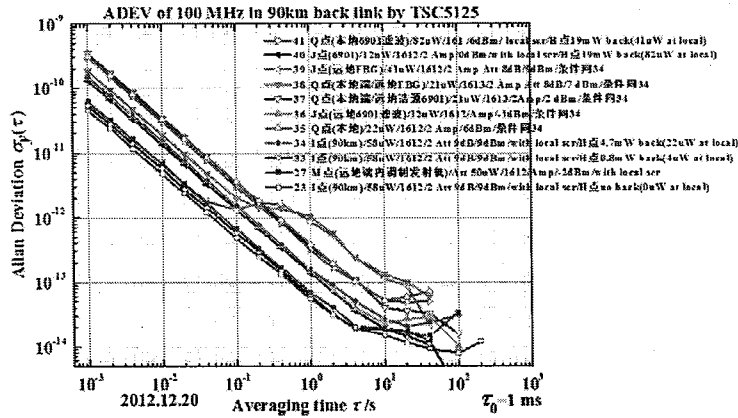


图 5.11 后向散射对自由链路噪声分布之 Allan 偏差的影响

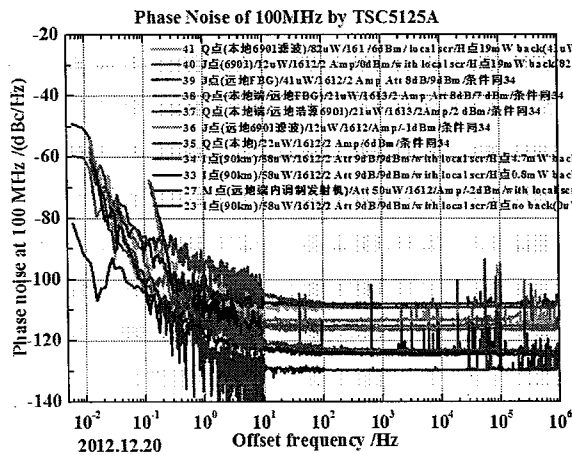


图 5.12 后向散射对自由链路噪声分布之相位噪声的影响

下面探讨光纤遭受快速温度变化后的噪声性能,本轮测试光纤链路总长度减到 50 km,并将其中 1 km 光纤置于温控炉内进行主动温度控制,测试结果如图 5.13(a)所示。可以看出当 1 km 光纤处于常温自由状态、高温自由状态和低温自由状态时链路都存在调频白噪声,即 $\sigma_j(\tau)$ 不随 τ 变化;1 km 光纤在持续加温和持续降温的过程中链路都会出现频率随机游走噪声或者调频闪烁噪声,即 $\sigma_j(\tau)$

随着 τ 的增加而增加; 1 km 光纤在温度振荡过程中链路相对频率稳定度的 Allan 偏差 $\sigma_y(\tau)$ 随着 τ 的增加会出现往返的增大-减小-增大过程, 而且出现最大值的平均时间和温度振荡的半周期基本吻合, 这点也说明 Allan 方差是可以反映出平均时间对应的时间尺度的噪声特性的。

为了进一步验证温度变化对链路噪声的影响, 使用更短的光纤进行主动温度控制, 图 5.13(b) 显示了使用 100 m、15 m、3 m 光纤在不同温度变化过程中的 $\sigma_y(\tau)$, 其结果与 1 km 的结果相似, 结果显示即使很短的光纤(3 m)在不受外部应力的自由状态下遭受较快速度变化时, 都会导致 Allan 偏差在 10 s 级的平均时间范围内出现调频白噪声、调频闪烁噪声或者频率随机游走噪声类似的噪声分布。其中又以加温过程更为突出, Allan 偏差将会从 10 s 级平均时间开始一直上翘; 而降温过程相对温和, 在上翘之后可能会出现下降。该实验结果进一步证实 4.3 节中的结论, 说明温度扰动将会是较长期传输不稳定度的主要来源。

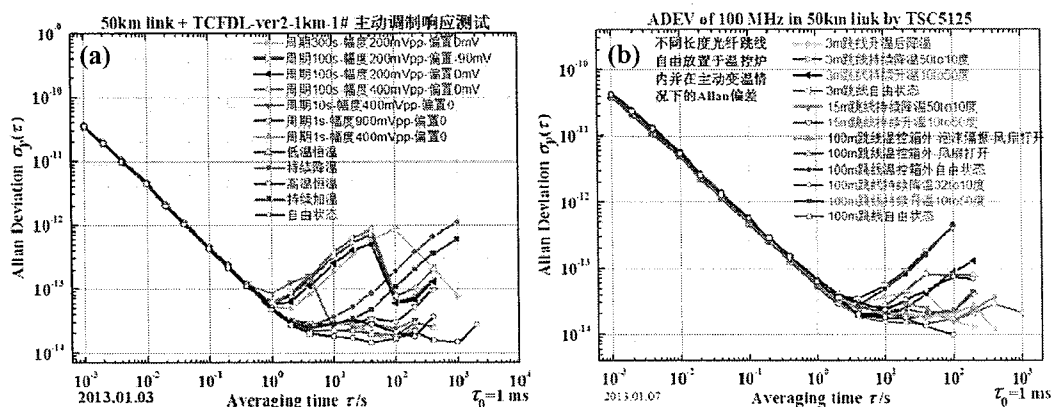


图 5.13 光纤链路中(a)1 km 光纤(b)不同长度光纤主动变温后的 Allan 偏差

5.2.2 80 km 实验室链路时频同时传递特性

在实验室配备了 80 km 光纤链路进行光纤时频传递系统的特性测试。光纤链路由六卷光纤组成, 长度分别为 1 km、2 km、2 km、25 km、25 km、25 km, 各自缠绕在直径约 20 cm 的绕线柱上, 它们相互之间使用 FC/UPC 连接头连接。系统原理结构如图 5.14 所示, TimTech 10292 信号发生器产生 100 MHz 频率信号和 1 pps 时间信号, 使用外强度调制和 WDM 实现时频同时调制解调, 采用频率信号双波长双向还回方式获取传输相位误差信号, 并利用压控光纤延迟线实现光学补偿从而稳定整个光纤链路同时实现频率信号和时间信号的噪声补偿。补偿系统只使用了 10 km 长度的压控光纤延迟线, 没有使用快变补偿。

系统的时频传递性能如图 5.15 所示。在相位噪声补偿状态下, 在所测试的

近 11 小时内, 80 km 光纤链路加上 10 km 压控光纤延迟线以及器件系统中 100 MHz 频率信号总的相位波动是 4.43 mrad, 1 pps 时间信号的平均延迟时间是 445789650.1 ps, 峰峰值抖动是 497 ps; 而在噪声未补偿的自由状态下, 100 MHz 频率信号总的相位波动是 8016.5 mrad, 1 pps 时间信号的平均延迟时间是 445791744.9 ps, 峰峰值抖动是 12400 ps。这些数据显示出时间信号和频率信号在同时传输的过程中没有相互影响, 在使用双向还回补偿之后噪声都同时得到了有效的补偿。

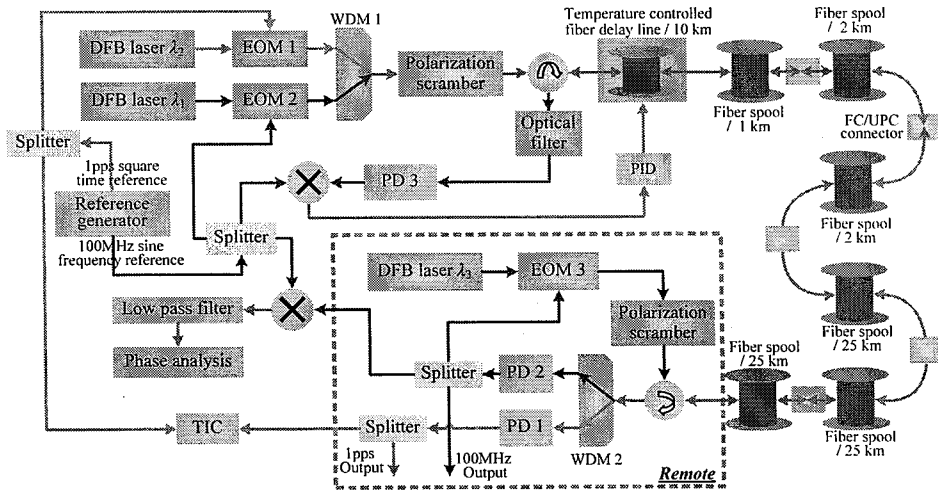


图 5.14 80 km 实验室链路时频信号同时传递原理图

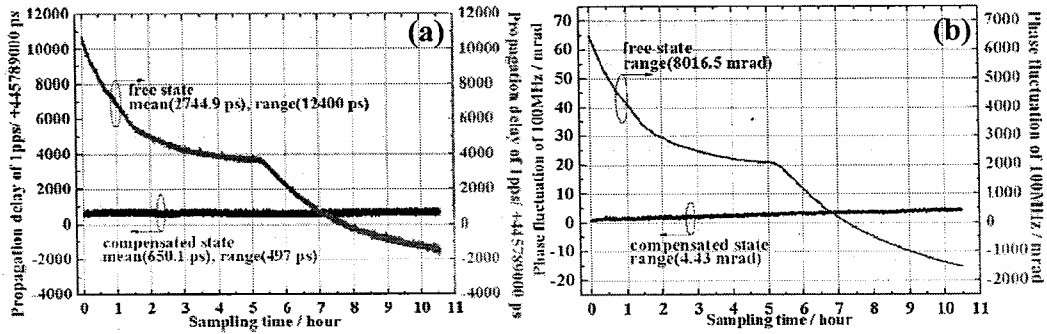


图 5.15 (a) 100 MHz 频率信号的传输相位抖动, (b) 1 pps 时间信号的传输时延

这些结论也在图 5.16 中得到了证实, 图 5.16(a) 显示了 100 MHz 频率信号传输后的相对频率稳定度的 Allan 偏差, 秒稳定度在噪声补偿前后分别为 8×10^{-14} 和 5×10^{-14} , 万秒稳定度在噪声补偿前后分别为 8.3×10^{-14} 和 2.5×10^{-17} 。但是在 2 s~10 s 的平均时间范围内噪声补偿后的 $\sigma_y(\tau)$ 比补偿之前略大一点, 呈现调频白噪声、

调频闪烁噪声的特征,这主要是由于补偿系统中只使用温度补偿,所以压控延迟光纤的温度一直在变化,正如 5.2.2 节所述,持续的温度变化或者振荡都会通过光纤色散噪声引起传递频率的调频白噪声、调频闪烁噪声或者频率随机游走噪声。所以要完全消除该部分噪声特征,应该加入快变补偿系统。

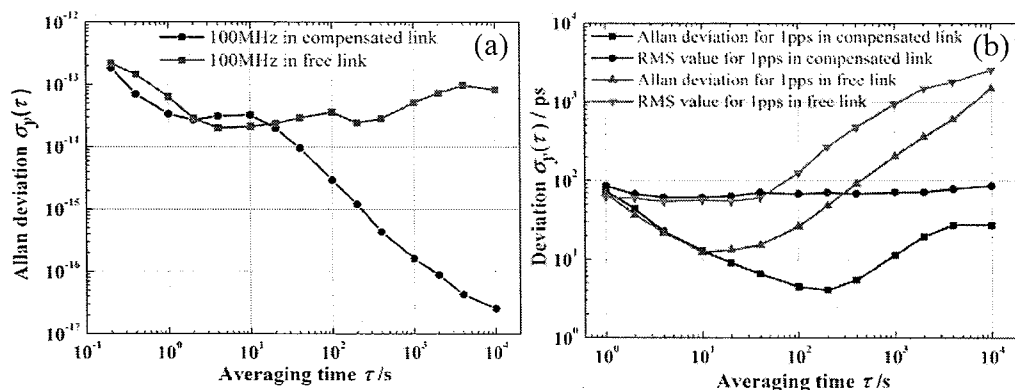


图 5.16 (a)100 MHz 频率信号的相对频率稳定度的 Allan 偏差, (b)1 pps 时间信号传输时延的标准偏差和 Allan 偏差

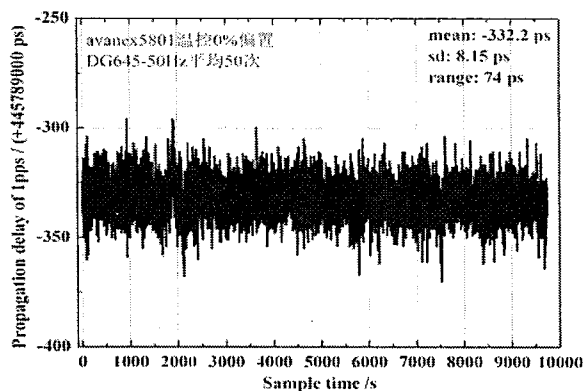


图 5.17 50 pps 时间信号平均 50 次后的传输时延

图 5.16(b)显示了 1 pps 信号传输时延的统计特征,在噪声补偿之前,无论是均方根(RMS)抖动还是 Allan 偏差抖动都会随着平均时间 τ 的增加而不断积累,但是在补偿之后,积累效应消除,整个采集时间内的均方根抖动在补偿前后分别为 2529 ps 和 86 ps。噪声补偿之前在平均时间约 10 s 时时延抖动的 Allan 偏差取得最小值约 12 ps,噪声补偿之后在平均时间约 200 s 时时延抖动的 Allan 偏差取得最小值约 4 ps,该最小值的存在,说明所测量的时延抖动内存在大量的白噪声,该噪声可能来源于 SR620 的测量不稳定性,因为测试过程中 SR620 使用的是内部时基,由 4.1.3 节可知,此时 620 确实存在很大的测量误差。为了消除这种白

噪声的影响,平均是比较好的方式,于是时频传递时将时间信号由 1pps 改为 50 pps,即 50Hz 的脉冲信号,然后 SR620 测试时平均 50 次后每隔 1 s 输出一个测量值,在相位噪声补偿情况下的传递结果如图 5.17 所示,此时的抖动均方根值约 8 ps,峰峰值约 74 ps,验证了通过平均方式可以测量到更高的传递时延精度。

5.2.3 60 km 实地链路时频同时传递特性

为了让光纤时频传递技术向工程实用化更近一步,我们在北京城区选择了 3 个具有光纤节点的站点进行了光纤时频传递的实地链路现场试验,站点相对位置和光纤链路的分布情况如图 5.18 所示,其中标注的光纤长度值由 EXFO 公司的 FTB-730 OTDR 测试所得。

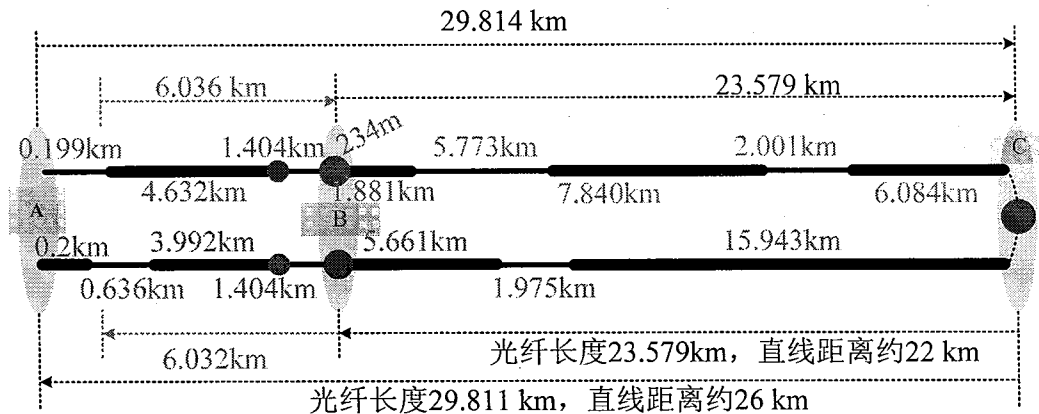
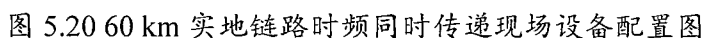
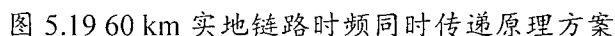


图 5.18 实地链路现场试验的站点和光纤链路分布图

60 km 实地链路时频同时传递使用的光纤链路为从站点 A 到 C 的两根光纤,在 C 处连接形成环路,总长度约 60 km,链路总损耗为正向(G 到 H)15.79dB,反向(H 到 G)15.76dB,链路总回波损耗为向远地端 26.2dB(H 反向-I(H 接链路));向本地端 23.3dB(E 正向-M(E 接链路))。

传递系统原理方案与图 5.1 所述方案一致,与实地链路结合后的方案如图 5.19 所示,现场的传递设备实物配置如图 5.20 所示,其中本地端机包括时频发



120

该实验结果起到了两方面的作用,一是证实了 4.1.2 节和 4.1.3 节所提出测试方法的有效性和正确性,测试方案和结果在 4.1.4 节进行了详细描述,二是描述了长距离实地链路的时频传递特性,将在本节下文进行阐述。

传递的时间信号是站点 A 的氢钟产生的 1 pps 秒脉冲信号,频率信号是由同一氢钟产生的 10 MHz 正弦信号倍频后得到的 100 MHz 正弦信号。频率信号在倍频前后的稳定度和相位噪声如图 5.21 所示,可以看出 10 MHz 和 100 MHz 的稳定度差别不大,但是倍频后 100 MHz 的相位噪声比直接输出 10 MHz 的相位噪声恶化近 20 dB,比如大于 1 kHz 的相噪 10 MHz 时是 -146 dBc/Hz,而倍频到 100 MHz 后变成了 -125 dBc/Hz。由图 4.11 和图 4.12 可知氢钟输出的 pps 时间信号存在长期的线性漂移,漂移速度约 8.4 ps/min。

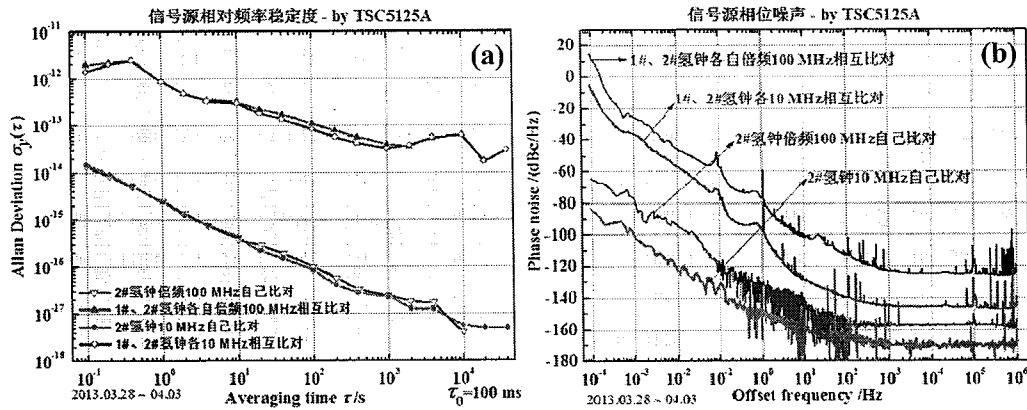


图 5.21 站点 A 的氢钟频率信号在倍频前后的(a) $\sigma_y(\tau)$ 和(b)相位噪声

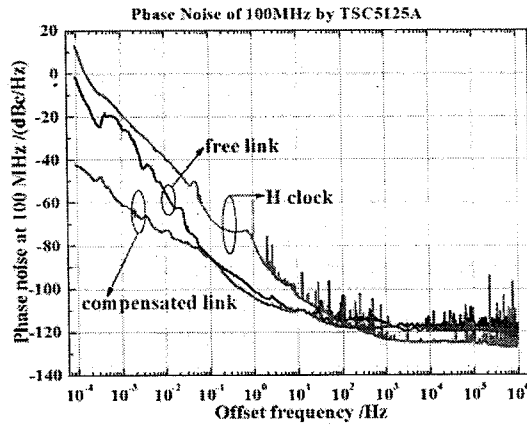


图 5.22 60 km 实地链路噪声补偿前后的频率传递的相位噪声

传递系统在 5.2.2 节的基础上加入了快变 PZT 光纤延迟线,使用串联的快慢

变 PID 滤波系统分别控制快变和慢变延迟线,快变带宽约 500 Hz,慢变带宽约 1 Hz。噪声补偿前后的相位噪声分布如图 5.22 所示,噪声补偿后的相位噪声在全频段上都比补偿前有所降低,频率越低降低的程度越大,在 500 Hz 以下的大部分区域维持了大于 3 dB 的噪声补偿能力。但是相对于频率信号源来说,光纤时频传递系统低频噪声降低的同时高频有所增加,这可能是由于 EO/OE 过程的热噪声所导致的。实地链路的频率相位噪声抖动和时间传输时延的时域分布、统计分析值见图 4.11~图 4.13 所示,典型传递参数总结于表 5.7 中。

表 5.7 60 km 实地链路时频同时传递典型参数列表

表征参数	信号源	传递系统 噪声补偿前	传递系统 噪声补偿后	用户端
100 MHz 相位波动量	-411°@20 h	6°@20 h	0.25°@26 h	-405°@20 h
100 MHz $\sigma_y(1\text{ s})$	6.4×10^{-13}	7.2×10^{-14}	6.2×10^{-14}	6.6×10^{-13}
100 MHz $\sigma_y(10\text{ s})$	1.8×10^{-13}	1.6×10^{-14}	1.2×10^{-14}	1.8×10^{-13}
100 MHz $\sigma_y(100\text{ s})$	2.7×10^{-14}	1.4×10^{-14}	4.4×10^{-15}	2.8×10^{-14}
100 MHz $\sigma_y(10^4\text{ s})$	4.3×10^{-14}	1.2×10^{-15}	5.7×10^{-17}	4.2×10^{-14}
100 MHz $\sigma_y(1\text{ day})$	—	—	6.7×10^{-18} @5 day	—
100 MHz $L(0.01\text{ Hz})$	-39.7 dBc/Hz	-55.2 dBc/Hz	-72.7 dBc/Hz	—
100 MHz $L(1\text{ Hz})$	-59.1 dBc/Hz	-101.0 dBc/Hz	-104.7 dBc/Hz	—
100 MHz $L(98.5\text{ Hz})$	-113.6 dBc/Hz	-114.6 dBc/Hz	-117.6 dBc/Hz	—
100 MHz $L(10^4\text{ Hz})$	-125 dBc/Hz	-117.5 dBc/Hz	-118.2 dBc/Hz	—
1 pps 传输时延	—	292192050 ps @60 km	341730770 ps @70 km	—
1 pps 时延均方根抖动	—	41.6 ps@36 h	23.3 ps@26 h	—
1 pps 时延峰值抖动	—	285 ps@36 h	158 ps@26 h	—

5.3 本章小结

首先设计了光纤时频传递系统的方案,包括选择波分复用方式实现时频同时调制解调,单纤双向双波长还回与本地信号拍频鉴相的方式获取误差信号和消除中途反射信号的影响,快慢变串级 PID 分别控制快速小范围和慢速大范围的压控光纤延迟线实现噪声补偿。随后给出了在不同链路环境下系统参数的配置方案。然后制作了系统指标需求的低噪声时频发射机和大范围压控光纤延迟线。发射机激光线宽都小于 500 kHz,相对强度噪声小于 -150 dB/Hz,功率波动 < 3%。大范围压控光纤延迟线实际制作了 1 km 和 10 km 两种结构,其时延变化范围分别达到 3.4 ns 和 16.1 ns,在各自最佳变化区域的变化速度为 31 ps/1 °C/11 s 和 235 ps/1 °C/16 s,功率波动为 4%和 3%。

然后搭建了传递系统,在实验室 80 km 链路上进行了特性测试实验。在自由状态下验证电光/光电转换、链路长度、菲涅尔反射、SBS 等部分的影响,实验进一步证实入射探测器功率越大, $\sigma_y(\tau)$ 越小、噪声越低;链路越长, $\sigma_y(\tau)$ 越大、噪声越大,这可能有两方面的原因,一是长度增加光功率损耗增加,功率减小致信噪比降低,更为显著的是另一方面原因,激光噪声和光纤色散联系引起模式噪声;菲涅尔反射、SBS 的存在会严重恶化传递性能,必须消除。另外也发现即使链路中很短的光纤在不受外部应力的自由状态下遭受较快速度变化时,都会导致 Allan 偏差在温度变化周期对应的平均时间范围内出现调频白噪声、调频闪烁噪声或者频率随机游走噪声类似的噪声分布,使对应区域噪声特性恶化,说明反馈带宽选择非常重要。

在实验室 80 km 链路上噪声补偿后得到传递特性参数为: 100 MHz 频率信号总的相位波动是 4.43 mrad, 秒稳定度为 5×10^{-14} , 万秒稳定度为 2.5×10^{-17} ; 1 pps 时间信号的平均延迟时间是 445789650.1 ps, 峰峰值抖动是 497 ps, 均方根抖动为 86 ps, 平均时间约 200 s 时时延抖动的 Allan 偏差取得最小值约 4 ps。

然后利用北京某 3 个通信机房的实地光纤链路进行了现场试验。即 60 km 长距离的时频同时传递,其中 100 MHz 频率信号总的相位波动是 $0.25^\circ @ 26 \text{ h}$, 秒稳定度为 6.2×10^{-14} , 万秒稳定度为 5.7×10^{-17} , 天稳定度为 6.9×10^{-18} ; 100 MHz 频率信号 1 Hz 偏频处的相位噪声为 -104.7 dBc/Hz; 1 pps 时间信号的平均延迟时间是 341730770 ps, 峰峰值抖动是 158 ps, 均方根抖动为 23.3 ps。

6 总结与展望

低噪声窄线宽单频光纤激光光源在相干激光雷达、相干光通信、高精度光纤传感、引力波探测、微波光子学等领域具有重要的应用前景,同时高精度光纤时频传递技术在时钟基准比对、物理常数测试、长基线干涉(VLBI)、深空探测、卫星导航定位、X射线粒子加速器等领域也具有广泛的应用前景。本文基于这样的背景,开展了利用光纤产生低噪声激光和传递高精度时频信息的研究,在参数特性表征测量系统、激光器制作、时频传递系统搭建及其关键单元器件和理论模型方面取得了一些初步结果,概括起来包括以下三方面。

元件层面:

1. 搭建了光纤光栅刻写平台,成功刻写出波长可选、波长和带宽均匹配的单模高反光纤光栅和低反保偏光纤光栅对,可用作具有单偏振模式选择特性的谐振腔镜。
2. 实验上首次观察到保偏光纤光栅微弱的中间峰交叉偏振模式耦合现象,并重新推导了耦合模方程,给出了描述该现象的完整的理论模型。

器件层面:

3. 将谐振腔的偏振模式起振和输出分开考虑,通过分别利用谐振腔起振条件和波片模型建立了描述谐振腔增益介质存在双折射缺陷的线型腔光纤激光器的偏振输出特性,得出谐振腔增益介质双折射主轴必须与保偏光纤光栅(谐振腔镜)的主轴平行或者正交,方可得到线偏振输出。该结论有效指导了实际激光器的装调过程。
4. 建立了单频激光器完整的特性表征测量体系,包括模式特性、功率特性、光谱特性、偏振特性以及噪声特性,重点区分了线宽和噪声的概念,对每个参数描述了具体的测试方法,特别搭建了基于非平衡 Michelson 干涉仪的相位噪声测量装置。
5. 通过使用单模光纤、波长和带宽均匹配的窄带保偏光纤光栅对、高增益 Er/Yb 共掺磷酸盐玻璃光纤等技术方案搭建了窄线宽的单频光纤激光器。获得了满足多普勒激光雷达需求的中心波长为 1540.3 nm,信噪比大于 70 dB,斜率效率约 20%,在 600mW 泵浦下输出功率 114.2 mW,功率波动小于 $\pm 0.25\%$ @5

- h, 线宽 4.2 kHz, 偏振消光比大于 40 dB 的窄线宽单频激光输出, 并利用扫描 FP 验证了其单频运转状态。激光器的强度噪声在 2.5 MHz 处存在弛豫振荡峰, Fourier 偏频大于 100 kHz 时, 强度噪声的白噪声水平达到 -130 dB/Hz; 在 100 Hz 处的相位噪声和频率噪声分别为 $10 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ 和 $500 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。
6. 利用传递函数理论研究了铒镱共掺光纤激光器强度噪声模型, 并利用光电负反馈和往返 EDFA 分别对强度噪声中的弛豫振荡和低频噪声进行了抑制, 弛豫振荡被完全抑制, 噪声抑制比例达到 30 dB; 低频噪声在 10 Hz 处减小 20 dB; 激光的短期功率波动从噪声抑制之前的 $1.5\% @ 160 \text{ ms}$ 减小到了 $0.4\% @ 160 \text{ ms}$ 。
 7. 利用 PZT 拉伸增益光纤的方式搭建了可调谐的磷酸盐玻璃光纤激光器, 调谐斜率约为 1.2 MHz/V 。调谐范围大于 82 MHz。并利用边频锁定的方式将激光输出频率稳定到了温控隔振隔音的窄带光纤 Bragg 光栅的斜边上, 激光器的频率波动从稳频之前的 $25 \text{ MHz}/10 \text{ s}$ 减小到了 $2.5 \text{ MHz}/\text{hour}$ 。100 s 处的 Allan 偏差从 9×10^{-8} 减小到了 7×10^{-10} 。

系统层面:

8. 建立了时频源特性和时频传递系统特性的表征测量体系, 明确了绝对特性和传递特性的关系, 并建立了对应的测量方法和手段。通过实验验证了“自外差比对”的方式测试传递系统本身的特性的有效性, 以及通过测量系统往返传递特性来推断单向传递特性方法的正确性。
9. 实验研究了时间信号和频率信号各自的 EO/OE 特性, 得到了各自的规律, 为后续系统设计和实现奠定了基础。
10. 给出了完整的描述光纤时频传递延迟相位变化的基本方程, 并在此基础上建立了噪声来源分析模型, 分别研究了温度、色散、强度噪声等各因素对时频传递特性可能的影响, 所得结论与文献中的实验数据取得良好的一致性, 对后续系统设计和实现具有重要指导意义。
11. 实现了半导体 DFB 激光器的精密温控和高精度电流驱动, 从而获得了线宽小于 500 kHz, 相对强度噪声小于 -150 dB/Hz, 功率波动 < 3% 的激光输出, 并在此基础上制作了时频外调制发射机。设计了特定的温控结构实现了大范围压控光纤延迟线, 实际制作了 1 km 和 10 km 两种结构, 其时延变化范围分别达到 3.4 ns 和 16.1 ns, 在各自最佳变化区域的变化速度为 $31 \text{ ps}/1^\circ\text{C}/11 \text{ s}$ 和 $235 \text{ ps}/1^\circ\text{C}/16 \text{ s}$, 功率波动为 4% 和 3%。
12. 在实验室 80 km 链路上进行了链路噪声分布特性的实验测试。研究了电光/光电转换、链路长度、菲涅尔反射、SBS、局部温度变化的实际影响, 为系统实验提供了有效的指导性数据。
13. 利用波分复用/解复用方式实现时频同时调制解调, 单纤双向双波长还回与本

地信号拍频鉴相的方式获取误差信号和消除中途反射信号的影响,快慢变串级 PID 分别控制快速小范围和慢速大范围的压控光纤延迟线实现噪声补偿的方案搭建了高精度时频传递系统。并利用北京某 3 个通信机房的实地光纤链路进行了现场试验。即 60 km 较长距离的时频同时传递,获得的特性参数为 100 MHz 频率信号总的相位波动是 $0.25^\circ@26\text{ h}$, 秒稳定度为 6.2×10^{-14} , 万秒稳定度为 5.7×10^{-17} , 天稳定度为 6.9×10^{-18} ; 100 MHz 频率信号 1 Hz 偏频处的相位噪声为 -104.7 dBc/Hz; 1 pps 时间信号的平均延迟时间是 341730770 ps, 峰峰值抖动是 158 ps, 均方根抖动为 23.3 ps。

基于以上的研究基础,本文工作还可以在很多方面进行深入研究,比如:

1. 建立更加有效和方便的单频激光器相位噪声测量装置,比如已经申请了专利的基于 3×3 Michelson 干涉仪的方案,通过增加一个臂从而增加一个物理量,也就不需要非平衡 Michelson 干涉仪中的反馈控制部分即可实现正交相位解调。同时进行激光器噪声来源的分析研究,以便获取更窄线宽和更低噪声的激光。
2. 在分析谐振腔双折射缺陷对线型腔光纤激光器输出偏振特性的影响时,只分析了增益光纤双折射存在双折射缺陷的情况,对于保偏光纤光栅或者说偏振选择元件的双折射缺陷也是可以进行理论分析和实验研究的。
3. 对单频激光器进行主动频率稳定时可以进一步改善参数,争取在频率稳定的同时实现线宽压窄,构造 100 Hz 量级甚至 Hz 量级线宽的光纤激光器。同时研究这种极限线宽的激光在光纤中的传输效应,真正将窄线宽光纤激光和光纤时频传递结合在一起实现光频传递。
4. 时频传输方面可以进一步开展绝对时间同步和长距离传输方面的研究。