



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

博士学位论文

光学频率梳重复频率的提高及
半导体激光线宽压缩的实验研究

作者姓名: 侯 磊

指导教师: 魏志义 研究员

中国科学院物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 光 学

研 究 所: 中国科学院物理研究所

2015年 5 月

Repetition Rate Scaled Optical Frequency Comb and
Linewidth Reduced Diode Laser

By
Lei Hou

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

Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences
May, 2015

摘要

光学频率梳作为现代精密测量科学与技术进步的重要标志之一，已经在光学原子钟、绝对距离测量、高分辨激光光谱、低噪声微波信号产生、基本物理常数测量等诸多领域得到了广泛的应用，近年来又进一步被应用到了天文光谱定标中。但是常规的飞秒光学频率梳的重复频率一般在 100 MHz - 1 GHz，远远低于天文定标所需的 10 GHz - 30 GHz 重复频率。针对这一问题，本文重点开展了掺钛蓝宝石光学频率梳和掺镱光纤光学频率梳的重复频率提高实验研究，为光学频率梳在天文定标中的应用研究奠定了良好的基础。

由于氢原子光谱在量子物理发展中扮演着重要角色，近些年来对于氢原子 1S-2S 双光子能级跃迁精密光谱的测量精度也受到越来越多的重视。窄线宽超稳激光器是激发光谱跃迁必不可少的泵浦激光，因此本文也对窄线宽半导体激光器进行了深入地研究。

本论文的主要研究内容和取得的创新结果有以下方面：

1. 针对提高飞秒光学频率梳重复频率和压缩连续激光线宽两个方面的要求，采用低精细度 F-P 腔滤波技术和高精度 F-P 超稳腔稳频技术，理论仿真模拟了 F-P 腔的滤波和压缩线宽特性，为实验中 F-P 腔参数的设计提供可靠的理论指导。此外详细总结了激光频率锁定的通用技术。
2. 基于 350-MHz 掺钛蓝宝石飞秒激光器，采用低精细度 F-P 滤波腔进行了提高光学频率梳重复频率的理论和实验研究。通过对光学频率梳和 F-P 腔之间腔长匹配、模式耦合的研究，首次在国内得到了 3-15 GHz 重复频率的飞秒光学频率梳，并且采用 Pound-Drever-Hall 锁定技术将其稳定到了外部微波钟上，为高重复频率光学频率梳在天文定标的应用奠定了基础。
3. 基于 250-MHz 掺镱飞秒光纤激光器，采用两级低精细度法布里-珀罗滤波腔进行了重复频率提高和边模抑制的实验研究。首先通过标准自参考($f-2f$)系统拍频获得光纤激光器的载波包络相移频率 f_{ceo} 信号，在 100 kHz 分辨率下， f_{ceo} 信号信噪比可达 40 dB，为后续 f_{ceo} 锁定实验提供了良好的基础；其次利用锁相环电路反馈控制泵浦源电流和环形腔腔长，实现载波包络相移频率和重复频率同时锁定，持续锁定时间可达 24 小时以

上, 标志着掺镱光学频率梳完全实现。锁定后光纤光学频率梳稳定度达到了参考源稳定度。进一步, 通过光纤光学频率梳与两级 F-P 腔的腔长匹配和模式耦合, 实现 20 GHz 以上的高重复频率光纤光学频率梳输出, 两级滤波的设计使边模抑制比大于 40 dB, 大大提高了高重复频率光学频率梳模纯净度。基于光纤激光器的 20 GHz 高重复频率光学频率梳性能稳定, 结构紧凑, 可靠耐用, 更加适用于天文定标的实际应用。

4. 采用 Pound-Drever-Hall 稳频技术, 将 972 nm 外腔半导体激光器锁定在超高精细度的法布里-珀罗参考腔上, 锁定后经对误差信号分析可知, 其线宽从自由运转时的约 500 kHz 被压窄至 50 Hz。此外, 搭建了倍频共振增强腔, 对 972 nm 激光的二倍频光 486 nm 进行了四倍频研究, 产生了 1.8 mW 的 243 nm 窄线宽激光输出, 为用于氢原子 1S-2S 能级间双光子跃迁的实验研究提供了良好的激发光源。

关键词: 飞秒激光, 光学频率梳, 高重复频率, 法布里-珀罗腔, 外腔半导体激光, 窄线宽激光

ABSTRACT

Femtosecond optical frequency comb is one of important signs of precise sciences and technologies, which has been widely applied in many research fields, such as optical atomic clock, absolute distance measurement, high precision spectroscopy, microwave frequency metrology, fundamental physical constant. In recent years, femtosecond optical frequency comb has attracted more attentions in research on wavelength calibration for astrophysical spectrographs. However, typical laser frequency combs with mode spacing from 100MHz to 1GHz, can not be distinguished by using the existing spectrographs with high resolutions for precision measurements of astronomical objects, which would prefer mode spacing in the order of 10-20 GHz. Consequently, for such a series of issues, this dissertation presents the research on scaling the repetition rate based on the Ti:sapphire laser frequency comb and ytterbium fiber (Yb-fiber) laser frequency comb, which will make good foundation for realizing an astrophysical wavelength calibrator.

Hydrogen atom plays an important role in development of quantum physics. For the purpose of improving measurement accuracy of the hydrogen 1S–2S transition frequency, the narrow linewidth ultraviolet continuous wave diode laser is studied.

The main innovative achievements presented in this thesis are summarized as follows:

1. The basic principle of Fabry-Perot cavity for scaling the repetition rate of laser frequency comb and compressing linewidth of narrow-linewidth diode laser is demonstrated in the first chapter. And then, the locking techniques have been introduced in detail.
2. Based on a 350 MHz stable Ti:sapphire laser, the mode-spacing between each lines was filtered to 3 GHz-15 GHz by using a low-finesse Fabry-Perot cavity consisting of two concave mirrors. In order to stabilize the Fabry-Perot cavity, the cavity length was controlled by a ring PZT pasted on one of mirrors with Pound-Drever-Hall locking technique. To our knowledge, this is the first domestic femtosecond Fabry-Perot filter setup, which is essential for wavelength calibration for astrophysical spectrographs.
3. The repetition rate is increased with high side-mode suppression ratio based on a 250-MHz repetition-rate femtosecond Yb-fiber laser. Firstly, we set up a typical $f-2f$ interferometer to obtain 40 dB carrier-envelope offset frequency f_{ceo} with the resolution bandwidth of 100 kHz. And then with the help of phase-locked loop electronics, we stabilized the repetition rate and

f_{ceo} by controlling the ring cavity length and pumping current of the ytterbium fiber laser. A long-term stabilization up to 24 hours is presented. Finally, by optimizing the length match and mode-match between the Yb-fiber laser and the Fabry-Perot cavity, we experimentally realized a 23.75-GHz Yb-fiber comb by using two low-finesse Fabry-Perot cavities in series, which was important for calibrating the high resolution astronomical spectrographs.

4. In order to reduce the linewidth to several tens Hz level, a CW (external cavity diode laser, ECDL) 972 nm laser was locked to a high fineness ultralow expansion reference cavity by using the Pound-Drever-Hall technique. The part of 972nm laser output was coupled into the tapered amplifier and two enhanced doubling frequency stages to obtain the output of purple light at 243nm. It was estimated that such narrow linewidth laser system at 243nm can be used well in the detection of the 1S-2S transition of hydrogen. This setup is of great importance for two-photon spectroscopy of 1S-2S transition in atomic hydrogen.

KEY WORDS: Femtosecond lasers, Optical frequency comb, High repetition rate, Fabry-Perot cavity, External cavity diode lasers, Narrow linewidth lasers

目录

摘要.....	I
ABSTRACT.....	III
目录.....	V
图目录.....	IX
表目录.....	XIII
第 1 章 绪论	1
1.1 背景与意义.....	1
1.2 光学频率梳的研究进展.....	2
1.3 光学频率梳的应用.....	8
1.3.1 光学频率梳在光学频率测量中的应用.....	8
1.3.2 光学频率梳在绝对距离测量中的应用.....	9
1.3.3 光学频率梳在天文光谱精密测量中的应用.....	11
1.4 窄线宽稳频激光器的研究进展.....	12
1.5 窄线宽稳频激光器的应用.....	14
1.5.1 窄线宽激光器在氢原子测量中的应用.....	14
1.5.2 窄线宽激光器在光原子钟中的应用.....	16
1.5.3 窄线宽激光器在光学频率传递中的应用.....	18
1.6 本论文的主要研究内容.....	19
第 2 章 法布里-珀罗腔及锁定技术的基本原理	21
2.1 法布里-珀罗腔基本原理.....	21
2.2 法布里-珀罗腔特性参数.....	23
2.2.1 自由光谱程.....	23
2.2.2 光子在法布里-珀罗腔内的平均寿命.....	23
2.2.3 法布里-珀罗腔的共振线宽.....	24
2.2.4 法布里-珀罗腔的精细度和品质因数 Q 值.....	24
2.3 法布里-珀罗腔的模式匹配计算分析.....	25

2.4	法布里-珀罗腔作为滤波腔的应用.....	26
2.4.1	频域和时域中, 法布里-珀罗腔滤波物理图像.....	27
2.4.2	法布里-珀罗腔边模抑制比的影响因素分析.....	29
2.4.3	法布里-珀罗滤波腔结构设计.....	33
2.5	法布里-珀罗腔作为参考腔的应用.....	33
2.6	锁定技术的基本原理.....	35
2.6.1	Pound-Drever-Hall 锁定技术.....	35
2.6.2	内调制锁定技术.....	38
2.6.3	Hansch-Couilland 锁定技术.....	39
2.7	本章小结.....	41
第 3 章	飞秒钛宝石光学频率梳及重复频率提高的实验研究.....	43
3.1	引言.....	43
3.2	飞秒钛宝石光学频率梳的实验研究.....	44
3.2.1	350-MHz 单块飞秒钛宝石光学频率梳.....	44
3.2.2	飞秒钛宝石光学频率梳重复频率的提高.....	47
3.2.3	法布里-珀罗腔的模式匹配.....	49
3.3	飞秒钛宝石光学频率梳的重复频率提高及滤波特性评估.....	50
3.3.1	共振滤波结果.....	50
3.3.2	法布里-珀罗腔共振滤波理论模拟.....	53
3.3.3	法布里-珀罗腔滤波后的光谱对比.....	55
3.4	本章小结.....	56
第 4 章	掺镱光纤光学频率梳及重复频率提高的实验研究.....	57
4.1	引言.....	57
4.2	两级法布里-珀罗腔串联滤波的理论模拟.....	57
4.3	掺镱光纤光学频率梳重复频率提高系统的实验研究.....	59
4.3.1	250-MHz 掺杂镱光纤光学频率梳.....	60
4.3.2	掺镱光纤放大器.....	68
4.3.3	可调谐连续半导体激光器.....	70
4.3.4	法布里-珀罗滤波腔的构建.....	73
4.3.5	光学频率梳重复频率提高系统中的精密锁定.....	74

4.4	本章小结	82
第 5 章	243 nm 稳频窄线宽半导体激光器	83
5.1	引言	83
5.2	243 nm 稳频窄线宽半导体激光器	83
5.3	972 nm 半导体激光线宽压缩	85
5.3.1	连续外腔半导体激光器参数优化	85
5.3.2	法布里-珀罗光学参考腔精细度的测量	87
5.3.3	法布里-珀罗腔光学参考腔共振信号的理论分析	88
5.3.4	连续光与高精度法布里-珀罗腔的精密锁定	91
5.4	共振增强倍频产生 243 nm 紫外连续激光结果	93
5.5	本章小结	95
第 6 章	总结与展望	97
6.1	本论文的主要内容与结论	97
6.2	进一步工作展望	98
	参考文献	101
	个人简历及攻读博士学位期间发表论文与研究成果	111
	致 谢	115

图目录

图 1-1 飞秒光学频率梳的基本结构示意图.....	3
图 1-2 掺杂铒光纤光学频率梳的光路结构.....	6
图 1-3 掺杂镱光纤光学频率梳的光路结构.....	7
图 1-4 Yb:CALGO 飞秒光学频率梳.....	7
图 1-5 飞秒光学频率将光学频率与微波频率的链接.....	8
图 1-6 光学频率梳测频原理示意图.....	9
图 1-7 精确测量距离光学干涉仪的重要历史发展进程.....	10
图 1-8 采样飞秒激光器的绝对距离的装置示意图.....	10
图 1-9 利用光纤光梳进行天文测量的实验系统图.....	11
图 1-10 窄线宽稳频激光器工作原理.....	13
图 1-11 单晶硅窄线宽稳频激光器热噪声测量系统.....	14
图 1-12 氢原子光谱测量原理示意图.....	15
图 1-13 光原子钟原理示意图.....	17
图 1-14 MPQ 和 PTB 光学频率传递原理示意图.....	18
图 1-15 法国天文台光学频率传递原理示意图.....	19
图 2-1 多光束干涉原理图.....	21
图 2-2 反射光与透射光的相对强度曲线.....	22
图 2-3 激光模式与法布里-珀罗滤波腔模式匹配程序界面.....	26
图 2-4 法布里-珀罗腔滤波原理示意图.....	27
图 2-5 法布里-珀罗腔的滤波模型和法布里-珀罗腔与光梳源在频域中滤波图像.....	28
图 2-6 法布里-珀罗腔滤波在时域内的脉冲幅度调制效应.....	29
图 2-7 法布里-珀罗腔的边模抑制比随精细度的变化关系.....	30
图 2-8 法布里-珀罗腔边模抑制比随滤波倍数 M 的变化关系.....	30
图 2-9 法布里-珀罗腔滤波带宽与精细度之间的关系.....	32
图 2-10 法布里-珀罗滤波结构工程示意图.....	33
图 2-11 Pound-Drever-Hall 锁定示意图.....	36
图 2-12 PDH 锁定技术的鉴频信号.....	38
图 2-13 内调制锁定技术的鉴频信号.....	39
图 2-14 Hansch-Couillard 锁定示意图.....	40
图 2-15 法布里-珀罗腔透射函数和 Hansch-Couillard 技术获得的误差信号.....	41
图 3-1 重复频率 350 MHz 的种子光学频率梳示意图.....	45
图 3-2 350-MHz 单块钛宝石飞秒光学频率梳(a)脉冲光谱(b)干涉自相关曲线.....	45
图 3-3 光电倍增管探测到的载波包络相移频率.....	46
图 3-4 载波包络信号锁定在 20 MHz 结果.....	46
图 3-5 重复频率锁定在 1.05 GHz 结果.....	47
图 3-6 飞秒光学频率梳法布里-珀罗腔滤波实验示意图.....	48
图 3-7 飞秒光学频率梳法布里-珀罗腔滤波实验实物图.....	48
图 3-8 光学频率梳光斑半径随不同空间距离的变化.....	49
图 3-9 光学频率梳经过腔外透镜组耦合到滤波腔内光束分布示意图.....	50
图 3-10 780 nm 连续激光在法布里-珀罗腔内共振的透射信号和锁定所需的电信号.....	50

图 3-11 350 MHz 光学频率梳的频谱图	51
图 3-12 经过自由光谱为 3.5 GHz 滤波后的光学频率梳的频谱	52
图 3-13 光学频率梳源激光注入法布里-珀罗腔内, FSR=6.65 GHz 时的共振信号和锁定信号	52
图 3-14 光学频率梳源激光注入法布里-珀罗腔内, FSR=15GHz 时的共振信号和锁定信号	52
图 3-15 法布里-珀罗腔在扫描状态下, FSR=350 MHz 和 FSR=1.75 GHz 的共振透射峰 ..	54
图 3-16 扫描状态下, 实验测量自由光谱程分别为 6.65 GHz 和 15.05 GHz 的透射共振峰	54
图 3-17 扫描状态下, 自由光谱程分别为 6.65 GHz 和 15.05 GHz 的透射共振峰	55
图 3-18 法布里-珀罗腔滤波前后光谱对比	55
图 4-1 两级滤波腔串联结构边模抑制比的模拟结果	58
图 4-2 基于 Yb 光纤激光器的天文光学频率梳系统结构示意图	59
图 4-3 250 MHz 重复频率掺镱光纤光学频率梳系统	60
图 4-4 250 MHz 掺镱光纤激光锁模脉冲序列	61
图 4-5 250 MHz 掺镱光纤激光锁模脉冲序列的频谱图	61
图 4-6 250 MHz 光纤锁模激光的输出光谱曲线	62
图 4-7 250 MHz 光纤激光输出脉宽的强度自相关曲线	62
图 4-8 250 MHz 光纤锁模激光的超连续输出光谱	64
图 4-9 250 MHz 光纤激光器的载波包络相移频率信号	64
图 4-10 250 MHz 光纤激光器的载波包络相移频率信号锁定前后随时间的变化	65
图 4-11 载波包络相移长时间锁定后 Allan 偏差曲线。	66
图 4-12 重复频率锁定前后随时间的变化曲线。	67
图 4-13 重复频率长时间锁定后 Allan 偏差曲线	67
图 4-14 高功率光纤激光放大的实验光路示意图	68
图 4-15 12.5 cm 长芯泵浦放大器的输出光谱	69
图 4-16 12.5 cm 长芯泵浦放大器的斜效率	69
图 4-17 预放大输出 300 mW 时, 两级放大的输出光谱	70
图 4-18 预放大输出 300 mW 时, 第二级放大的输出斜效率	70
图 4-19 Littrow 光栅反馈外腔半导体激光器结构示意图	73
图 4-20 1044 nm 附近波长计测量数据	73
图 4-21 法布里-珀罗滤波器的实物装置图	74
图 4-22 连续光与光梳的完全无间隔锁定实验方案	75
图 4-23 自由运转条件下, 连续光与光梳的拍频信号	75
图 4-24 经快速锁定电路锁定后的拍频信号	76
图 4-25 光学频率梳与半导体连续激光拍频在自由运转(a)和锁定(b)状态的频率变化情况	77
图 4-26 法布里-珀罗腔锁定前的透射峰信号	78
图 4-27 法布里-珀罗腔锁定后的透射峰信号	78
图 4-28 250 MHz 光纤光学频率梳重复频率频谱图	79
图 4-29 250 MHz 光纤光学频率梳输出光谱	79
图 4-30 第一级法布里-珀罗腔滤波后相应的重复频率频谱图	80
图 4-31 第一级法布里-珀罗腔滤波后相应的光谱图	80
图 4-32 第二级法布里-珀罗滤波腔的重复频率频谱图	81

图 4-33 第二级法布里-珀罗滤波腔后的输出光谱图	81
图 5-1 用于氢原子跃迁谱测量的 243 nm 窄线宽半导体激光系统	84
图 5-2 保偏单模光纤和单模光纤功率稳定性测试光路.....	86
图 5-3 未选偏正时, 保偏单模光纤和单模光纤功率稳定性.....	86
图 5-4 选偏正后, 保偏单模光纤和单模光纤功率稳定性.....	87
图 5-5 光外差腔衰荡光谱曲线及拟合曲线。.....	87
图 5-6 入射激光频率扫描时高精度法参考腔的动态响应模型.....	88
图 5-7 扫描速度为 1 MHz/s 时, 光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号	89
图 5-8 扫描速度为 300 MHz/s 时, 光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号	89
图 5-9 扫描速度为 1 GHz/s 时, 光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号	90
图 5-10 扫描速度为 10 GHz/s 时, 光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号	90
图 5-11 (a)自由运转情况下参考腔透射信号和误差信号; (b)激光频率锁定后的透射信号和误差信号	91
图 5-12 伺服系统跟踪精度的测量结果.....	92
图 5-13 激光锁定后法布里-珀罗腔反射光的频谱信号	92
图 5-14 半导体激光锁定前后的幅度噪声功率谱密度.....	93
图 5-15 腔长扫描条件下的 486 nm 共振增强透射信号和腔长锁定后 486 nm 共振增强透射信号	94
图 5-16 243 nm 紫外连续激光产生的光谱图	94

表目录

表 1-1 自参考光学频率梳列表.....	6
表 1-2 几类光原子钟的代表.....	17
表 2-1 法布里-珀罗腔反射率与精细度和品质因数的关系	25
表 4-1 光学频率梳与连续光拍频符号确定.....	72

第 1 章 绪论

1.1 背景与意义

自从激光诞生以来，它以其优异的方向性、单色性和相干性，常常被称为人类“最快的刀”、“最准的尺”、“最亮的光”，所以在精密物理测量^[1-3]、光纤传感^[4-6]、激光雷达^[7-9]、相干合成^[10-12]等领域都具有广阔的应用前景。近几十年来，激光已经成为物理、生物、化学等领域中最重要的研究工具。随着某些研究领域对激光性能需求的不断提高，科学家们在超短脉冲激光与窄线宽超稳激光进行了大量的研究，并且取得了革命性的研究成果。

90 年代以来，在超短脉冲激光技术的研究当中以克尔透镜效应为基础的钛宝石激光器代表的超短脉冲激光技术取得的巨大进步，目前基于该技术最短的脉冲宽度不到 3 fs (飞秒, $10^{-15} s$)^[13-15]。对应仅单个光学振荡周期。对于这样短的激光脉冲，其载波与包络之间的相位，即载波包络相位 (Carrier Envelope Phase, CEP) 将变得非常重要，载波包络相移 (Carrier Envelope Phase offset, CEO) 成为影响激光与物质相互作用最重要的参量之一。随着光子晶体的出现和不断成熟，1999 年，美国科学家 John Hall 和德国科学家 Theodor W.Hänsch 利用光子晶体光纤对飞秒激光的光谱扩展，实现了 CEO 频率的测量，并通过锁相环技术完成了对掺钛蓝宝石飞秒激光的 CEO 频率和重复频率的精密控制，从而实现了飞秒激光光学频率梳的长时间稳定运转^[16]。为了表彰二人在以光学频率梳作为重要内容的超精细激光光谱学的贡献，2005 年授予了他们诺贝尔物理学奖的殊荣。目前，光学频率梳凭借着自身优秀的频率稳定性和传递特性，成为原子分子精密光谱学^[17-19]、光学频率传递^[20-22]、绝对距离测量^[23-25]、光频测量领域^[26, 27]、超稳微波频率源^[28-31]等众多研究领域的可靠工具。

与光学频率梳追求极宽的光谱不同，为了深入地研究微观粒子的内部结构及光谱的精细跃迁，往往需要极窄的光谱宽度，即超窄线宽的激光。由于光谱信息的提取主要受限于探测激光的线宽，因此通过压缩激光线宽技术实现超窄线宽的激光，一直以来是激光科学家和光谱科学家追求的重要目标之一。通常线宽的压缩是通过

稳频技术实现的。1983 年, John Hall 等人采用 Pound-Drever-Hall (PDH) 技术将染料激光器的频率高精度地锁定在一个超稳定的光学法布里-珀罗参考腔的谐振频率上, 实现了激光线宽的压缩, 线宽可以达到 $100 \text{ Hz}^{[32]}$ 。由于这种激光优异的短时间频率稳定特性, 使得窄线宽超稳激光在超高分辨率激光光谱^[33]、引力波探测^[34, 35]、光原子钟^[36-38]和基本物理定律的测量^[39, 40]等研究领域发挥着重要作用。

作为典型的超快激光, 飞秒激光需要极宽的光谱支持, 与超窄线宽激光刚好是人们追求的两个相反极端方向, 不管是飞秒激光, 还是超窄线宽激光, 都是激光科学前沿及精密测量物理等领域都不可或缺的工具。针对这一应用需求, 本论文主要致力于基于飞秒激光的光学频率梳重复频率提高和基于半导体连续激光的线宽压缩技术研究。在光学频率梳重复频率提高的实验研究当中, 我们分别采用掺钛蓝宝石飞秒激光器和掺镱光纤飞秒激光器做为光源, 然后分别对其 CEO 频率和重复频率进行探测和锁定, 接着对单个或者多个 F-P 腔滤波展开了详细的研究。而在窄线宽超稳激光器研究方面, 我们研究了探测氢原子 1S-2S 能级间多普勒双光子跃迁所需的 243 nm 窄线宽超稳半导体激光器。本章首先阐述光学频率梳的基本原理和最新研究进展, 同时介绍了光学频率梳在光频测量、距离测量和天文光谱测量三个方面的重要应用; 其次对窄线宽超稳激光器的基本原理和最新研究进展进行了介绍, 并对窄线宽超稳激光器在氢原子光谱探测、光原子钟和光学频率传递的应用进行了简单地讨论; 最后给出本论文的主要研究内容。

1.2 光学频率梳的研究进展

就像人类历史学家寻找人类发展的足迹一样, 在好奇心驱动下激光科学家不断地追求着他们自己的梦想。如果说 Maiman、Javan 和其他激光研究先驱^[41, 42]的激光实验是将激光带入人类的一个火种的话, 那么 1964 年主动锁模激光器的出现就为光学频率梳的发展播下了第一粒种子^[43]。事实上, 科学家们已经在早期的氦氖激光器光谱上就观察到可以区分的类似光学频率梳的频率结构。随着 Q 开关锁模激光器^[44]和连续锁模激光器^[45]的不断发展, 在二十世纪七十年代, 光学频率梳就已经在 Theodor W. Hänsch 实验室开始萌芽^[46], 当时主要受限于激光光源。随着九十年代掺钛蓝宝石克尔透镜锁模技术的出现, 才为光学频率梳的发展提供了理想的光源。

我们先看一下光学频率梳的基本工作原理, 然后再回顾一下光学频率梳的研究

历程。基于飞秒激光器的光学频率梳结构主要包括三部分，如图 1-1 所示：飞秒锁模激光器、CEO 频率和重复频率的探测以及二者与微波源或超稳激光器的锁定控制部分。而飞秒光学频率梳的核心就是飞秒激光器，因此激光器的发展引领着光学频率梳的不断进步。

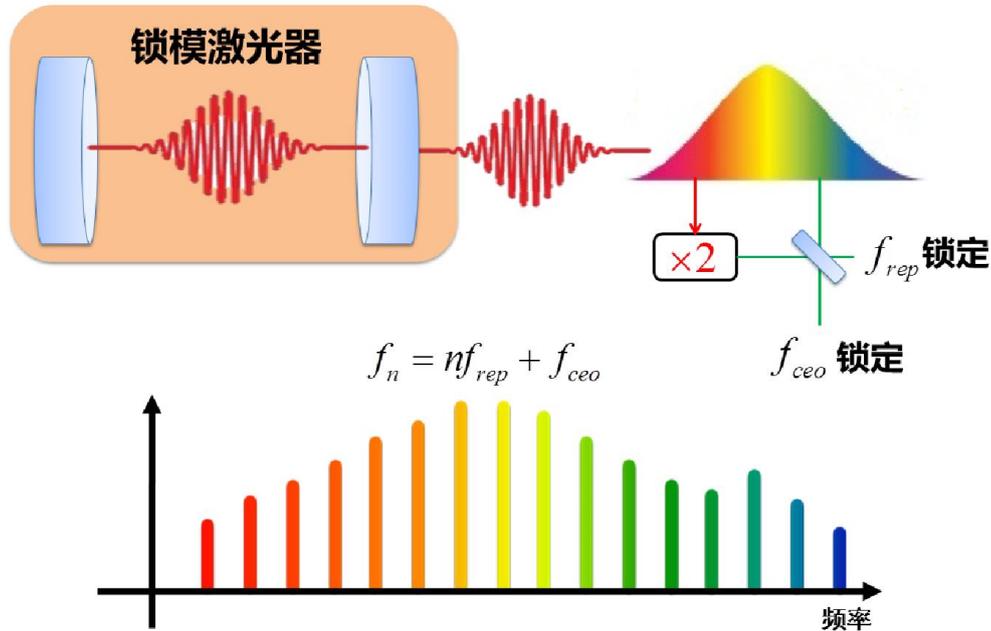


图 1-1 飞秒光学频率梳的基本结构示意图

为了方便理解光学频率梳的原理，我们分别从时间域和频率域进行分析。在时间域上，飞秒锁模激光器输出间隔为 $1/f_{rep}$ 的一系列等间隔的光脉冲，而由于光在介质中传输时，光的群速度与相速度值不相同，正是这个差，使得激光脉冲包络和光学载波存在一个相位差，即前述的 CEP。在频率域上，飞秒激光脉冲经过傅里叶变换后，在频谱上相当于一系列等间隔的光学频率梳齿，梳齿间隔为锁模激光器的重复频率，可以将任意梳齿的频率表示为：

$$f_n = n f_{rep} \pm f_{ceo} \quad (1-1)$$

其中 n 为整数代表的是光学频率梳的模式数， f_{rep} 代表的是锁模激光器的重复频率， f_{ceo} 代表的是 CEO 频率，它所表示的物理图像就是第一个模式距离零频的频率间隔

(小于重复频率)。重复频率和载波包络相移频率的范围都是在射频波段, 通过这个式子, 可以很明显的看出, 光学频率梳可以将光频 (THz) 的频率转换到射频波段 (GHz-MHz) 这两个参数。对于光学频率梳的应用而言, 一般是在追求高精度的测量和表征时才会使用光学频率梳, 所以必须要将 f_{rep} 和 f_{ceo} 进行精密的控制锁定。因此, 对于光学频率梳的重复频率和载波包络相移频率的探测和锁定就成为这个领域的重要研究内容。

对于锁模脉冲激光器, 激光脉冲的重复频率的频率范围一般在 100 MHz-1 GHz 之间, 因此我们可以采用现有的光电探测器直接进行探测。但是对于载波包络相移频率的探测就显得不是那么容易, 因此对于光学频率梳研究的一个主要攻克难题就是载波包络相移频率的探测。现有的载波包络相移频率探测技术主要有两种: ① $f-2f$ 自参考技术^[47]: 将激光输出的长波成分通过非线性晶体倍频得到短波成分, 然后与激光输出的短波成分拍频, 这样我们就可以测得这台激光器的载波包络相移频率。具体实现方法: 首先我们必须要保证激光的输出光谱是一个倍频程, 如今有两种方案, 一种是通过精细地控制激光腔内的色散来实现激光器的一个倍频程的光谱输出。在掺钛蓝宝石飞秒激光器上国际上已经实现了一个倍频程的稳定输出。另外一种方法就是将光脉冲经过非线性材料 (如高非线性光纤或者光子晶体光纤等) 通过光的非线性效应将光谱展宽。后者是现在比较通用的一种方法。在一个倍频程的基础上, 将光谱中的长波成分 $f_n = nf_{rep} + f_{ceo}$ 通过非线性晶体 (BBO 或 PPLN) 倍频得到 $2f_n = 2(nf_{rep} + f_{ceo})$, 然后再选取光谱中短波成分 $f_{2n} = 2nf_{rep} + f_{ceo}$ 与倍频得到的 $2f_n$ 成分进行拍频:

$$2f_n - f_{2n} = 2(nf_{rep} + f_{ceo}) - (2nf_{rep} + f_{ceo}) = f_{ceo} \quad (1-2)$$

这样我们就测得了载波包络相移频率。

② $0-f$ 技术^[47, 48]: 将激光输出的光谱中的两个不同波长的成分, 利用非线性晶体进行差频得到长波成分, 然后将差频得到的长波成分与光谱中的长波成分进行拍频,

这样就可以实现载波包络相移频率的探测。具体实施过程：首先我们所需的激光器的输出光谱不用达到一个倍频程，但是也需要宽光谱，一些特殊设计的激光器直接输出可以满足这样的条件，在掺钛蓝宝石激光器中，采用亚 10 fs 的激光器可以实现。在这样的光谱基础上，通过两个不同波长成分 $f_{n_1} = n_1 f_{rep} + f_{ceo}$ 和 $f_{n_2} = n_2 f_{rep} + f_{ceo}$ 在非线性晶体中做差频有 $f_{n_1} - f_{n_2} = (n_1 - n_2) f_{rep}$ ，然后差频成分再与 $f_n = n f_{rep} + f_{ceo}$ 成分拍频，其中 $n = n_1 - n_2$ ，这样就有 $f_n - (f_{n_1} - f_{n_2}) = n f_{rep} + f_{ceo} - (n_1 - n_2) f_{rep} = f_{ceo}$ ，通过这样的方法我们也可得到激光器的载波包络相移频率。在我们探测到重复频率和载波包络相移频率后，需要对二者进行锁定。目前该领域上常常采用的是锁相环技术来实现重复频率、载波包络相移频率与微波源或光频源的锁定。将重复频率和载波包络相移频率锁定后的飞秒激光器就成为真正意义上的光学频率梳，可以用于精密的物理实验测量。

在过去的几十年里，激光光学频率梳的进步主要依赖于新的飞秒激光源的不断发展。事实上，由于上个世纪九十年代全固态飞秒激光器的快速发展，促使光学频率有一个突飞猛进的发展。虽然说基于掺钛蓝宝石激光器的光学频率梳是第一次被光谱展宽然后通过自参考的方法测得载波包络相移频率信号，但是超短脉冲激光技术经过多年的发展以后，采用其它种类飞秒激光器都已经实现了光学频率梳稳定运转，表 1-1 列出几类典型的光学频率梳和其相应的参数，根据文献[49]中数据进行更新修改^[49]。各类光学频率的研制从不同角度上克服了钛宝石光学频率梳的问题。

对于基于半导体二极管泵浦的掺铒和掺镱的光纤激光器，以其成本低廉、结构紧凑、维护方便等特点引起了各位科学家的广泛关注。如图 1-2 和图 1-3 所示分别为标准的掺杂铒^[63]和掺杂镱^[64]的飞秒光纤光学频率梳的光路结构。目前常见的光纤激光源有全光纤结构的和空间光路结构两种，这两种结构各有特点。对于掺铒光纤激光而言，由于它的波段为通信波段，所以发展的较为早一些，必然对于该波段的相关器件的研究也比较成熟。因此对于掺铒飞秒光学频率梳常常以全光纤结构见长。对于掺镱光纤激光而言，由于光纤生长工艺的原因，相比掺铒光纤，掺镱光纤激光器的重复频率往往可以做的很高，而且可以做到功率达到上百瓦输出的光学频率梳。

表 1-1 自参考光学频率梳列表

	光纤光梳				新型全固态光梳		
	Ti:Sapphire	Er: fiber	Yb: fiber	Yb: KYW	Yb: KGW	Yb: CALGO	Cr: forsterite
	[47, 50]	[51, 52]	[53-57]	[58]	[59]	[60]	[61, 62]
中心波长	800nm	1560nm	1040nm	1030nm	1045nm	1060nm	1275nm
脉冲宽度	10-50 fs	80-200 fs	40-100 fs	290 fs	125 fs	63.7 fs	20 fs
泵浦源	523 nm 固态激光器	980/1480nm LD	976 nm LD	980 nm LD	978 nm LD	980nm LD	1075nm Fiber laser
重复频率	0.1-10 GHz	50-300 MHz	0.1-1 GHz	160 MHz	1 GHz	1 GHz	420 MHz
倍频程	0.5-1.200um 直接或 MSF	1.0-2.0um HNLF	0.55-1.4um MSF	0.7-1.4um MSF	未提 PCF	0.68-1.36um MSF	1.0-2.0 um HNLF
平均功率	1000mW	25-150mW	100-200mW	>200mW	3430mW	1700mW	500mW

说明：MSF 是微结构光纤简称，常常使用的有空心光纤和光子晶体光纤。

HNLF 是高非线性光纤的简称。

LD 是半导体二极管的简称。

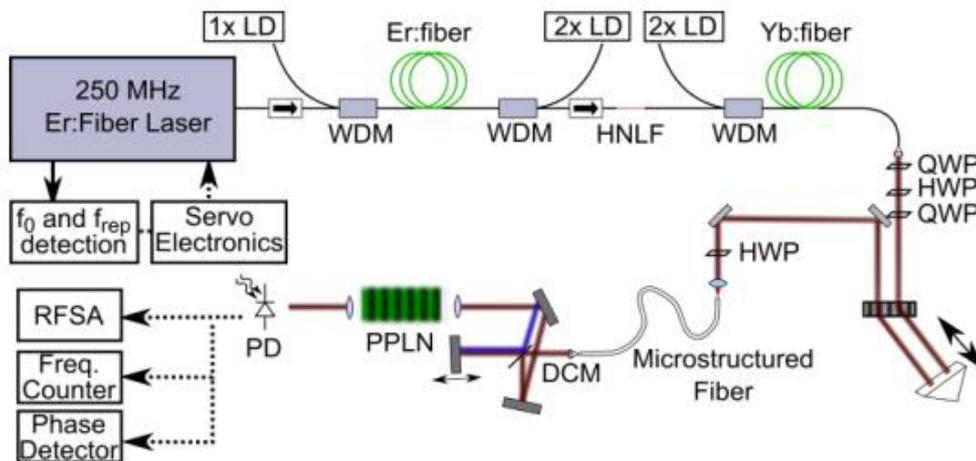


图 1-2 掺杂铒光纤光学频率梳的光路结构^[63]

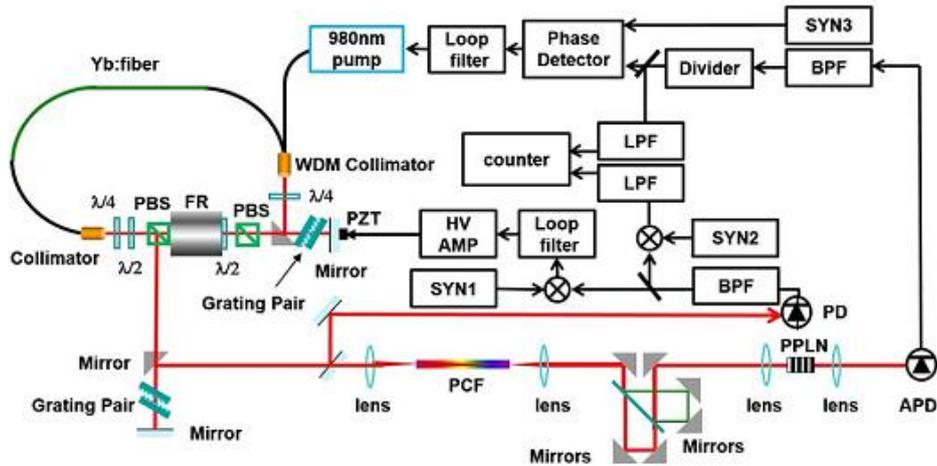


图 1-3 掺杂镱光纤光学频率梳的光路结构^[64]

同时，各位科学家也在不断地寻找其它性能优异的光学频率梳，表中所示的几种类型展示着各自的优点和缺点。目前全固态的光学频率梳以其重复频率高、输出功率高、噪声低以及价格低廉等特点引起各个科学家的广泛关注。如图 1-4 所示的是一台典型 Yb:CALGO 的光学频率梳^[60]，其重复频率大于 1 GHz，而且飞秒振荡器直接输出功率可以实现 1 W 以上的输出。但是，在不同的应用场合，可以选择不同类型的光学频率梳，常常根据几个关键性质进行考虑：重复频率、频率和幅度噪声、光谱宽度和覆盖范围以及光学频率梳的尺寸、重量和功耗等等。

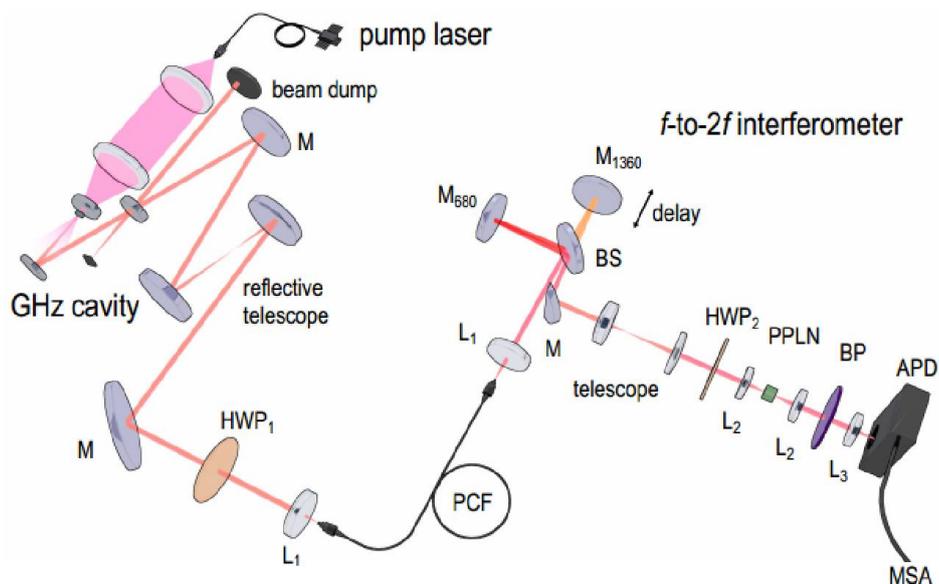


图 1-4 Yb:CALGO 飞秒光学频率梳^[60]

1.3 光学频率梳的应用

近些年来，随着飞秒光学频率梳技术的不断成熟，目前各种类型的飞秒光学频率梳已经在众多相关领域中绽放着耀眼的光芒。本文接下来将从光学频率测量、绝对距离测量和天文光谱精密测量几个应用进行简单的介绍。

1.3.1 光学频率梳在光学频率测量中的应用

在飞秒光学频率梳出现之前，光学频率的测量一直是困扰科学家们的一个难题，困难之处主要在于光学频率与微波频标的衔接。而飞秒光学频率梳的出现，很好的解决了光学频率测量中的这一困难。相比传统的光源链混频方案，飞秒光学频率梳光频测量结构简单，系统经济实用，这使得光学频率测量的研究获得了突破性的进展。

在 1999 年，德国马普量子光学研究所的 Theodor W.Hänsch 教授领导的科研团队第一次采用飞秒光学频率梳技术实现铯原子微波频标与光学频率的链接。只采用一台飞秒光学频率梳取代了体积庞大，制作和维护成本较高的传统测频链。同时频率的测量可以实现从红外到可见光光谱范围的光频绝对测量。在光学频率测量中，光学频率梳提供了一种精确、可靠、实用的链接光频和微波参考源的方法。其作用如图 1-5 所示^[65]，光学频率梳所起的作用相当于链接光频和射波信号的一个齿轮。

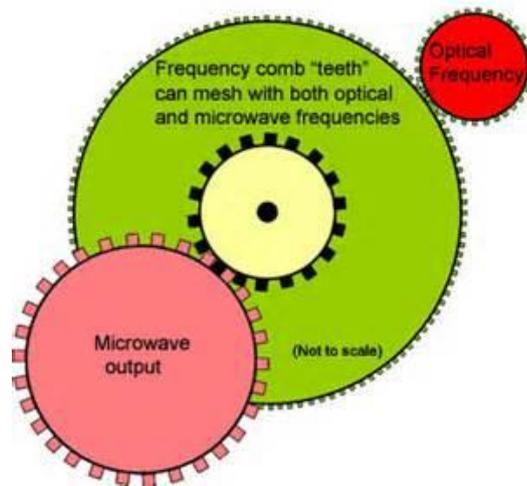


图 1-5 飞秒光学频率将光学频率与微波频率的链接^[65]

采用光学频率梳光频测量原理如图 1-6 所示：光学频率梳在频域内，是一系列

等间隔梳齿，每个梳齿代表光梳的一个模式，而相邻模式的间隔为精确的等于光学频率梳的重复频率 f_{rep} ，光学频率梳的整体频移为 f_{ceo} ，二者分别锁定在一个稳定的原子钟上。由于光学频率梳的光谱都是比较宽的，其光谱模式数在 $10^5 \sim 10^6$ 。这样多的模式数，对于一个待测激光总可以找到一个模式和其接近，这样我们就可以通过二者的拍频测出两者的频率差 $f_b = |f_{op} - f_n|$ ，其中 f_{op} 待测激光频率， f_b 为待测激光与光学频率梳的拍频信号，然后通过改变载波包络相移频率和重复频率我们就可以确定 f_{op} 与 f_n 的大小，这样就可以得到光学频率精确值。

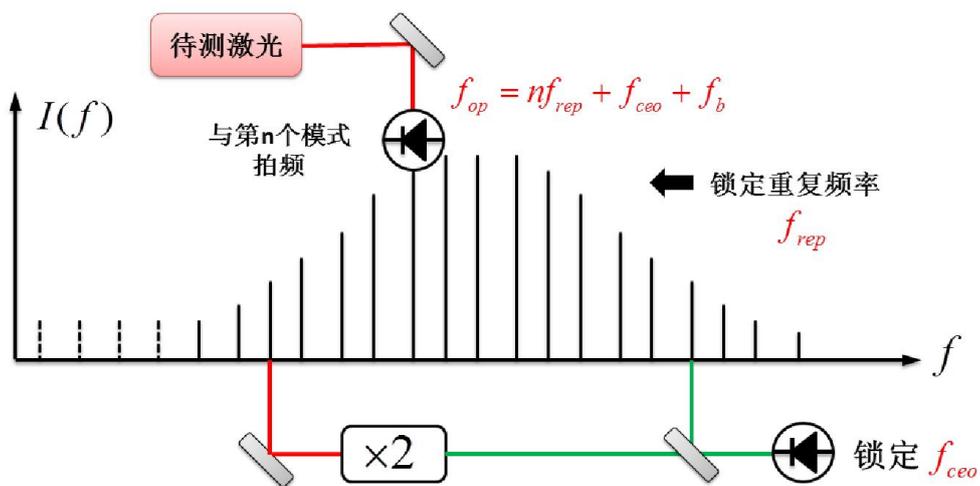


图 1-6 光学频率梳测频原理示意图

1.3.2 光学频率梳在绝对距离测量中的应用

长度的精密测量已经成为基础科学和先进技术应用中不可或缺的一个基本物理量。目前激光测距在工业、航空航天、科学研究等方面有着重要的应用^[66-71]。早在 1887 年，Michelson 提出采用光学干涉法来精确测量长度。随着测量精度和范围要求的不断提升，采用光学长度的度量方法得到了长足的发展。图 1-7 中总结了光学干涉仪发展中关键历程。今天，由于制造技术、地球观测以及卫星编队飞行的快速发展，因此对于测距有着更多的要求：大距离、超高精确度和快速测距。传统的测距方式已经很难达到这样的要求，但是飞秒光学频率梳的出现为精密距离的测量提供了新的契机。

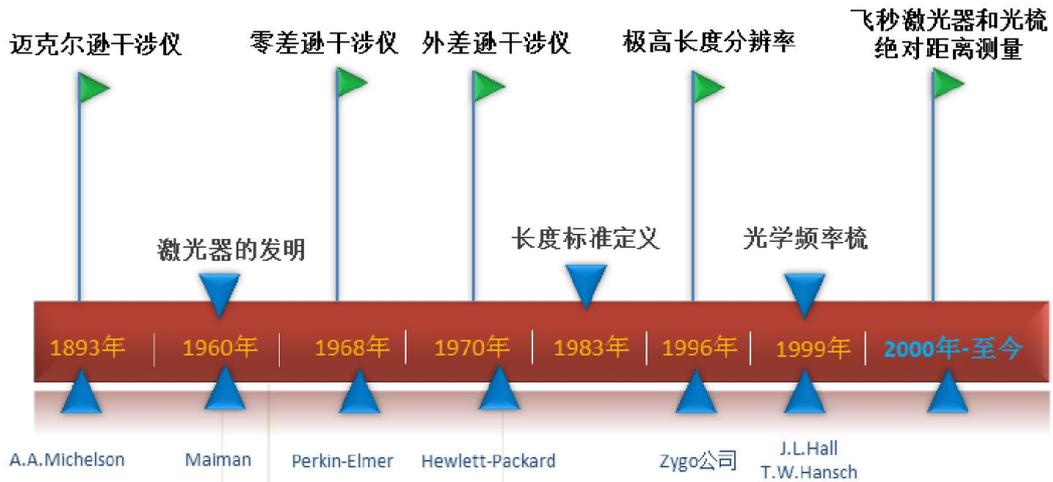


图 1-7 精确测量距离光学干涉仪的重要历史发展进程

目前采用飞秒光学频率测量的方法有很多种，而在 2010 年，韩国科学家 J.Lee 和 Y.Kim 等人利用非相干飞行时间探测与光学相干探测相结合的方法实现了在 5 ns 采样时间下，待测距离为 0.7 km 时，阿伦方差为 117 nm；当采样时间提高 1s 时，阿伦方差为 7 nm^[72]。可以看出采用这样的方法可以将测量准确度提高了纳米量级。图 1-8 是他们的实验方案。主要工作原理是这样的：飞秒激光器发出的脉冲序列经过光纤放大器后在进入迈克尔逊干涉仪的两臂，其中一臂为参考臂，另一臂为测量臂。两臂发射回的脉冲经过周期性极化的 KTP 晶体的后，产生两个二次谐波子脉冲，一个向前传播，另一个向后传播，最后两束光经过光电探测器分别探测后，通过电混频后得到电信号。这样就可以测出参考脉冲和测量脉冲的时间差，然后通过反馈控制激光器腔长来将脉冲时间间隔变为零。最后可以得到返回的测量脉冲的飞行时间，通过飞行时间可以确定测量距离。

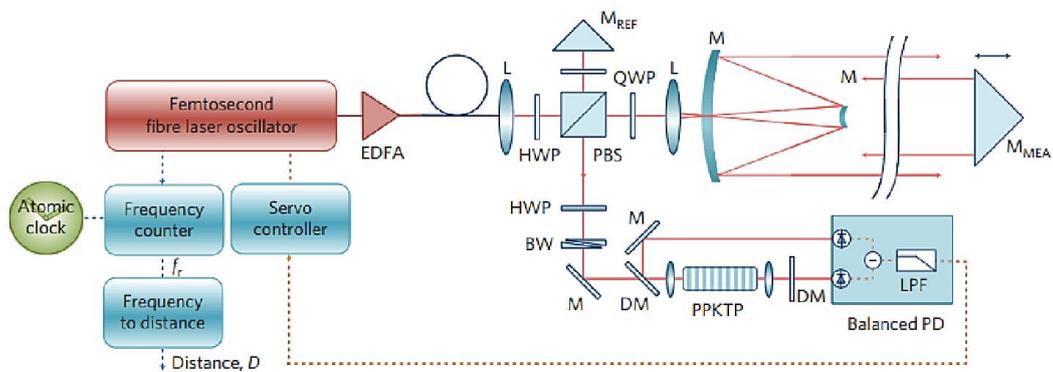


图 1-8 采样飞秒激光器的绝对距离的装置示意图

1.3.3 光学频率梳在天文光谱精密测量中的应用

寻找太阳系以外的类地行星一直以来就是天文学家所追求的梦想，而对于这些行星的寻找不是通过简单的直接观察，目前已经有很多方法可以完成这样的目标，具体包括：天体测量^[73]、天体光度测量^[74]、引力微透镜^[75, 76]、脉冲星计时^[77]、直接成像^[78]、视向速度测量^[79, 80]等等，但是行之有效的方法就是视向速度法。视向速度法主要是探测行星对主星的引力扰动视向速度的变化，也就是恒星受到扰动后产生的多普勒频移。但是由于恒星和行星质量相差很大，这就使得多普勒频移变化在 10^{-15} 的量级，这就需要大量定标谱线才能分辨。目前常用的定标源有碘蒸气吸收盒和钍氦灯^[81-83]。但是这两种定标源存在一些固有的缺点：光谱覆盖范围窄，定标谱线数量少，谱线密度和强度都不均，而且长期稳定性也不好。因此基于这样的定标源，现在最精密的天文光谱仪也只能获得 $1m/s$ 的视向速度，无法满足探测类地行星的精度需求。

随着光学频率梳的技术发展不断成熟，给天文光谱仪精度的提升提供了有利的契机。光学频率梳以其梳齿分布均匀、光谱覆盖范围广、单位谱线密度高、长期稳定不断等特点引起了天文学家的广泛关注。采用光学频率梳定标天文光谱仪，使得对于类地行星的寻找，宇宙膨胀速度的变化以及基本物理常数随时间的变化的研究成为了可能。

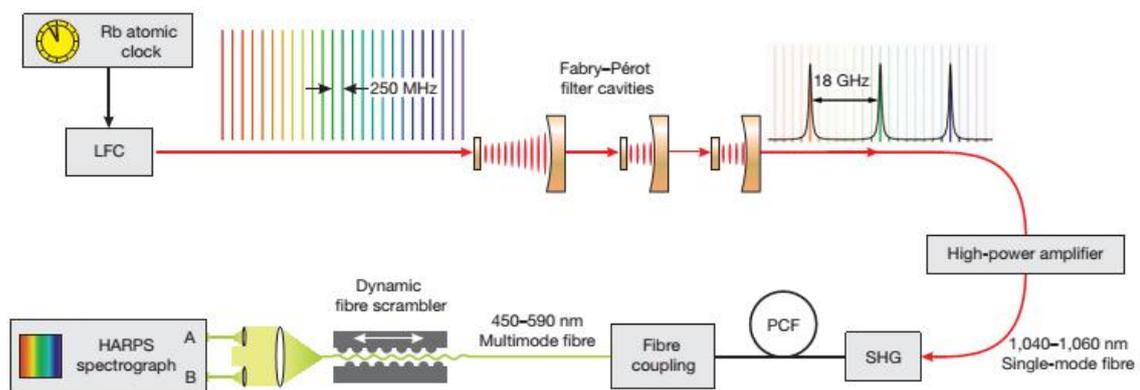


图 1-9 利用光纤光梳进行天文测量的实验系统图^[92]

目前国际上已经有三个研究组实现了天文光学频率梳的定标探测：麻省理工学院-哈佛大学^[84-87]；马克斯普朗克研究所-Menlo System 公司^[88-92]；美国国家标准局^[93-96]。并且他们采用掺钛蓝宝石光学频率梳和光纤光学频率作用种子源，然后经过多级法布里珀罗腔(Fabry-Perot)串联实现了光学频率梳重复频率的提高。这样我们就

可以获得高重复频率的光学频率梳，可用于天文光谱仪的定标当中。图 1-9 是马克斯普朗克研究所-Menlo System 公司利用 250 MHz 的掺杂镱的光纤光学频率梳作为种子源，经过三级法布里珀罗腔滤波后，应用于后续的天文测量系统当中。

1.4 窄线宽稳频激光器的研究进展

高稳定度的窄线宽稳频激光器在高分辨率激光光谱、光频标、基本物理常数的测量、引力波探测等前沿科学研究领域有着重大的应用潜力。由于自由运转的激光器受到外界环境温度变化、振动等因素的影响，一般激光频率的稳定性不是很好，激光线宽在几百 kHz 到 MHz 量级之间。而对于一些高精度的物理实验和应用技术，这样的线宽很难达到应用的需求。因此，多年来，一些科学家一直致力于提高激光器输出频率的稳定性压缩激光输出线宽。

迄今为止，稳频技术主要有两种：被动稳频技术是通过减少机械振动、保持激光器密封等手段使得激光频率稳定，这种方法往往效果不是很好。随着激光电路同步技术的不断进步，主动稳频技术逐步走上了历史的舞台。通过电路的控制将激光频率与某个参考频率鉴相得到误差信号，进而反馈控制激光器输出波长。常用主动稳频技术中的参考频率有两类：①分子或者原子内部能级跃迁的中心频率；②高精细度的法布里珀罗腔的共振频率。后者更为常用，因此接下来我们对这种方法做一个简单介绍。

自迈克尔逊发明一个世纪以来，光学干涉仪一直是精密测量的主要研究工具。目前利用光学干涉仪的原理研制的设备，在不同领域的基础研究当中都发挥着举足轻重的作用。而法布里珀罗干涉仪已经成为最先进激光稳频技术的标准工具，可以通过电子环路将激光频率锁定在法布里-珀罗腔的共振峰上。现在我们先看一下基于法布里珀罗腔的窄线宽稳频激光器的基本工作原理，然后再回顾一下窄线宽稳频激光器的研究进展。

窄线宽稳频激光器的工作原理主要是通过 PDH 技术来实现的，具体实现方法如图 1-10 所示。首先将激光频率经相位调制器调制后耦合到极高精细度 F-P 腔中，然后再通过外部电路经过鉴相、反馈控制激光波长，最终将激光频率稳定的锁定在光学参考腔的共振频率上。

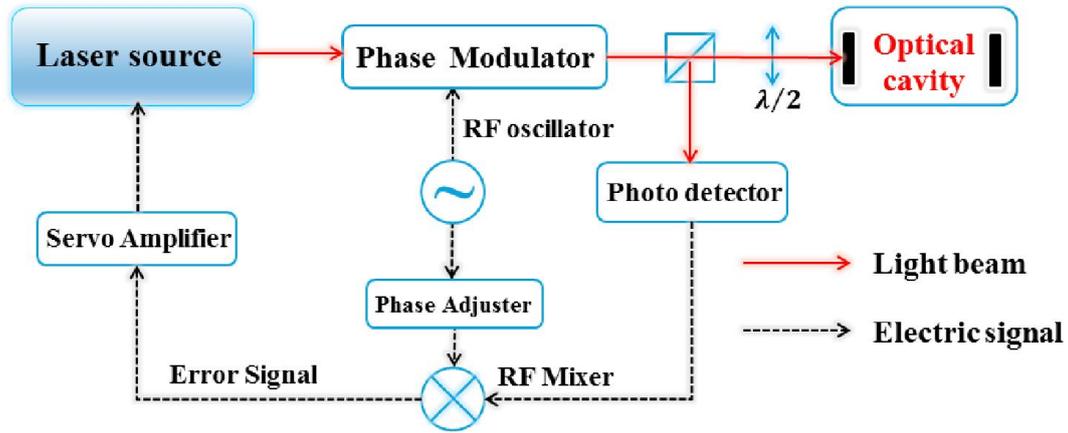
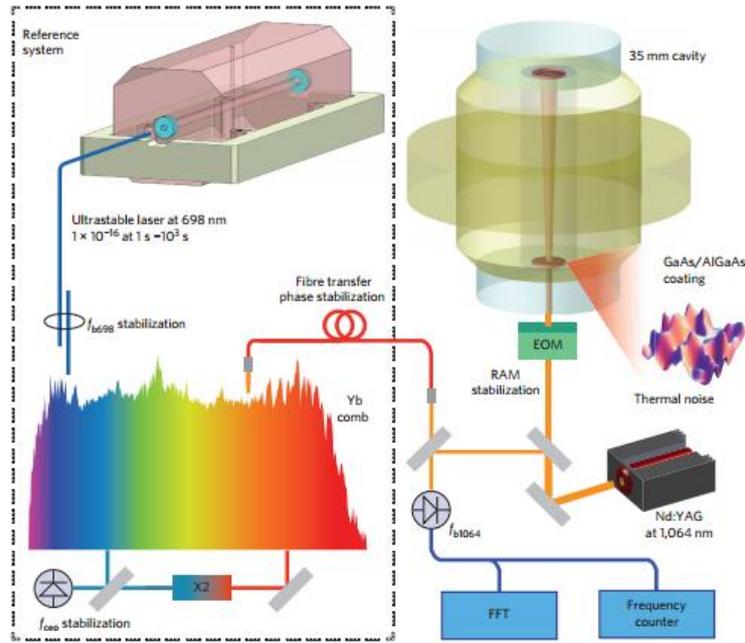


图 1-10 窄线宽稳频激光器工作原理

近几十年以来，由于科学研究的许多领域对超稳激光器都有着不同程度的需求，因此窄线宽稳频激光器在这几十年里有着突飞猛进的进步。在 20 世纪 80 年代，首先由 Drever 和 Hall 等人利用光学参考腔实现了 He-Ne 激光器和染料激光器的频率稳定，实现了小于 100 Hz 线宽的稳频激光输出^[32]。这几年以来，很多研究组通过各种方法消除外界环境对光学参考腔长度变化的影响。通常他们采用低热膨胀系数材料制成的光学谐振腔放置在温度可控的真空腔中，然后在将整个腔体放置在主动或者被动隔震平台上，从而实现参考腔长度的稳定。同时有很多科学家一直在优化选择振动不敏感的谐振腔。在 2005 年，Mark Notcutt 等人提出竖直放置光学参考腔结构，经过 PDH 稳频后成功的将激光线宽压窄到 1 Hz^[97]；两年之后，A.D.Ludlow 等人使用处于热噪声极限下的光学参考腔，最终获得小于 400 mHz 的 698 nm 的半导体激光器，其在 1s 积分时间激光频率稳定性可以达到 1×10^{-15} ^[98]；为了进一步减少热噪声，2012 年，T.Kessler 等人采用单晶硅材料的光学参考腔，通过精确控制光学参考腔的温度，最终实现线宽小于 40 mHz 的 1.5 μm 的激光输出，激光频率稳定性可以达到 1×10^{-16} ^[99]。随后两年，德国 PTB 和美国的 JILA 实验室继续优化光学参考腔的材料来降低布朗热噪声，并通过两台超稳激光器比对测出了单晶硅窄线宽系统的热噪声，测量系统如图 1-11 所示^[100]。随后 JILA 小组成功地利用该单晶硅窄线宽稳频激光器实现了 10^{-18} 的光原子钟^[101]。

图 1-11 单晶硅窄线宽稳频激光器热噪声测量系统^[101]

1.5 窄线宽稳频激光器的应用

随着窄线宽稳频激光应用的快速发展，对窄线宽激光的要求也越来越高。这种具有极低频率噪声和优异的短时间频率特性，使得窄线宽激光在氢原子光谱测量、光原子钟、光学频率传递、低噪声微波信号产生、高分辨率激光光谱等研究领域都有着十分重要的应用。接下来将从氢原子测量、光原子钟和光学频率传递三个方面进行介绍。

1.5.1 窄线宽激光器在氢原子测量中的应用

氢原子光谱在量子物理发展中扮演着重要角色^[102, 103]。近年来，随着窄线宽稳频技术与光学频率梳技术的迅速发展，对于氢原子 1S-2S 双光子能级跃迁精密光谱的测量精度越来越高，目前报道的最高精度可以达到 10^{-15} 量级^[104]。通过对氢原子及其同位素氘原子的 1S-2S 双光子跃迁光谱研究，不仅可以获得原子 2S 超精细能级结构^[105-113]，而且还能精确的测量基本物理常数，如里德堡常数^[114-116]、基态兰姆位移^[117-119]、氘核原子半径等等^[120]。

在氢原子光谱的研究当中，窄线宽超稳激光器是激发光谱跃迁必不可少的泵浦激光。早在 1975 年，Hänsch 教授等人实验上采用染料激光器倍频的 243nm 激光首次观测到氢原子的 1S-2S 能级跃迁谱线，他们所采用的激光线宽大约为 120 MHz 量

级,相比氢原子的 1.3 Hz 的共振线宽相差甚远,因此观测到的谱线精细度也不高^[121]。随着窄线宽稳频技术的不断进步,单频激光线宽目前压缩至最窄 Hz 量级^[122-137],可将 1S-2S 能级跃迁过程和基本物理常数等研究的精确度有效地提高。早期实验中采用的激光光源是染料激光器,稳定性差、结构复杂、维护困难,上世纪 90 年代,外腔半导体激光器(ECDL)以其结构紧凑、性能稳定、成本低廉、调谐性能好等特点引起光谱物理学家的广泛关注^[138, 139]。但是由于半导体激光大多运转在近红外波段,没有直接到紫外波段的半导体管,因此要想实现 243 nm 激光输出需要利用非线性频率变换技术。对于单频激光,为了提高倍频转换效率通常采用腔内共振增强倍频技术,即将常用的 972 nm 半导体激光经过两次腔内增强倍频得到 243 nm 激光。243 nm 激光的稳频则通过稳定 972 nm 或 486 nm 激光频率实现。2006 年, Kolachevsky N 等人^[138]将 972 nm ECDL 激光倍频产生的 486nm 激光耦合到一个精细度为 75000 水平放置的超稳 F-P 腔中,然后采用 Pound-Drever-Hall (PDH)技术^[140-143]反馈控制 ECDL 的腔长,最终获得线宽为 2 kHz 的 243 nm 激光输出。两年以后,同组的 Alnis J 等人^[136]改用精细度为 400,000,腔长为 24 cm 的垂直平面放置的 F-P 腔,同时采用光纤相位补偿控制和功率稳定控制,最终实现亚 Hz 线宽 243 nm 激光输出。图 1-12 是一个氢原子光谱仪的原理示意图^[144]。

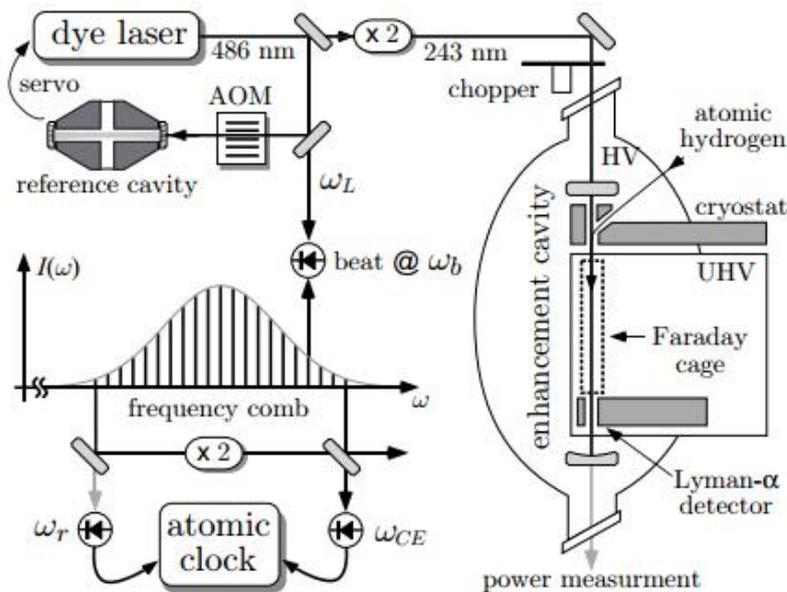


图 1-12 氢原子光谱测量原理示意图^[144]

1.5.2 窄线宽激光器在光原子钟中的应用

时间是七个基本物理单位之一，因此对于时间测量精度的提高为人类深入认识和发现物质世界提供有效的保障。例如采用高精度的时间测量，可以检验基本物理常数是否变化^[145-148]或者验证狭义、广义相对论^[40, 149, 150]；同时利用这样的高精度时间标准可以使得全球定位系统和深海导航等实现更准确的定位。

时间/频率的标定，目前国际上一直沿用着原子频标。现如今，采用 1967 年第十三届国际计量大会定义的时间作为国际单位制中（SI）的时间单位“秒（s）”。时间单位定义^[151]是：“1 秒等于 ^{133}Cs 原子基态的两个超精细结构对应跃迁周期的 9192631770 倍”。也就是说，一秒钟等于 N 个跃迁周期（振荡周期）。这就说明振荡周期越小即振荡频率越高时，那么测量的精度也就越高。而与现在所用的原子频标对比而言，光原子钟的频率比微波频率高出 5 个数量级，从这方面来看，光原子钟具有更加出色的测量精度的潜力。

对于时间标准钟来说，它的频率不稳定性是评价一个钟好坏的重要标准。目前通常采用阿伦方差^[37]来表示：

$$\sigma(\tau) \propto \frac{\delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{(S/N)\sqrt{\tau}} \quad (1-3)$$

其中， $\delta\nu$ 为激光频率抖动， ν_0 为参考原子跃迁的频率， S/N 为钟跃迁信号的信噪比（1Hz 带宽）， τ 是平均时间。通常根据平均时间 τ 的长短，可以分为长期稳定性和短期稳定性。因此要想提高时间标准钟的频率稳定度，对于相同钟的跃迁谱线线宽（激光频率抖动），跃迁频率 ν_0 越高，频率的稳定性也就越好。因此标准钟的稳定度也就越高。基于这样的原因，光原子钟比微波原子钟具有更大的发展潜力。

接下来看一下光原子钟的基本工作原理，如图 1-13 所示。光原子钟的构成主要包括：本振激光（LO）即窄线宽超稳激光器、囚禁的中性冷原子或单离子以及稳定的光学频率梳。因为对于光原子钟的研究是基于高精度的测量，因此我们所使用的本振激光是通过光学参考腔锁定后的低噪声、高稳定度的窄线宽超稳激光。下面我们看一下光原子钟的具体工作方式：首先采用窄线宽超稳激光探测中性原子或者单离子的跃迁谱线，然后通过电子反馈控制系统将 LO 激光锁定在原子钟的跃迁频率

上。随后，将光学频率梳稳定在 LO 激光上，这样就通过光学频率将光学频率的稳定性传递到了微波区域，进而可以通过射频技术进行频率测量。这就是完整的一个光原子钟的工作原理。

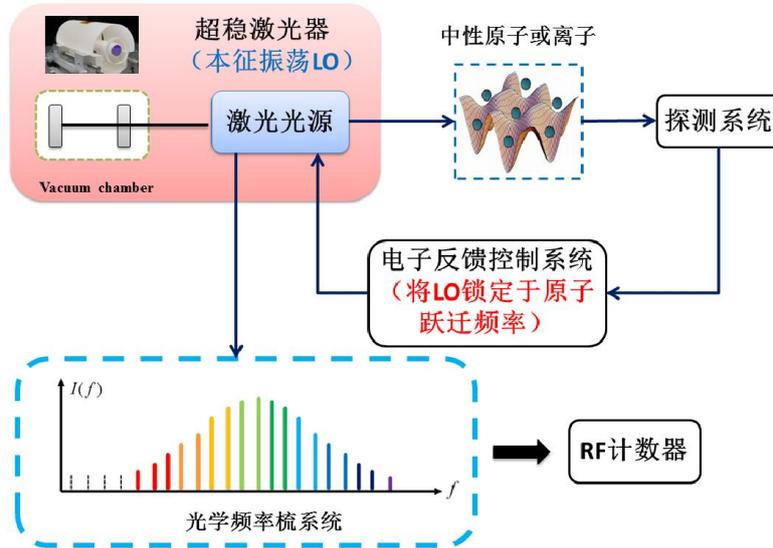


图 1-13 光原子钟原理示意图

表 1-2 几类光原子钟的代表

Atom/ion	λ (nm)	Clock transition Frequency (Hz)	Frequency uncertainty (compared against Cs clocks)
$^{199}\text{Hg}^+$	282	1 064 721 609 899 145.3	1.9×10^{-15}
$^{88}\text{Sr}^+$	674	444 779 044 095 485.3	4.0×10^{-15}
$^{171}\text{Yb}^+$	436	688 358 979 309 307.1	3.0×10^{-15}
$^{171}\text{Yb}^+$	467	642 121 496 772 645.6	1.3×10^{-15}
$^{27}\text{Al}^+$	268	1 121 015 393 207 857.3	1.9×10^{-15}
^{87}Sr	698	429 228 004 229 873.4	1.0×10^{-15}
^{171}Yb	578	518 295 836 590 865.0	2.7×10^{-15}

到目前为止，光原子钟根据探测样品的不同，将其分为离子光钟和中性原子光钟。理论上光原子钟可以达到 10^{-18} 量级的不确定度，因此光原子钟有望成为下一代时间标准。根据参考文献[152]列举一些光原子钟的发展情况及各个钟的重要参数[152]，如表 2 所示。由于通过各种技术手段对窄线宽超稳激光器的热噪声的不断压低，在 2014 年，美国 JILA 实验组^[101]在 Nature 上报道了 ^{87}Sr 原子光钟，频率不确定度可以达到 6.4×10^{-18} 。

1.5.3 窄线宽激光器在光学频率传递中的应用

目前，超精细的光学频率标准已经达到一个相对可观的精度。因此接下来的任务就是寻找合适的方法实现全球各地的实验室的时间频率标准的传递和比对。而长距离时间频率传递在导航通信、航天航空、卫星发射以及深空探测通讯等都有着重要的应用。现如今，最常用也是最简单的传递技术是采用光纤作为媒介进行时间频率传递，这种传递方式主要有两种，第一种通过幅度调制来传递载波频率；另外一种是直接传递高稳定光载波的方式来传递。因此目前已经有很多实验室利用窄线宽超稳激光器和光学频率梳，通过光纤作为媒介进行了时间频率标准的传递实验[153-155]。

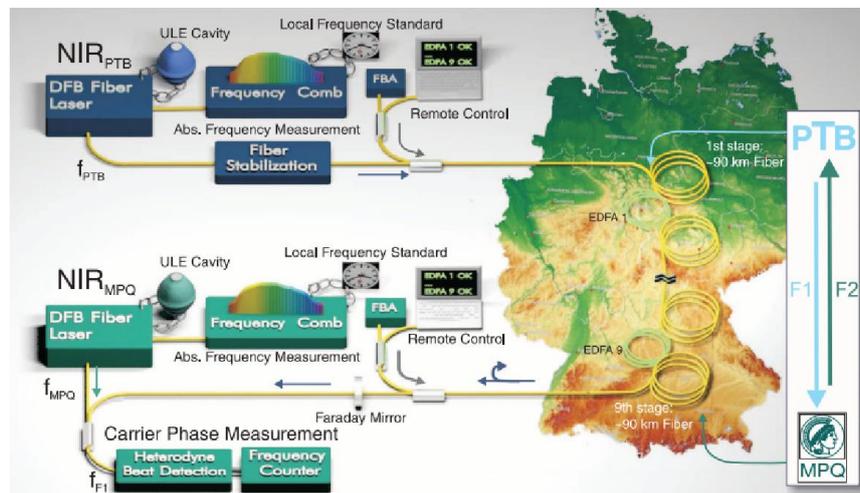


图 1-14 MPQ 和 PTB 光学频率传递原理示意图^[156]

2012 年，德国 MPQ 研究所与德国技术物理研究所 PTB 采用 920 km 的专用通信光纤，实现了在 1s 积分时间下 5×10^{-15} 的频率稳定度，在 1000 s 积分时间下稳定

度可以达到 10^{-18} 的量级，图 1-14 所示频率传递原理示意图^[156]。随后他们利用这套实验装置，将 PTB 的 Cs 喷泉钟作为参考源，在 MPQ 完成了氢原子 1S-2S 双光子跃迁频率的测量，最终测量结果显示，这项实验更加精确地测试了量子电动力学，而且相比以前的实验，测量精度得到明显提高^[157]。

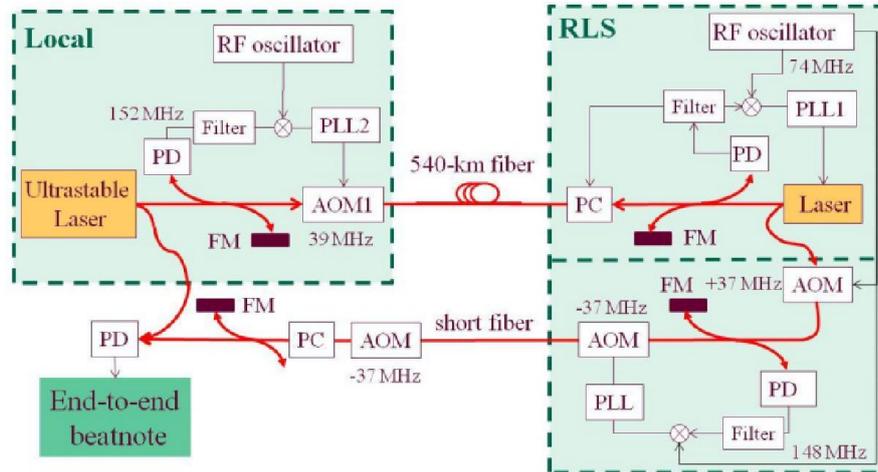


图 1-15 法国天文台光学频率传递原理示意图^[158]

同年，法国天文台采用普通的电信光纤网络实现 540 km 的光纤频率传递，最终频率稳定度在 1 s 测量时间下可以达到 5×10^{-15} ，而在 30000 s 的积分时间下，频率稳定度可以达到 2×10^{-19} 。整个实验传递中，光纤传递经历两个数据处理中心和三个远程通信放大器。图 1-15 所示 540 km 光纤光频传递的实验原理示意图^[158]。普通通信光纤的采用，为光学频率的传递的常态化奠定了有力的基础。

1.6 本论文的主要研究内容

本论文致力于利用法布里-珀罗滤波腔提高光学频率梳的重复频率：首先在掺钛蓝宝石飞秒激光器和掺镱飞秒光纤激光器的基础上，对飞秒激光器重复频率和载波包络相移频率探测和锁定进行了深入系统的研究；最终实现了光学频率梳的长时间精密锁定。最后利用我们自行设计搭建的法布里-珀罗滤波腔对光学频率的重复频率进行提高；此外，为了研究氢原子 1S-2S 能级间多普勒双光子跃迁，利用高精细度的 F-P 腔作为参考腔，完成了 972 nm 半导体激光器频率稳定（线宽压缩）的工作，并对 243 nm 激光的产生进行了研究。本论文的主要研究内容概括如下：

第二章主要对 F-P 腔工作原理和论文研究当中所需的锁定技术的基本原理进行了简要介绍。分别从重复频率提高和激光线宽压缩两个方面，详细对实验中所需的 F-P 腔的关键参数进行了理论模拟计算，同时对实验中所使用的 Pound-Drever-Hall 技术和内调制锁定技术进行了原理性的分析和讨论。为后续光学频率梳重复频率提高实验和稳频激光器的线宽压缩实验提供必要的理论基础和技术手段。

第三章主要对基于飞秒掺钛蓝宝石激光器的重复频率提高进行了实验研究。首先，基于我组自行搭建的 350 MHz 掺钛蓝宝石单块光学频率梳，采用自制的凹腔结构的法布里-珀罗滤波腔，然后通过合理的选择模式匹配系统，并采用电子锁相环锁定技术 (PLL)，进行光学频率梳的重复频率从 350 MHz 提高到 15 GHz 的实验研究。同时根据第二章中对边模抑制比和输出带宽两个方面模拟计算，对法布里-珀罗滤波腔的精细度和腔色散进行了优化设计。为拓展基于钛宝石光学频率梳在天文定标方面的实验研究中，提供了重要的基础和工具。

第四章主要对基于掺镱光纤飞秒激光器的重复频率提高实验研究。首先，基于非线性偏振旋转机制的掺镱光纤激光器，研究了载波包络相移频率和重复频率的探测和锁定工作，利用锁相环电路将光纤激光的重复频率稳定长时间的锁定在一个射频参考源上。同时在重复频率锁定的基础上，采用标准的 $f-2f$ 自参考方法探测到了光纤激光器的载波包络相移频率信号，信噪比可以达到 40 dB，同时利用锁相环电路实现了光纤激光器载波包络相移频率的长时间精密锁定。重复频率和载波包络相移频率同时锁定可达 24 小时以上，这为后续提高重复频率奠定了坚实的基础。其次，在长时间稳定的光纤光学频率梳的基础上，利用快速锁相环电路，实现了半导体连续激光器与光学频率梳的锁定。最后，利用两级法布里-珀罗滤波器串联，实现了重复频率从 250 MHz 到 20 GHz 的提高。为高稳定的天文光学频率梳的产生提供了良好的实验基础。

第五章主要对半导体连续激光的线宽压缩的进行了实验研究。在分析考虑高精细度的 F-P 腔的基础上，结合激光与 F-P 腔的模式匹配、波长与腔长的匹配等诸多因素后，实验上设计搭建了一台半导体窄线宽稳频激光器，采用 PDH 锁定的方法，成功实现了半导体激光波长与光学参考腔的长时间精密同步锁定。为后续的氢原子的多普勒双光子跃迁提供稳定的探测光源。

第2章 法布里-珀罗腔及锁定技术的基本原理

2.1 法布里-珀罗腔基本原理

法布里-珀罗腔是光学中最常见的一种光学仪器。F-P 腔名称是根据法国物理学家夏尔·法布里和阿尔弗雷德·珀罗而命名的。它的工作原理我们通过多光束干涉可以解释，具体原理如图 2-1 所示。F-P 腔是由两个高反射镜所组成的多光束干涉谐振腔。当两个反射镜间隔是固定长度时，这种结构称为法布里-珀罗标准具或者简称为标准具。图 2-1 中 M 和 M' 是具有高反射率的平面镜，相对两面互相平行。当两平面严格平行时，入射光在两个平面间多次反射和折射后，得到多束光相干的反射光和透射光。平面镜间的间隔的厚度为 L ，折射率为 n 的透明介质。入射侧介质和折射侧的介质的折射率都是 n_0 ，两个高反射镜的反射率为 R 。

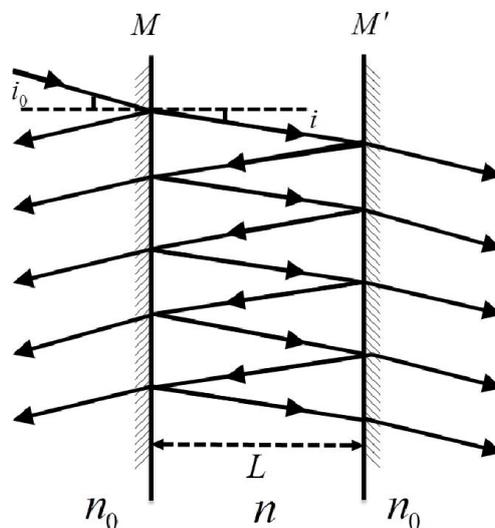


图 2-1 多光束干涉原理图

经过几何分析，相邻光束的光程差（每一光束族中后一光束均比前一光束多经历的光程）为：

$$\Delta = 2nL \cos i \quad (2-1)$$

式中： i 为高反平面的折射角； L 为两平板间的距离； n 为平板间的介质折射率。

相当于相位延迟量为:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nL \cos i \quad (2-2)$$

对于最常用的中间间隔为空气的 F-P 腔的光程差和相位延迟分别为:

$$\Delta = 2L \cos i \quad (2-3)$$

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} L \cos i \quad (2-4)$$

由于个反射光束系由同一光束分裂而得到，它们相干叠加后得到空间任意一点位置的光强可以表示为:

$$I_r = \frac{4R \sin^2(\frac{\delta}{2})}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\frac{\delta}{2})} I_0 \quad (2-5)$$

式中: I_0 代表入射光强, R 代表介质反射率。

同理法布里-珀罗干涉仪透射平行光组在任意点的光强可以表示为:

$$I_t = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\frac{\delta}{2})} I_0 \quad (2-6)$$

由(2-5)式和(2-6)可以得到其能量守恒关系。

$$I_r + I_t = I_0 \quad (2-7)$$

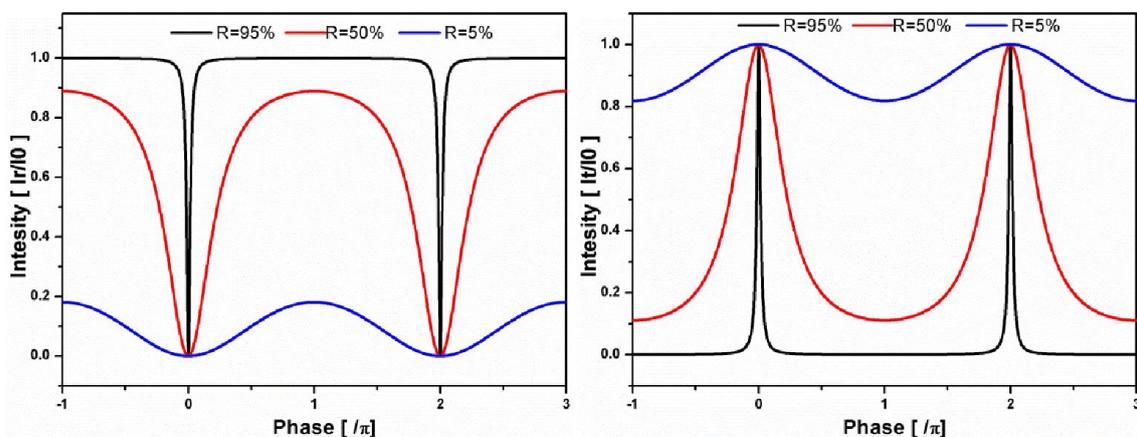


图 2-2 反射光与透射光的相对强度曲线

因此可以通过(2-5)和(2-6)得到理想条件下透射和反射光强度曲线，如图 2-2 所示相邻光线之间的反射光强和透射光强随相位差的变化。当相位延迟量等于为 2π 的整数倍是，F-P 腔透射光强最大，称为干涉主最大。

2.2 法布里-珀罗腔特性参数

对于 F-P 腔主要有五个特性参数：自由光谱程 (FSR)、光子在 F-P 腔内的平均寿命 (τ_R)、F-P 腔的共振线宽 ($\Delta\nu$)、精细度 (Finesse) 和品质因数 Q 值。以下讨论的都是空气隙的 F-P 腔参数 ($n=1$)。

2.2.1 自由光谱程

根据透射函数(2-6)式可知，透射光强最大需要满足条件：

$$\delta = 2m\pi \quad (2-8)$$

式中 m 为正整数。

对于 F-P 腔而言，当入射光正入射时即 $\cos i = 1$ 时，通过(2-3)和(2-8)可以得到此时透射光频率所需条件为：

$$\nu_m = m \frac{c}{2L} \quad (2-9)$$

式中： c 代表真空光的传播速度。

当透射峰值达到极大值（反射峰达到极小值）时，F-P 腔的两透射峰间隔就是一个自由光谱程：

$$FSR = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L} \quad (2-10)$$

2.2.2 光子在法布里-珀罗腔内的平均寿命

光学谐振损耗的大小是评价谐振腔的一个重要指标。腔的损耗通常包括几何偏折损耗、衍射损耗、腔镜反射不完全引入的损耗、材料中的吸收、散射等等。为了更好的评价腔的损耗，常常用光子寿命来描述腔的性质。其物理意义是腔内光强衰减为初始光强的 $1/e$ 所需时间 τ_R 。当腔内初始光强为 I_0 ，F-P 腔腔长为 L ，腔内平均单程损耗因子 δ ，可以计算出 t 时刻的光强为：

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_R}} \quad (2-11)$$

式中腔内的光子寿命 τ_R 可以表述为:

$$\tau_R = \frac{L}{\delta c} \quad (2-12)$$

同时也可以证明腔内的平均寿命为 τ_R 。从表达式中可以看出, 腔的损耗愈小, τ_R 愈大, 腔内光子的平均寿命也就愈长。

如只考虑 F-P 腔的透射损耗时, T_1 和 T_2 分别表示两腔镜的透射率, 根据(2-12)可以得 F-P 腔内平均光子寿命:

$$\tau_R = \frac{2L}{c(T_1 + T_2)} \quad (2-13)$$

2.2.3 法布里-珀罗腔的共振线宽

在通过压电陶瓷 (PZT) 扫描腔长或者改变激光波长时, 改变量每改变半波长就会出现一个透射峰值, 而腔的共振线宽是指透射峰值强度下降至峰值一半时两频率之差。由透射函数(2-6)可得腔的线宽为:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2\pi L} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (2-14)$$

2.2.4 法布里-珀罗腔的精细度和品质因数 Q 值

为了描述腔的损耗, F-P 腔中通常采用精细度和品质因数 Q 值更为方便。精细度的定义是自由光谱程与 F-P 腔线宽的比值, 因此可以表示为:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2-15)$$

从式中可以看出, 精细度直接与腔镜的反射率有关即反射率越高, 腔的精细度越大。根据谐振腔 Q 值的普遍定义可以推导出 F-P 腔的 Q 值。当腔内电磁场的振荡频率为 ω 时, F-P 腔的 Q 值可以表示为:

$$Q = \omega\tau_R = \frac{\omega L}{c(T_1 + T_2)} \quad (2-16)$$

对于两个 F-P 腔的腔镜的反射率相同时，为了让定量的认识，我们从下表 2-1 中可以看出对于掺钛蓝宝石激光中心波长 800 nm 和掺镜光纤激光中心波长 1040 nm 的精细度和品质因数与反射率 R 的关系。

表 2-1 法布里-珀罗腔反射率与精细度和品质因数的关系

R %	掺钛蓝宝石激光 (800 nm)					掺镜光纤激光 (1040 nm)				
	80	90	99	99.9	99.99	80	90	99	99.9	99.99
F	14.0	29.8	313	3140	31414	14.0	29.8	313	3140	31414
Q(10 ⁶)	2	3.9	39.3	392.7	3927	1.5	3	30.2	302.1	3020.8

说明：F-P 腔长为 10 cm

2.3 法布里-珀罗腔的模式匹配计算分析

如果入射激光的腰斑和束腰位置与 F-P 腔对应的模式不一致时，那么就会有高阶模式耦合到 F-P 腔中。因此，为了使得激光模式与 F-P 腔模式匹配，我们在光路中加入透镜组系统来实现二者的匹配。

实验对于给定的中心波长 λ_c ，F-P 腔的腔长 L，两腔镜的曲率半径分别为 R_1 和 R_2 ，可以通过高斯光束的分布计算束腰的大小和束腰位置为：

$$\omega_0 = \left[\left(\frac{\lambda_c}{\pi} \right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - L)^2} \right]^{1/4} \quad (2-17)$$

$$z_1 = \frac{L(R_2 - L)}{(L - R_1) + (L - R_2)} \quad (2-18)$$

$$z_2 = \frac{-L(R_1 - L)}{(L - R_1) + (L - R_2)} \quad (2-19)$$

公式中是假定 F-P 腔束腰位置为 z 轴的零点，其中 z_1 和 z_2 分别是两个腔镜距离

束腰的位置。可以计算出 F-P 腔的束腰 ω_0 ，束腰位置在两凹面镜中央。确定好 F-P 腔的束腰大小和位置后，然后采用光束质量分析仪测量光学频率梳的光斑分布，通过测量不同空间位置的光斑大小，然后通过高斯光束拟合出光学频率梳的束腰大小和位置。由于在使用 F-P 腔时，经常要进行模式匹配，因此为了有效提高工作效率，我们对其进行了界面化程序设计，界面如图 2-3 所示。

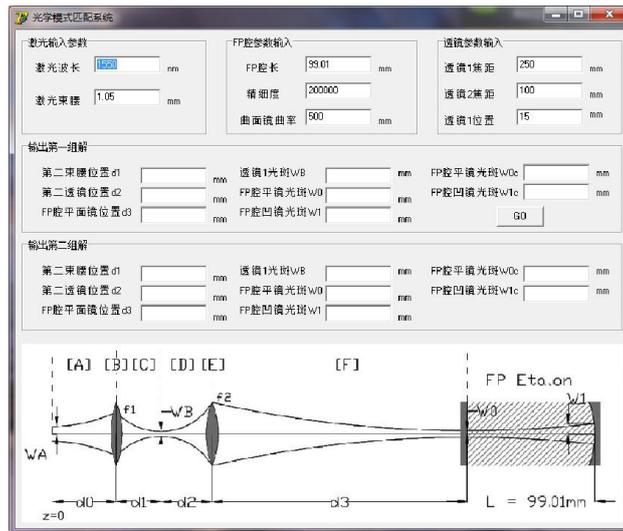


图 2-3 激光模式与法布里-珀罗滤波腔模式匹配程序界面

2.4 法布里-珀罗腔作为滤波腔的应用

正如上节所描述的 F-P 腔理论模型，从透射函数可以看出，F-P 腔可以起到激光模式滤波器的作用，选择合适的腔参数后，我们就可以提高光学频率梳的重复频率。公式(2-2)考虑的是最简单的情形下的相位差，如果考虑到色散引起的相移和 Guoy 相位后，可以将相位差可以表示为：

$$\delta = 4\pi n \frac{\nu L}{c} + 2\phi_m + 2 \arccos(\sqrt{(1 - L/R_1)(1 - L/R_2)}) \quad (2-20)$$

式中 n 为腔内介质的折射率， ν 为任意的光学频率成分， c 为真空中光的速度， L 为 F-P 腔的腔长， R_1 和 R_2 分别为 F-P 腔镜的曲率半径。从这个式子中可以看出，该相位差包括三项：第一项是由于腔长和腔内折射率决定的传播相位；第二项是由于腔镜色散影响的相移项 ϕ_m ；最后一项 Guoy 相位，主要是由会聚光波与标准球面波相比在焦点附近产生的附加相位，因此是由 F-P 腔的结构所决定。

由 F-P 腔的透射函数可得，只有相位差 δ 为 2π 的整数倍时，入射光可以完全通过。如果 F-P 腔是零色散腔，那么要想使得光梳梳齿实现共振透射，就需要光梳 $f_{ceo} = 0$ 。但是现实当中由于空气和腔镜的存在，F-P 腔是不可能消除色散。这就导致 F-P 腔的自由光谱程并不是常数。对于腔色散的影响后面会做更详细的讨论。

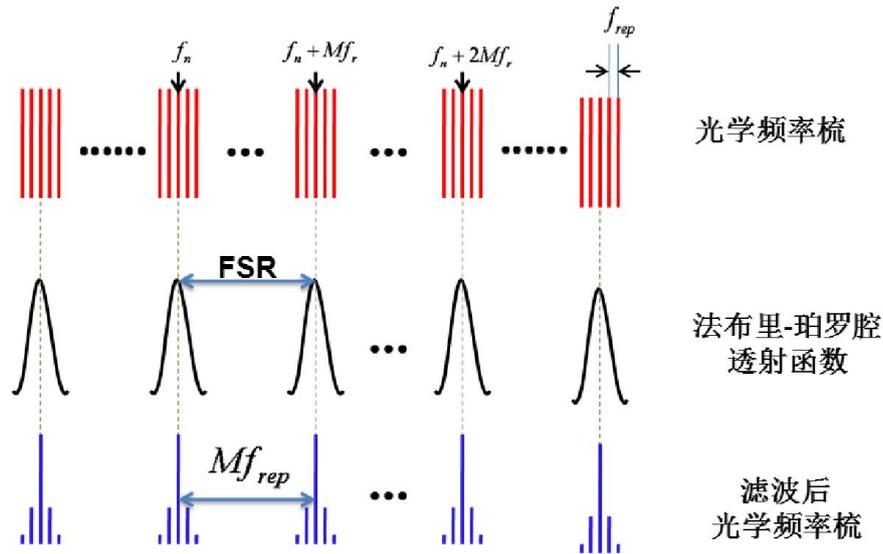


图 2-4 法布里-珀罗腔滤波原理示意图

在忽略腔内的色散，要想使得光学频率梳的梳齿与 F-P 腔透射函数相匹配，就要求激光器腔长等于 F-P 腔腔长的整数倍即 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$ 。这样就每隔 M 个梳齿才会完全通过 F-P 腔，基本原理如图 2-4 所示。红色的线代表的是光学频率梳的梳齿，黑色的线代表的是 F-P 腔的透射函数，蓝色的线是滤波后的高重复频率的光学频率梳梳齿。接下来将对 F-P 腔滤波的物理图像和一些重要的评价参数做详细讨论。

2.4.1 频域和时域中，法布里-珀罗腔滤波物理图像

为了实现对已有的光学频率梳源重复频率的提高，我们首先通过一个基本模型，来分析 F-P 腔的物理图像，进而通过对影响滤波腔性能的各个参数进行分析，实现对滤波腔的优化设计。

光学频率梳重复频率提高的基本滤波模型如图 2-5 上图所示，其中光学频率梳源的重复频率为 f_{rep} ，滤波后得到的梳齿间隔为 Mf_{rep} 高重复频率光学频率梳。根据上面的分析，只有当光学频率梳源的腔长等于 F-P 腔腔长的整数倍时 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$

F-P 腔的透射峰才能与光学频率梳梳齿完全重合。但是由于滤波腔的透射函数并不是完全的 δ 函数，因此必然对相邻的边模只有有限的模式抑制。如果 F-P 腔与光学频率梳源共振时，频域中滤波后光频梳脉冲 F-P 腔滤波原理示意图，如图 2-5 下图。其中蓝色线代表的是 F-P 腔的透射函数，红色的线代表的是重复频率为 f_{rep} 的光学频率梳种子源梳齿。为了描述 F-P 腔的滤波效果，在这里引入边模抑制比 S 参数。其定义是最大的透射模式的相邻边模 P 与最大透射峰值的比值取对数：

$$S = 10 \log\left(\frac{I_p}{I_{\max}}\right) \quad (2-21)$$

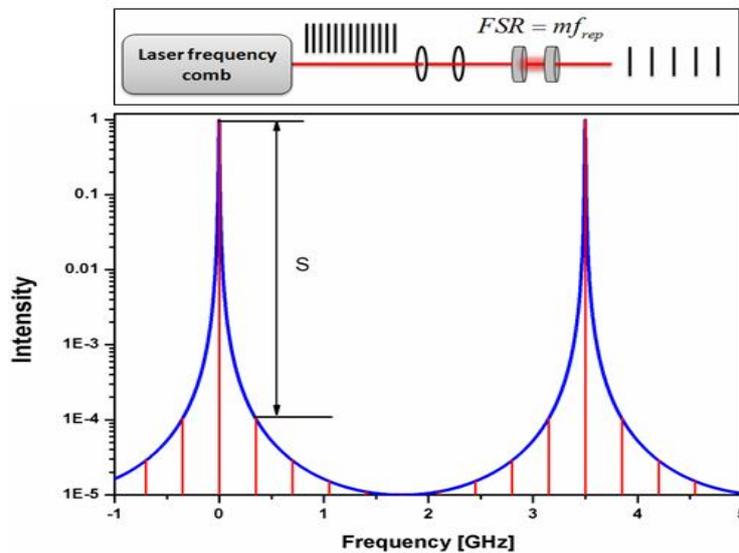


图 2-5 法布里-珀罗腔的滤波模型和法布里-珀罗腔与光梳源在频域中滤波图像

图 2-6 为时域内的滤波图像，其中上图为光学频率梳源的脉冲序列，下图为 F-P 腔滤波后的脉冲序列。此图是描述光学频率梳重复频率为 $f_{rep} = 100 \text{ MHz}$ ，F-P 腔滤波倍数为 $M = 10$ 。由于 F-P 腔有限的边模抑制，从而使得输出脉冲具有一定的幅度调制，正如图 2-6 所示。其整个幅度调制周期就是光学频率梳源重复频率的倒数 $1/(Mf_{rep})$ ，而且每个调制周期内包含 M 个脉冲序列。对于单个 F-P 腔而言，其第 P 个脉冲的相对调制幅度为 R^{P-1} 。因此最强脉冲幅值与最弱脉冲幅值的比值为 R^{M-1} 。

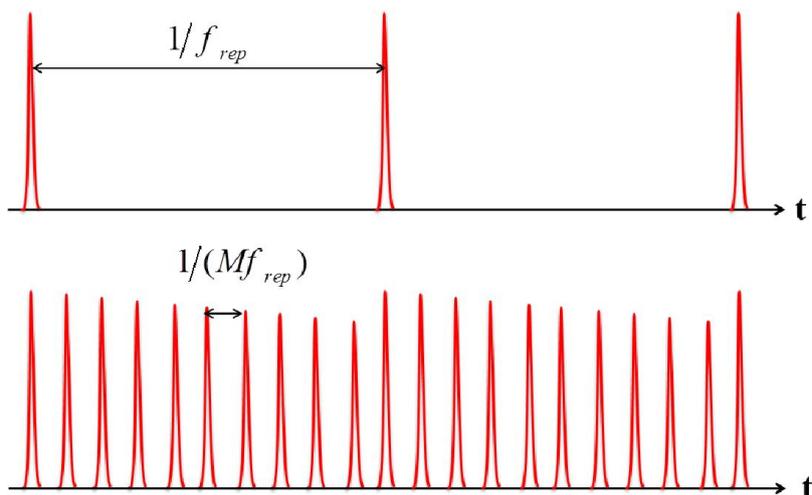


图 2-6 法布里-珀罗腔滤波在时域内的脉冲幅度调制效应

2.4.2 法布里-珀罗腔边模抑制比的影响因素分析

经过以上的讨论，我们假设输入光可以有效的耦合到滤波腔内，只有将 F-P 腔的腔长精密锁定在共振点附近，即共振条件 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$ 始终成立，这样才可以实现有效的梳齿滤波。因此根据公式(2-6)和(2-21)，可计算出单个 F-P 腔的边模抑制比，随 F-P 腔的精细度、滤波倍数的变化关系，如式(2-22)所示。为了实现最佳的滤波效果，因此必须要优化 F-P 腔的参数，从而实现最佳效果。

$$S = 10 \log \left[\frac{1 + R^2 - 2R \cos(4\pi\Delta\nu / FSR)}{1 + R^2 - 2R \cos(4\pi(\Delta\nu + f_{rep}) / FSR)} \right] \quad (2-22)$$

其中 R 代表 F-P 腔的反射率，FSR 为 F-P 腔的自由光谱程， f_{rep} 为光学频率梳源的重复频率， $\Delta\nu$ 为光学频率梳梳齿与滤波腔透射函数的频率差。

2.4.2.1 边模抑制比随法布里-珀罗腔的精细度的变化关系。

如果选择光学频率源的重复频率为 350 MHz，滤波后光学频率梳的重复频率为 15.05GHz，滤波倍数 $M = 43$ 。当光学频率梳源与 F-P 腔完全共振时，即 $\Delta\nu = 0$ ，则根据式(2-22)，可以计算边模抑制比 S 随 F-P 腔精细度的变化趋势如图 2-7 所示。这就是我们单个 F-P 腔的滤波模型。

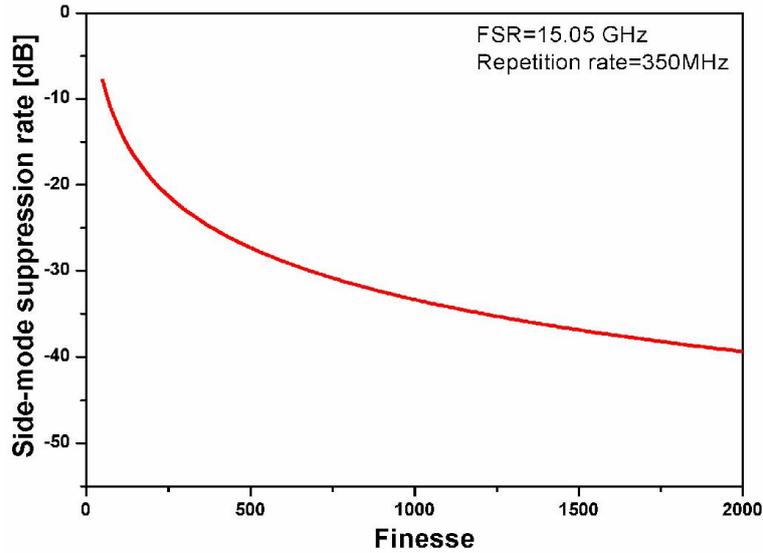
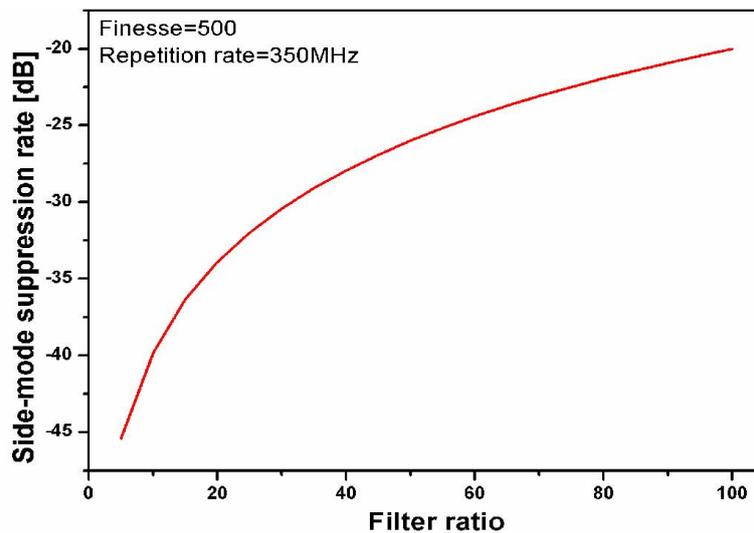


图 2-7 法布里-珀罗腔的边模抑制比随精细度的变化关系

从图 2-7 可见，当 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$ 时，F-P 腔的边模抑制比 S 随着精细度的增加，边模抑制效果越好，在时域内，脉冲幅值的调制也就越小。边模抑制比越高，对于天文光谱仪定标也就越精确。这样的规律为我们选择合适精细度的滤波腔提供有效的依据。

2.4.2.2 边模抑制比随滤波倍数的变化关系

图 2-8 法布里-珀罗腔边模抑制比随滤波倍数 M 的变化关系

此时模拟的条件：假设光学频率梳源的重复频率为 350 MHz，F-P 腔的精细度

为 500，同样考虑的是 $\Delta\nu = 0$ 的状态，而且满足 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$ 也就是说滤波腔的自由光谱程等于光学频率梳重复频率的整数倍 ($FSR = Mf_{rep}$)，其中 M 同样是 F-P 腔滤波倍数。同理根据公式(2-22)可以计算出边模抑制比随滤波倍数的变化关系，如图 2-8 所示。

从图 2-8 中可出，对于固定的光学频率重复频率而言，边模抑制比随着滤波倍数的增加而降低。因此实验中我们要尽量降低滤波倍数。在实际应用当中，如果滤波后的光学频率梳的重复频率确定的话，那么要就需要提高光学频率梳源的重复频率来提高边模抑制比。

2.4.2.3 法布里-珀罗腔输出带宽随精细度的变化关系

如果忽略 Guoy 相位，根据公式(2-20)可以将相位表示为

$$\delta = 2n \frac{\omega L}{c} + 2\phi_m \quad (2-23)$$

在中心频率处 ω_c 做泰勒展开到二项式，如下式所示：

$$\delta(\omega) = \delta(\omega_c) + \delta'(\omega_c)(\omega - \omega_c) + \frac{1}{2!} \delta''(\omega_c)(\omega - \omega_c)^2 \quad (2-24)$$

由前文描述其共振条件为 $\delta = 2m\pi$ ，因此相位函数为

$$\delta(\omega) = \delta(\omega_c) + \delta'(\omega_c)(\omega - \omega_c) + \frac{1}{2!} \delta''(\omega_c)(\omega - \omega_c)^2 = 2m\pi \quad (2-25)$$

化简得：

$$\omega = \frac{2m\pi}{\delta'(\omega_c)} + \frac{\delta(\omega_c)}{\delta'(\omega_c)} - \frac{1}{2} \frac{\delta''(\omega_c)}{\delta'(\omega_c)} (\omega - \omega_c)^2 \quad (2-26)$$

因此，可以根据二阶色散为零可得

$$\omega = \omega_c - \frac{\delta(\omega_c)}{\delta'(\omega_c)} + \frac{2\pi}{\delta'(\omega_c)} m \quad (2-27)$$

当 F-P 腔二阶色散非零时，分析中心频率处共振条件完全满足，但当光频率偏移中心频率时，由于二阶色散的存在，其相位差可表示为：

$$\delta(\omega) = 2m\pi + \frac{1}{2!} \delta''(\omega_c)(\omega - \omega_c)^2 \quad (2-28)$$

从该式可以看出，由于腔内的色散限制了共振滤波光谱宽度。如果定义透射光强最大值的一半所对应的光谱为共振滤波带宽 $\Delta\omega$ ，其共振频率为：

$$\omega = \omega_c \pm \frac{1}{2} \Delta\omega \quad (2-29)$$

因此就可以得：

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \delta_{FWHM} &= 2m\pi + \frac{1}{2!} \delta''(\omega_c) \left(\omega_c + \frac{\Delta\omega}{2} - \omega_c\right)^2 \\ &= 2m\pi + \frac{1}{2!} \delta''(\omega_c) \left(\omega_c - \frac{\Delta\omega}{2} - \omega_c\right)^2 \end{aligned} \quad (2-30)$$

故有

$$\delta''(\omega_c) = \delta_{FWHM} \left(\frac{2}{\Delta\omega}\right)^2 \quad (2-31)$$

这样就得到二阶色散量与共振滤波带宽相位的关系。根据精细度表达式，即可得 $F = \frac{2\pi}{\delta_{FWHM}}$ ，可以得到 F-P 腔内二阶色散与精细度的关系：

$$\delta''(\omega_c) = \frac{2\pi}{F} \left(\frac{2}{\Delta\omega}\right)^2 = \frac{8\pi}{F(\Delta\omega)^2} \quad (2-32)$$

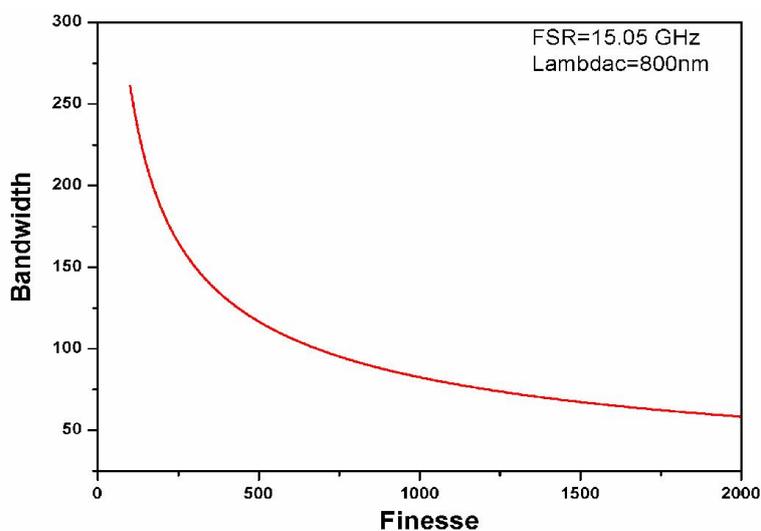


图 2-9 法布里-珀罗腔滤波带宽与精细度之间的关系

因此可以根据公式(2-32)计算精细度与共振滤波带宽的曲线如图 2-9 所示, 此时仅仅考虑的是空气色散, 当 F-P 腔的自由光谱程为 15.05 GHz, 中心波长为钛宝石飞秒激光器中心波长 800 nm, 其色散仅仅考虑的是空气色散。这为我们对 F-P 腔的腔镜精细度的选择很重要。

2.4.3 法布里-珀罗滤波腔结构设计

本论文自行设计了法布里-珀罗滤波腔, 由于实验中需要调节滤波腔的腔长, 使其自由光谱程等于光学频率梳重复频率整数倍。因此对于滤波而言, 需要满足两个条件: ①对于滤波腔共振点的寻找需要粗调和精细调整。其中粗调是通过将 F-P 腔的一个腔镜固定在一个平移台上来实现。细调是采用 PZT 来精细的调整 F-P 腔长。②由于滤波时要精密控制 F-P 腔腔长, 所以对于滤波腔的稳定性要求比较高。因此我们在机械结构设计方面做了一些努力。

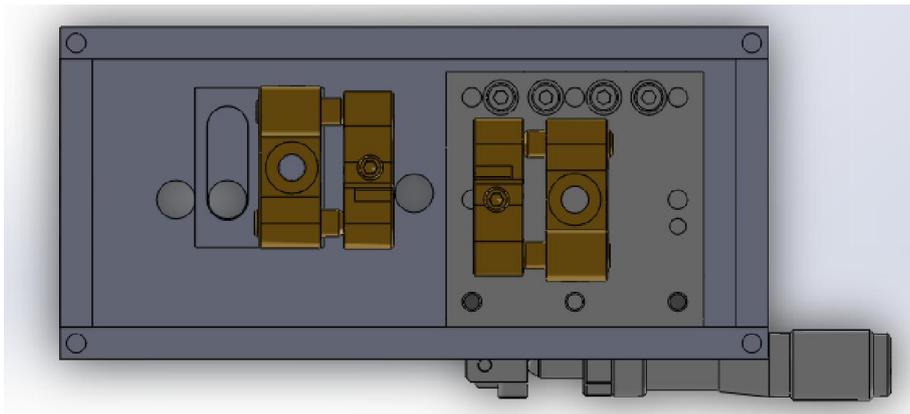


图 2-10 法布里-珀罗滤波腔结构工程示意图

法布里-珀罗滤波腔采用的是平凹腔结构和凹凹腔结构两种。对于平凹腔结构, 其中平面镜是采用的直径为 7.5 mm 的高反镜, 并采用紫外胶将其固定在一个环形的 PZT 上, 实现腔长的精细调节。凹面镜我们采用是曲率为 500 mm 半英寸镜片。同时考虑到滤波腔稳定性, 通过增加密闭的金属铝盒来实现。第二种结构凹凹腔结构类似, 只是腔镜都是采用曲率为 400 mm 的半英寸高反镜。具体机械结构设计如图 2-10 所示。

2.5 法布里-珀罗腔作为参考腔的应用

为了获得窄线宽且频率稳定的激光, 目前最常用的方法就是采用电路锁定技术

将激光频率锁定在高精细度光学参考腔的共振频率上。而高精细度光学参考腔通常采用的是 F-P 腔。肖洛和汤斯在只考虑激光腔内增益介质引入的自发辐射的条件下，对激光器量子噪声极限线宽进行了计算，称该线宽为肖洛-汤斯线宽：

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{out}} \quad (2-33)$$

其中， $h\nu$ 为光子能量， $\Delta\nu_c$ 代表的是激光腔的线宽， P_{out} 是激光的输出功率。

如果按该公式计算，激光功率为 1 mW 时，激光波长为 972 nm，激光腔的共振线宽为 1 MHz（对应激光腔长为 10 cm，精细度为 1500），肖洛-汤斯线宽约 0.64 mHz，但是实际当中，由于外界环境的影响，激光线宽一般在 MHz-kHz 量级。

作为参考腔主要是考虑到高精细度的法布里-珀罗参考腔的共振线宽比较窄而且对于外界环境敏感的特点。对于窄线宽稳频激光系统而言，在采用 PDH 锁定技术的基础，F-P 腔的腔长的稳定度决定了稳频激光频率的稳定性：

$$\frac{\Delta f}{f} \approx -\frac{\Delta L}{nL} \quad (2-34)$$

其中， f 为锁定激光的频率， Δf 代表锁定后激光的频率抖动大小， n 是腔内的折射率， L 为参考腔的腔长， ΔL 是参考腔的长度变化。可以看出如果对于固定的 ΔL ，腔长越长，则激光的频率稳定性越好。对于固定的腔长 L 而言，腔长的变化量 ΔL 越小，那么激光的频率稳定性越好。

为了尽量减少参考腔长的变化量，接下来我们将分析各种影响腔长变化的环境因素：

2.5.1 温度的变化

由于热膨胀效应，外界环境的温度变化必然会造成光学参考腔的腔长变化。因此为了尽量减少温度变化对腔长的影响，通常选用热膨胀系数尽可能小的材料做成腔体和腔镜。该领域中通常选用微晶玻璃（Zerodur）和超低膨胀系数玻璃（ULE）做参考腔。实验中我们选用的是 ULE 玻璃，其主要特点是零膨胀温度点在室温附近。在选定好参考腔材料后，接下来必须要对腔体的温度稳定性进行人为的控制，实验中采用的是半导体制冷片（TEC）结合控制电路来完成对腔体温度的精密控制。目

前控制精度可以达到到 μK 量级。

2.5.2 气流影响

由于腔体内气体压强的抖动会造成参考腔之间空气的折射率发生变化，因此腔体有效光程就会随之发生改变。据有关文献估计，在标准大气压下，当气压变化 5 torr 时，折射率变化约 10^{-6} 。因此要想得到一个稳定的参考腔，必须要将参考腔放置在真空室内，这样可以大幅度减少由折射率变化引起的腔长变化。

2.5.3 振动的影响

法布里-珀罗参考腔长度对于外界的低频机械振动很敏感，如声音或地面振动。因此国际上有很多研究组通过优化腔体设计振动不敏感的参考腔来降低对激光频率噪声的影响。目前比较常用的有垂直放置的参考腔和水平放置的参考腔。另外也将参考腔放置在被动或者主动的隔振台上减少地面的低频振动。我们实验中选用水平放置的 F-P 腔腔体并将其放置在一个被动的隔振台上。

2.6 锁定技术的基本原理

提高激光的频率稳定性和谐振腔的稳定性主要采用主动控制为主。其主要控制原理都是将激光频率或者腔长与一个参考源进行比较，然后通过电路获得鉴相信号，并通过伺服控制系统来调制激光频率或者腔长，使得与参考源相等。目前比较常用的锁定技术包括三种：Pound-Drever-Hall 锁定技术（PDH）、内调制锁定技术和 Hansch-Couillard（H-C）锁定技术。

2.6.1 Pound-Drever-Hall 锁定技术

Pound-Drever-Hall(PDH)锁定技术的基本原理^[141]，是利用电光调制器(EOM)给入射光加一相位调制，通常为几十 MHz 量级的快调制，使其在中心光学频率处两侧产生与调制频率相对应的正负边带。此时，利用光电探测器来探测 F-P 腔的共振反射信号，然后与调制信号进行混频，提取其中所携带的误差信号，从而通过控制电路反馈给执行元件。常常是通过控制激光电流或者 F-P 腔腔镜上的 PZT，进行闭环锁定。这种方法稳定性及重复性较好，利用高频调制与解调电路，很好地隔离了低频噪声，信噪比较高。由于我们实验中要经常使用 PDH 锁定方法，下面详细介绍

绍这种方法的原理。具体原理如图 2-11 所示^[141]。

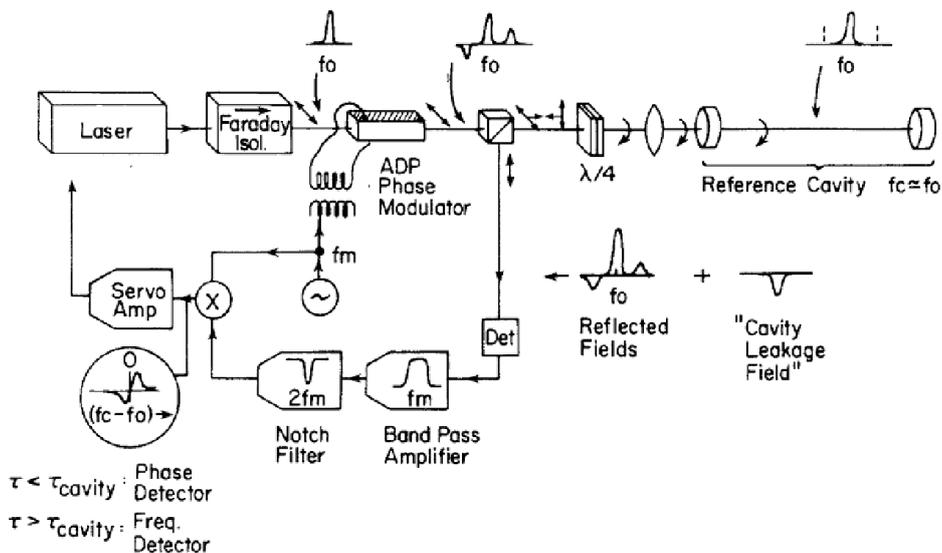


图 2-11 Pound-Drever-Hall 锁定示意图^[141]

激光器输出的光场可以表示为：

$$E = E_0 e^{i\omega t} \tag{2-35}$$

其中 E_0 为光场幅值， ω 为光的载波频率。经过调制频率为 Ω 的相位调制器（通常是 EOM）后，光场可以表示为：

$$E = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \tag{2-36}$$

式中 β 为调制深度。

由于实验中通常调制深度都比较小即 $\beta < 1$ ，采用贝塞尔函数展开略去高级项后可得

$$E \approx [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega t] e^{i\omega t} = E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \tag{2-37}$$

从公式(2-37)的形式上可以看出，其真实的入射光场包括三部分：载波（ ω ）、两个边带（ $\omega \pm \Omega$ ）。其中 J_0 、 J_1 和 J_{-1} 分别为第 0、1 和 -1 阶贝塞尔函数。如果入射光功率为 $P_0 = |E_0|^2$ ，则载波功率和边带功率可以分别表示为：

$$P_c = J_0^2(\beta) P_0, \quad P_s = J_1^2(\beta) P_0 \tag{2-38}$$

由于我们实验当中都是采用光电探测器来接收信号，所以下面的反射光信号和误差信号都是用功率来表示。如果反射功率为 $P_{ref} = |E_{ref}|^2$ ，那么经过 F-P 腔反射后，反射光功率可以表示得：

$$\begin{aligned}
 P_{ref} = & P_c |F(\omega)|^2 + P_s \left\{ |F(\omega + \Omega)|^2 - |F(\omega - \Omega)|^2 \right\} \\
 & + 2\sqrt{P_c P_s} \left\{ \text{Re}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \cos \Omega t \right. \\
 & \left. + \text{Im}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \sin \Omega t + 2\Omega \text{terms} \right\}
 \end{aligned} \quad (2-39)$$

式中 $F(\omega)$ 为 F-P 腔的反射系数，可以表示为：

$$F(\omega) = E_{ref} / E_{inc} = \frac{r(e^{i\frac{\omega}{FSR}} - 1)}{1 - r^2 e^{i\frac{\omega}{FSR}}} \quad (2-40)$$

其中 r 代表的是幅度反射系数，FSR 是 F-P 腔的自由光谱程。从公式(2-39)可以看整个反射信号包括直流项、 Ω 项和 2Ω 项。其中 Ω 项主要是由于载波与边带干涉产生的，而 2Ω 项是由两边的相互干涉产生的。

通常我们采用 PDH 需要的是高频相位调制（调制频率远远大于腔的线宽），这时我们就可以忽略 $\cos \Omega t$ 项，此时的反射信号为

$$P_{ref} \approx 2P_s - 4\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)\} \sin \Omega t + (2\Omega \text{ terms}) \quad (2-41)$$

然后经过与参考信号混频和低通滤波后，就可以得到所需的误差信号：

$$\varepsilon = -2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\} \quad (2-42)$$

具体的误差型号如图 2-12 所示。我们可以看出，当激光载波频率在 F-P 腔中共振时，那么误差信号相应为零。当激光频率偏离 F-P 腔的共振频率时，那么相应的误差信号就会是正或负。在激光频率锁定控制时，误差信号的斜率 D 是至关重要的。通过简单的运算可以的：

$$D = \frac{d\varepsilon}{df} = -\frac{8\sqrt{P_c P_s}}{\Delta\nu} \quad (2-43)$$

其中 $\Delta\nu$ 为 F-P 腔的共振线宽。可以看出腔的线宽越窄，那么其斜率也就越大，这样

可以更有效的提高锁定精度。因此我们通常选用高精细度的 F-P 腔来提高其斜率。

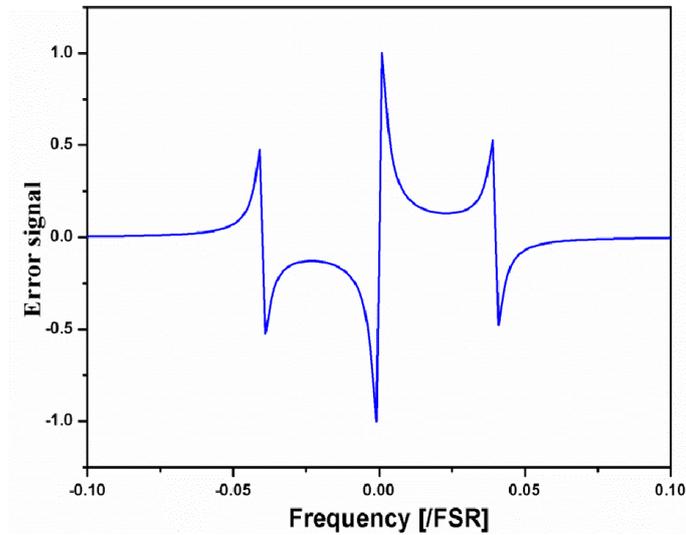


图 2-12 PDH 锁定技术的鉴频信号

对于 PDH 锁定，鉴频信号的信噪比也是至关重要的。PDH 锁定技术的噪声主要包括：幅度噪声、散粒噪声、剩余幅度噪声、探测放大和伺服系统中的噪声等等。针对这些不同的噪声，实验上也有很多办法来抑制使其尽量小。进而达到最好的锁定效果。

2.6.2 内调制锁定技术

内调制方法的基本原理，与 PDH 方法相似，同样需要加入相位调制，但调制信号频率一般较低，在几十或一两百 kHz，通常采用腔镜上的 PZT 来提供。然后利用透射光或反射光信号与调制信号进行混频解调，获得误差信号，反馈给环路锁定电路进行闭环锁定。这种方法继承了 PDH 方法稳定易操作的优点，能够消除低频噪声，同时调制频率又相对较低，对锁定电路的要求降低了许多，而且光路中不会插入其他元件，这样也就不会对激光场有所影响。

相比 PDH，只是调制频率较低（调制频率远远小于 F-P 腔的共振线宽），同样根据(2-39)此时可以忽略 $\sin \Omega t$ 项，因此可以得到其误差信号为

$$\varepsilon = -2\sqrt{P_c P_s} \operatorname{Re}\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\} \quad (2-44)$$

具体误差信号的形式如图 2-13 所示。

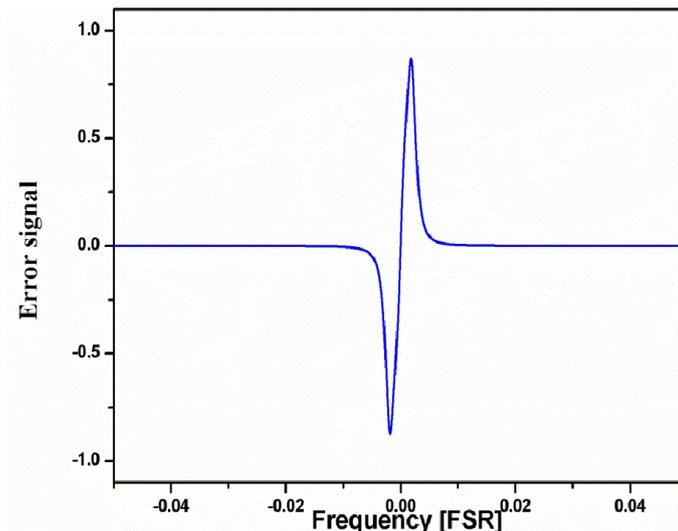


图 2-13 内调制锁定技术的鉴频信号

2.6.3 Hansch-Couillard 锁定技术

Hansch-Couillard (H-C) 技术^[159]是一种比较常用的将激光频率与光学法布里-珀罗参考腔的锁定技术。其特点不用对激光频率进行调制就可以比较容易获得相应的共振误差信号。许多参考文献使用了 Hansch-Couillard 锁定技术，这里可以简单的介绍一下其基本原理。图 2-14 是 Hansch-Couillard 锁定技术的基本原理图。首先，在 F-P 腔中放置一片可以旋转 θ 角度的偏振片，然后将一个线偏振激光注入到参考腔内，最后探测反射光的椭圆率进而确定腔是否共振。其入射激光电场 $E^{(i)}$ 可以通过偏振分为水平分量和垂直分量：

$$E_{\parallel}^{(i)} = E^{(i)} \cos \theta, \quad E_{\perp}^{(i)} = E^{(i)} \sin \theta \quad (2-45)$$

通过简单地推导可以计算出反射电磁波的强度为：

$$E_{\parallel}^{(r)} = E_{\parallel}^{(i)} \left\{ \sqrt{R_1} - \frac{T_1}{\sqrt{R_1}} \frac{\operatorname{Re} e^{i\delta}}{1 - \operatorname{Re} e^{i\delta}} \right\} = E_{\parallel}^{(i)} \left\{ \sqrt{R_1} - \frac{T_1 R}{\sqrt{R_1}} \frac{\cos \delta - R + i \sin \delta}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\frac{1}{2} \delta)} \right\} \quad (2-46)$$

式中： R_1 和 T_1 分别代表 M1 镜的反射率和透射率， R 代表腔的反射率，主要是由于腔内的偏振片引入的损耗。

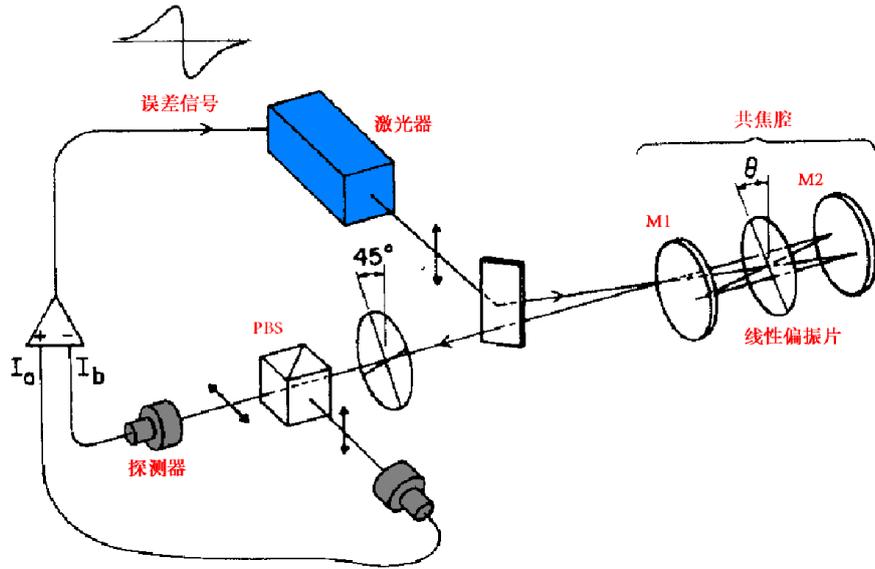


图 2-14 Hansch-Couillard 锁定示意图

反射光的垂直分量可以近似表示为:

$$E_{\perp}^{(r)} = E_{\perp}^{(i)} \sqrt{R_1} \quad (2-47)$$

为了能够探测反射光的椭圆率, 反射光进入由四分之一波片和偏振分光棱镜的分析仪。为了简化计算, 假设四分之一波片的快轴与腔内的偏振片的极化轴平行。然后利用琼斯矩阵可得分光后的电磁场:

$$E_{a,b} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel}^{(r)} \\ E_{\perp}^{(r)} \end{pmatrix} \quad (2-48)$$

则相应两输出端的光强为:

$$I_{a,b} = \frac{1}{2} c \varepsilon |E_{a,b}|^2 = \frac{1}{2} c \varepsilon \left| \frac{1}{2} (E_{\parallel}^{(r)} \pm i E_{\perp}^{(r)}) \right|^2 \quad (2-49)$$

根据公式(2-49), (2-47), (2-46)和(2-45)计算的误差信号:

$$I_a - I_b = I^{(i)} 2 \cos \theta \sin \theta \frac{T_1 R \sin \delta}{(1-R)^2 4 R \sin^2(\frac{1}{2} \delta)} \quad (2-50)$$

其中 $I^{(i)} = \frac{1}{2} c \varepsilon |E^{(i)}|^2$ 是入射激光光强。根据(2-50)式可以得到如图 2-15 F-P 腔的透射峰和 Hansch-Couillard 技术测得的误差函数。从模拟数据中可以看出这种理想的误

差函数具有比较陡峭的共振斜率，这正是激光频率锁定所需要理想误差信号。可以看出在 $\theta = 45^\circ$ 时即 $2\cos\theta\sin\theta=1$ ，误差信号可以达到最大。但是当反射信号中 θ 都在零附近，小的角度可以提供一个更好信噪比的误差信号。

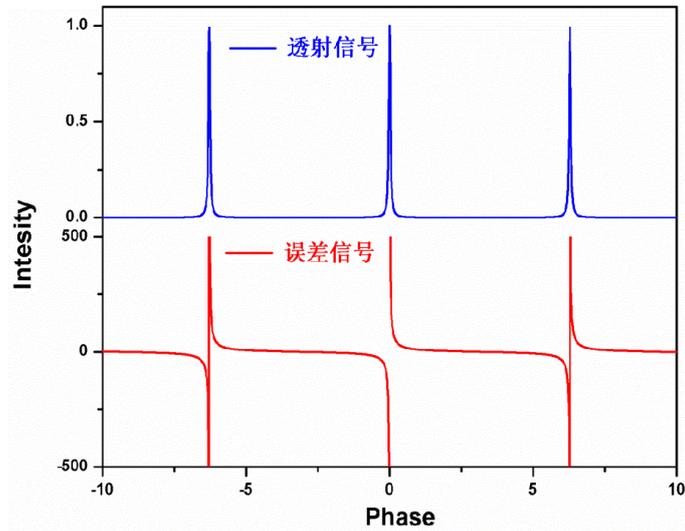


图 2-15 法布里-珀罗腔透射函数和 Hansch-Couillard 技术获得的误差信号

2.7 本章小结

本章介绍了 F-P 腔和锁定技术的基本工作原理。首先从多光束干涉理论出发解释 F-P 腔的基本原理。并从中导出 F-P 腔的一些重要参数，同时详细介绍了激光与 F-P 腔的模式匹配方法；其次，分别从 F-P 腔作为滤波腔和光学频率参考腔两种应用做了参数特性和结构设计分析。最后介绍了 PDH 锁定技术、内调制锁定技术和 H-C 锁定技术基本原理，并从理论上给出不同锁定方式所得到的鉴频信号。

第3章 飞秒钛宝石光学频率梳及重复频率提高的实验研究

3.1 引言

飞秒光学频率梳的出现，成为激光技术领域及计量科学领域的重大突破。作为科学研究工具，光学频率梳不仅解决了光学频率直接测量的瓶颈，而且也以其优异的测量精度引起科学家的广泛关注。随着飞秒光学频率梳技术的不断进步，它也为定标精度的提高提供了良好的契机。

因为飞秒光学频率梳具有谱线间隔均匀、谱线强度差异不大、光谱覆盖范围宽、长期稳定和可重复性好等特点，所以非常适合用做精密光谱学中的波长定标源。目前视向速度测量是探测太阳系外行星最有效的办法，而大幅度的提高视向速度测量精度主要依赖于天文光谱仪的稳定性。因此将常规飞秒光学频率梳应用到天文视向速度测量当中，是进一步提高人们对宇宙天体系统的活动和演化认识热点课题之一。为了实现这一应用的过渡，必须要将光学频率梳与天文光谱仪的分辨率有机的结合。

目前，常规的光学频率梳不能直接用于天文光谱仪的波长定标，因为通常光学频率梳的重复频率（频率间隔）在 100 MHz~1 GHz 之间，而高分辨率的天文阶梯光栅光谱仪能分辨的频率间隔在 10 GHz~30 GHz 之间，因此为了匹配高分辨率天文光谱仪的分辨能力，必须要将常规光学频率梳的重复频率进行提高。通常采用滤波技术来实现，而利用 F-P 腔滤波来提高重复频率的方法，无疑是重复频率提高能力最强，且最具有吸引力的方案之一。

本章主要阐述我们采用自行设计搭建的高重复频率钛宝石飞秒光学频率梳作为种子源，根据上一章在理论分析法布里-珀罗滤波腔的各种因素与边模抑制比的关系，实现最高的边模抑制的各个条件，以及腔内色散对输出光谱的影响等关键性影响因素的基础上，通过模式匹配，腔长匹配等实验研究，采用内调制的锁定方法实现了种子光与 F-P 腔的同步锁定，完成了整个系统的搭建。这一研究工作也是国内首次采用 F-P 腔实现了光学频率梳重复频率的提高，为实现天文光谱定标等高精密实验具有重要的指导意义。

3.2 飞秒钛宝石光学频率梳的实验研究

为了实现对飞秒光学频率梳的重复频率提高这一目的，我们将整个光学频率梳重复频率提高系统分为三个主要部分，也对应着我们所需要解决的三个关键性问题。

首先，根据第二章的理论计算，为了更为有效的提高重复频率，保证就有更好的边模抑制比，我们需要一台高重复频率的飞秒光学频率梳，作为整个实验的光学频率梳的种子源。

其次，我们需要自行设计搭建一个法布里-珀罗滤波腔来实现中间梳齿频率的滤除，将一束种子光学频率梳通过模式匹配耦合注入到这个滤波腔中，并通过适当调整 F-P 腔参数，使得注入脉冲在 F-P 腔中达到共振稳态，实现脉冲重复频率几十倍的提高。这一步的最终目的就是利用光路的调节实现共振峰信号。

最后，为了实现 F-P 腔腔长与飞秒光学频率梳的腔长同步锁定，我们需要选择合适的电路反馈系统，将滤波腔的透射信号转换为电路中的鉴频误差信号，进而反馈控制 F-P 腔腔镜上的压电陶瓷(PZT)，实现腔长与光学频率梳的长时间同步锁定。

本节主要讨论基于以上分析的问题，所进行的理论和实验的研究。

3.2.1 350-MHz 单块飞秒钛宝石光学频率梳

整个实验的光学频率梳种子源装置原理如图 3-1 所示。其中掺钛蓝宝石激光器采用的是 Z 型折叠腔，腔长约为 43 cm，相应的重复频率为 350 MHz。掺钛蓝宝石的吸收系数 α 约为 6.5cm^{-1} ，品质因数 FOM 大于 150，尺寸是 $2\times 1.9\times 2\text{mm}^3$ ，布儒斯特角切割。M1-M2 为曲率半径 50 mm 的啁啾对，提供单次反射约为 -70fs^2 的负色散，M3-M4 是宽带的平面啁啾镜，其中端镜 M4 的尺寸是 $\phi 6$ ，装载在一个快速的压电陶瓷 (PZT) 上，用于对飞秒激光器的重复频率锁定。输出镜 OC 的输出率为 3%。图中的声光调制器 (AOM) 用来锁定载波包络相移频率 f_{ceo} 。泵浦源为二极管激光泵浦的全固态倍频的 Nd:YVO₄ 激光器 (Verdi V)，中心波长为 532 nm，在 4.5 W 的泵浦功率下，钛宝石激光器可以输出平均功率 600 mW 的锁模脉冲，其输出光谱范围为 600-1000 nm，如图 3-2 (a) 所示。脉冲宽度为 7 fs，重复频率为 350 MHz，图 3-2(b)为其自相关曲线。

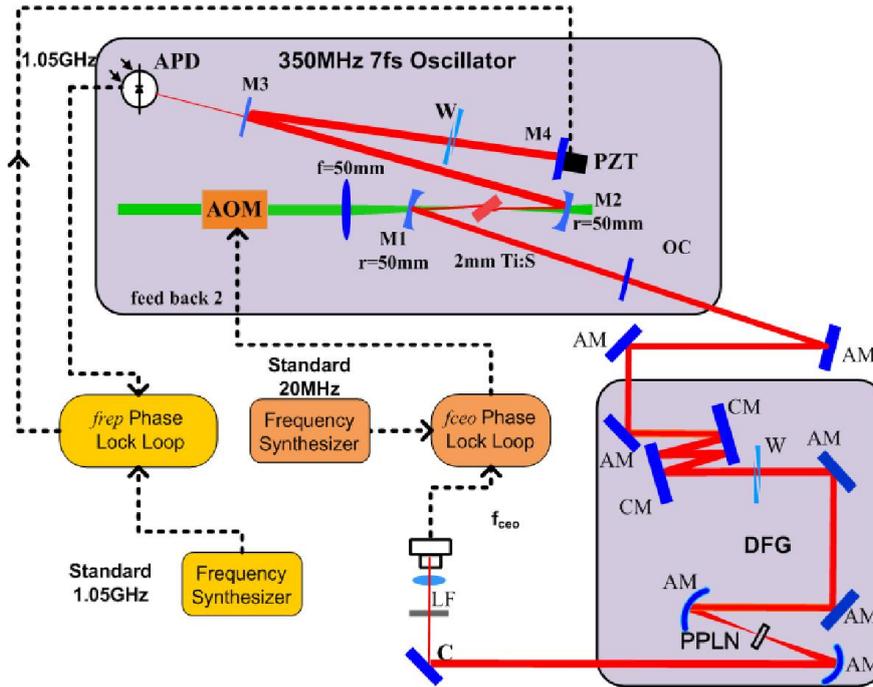


图 3-1 重复频率 350 MHz 的种子光学频率梳示意图

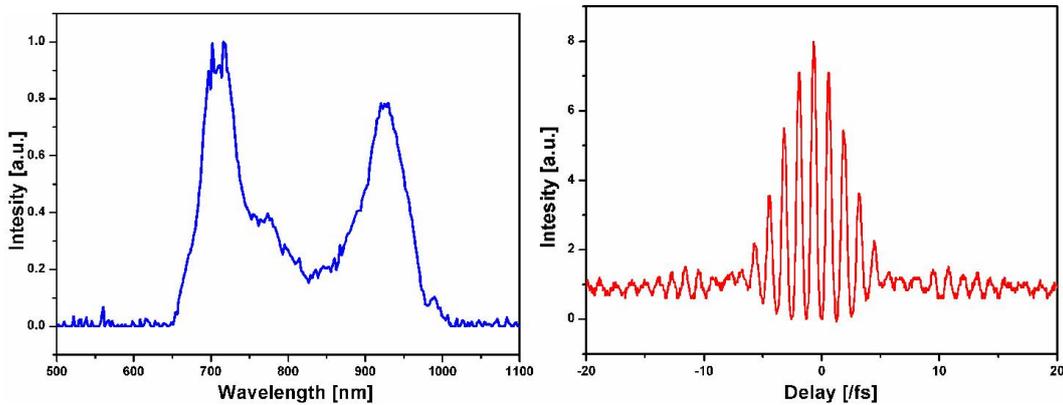


图 3-2 350-MHz 单块钛宝石飞秒光学频率梳(a)脉冲光谱(b)干涉自相关曲线

3.2.1.1 载波包络相移频率的测量和精密锁定

我们的光学频率梳 f_{ceo} 的测量采用的是 $0-f$ 自参考技术来实现的，也因此称为单块飞秒光学频率梳。飞秒激光脉冲经过一对啁啾镜和一堆尖劈色散补偿后，然后采用 2 mm 厚的 PPLN 晶体对 700 nm 和 900 nm 成分差频，产生的差频部分与光谱经自相位调制后的红外部分拍频得到 f_{ceo} 信号。然后经过雪崩二极管 (APD) 探测后得到 f_{ceo} 信号，其中图 3-3 为 f_{ceo} 信号，在 100 kHz 分辨率条件下信噪比可以达到

40 dB 以上，这样高的信号强度，为后续载波包络相移频率的长时间精密锁定奠定了良好的基础。

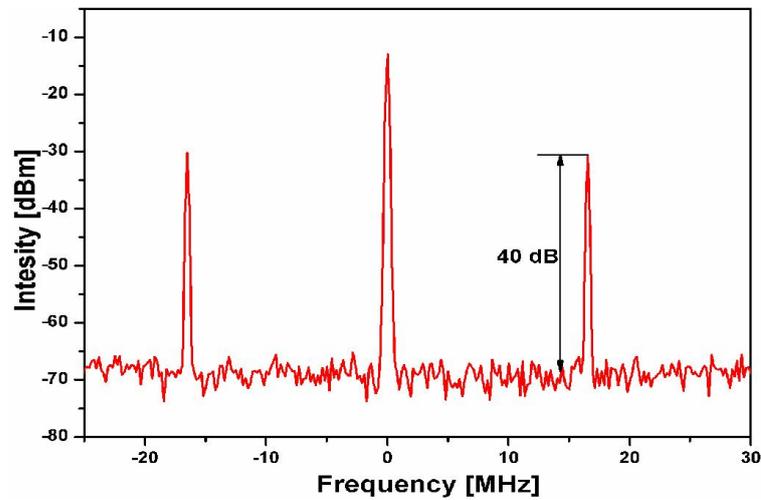


图 3-3 光电倍增管探测到的载波包络相移频率

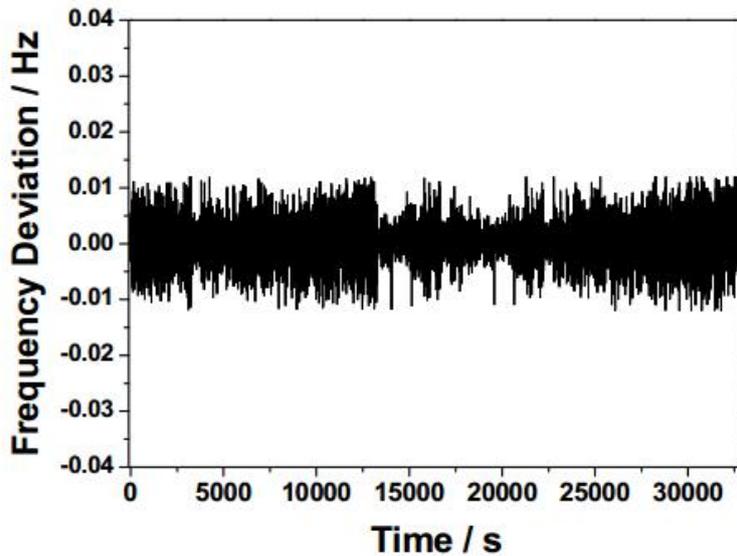


图 3-4 载波包络信号锁定在 20 MHz 结果

得到 f_{ceo} 信号后，我们采用锁相环电路对单块光学频率梳的载波包络相移频率进行了锁定。采用 AOM 作为 f_{ceo} 信号锁定的反馈控制元件。锁定之前，我们首先通过移动尖劈的粗调 f_{ceo} 信号到 20 MHz，我们监测鉴相信号，如果 f_{ceo} 越靠近 20 MHz 时，鉴相信号的频率就会越来越低。在 20 MHz 信号位置处，鉴相信号相位会出现反转，此时我们将锁定电路闭环，然后仔细调整锁相环的增益使其锁定在 20 MHz。

我们采用频率计数器 (Agilent Inc. 53132A) 对 f_{ceo} 信号的频率进行了测量, 计数器门时间为 1 s, 连续锁定时间可以达到 9 个小时以上, 标准偏差为 2.6 mHz。锁定结果如图 3-4 所示^[160]。

3.2.1.2 飞秒钛宝石激光重复频率锁定实验及结果

同样, 我们也采用锁相环电路对重复频率进行锁定, 最终重复频率的锁定通过控制腔内端镜上安装的 PZT 来实现。采用计数器也对其结果进行了测量, 如图 3-5 所示, 标准偏差为 $220\mu\text{Hz}$ 。

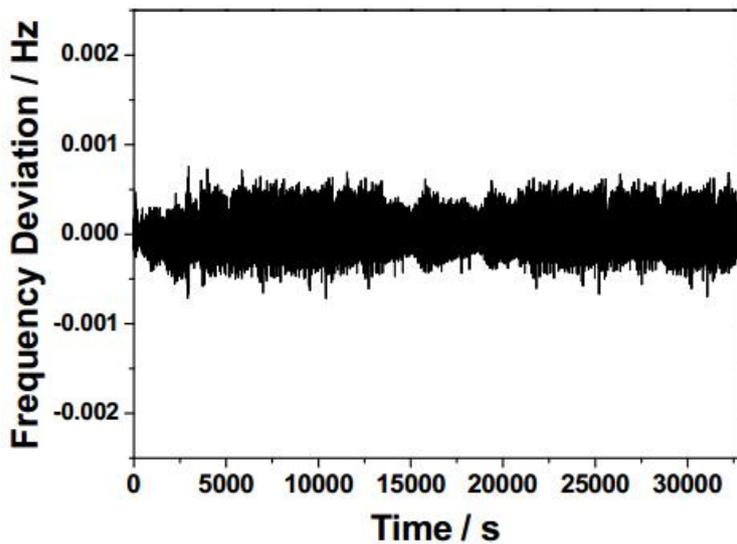


图 3-5 重复频率锁定在 1.05 GHz 结果

3.2.2 飞秒钛宝石光学频率梳重复频率的提高

根据第二章的模拟计算分析, 我们对法布里-珀罗滤波腔的高反镜和滤波倍数参数进行了初步的设计, 确定所需的光学元件。

掺钛蓝宝石飞秒光学频率梳源的重复频率约为 350 MHz, 平均输出功率约为 600 mW, 脉冲宽度约为 7 fs。其中连续光源 780 nm 激光用于对光路进行准直。实验装置如图 3-6 所示。350 MHz 光学频率梳源输出的脉冲激光首先经过一对模式匹配透镜以保证激光模式与法布里-珀罗滤波腔的腔模匹配, 这样可以有效的提高激光的耦合效率。当激光与滤波腔的模式匹配效率较低时, 此时会有较多的高阶横模起振。为了更有效的提高法布里-珀罗滤波腔的耦合效率, 我们采用 0.5 m 的单模光纤传输, 这样激光的光斑就有了很好的改善, 但是相应功率也下降很多, 只剩下 80 mW 的激

光输出。依据第二章中的计算结果，假设滤波腔共振在最佳的模式匹配条件下，高边模抑制比就需要腔的精细度越高越好，而随着精细度的提高共振滤波带宽也就越来越窄，同时考虑到电路的同步锁定，滤波腔精细度越高电路上越难实现腔长的长时间精密锁定。因此折中考虑这些方面的因素，我们选择反射镜的反射率为 99%。其腔镜采用的是两个曲率为 400 mm 的凹面镜。另外采用紫外胶将两个腔镜分别粘合在两个环形的 PZT 上，其中一个用于提供内调整锁定所需的调制信号，另一 PZT 用于反馈控制 F-P 腔的腔长。其中光电探测器 (PD) 是用于探测腔的透射信号来监视光学频率梳源在腔内的共振情况，同时用于锁定滤波腔腔长。实验装置的具体的实物如图 3-7 所示。

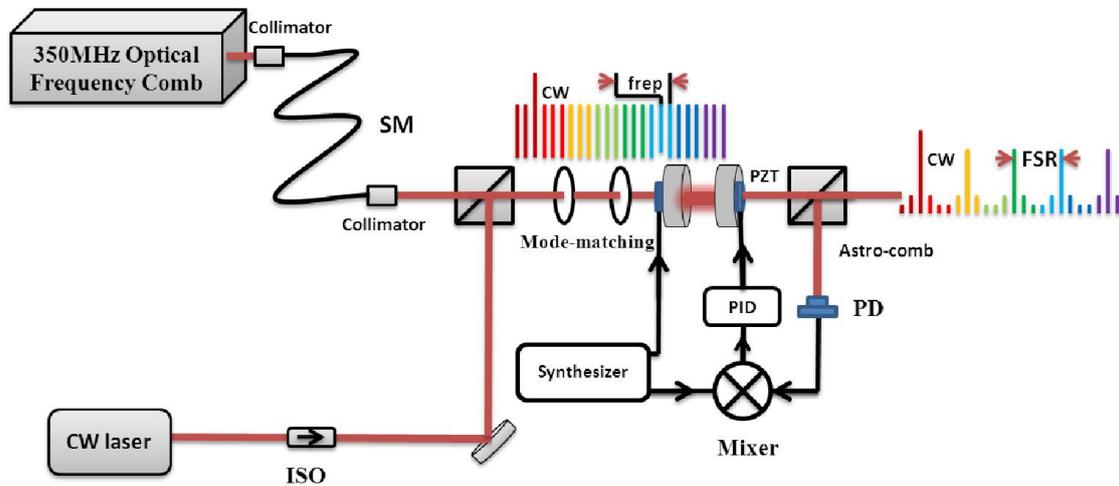


图 3-6 飞秒光学频率梳法布里-珀罗腔滤波实验示意图



图 3-7 飞秒光学频率梳法布里-珀罗腔滤波实验实物图

3.2.3 法布里-珀罗腔的模式匹配

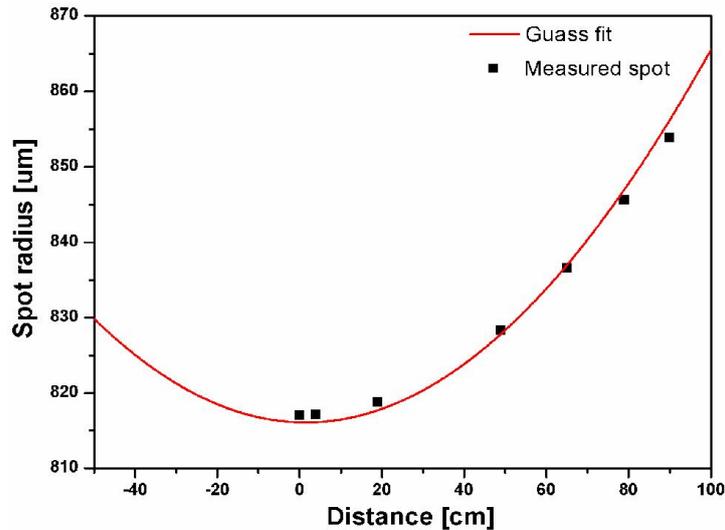


图 3-8 光学频率梳光斑半径随不同空间距离的变化

通过第二章介绍的模式匹配计算程序，对于掺钛蓝宝石光学频率梳与滤波腔进行了模式匹配计算。其中实验中光学频率梳的中心波长 $\lambda_c = 780\text{nm}$ ，法布里-珀罗滤波腔的腔长大约为 $L=43\text{ mm}$ ($\text{FSR}=3.5\text{GHz}$)，两腔镜都是凹面镜，其曲率半径为 $R_1 = R_2 = 400\text{mm}$ 。可以计算出滤波腔束腰 $\omega_0 = 100\mu\text{m}$ ，束腰位置在两凹面镜中央。在计算得到滤波腔的模式分布后，我们需要测量输出激光的模式分布。采用光束质量分析仪测量光学频率梳经过光纤传输和非球面透镜准直后的光斑分布，测量不同空间位置的光斑大小，然后通过曲线拟合出光学频率梳的束腰大小和位置。其测量结果如图 3-8 所示，其中黑点是通过光束质量分析仪测量的光斑大小，红色的线是通过高斯光束理论拟合得到光斑分布。

从图 3-8 的拟合曲线可以得到光学频率梳光斑束腰半径为 $816\mu\text{m}$ 。然后通过可靠的腔型设计软件，同时考虑到具体实验中的空间位置，然后来设计选择不同的透镜组合。经过不断的筛选尝试选择透镜组合和放置位置，计算结果如图 3-9 所示。通过合理的设计，最终我们选择两个透镜焦距分别为 100 mm 和 40 mm 。后续的实验中也采用不同的法布里-珀罗滤波腔腔长做滤波，其模式匹配的方法类似，以下就不再赘述。

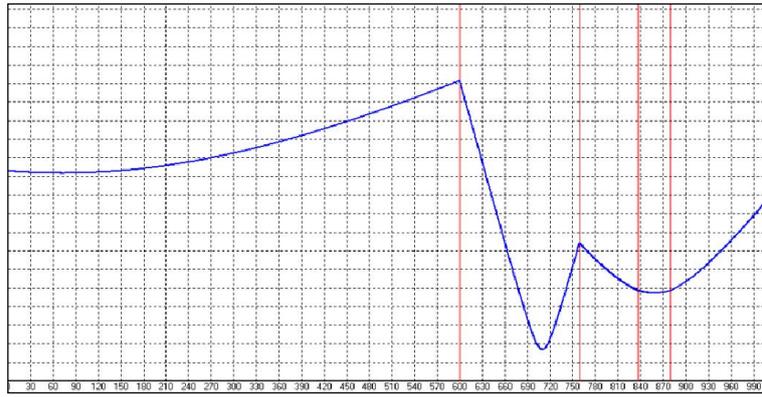


图 3-9 光学频率梳经过腔外透镜组耦合到滤波腔内光束分布示意图

3.3 飞秒钛宝石光学频率梳的重复频率提高及滤波特性评估

3.3.1 共振滤波结果

在以上的模式匹配基础上,我们首先采用 780 nm 的半导体连续激光器对法布里-珀罗滤波腔进行准直调试。首先通过给腔镜上的一个 PZT 加三角波扫描电压, 然后采用 PD 探测透射信号, 仔细调节两腔镜的角度使其达到共振状态。然后利用 PD 探测的透射信号作为监视信号, 仔细优化消除高阶横模, 最终得到如图 3-10 所示透射信号。其中粉色代表滤波腔共振透射信号, 蓝色代表 PZT 扫描信号(电路上将三角波信号转为方波信号用于监视), 黄色代表内调制的误差信号。

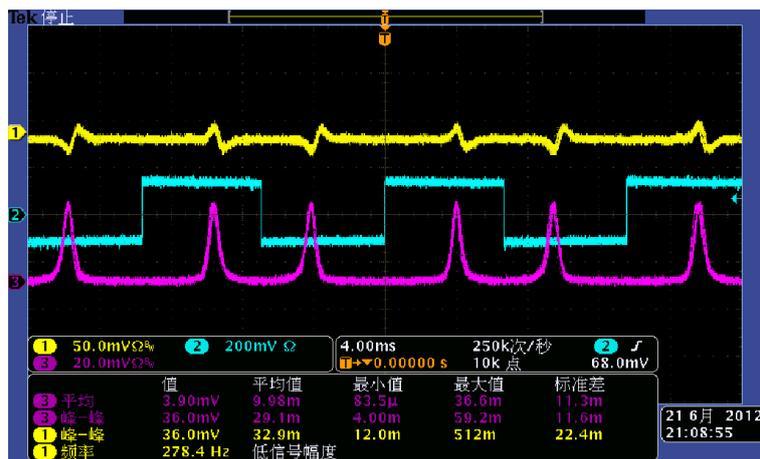


图 3-10 780 nm 连续激光在法布里-珀罗腔内共振的透射信号和锁定所需的电信号

经过上面 780 nm 连续光对滤波腔的调试，然后将飞秒光梳源的光导入，并通过平移台仔细优化腔长，使得光学频率梳的腔长等于 F-P 腔腔长的整数倍即 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$ 。为了将腔长得到稳定的控制，我们采用如第二章介绍的内调制方法实现主动控制。我们给腔的一个 PZT 上加一个 20 kHz 的调制信号，用于后续产生锁定误差信号。然后经比例-积分-微分电路（PID）将其误差信号变为控制信号，反馈控制另一个 PZT，最终实现腔长与光学频率梳的同步锁定。

首先在法布里-珀罗滤波腔的自由光谱程为 3.5 GHz 时，我们做了尝试，其透射曲线和锁定信号与图 3-10 基本一致，为了验证是否真正得到滤波后的 3.5 GHz 重复频率，我们采用频谱仪测量了重复频率，其实验结果如图 3-11 和图 3-12 所示。测量中采用的是 25 GHz 的高速光电二极管，其中图 3-11 中的信号是 350 MHz 的光学频率梳的重复频率信号和其相应的高次谐波信号。图 3-12 所示的滤波后的频谱信号，可以看出整个信号的强度比较小，其主要原因是由于单块飞秒光学频率梳是在亚 10 飞秒振荡器基础上搭建的，其光斑分布不是很好，因此我们采用 50 cm 长的单模光纤对其模式进行整形。但是由于其光谱分布较宽而且光斑质量较差，所以光纤耦合时效率较低。这样我们就损失了很大的一部分功率。再加上后续的偏振损耗和模式匹配损耗，导致最后有效的光功率只有 50 mW。正因为是功率较低的原因，使得探测到的信号比较弱，但是可以确认通过 F-P 腔滤波可以实现重复频率提高这一目的。

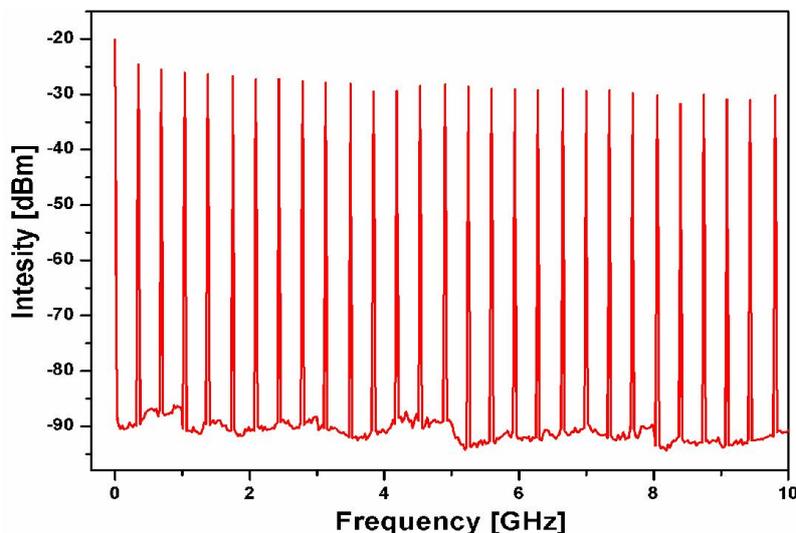


图 3-11 350 MHz 光学频率梳的频谱图

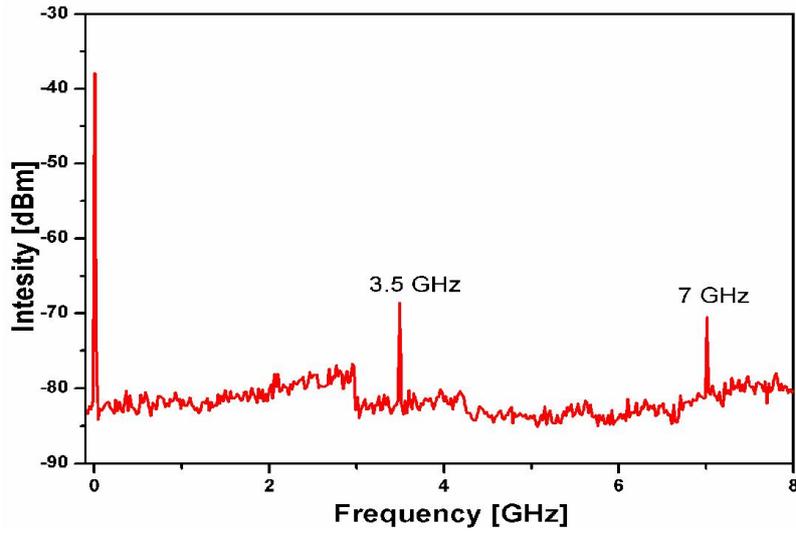


图 3-12 经过自由光谱为 3.5GHz 滤波后的光学频率梳的频谱

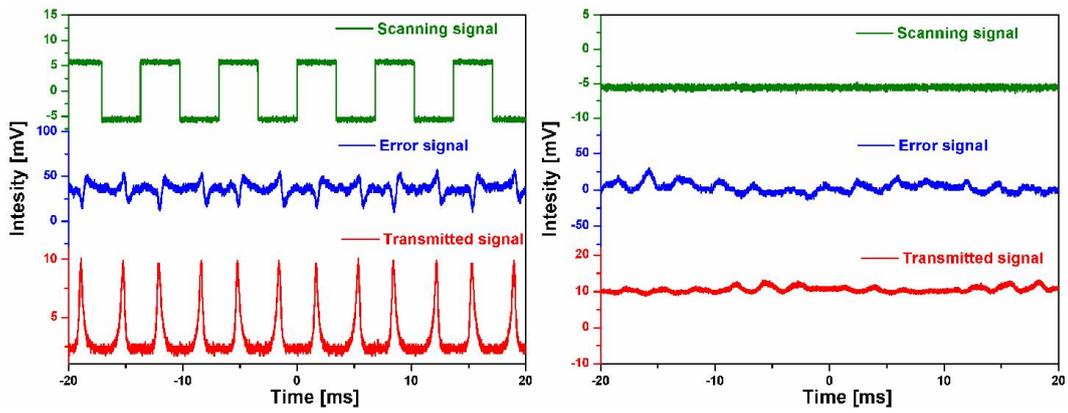


图 3-13 光学频率梳源激光注入法布里-珀罗腔内, FSR=6.65 GHz 时的共振信号和锁定信号

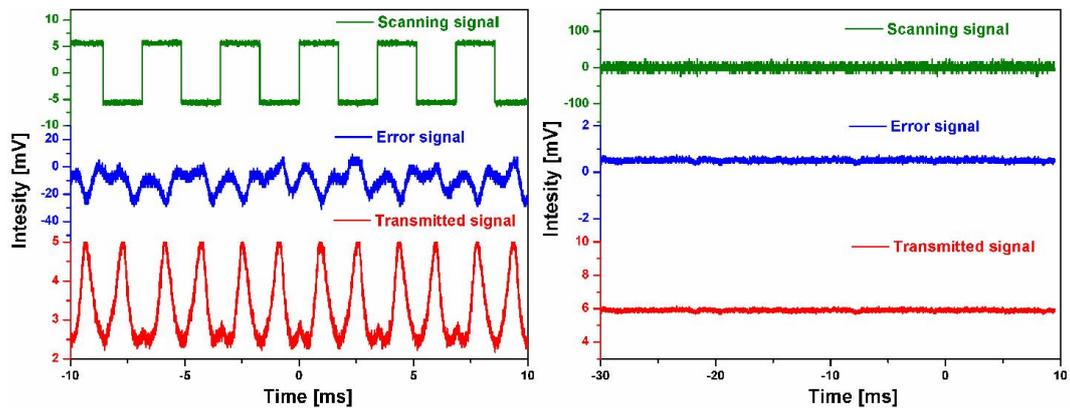


图 3-14 光学频率梳源激光注入法布里-珀罗腔内, FSR=15 GHz 时的共振信号和锁定信号

在上面的实验的基础上, 我们分别对自由光谱程分别为 6.65 GHz 和 15.05 GHz 的法布里-珀罗滤波腔进行调试和锁定, 其结果如图 3-13 和图 3-14 所示, 左图为 PZT 扫描状态下的共振信号; 右图为锁定后共振电信号。红色线代表腔的透射信号, 蓝色代表内调制锁定误差信号, 绿色代表腔的 PZT 扫描周期信号。其中滤波腔的透射信号我们采用的是光电二极管探测, 然后经过内调制锁定技术实现了腔长的稳定控制即滤波腔腔长等于光学频率梳腔长的整数倍分之一。

随着 F-P 腔的自由光谱程的增加, 就使得腔的透射功率在不断的减少。比如说, 如果入射光学频率梳源的平均功率为 1 W, 重复频率为 1 GHz, 那么要是经过 10 倍的滤波, 那么在理想情况下, 最后腔的剩余透射功率只有 $1\text{W}/10=100\text{ mW}$ 。所以说滤波倍数越大, 那么功率损耗也就越严重。我们的法布里-珀罗腔滤波在自由光谱程为 6.65 GHz ($FSR=19.350\text{MHz}$) 和 15 GHz ($FSR=43.350\text{MHz}$) 损失的功率比较多, 导致我们采用频谱仪无法探测到相应的频谱信号, 这样的方法就无法验证是否真正的实现了滤波。因此我们从理论上对法布里-珀罗腔滤波进行了理论模拟分析。

3.3.2 法布里-珀罗腔共振滤波理论模拟

理论上对 F-P 腔的滤波进行分析, 其模拟的条件是在理想条件下保证光在腔内实现共振, 其光学频率梳源的重复频率为 350 MHz, 在相同的 PZT 扫描电压下, 即腔的腔长变化量是相同的。当滤波腔的腔长等于 $\lambda/2$ 整数倍时, 我们就可以观察到一个透射峰。在相同的扫描电压下, 分别模拟滤波倍数 $N=1$ 和 $N=5$ 时的滤波情况, 其滤波结果如图 3-15 所示。该图横坐标代表 PZT 扫描的自由光谱程数。可以发现不同的滤波腔腔长下, 会有不同的透射峰个数。对扫描 $FSR=1.75\text{ GHz}$ 的滤波腔而言, 扫描 $FSR=350\text{ MHz}$ 的滤波腔时, 会在 1.75 GHz 范围内出现 5 个透射峰。因此通过理论上的模拟可以得到如下的规律: 如果 F-P 腔的腔长是光学频率梳腔长的 $1/M$ 倍, 即腔的自由光谱程是光学频率梳腔的 M 倍, 假设 M 乘以某个整数 m 所能够得到的最小整数为 K ($M \cdot m = K$), 那么当腔通过 PZT 扫描一个自由光谱程时(半个波长), 透过滤波腔的峰个数即是 K 。正如上面的结果, $M=5$, $m=1$, $K=5$, 因此扫描一个自由光谱程, F-P 腔自由光谱程内就会出现 5 个透射峰。

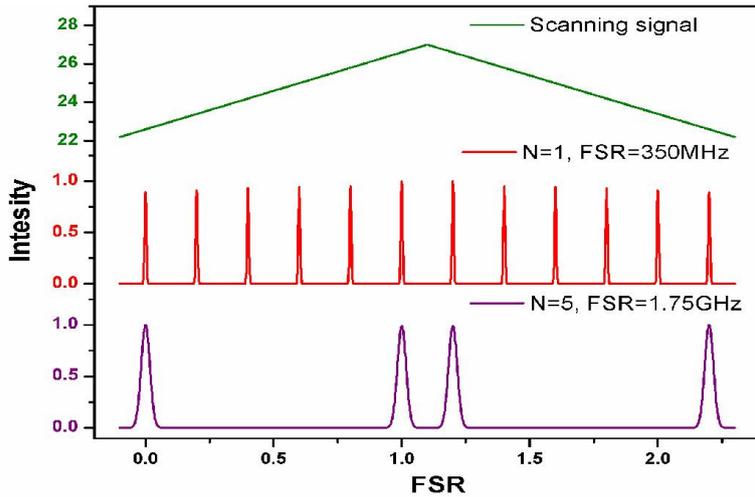


图 3-15 法布里-珀罗腔在扫描状态下，FSR=350 MHz 和 FSR=1.75 GHz 的共振透射峰

在实验中我们分别测量在不同的自由光谱程下的扫描状态。分别测量 FSR=6.65 GHz 和 FSR=15.05 GHz 状态下的透射峰，其如图 3-16 所示其中红色代表的是在 6.65 GHz 自由光谱程下的透射峰信号，紫色的代表的是在 15.05 GHz 自由光谱程下的透射峰信号。同时也对这两种情况进行了理论模拟，如图 3-17，可以看出，一个自由光谱程的透射峰个数理论和实验匹配的很好，这也就证实上面的实验结果是正确的。即我们确实得到 15.05 GHz 的光学频率梳，只是由于功率比较无法采用频率仪测量其频谱数据。

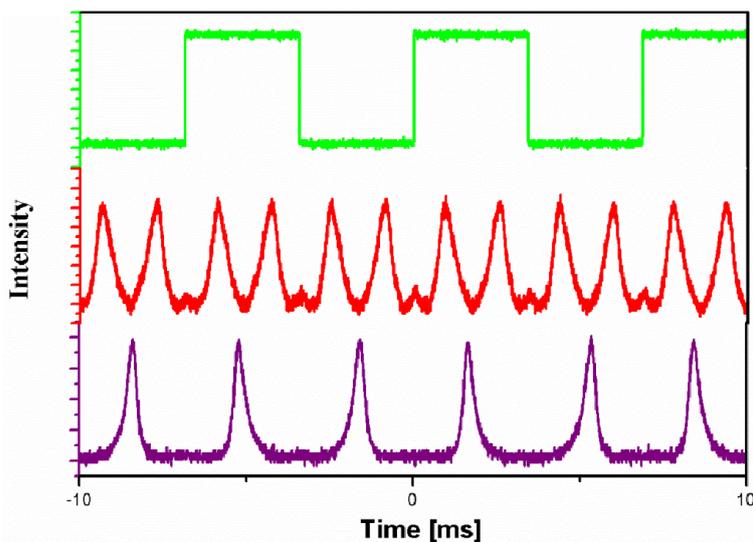


图 3-16 扫描状态下，实验测量自由光谱程分别为 6.65 GHz 和 15.05 GHz 的透射共振峰

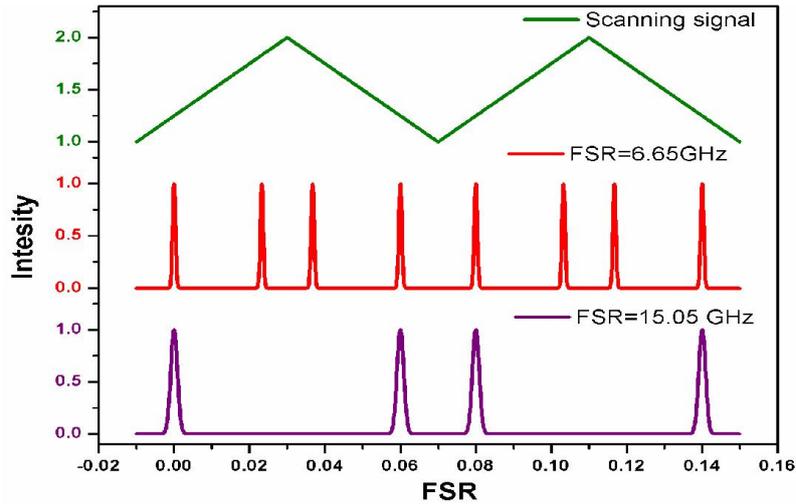


图 3-17 扫描状态下，自由光谱程分别为 6.65 GHz 和 15.05 GHz 的透射共振峰

3.3.3 法布里-珀罗腔滤波后的光谱对比

根据上节对 F-P 腔的共振带宽的理论计算，我们知道腔内的色散对其输出带宽有比较明显的影响。但是在模拟结果显示，如果腔精细度比较低时，腔的共振带宽不会变的很窄。因此实验中我们选择腔的反射率比较低。在自由光谱程为 15.05 GHz 时，测量其滤波前后光谱变化，结果如图 3-18 所示，其中蓝色代表 F-P 腔滤波前的光谱，红色代表经过滤波后的光谱。从图中可以看出，滤波前后光谱的带宽并没有很明显的变化，这样也和理论模拟的结果相匹配。

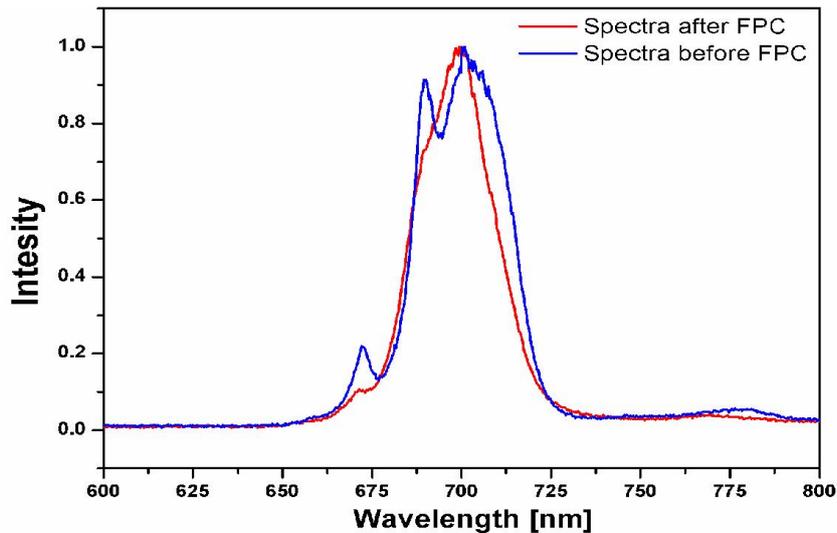


图 3-18 法布里-珀罗腔滤波前后光谱对比

3.4 本章小结

本章主要介绍了我们采用法布里-珀罗滤波腔的方式,进行钛宝石飞秒光学频率梳重复频率提高的实验研究。由 350-MHz 单块光学频率梳到 F-P 腔,以及最终的同步锁定,从这三个方面阐述了整个系统中需要重点解决的三个关键问题。

首先,我们采用我组自行搭建的 350-MHz 的单块钛宝石光学频率梳作为种子源。第二通过详细测量计算激光与 F-P 腔的模式匹配条件,并且从腔长匹配和腔的稳定性机械设计考虑,在实验中完成了对法布里-珀罗滤波腔的设计和搭建工作。第三,我们采用内调制锁定的方法实现了光学频率梳与 F-P 腔腔长同步锁定,使得光学频率梳腔长等于滤波腔长的整数倍。第四,对于我们的实验结果进行了分析,为进一步做实用化的高重复频率天文光学频率梳提供了基础。

利用 F-P 腔实现掺钛蓝宝石光学频率梳的重复频率的提高的这项工作是国内首次进行的理论和实验的研究,采用 F-P 腔滤波的方式进行重复频率的提高对后续的天文光谱定标有着重要的意义。

第4章 掺镜光纤光学频率梳及重复频率提高的实验研究

4.1 引言

随着超短脉冲技术和光纤制造技术的飞速发展，光纤光学频率梳以其体积小、稳定性高、调节简单、成本低廉、携带方便、易于维护等诸多优点引起人们的广泛青睐。2003年 Tauser 等人采用环形腔结构实现了 1.5 μm 波段掺铒光纤激光器，然后经过光子晶体光纤对光谱展宽利用自参考 $f-2f$ 方法测量 f_{ceo} ，并通过反馈控制泵浦源电流来实现 f_{ceo} 信号的锁定。随后，在 2007 年，掺镜光纤光学频率梳首次实现稳定运转，输出功率可以大于瓦量级的激光输出。相比掺杂铒光纤光学频率梳，掺镜光纤光梳可以实现更高功率的激光输出，目前最高可以实现 80 W 的稳定光纤光学频率梳输出。

目前在众多相关的高精密测量当中，光纤光学频率梳发挥着重要的作用。尤其是高重复频率的光学频率梳已用于高精度高分辨率的天文光谱学的测量和定标。将高精度的光学频率梳的梳齿用于校准天文望远镜探测得到的频率大小，从而实现精准实时的天文光谱分辨。

因此本章主要为了实现掺镜光纤光学频率梳在天文定标的应用，我们对光学频率梳重复频率的提高进行了实验研究。首先介绍整个对光学频率梳重复频率提高系统中的串联结构法布里-珀罗滤波腔进行理论分析，并对高重复频率光学频率梳的边模抑制比进行了优化设计，从而为实验的顺利进行，提供可靠的理论指导；其次在实验上，利用两级 F-P 腔串联滤波实现了高重复频率掺镜光学频率梳，为后续的天文光谱学定标的研究提供了稳定可靠的定标源。

4.2 两级法布里-珀罗腔串联滤波的理论模拟

在第二章我们讨论的单个法布里-珀罗滤波腔的基础上，接下来我们分析两个 F-P 腔串联的滤波效果。如果不考虑光学频率梳模式与 F-P 腔模式的偏移，二者完美的匹配时即 $\Delta\nu=0$ ，这时候最大边模抑制比可以表示为：

$$S = 10 \log \left(\frac{(1-R_1)^2}{(1-R_1)^2 + 4R_1 \sin^2(2\pi f_{rep}/FSR_1)} \cdot \frac{(1-R_2)^2}{(1-R_2)^2 + 4R_2 \sin^2(2\pi FSR_1/FSR_2)} \right) \quad (4-1)$$

其中 R_1 和 R_2 分别为第一个和第二个滤波腔的反射率, f_{rep} 为光学频率梳的重复频率, FSR_1 和 FSR_2 分别是第一个和第二滤波腔的自由光谱程。一般实验上两个滤波腔的反射率都是相同的。因此这时候可以得到双腔串联的模式抑制表达式如下:

$$S = 10 \log \left(\frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(2\pi f_{rep}/FSR_1)} \cdot \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(2\pi FSR_1/FSR_2)} \right) \quad (4-2)$$

因此我们基于公式(4-2)进行计算, 具体仿真结果如图所示。其计算条件: 光学频率梳的重复频率为 250 MHz, 滤波腔的反射率为 99.4%, 其中水平轴代表的最终滤波后的光学频率梳的重复频率, 纵轴代表的是边模抑制比。我们分别计算了三种情况: ①单个滤波腔; ②两个滤波腔自由光谱程完成相等; ③两个滤波腔的自由光谱程不相等的情况。计算结果如图 4-1 所示, 从我们的计算结果来看, 对于想要得到 23.75 GHz 的重复频率, 采用两个不同自由光谱程的串联滤波腔效果更好。但是同时考虑到, 功率损失的问题, 我们选择最佳的滤波腔结构为 $FSR_1 = 4.75\text{GHz}$, $FSR_2 = 23.75\text{GHz}$ 。

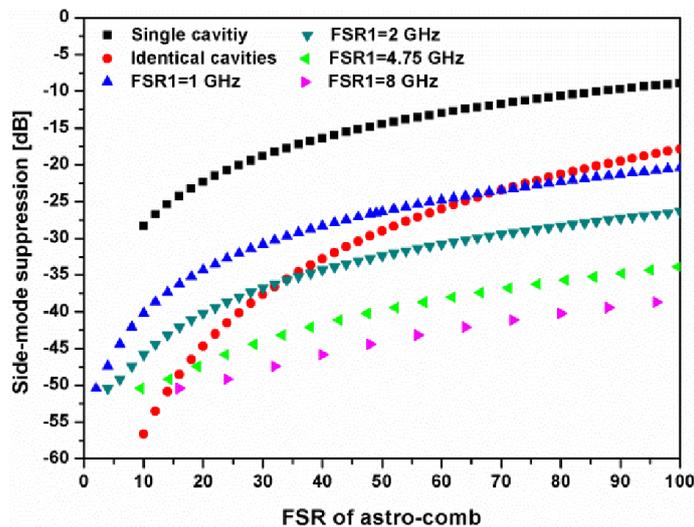


图 4-1 两级滤波腔串联结构边模抑制比的模拟结果

4.3 掺镱光纤光学频率梳重复频率提高系统的实验研究

我们利用非线性偏振旋转锁模的掺镱的光学激光器作为种子源，搭建了两级 F-P 腔串联的重复频率提高系统，具体装置如图 4-2 所示。整个系统主要包括：一台高稳定的 250-MHz 掺镱光纤光学频率梳系统、一台连续可调谐的半导体激光器、两级掺镱的光纤放大器和两级法布里-珀罗滤波腔。首先将连续激光完全无间隔地锁定在掺镱光纤光学频率的某一个梳齿上，然后光学频率梳经过一级光纤放大器进行光放大后，并将连续光与放大后的光学频率合束进入第一级法布里-珀罗滤波腔，再经第二级光纤放大，进入第二级法布里-珀罗滤波腔，最终实现高重复频率光学频率梳输出。其中第一级法布里-珀罗滤波腔的自由光谱程是 4.75 GHz ($FSR_1 = 19 \times 250 \text{ MHz}$)，第二级法布里-珀罗滤波腔的自由光谱程为 23.75 GHz ($FSR_2 = 95 \times 250 \text{ MHz}$ ，主要受限于我们的光电探测器的最高支持 25 GHz)。其中两级光纤放大器都是将功率从 $20\text{-}30 \text{ mW}$ 放大到 2 W 。另外要想保证滤波的实现，我们必须完成掺镱光纤光学频率梳载波包络相移频率和重复频率的精密锁定、连续光与光学频率梳某个梳齿的锁定以及连续光与 F-P 腔腔长的同步锁定。

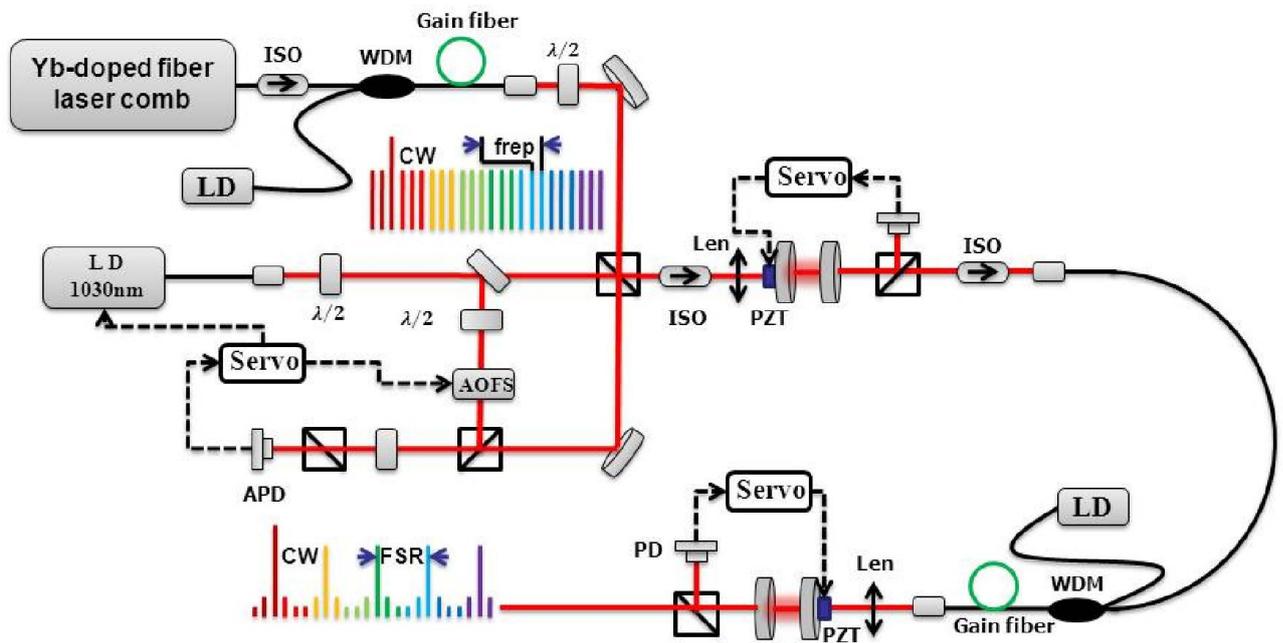


图 4-2 基于 Yb 光纤激光器的天文光学频率梳系统结构示意图

同样与掺钛蓝宝石光学频率梳重复频率提高系统相似需要解决以下几个关键性问题：

1、需要一台稳定运转的高重复频率的光纤光学频率梳做为光源，同时保证其重复频率和载波包络相移频率可以长时间精密锁定；

2、采用的是两级光纤放大系统，用于补偿每一级 F-P 腔滤波后的功率损失。

3、为了更有效的提高重复频率的边模抑制比，根据上述的理论上的分析，我们采用两级 F-P 腔串联滤波，实现重复频率的提高。

4、为了实现整个系统的稳定运转，需要完成两部分精密锁定：连续光与光学频率梳的锁定以及 F-P 腔与连续光的锁定。

本节主要讨论基于以上问题，所进行的实验研究。

4.3.1 250-MHz 掺杂镱光纤光学频率梳

飞秒锁模激光的输出脉冲，在时域上是由具有一定时间间隔的脉冲序列组成，转化成频域上则是覆盖一定光谱范围的梳齿结构。如果能采取一定的方法使频域上的整个梳齿稳定，飞秒锁模激光就可以在频域上提供高精度、高稳定的“标尺”，这就是人们所熟知的光学频率梳。光学频率梳的梳齿稳定主要涉及以下两方面内容：一方面是对锁模飞秒激光的载波包络相移频率的探测和锁定，该方法可以基于锁模飞秒光纤激光脉冲产生的倍频程超连续光谱，利用自参考 $f-2f$ 系统实现载波包络相移频率的测量，并依靠锁相环电路产生控制信号，反馈控制泵浦激光二极管的电流来实现；另一方面是对锁模飞秒光纤激光的重复频率进行探测和锁定控制，一般是通过控制光纤环形腔的腔长来实现激光重复频率的精密锁定。

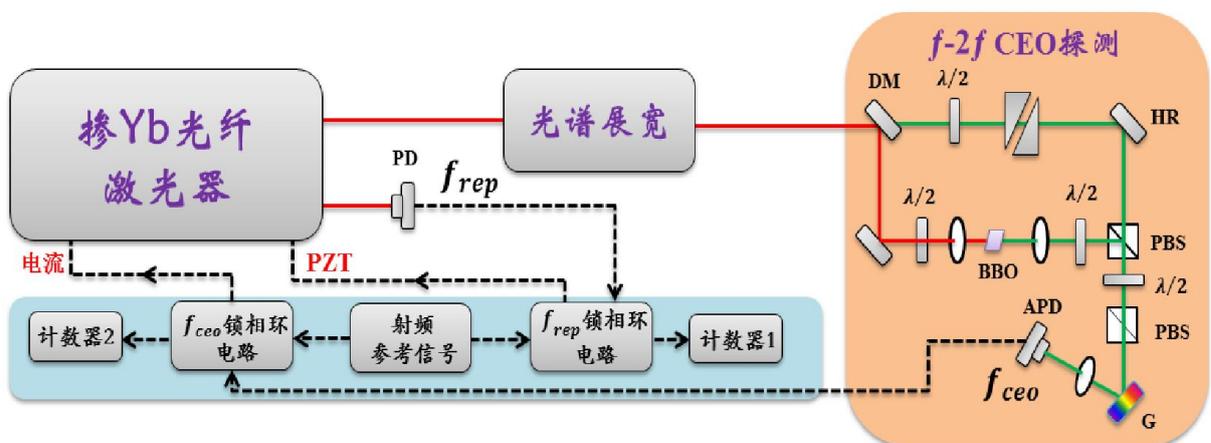


图 4-3 250 MHz 重复频率 掺镱光纤光学频率梳系统

我们的光学频率梳重复频率提高系统所采用的是掺镱光纤光学频率梳,其结构如图4-3所示。整个实验装置包括光学部分和电学部分:光学部分主要包括掺杂镱的锁模光纤激光器、光谱展宽部分和自参考 $f-2f$ 载波包络相移频率测量部分,用于实现对光纤激光器的载波包络偏移频率 f_{ceo} 和重复频率 f_{rep} 的探测;电学部分的功能是为了实现光学频率梳梳齿的稳定,分别用于将 f_{ceo} 和 f_{rep} 与一个稳定的射频源同步锁定。实验中我们采用两套相互独立的电子锁相环电路对这两个参数进行同步控制。

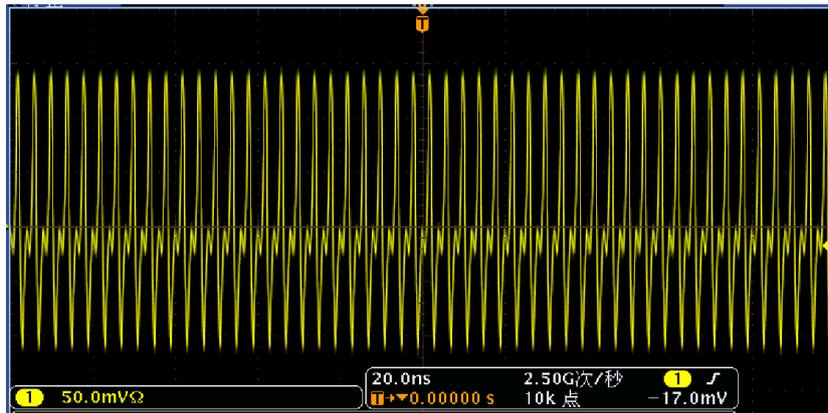


图 4-4 250 MHz 掺镱光纤激光锁模脉冲序列

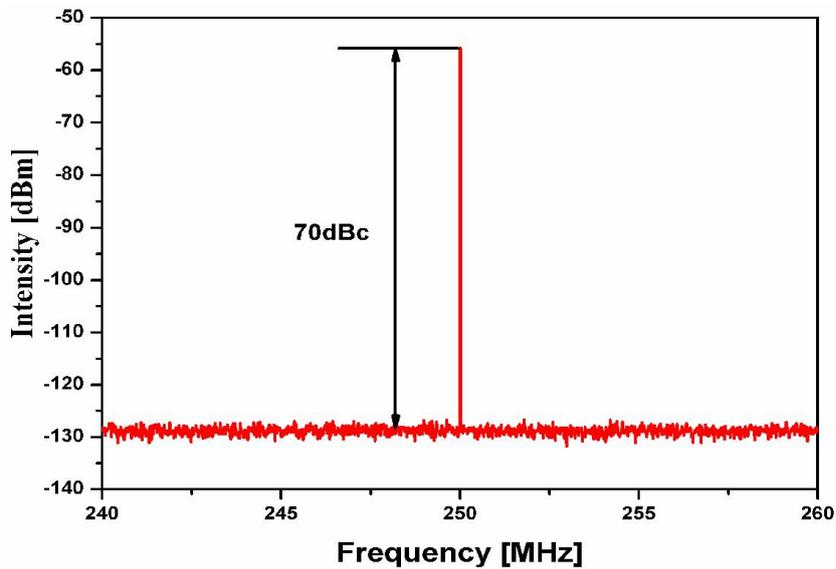


图 4-5 250 MHz 掺镱光纤激光锁模脉冲序列的频谱图

其中掺杂镱光纤激光器输出口分为三个,其输出功率几乎相同,约为 30 mW。其中一

个端口用于超连续产生测量载波包络相移频率，一个用于重复频率测量，另外一个用于光学频率梳重复频率提高系统的应用。锁模时激光的重复频率为 250 MHz。图 4-4 为采用示波器采集的锁模脉冲序列数据，图 4-5 表示锁模脉冲重复频率频谱图。由重复频率的示波器采集数据和频谱曲线可知，激光的锁模状态非常稳定，而且在实验中可以长时间维持同一个锁模状态。

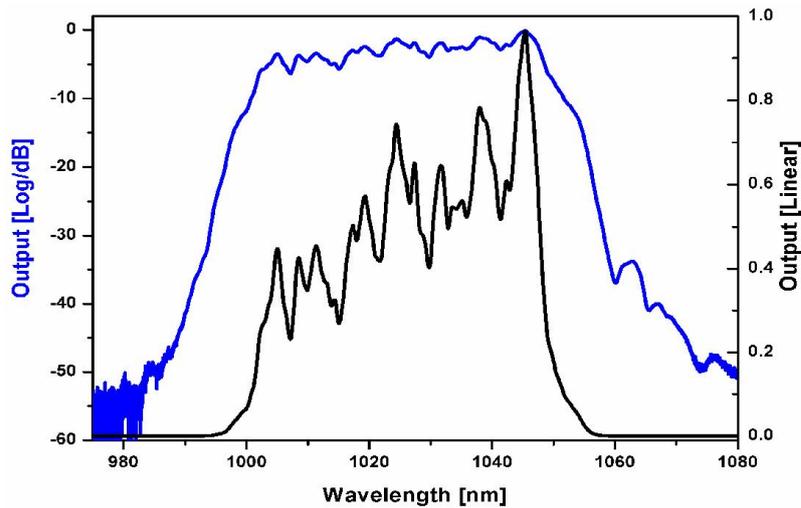


图 4-6 250 MHz 光纤锁模激光的输出光谱曲线

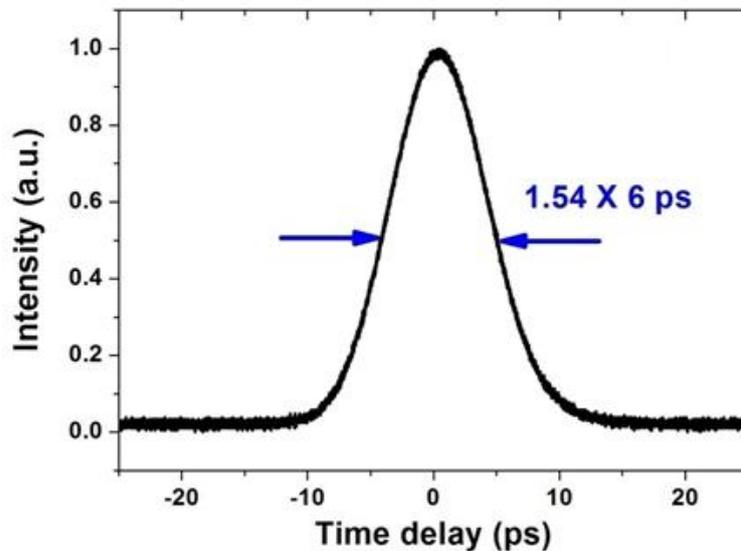


图 4-7 250 MHz 光纤激光输出脉宽的强度自相关曲线

实验中利用光谱分析仪来测量输出激光的光谱, 通过旋转波片, 最终可以找到稳定的锁模位置, 其光谱曲线如图 4-6 所示, 整个光谱曲线上没有明显的锯齿调制, 这说明激光锁模无双脉冲或多脉冲状态。其中黑色的曲线代表的是线坐标下的光谱, 蓝色的曲线代表的是对数坐标下的光谱。从图我们可以看出, 锁模光谱覆盖大约从 1000 nm 到 1050 nm。在基波锁模的状态下, 我们测量了直接输出脉冲的强度自相关曲线, 如图 4-7 所示。脉冲宽度约为 6 ps (假设脉冲为双曲正割型)。

由于光纤激光腔内群速度和相速度的不同, 造成锁模激光器输出的激光脉冲序列之间会产生载波包络相移。而测量 f_{ceo} 信号通常包括时域内的干涉法和频率域内的自参考测量技术。实验中我们采用的是后者, 利用振荡器中的一个输出端, 经过非线性光纤对光谱进行展宽后, 我们自行搭建了自参考 $f-2f$ 系统来实现载波包络相移频率的测量。其中超连续输出功率约为 140 mW, 输出光谱如图 4-8 所示, 输出光谱宽度超过一个倍频程范围, 波长覆盖范围从 500 nm 到 1300 nm。实验中选用 555 nm 和 1110 nm 成分用于 f_{ceo} 信号的测量。根据图 4-3 中 $f-2f$ CEO 探测光路部分所示。双色镜 (DM) 将超连续光谱中的可见光谱成分反射而使近红外光谱成分透射, 组成 $f-2f$ 系统的短波成分和长波成分两路。在长波倍频光路中, 采用 3 mm 长的 BBO 倍频晶体将 1110 nm 波长成分倍频到 555 nm, 然后与超连续光谱中的短波长成分 555 nm 在偏振分光棱镜 (PBS) 处合束, 还需要经过半波片和 PBS 进行偏振态调整筛选后, 再经光栅分光, 经小孔光阑选择 555 nm 的拍频光谱成分, 入射到雪崩光电二极管 APD 中。其中光栅选用的是衍射光栅, 闪耀波长为 500 nm, 刻线密度为 1200 线/mm, 闪耀角为 17° 。实验中通过仔细优化两路光的方向使其空间上完全重合, 然后通过调节短波一臂的色散延迟线 (DDL) 来使得两个脉冲在时间上完全重合。这样就可以获得光纤激光器的 f_{ceo} 信号。实验中的锁定电路主要包括重复频率锁相电路和载波包络相移锁相电路。锁相环电路主要由鉴相器、环路滤波器、放大器组成, 主要作用是使输入信号的频率与参考射频源的频率相同, 并保持输出电压与输入电压的相位稳定。整个实验中标准射频信号我们采用的是频率综合器 E8237D (Agilent Technologies) 来提供。

要想实现一个光学频率梳的稳定运转, 必须通过锁相环电路将锁模激光的重复频率和载波包络相移进行精密锁定控制, 对与锁模激光器的载波包络频率的锁定, 我们采用的是

反馈控制泵浦激光二极管的电流来实现；而对锁模激光器的重复频率的锁定控制，我们采用的是控制光纤环形腔的腔长来实现。

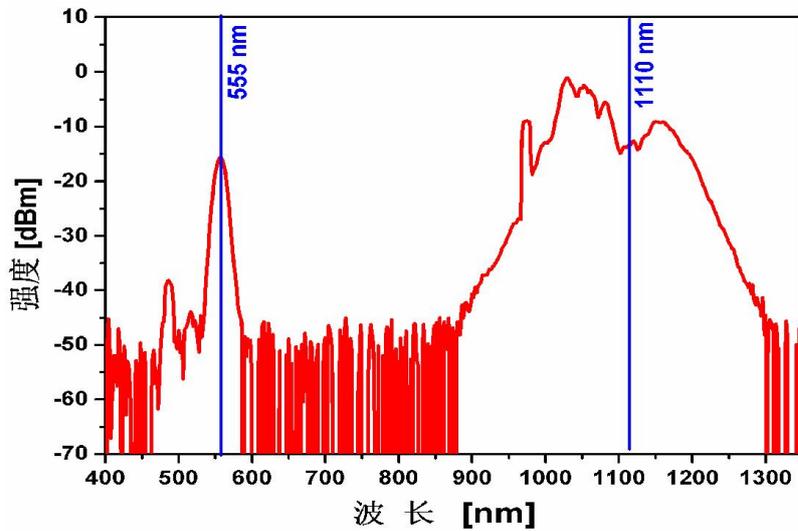


图 4-8 250 MHz 光纤锁模激光的超连续输出光谱

4.3.1.1 飞秒光纤激光载波包络相移频率的精密锁定

为了实现 f_{ceo} 锁定，首先必须要保证 f_{ceo} 有足够的信噪比，因此通过仔细优化自参考 $f-2f$ 拍频装置，在 100 kHz 分辨率的条件下，我们获得了 40 dB 信噪比的 f_{ceo} 信号，如图 4-9 所示。为了延长光学频率梳的锁定时间，提高锁定精度，特别是减少气流对系统的影响，我们将整个光学频率梳系统建立在一个密封的硬铝盒子当中。

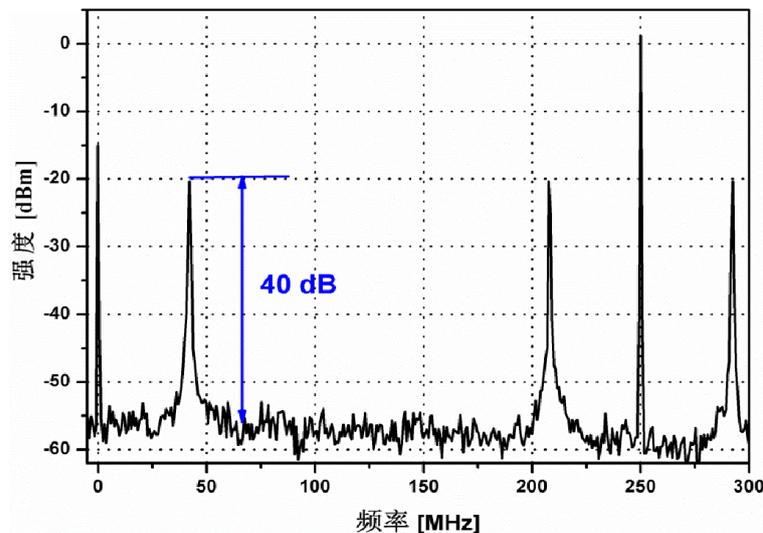


图 4-9 250 MHz 光纤激光器的载波包络相移频率信号

通过电动平移台调整腔内的尖劈插入量来大范围调整 f_{ceo} 信号位置。根据锁定电路的设计要求，尽量接近我们锁定频率 20 MHz，这时候我们可以精细的调整泵源电流来使得 f_{ceo} 信号尽量接近锁定点位置。使鉴相信号频率越低，且在 20 MHz 位置斜率发生翻转，在鉴相信号翻转点将锁定电路闭环，然后再仔细优化锁定电路的比例 (P) 和积分 (I) 参数使得误差信号最小。锁定后的 f_{ceo} 信号的变化是通过一个频率计数器 53132 (Agilent Inc.) 来做数据监视和采集，计数器的门时间选为 1 s。图 4-10 是 f_{ceo} 锁定前后的变化曲线，其中 (a) 表示的 f_{ceo} 自由运转条件下变化曲线，可以看出在一个小时内，频率变化量有几十 MHz 的漂移。(b) 代表的是 f_{ceo} 锁定后的变化曲线。在锁定后， f_{ceo} 的抖动量在 ± 5 mHz 以内，频率抖动量的标准差为 2.3 mHz。而且可以实现 24 小时以上的锁定。相比锁定前的漂移，锁定有了很明显的效果。

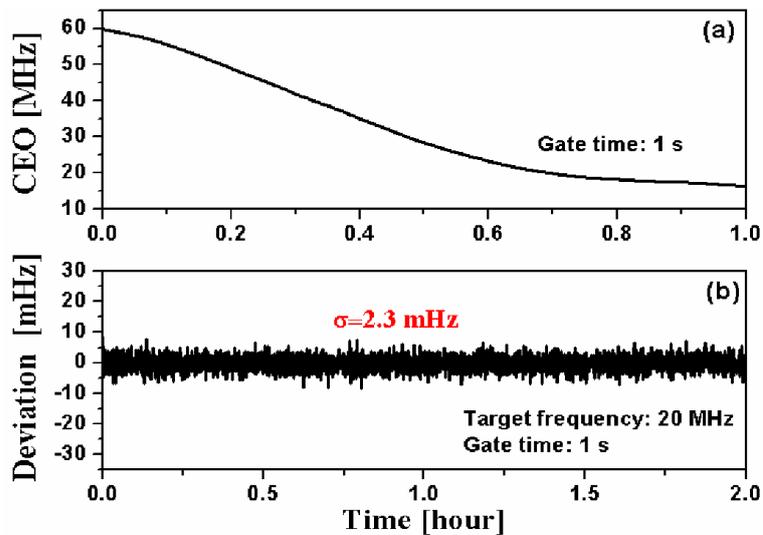


图 4-10 250 MHz 光纤激光器的载波包络相移频率信号锁定前后随时间的变化

阿伦方差是在时域上定量分析信号不稳定度的主要方法。为了在时域上分析频率稳定度，我们计算了锁定状态下的载波包络相移频率的阿伦方差并对其数据进行了曲线拟合如图 4-11 所示。根据阿伦偏差的理论，对于处在锁相环内的信号，其斜率应该符合 $\tau^{-1/2}$ 。从拟合的曲线可以看出，在 1000 s 以内，锁定的载波包络相移频率信号的阿伦偏差曲线斜率满足理想的 $\tau^{-1/2}$ 。在平均时间 1 s 条件下，阿伦方差为 1×10^{-11} 。如果平均时间为 1000 s 时，

重复频率稳定度可以达到 2×10^{-13} 。长时间有些偏离，其主要原因是由于数据取样点比较少造成计算时会出现误差。

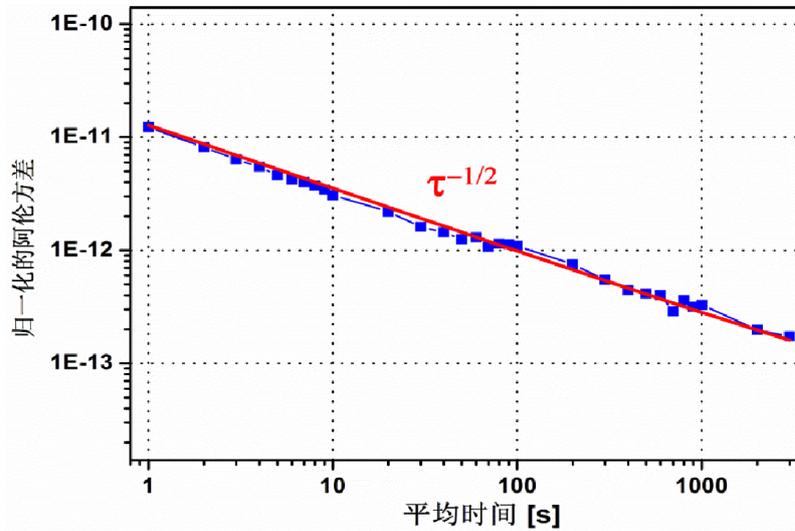


图 4-11 载波包络相移长时间锁定后 Allan 偏差曲线

4.3.1.2 飞秒光纤激光重复频率锁定实验及结果

对于非线性偏振旋转锁定的光纤环形激光腔重复频率的控制，我们采用的方法是将腔内导光镜固定在一个 PZT 上，通过反馈控制 PZT 的伸长量来实现重复频率的精密锁定。为了提高脉冲重复频率的锁定精度，我们选用重复频率的 4 次谐波 1 GHz 作为输入信号与参考信号进行鉴相，其中参考信号由我们现有的频率综合器提供。

为了有效的评估锁定效果，当整个锁定环路闭环工作时，我们采用计数器测量锁定后的重复频率稳定性。图 4-12 的 (a) 表示重复频率在 1 个小时的时间内自由运转的频率漂移情况，(b) 表示重复频率锁定后的稳定结果。测量中频率计数器的门时间设定在 1 s。由于实验室环境的影响，重复频率在两个小时内的漂移频率约为 200 Hz，当采用锁相环电路将重复频率的 4 次谐波严格锁定在 1 GHz 时，频率稳定范围在 ± 0.1 mHz 以内，信号频率抖动量的标准差为 0.05 mHz。

根据长时间锁定后的重复频率结果，我们计算了重复频率锁定后的阿伦方差曲线，如图 4-13 所示。在平均时间 1 s 条件下，阿伦方差为 2×10^{-12} 。如果平均时间为 1000 s 时，重复频率稳定度可以达到 4×10^{-14} 。

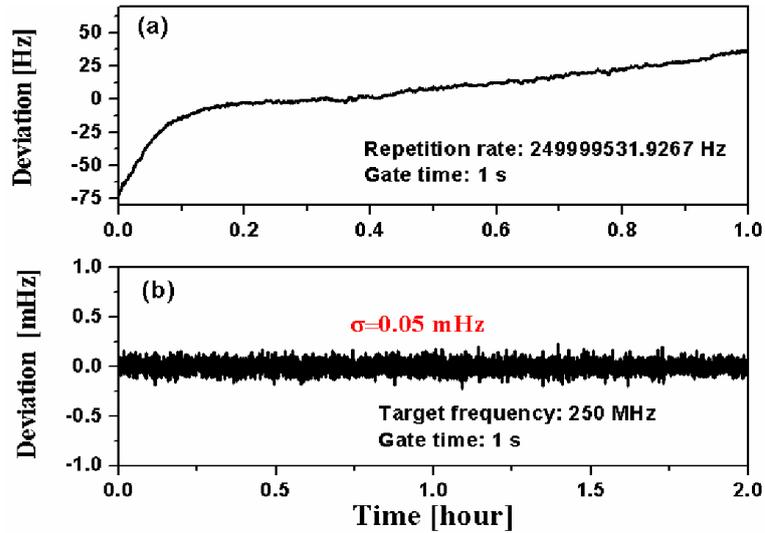


图 4-12 重复频率锁定前后随时间的变化曲线。

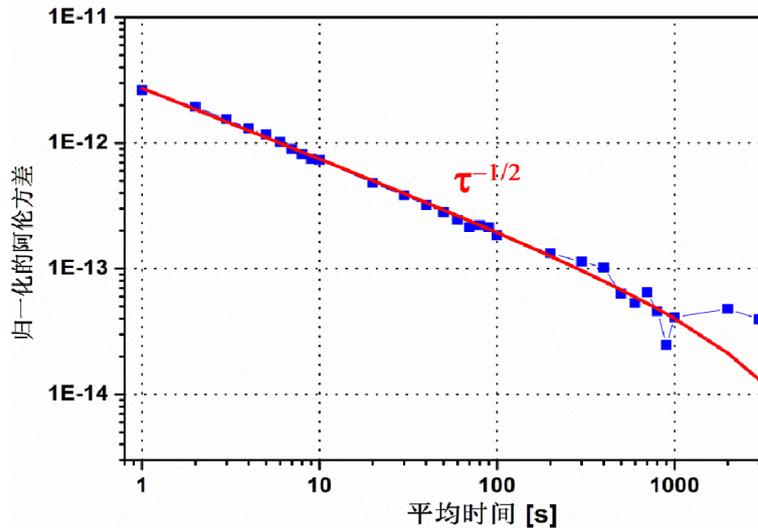


图 4-13 重复频率长时间锁定后 Allan 偏差曲线

整个实验是在重复频率为 250-MHz 掺镜光纤激光器的基础上,利用标准的 $f-2f$ 自参考系统拍频,最终获得了载波包络相移频率 f_{ceo} 信号,信号的信噪比约 40 dB。同时利用锁相环电路实现了掺镜飞秒光纤激光载波包络相移频率 f_{ceo} 信号和重复频率 f_{rep} 的大于 24 小时的长时间锁定,锁定后 f_{ceo} 信号和 f_{rep} 信号频率抖动量的标准差分别为 2.3 mHz 和 0.05 mHz。这样我们就完成了一台完整的光纤光学频率梳,可以用于后续的重复频率提高的实验研究。

4.3.2 掺镜光纤放大器

由于掺镜光纤光学频率梳源的输出功率为 30 mW 左右,而且 F-P 腔滤波是一个功率损耗的过程,因此为了补偿重复频率提高过程当中功率损失,我们首先通过两级掺镜光纤泵浦技术将种子光梳进行光放大,实现了高功率激光输出,随后将放大后的激光脉冲经过非球面透镜准直后耦合到法布里-珀罗滤波腔中,实现重复频率的提高。

图 4-14 为高功率光纤光学频率梳功率放大的实验装置示意图。其中激光种子源为我们上述的掺杂镜的光纤光学频率梳,输出的激光功率为 30 mW,重复频率为 250 MHz,输出光经过光纤隔离器后进入到两级光纤放大器中,其中第一级预放大时采用芯泵的光纤放大,将种子激光放大到 300 mW,实验中选用的是 12.5 cm 长掺杂镜的单模单包层光纤;第二级主放大采用的是双包层泵浦的高功率光纤放大技术,泵浦光采用的是 976 nm 的多模光纤耦合输出的 LD,通过一个光束合束器将泵浦光耦合到光纤中,再选用一定长度的双包层光纤进行光放大,实验中掺杂镜双包层光纤的长度为 3 m。最后将放大的激光经过高功率准直器(Collimator)准直输出,在 6 W 泵浦下可以输出 2 W。

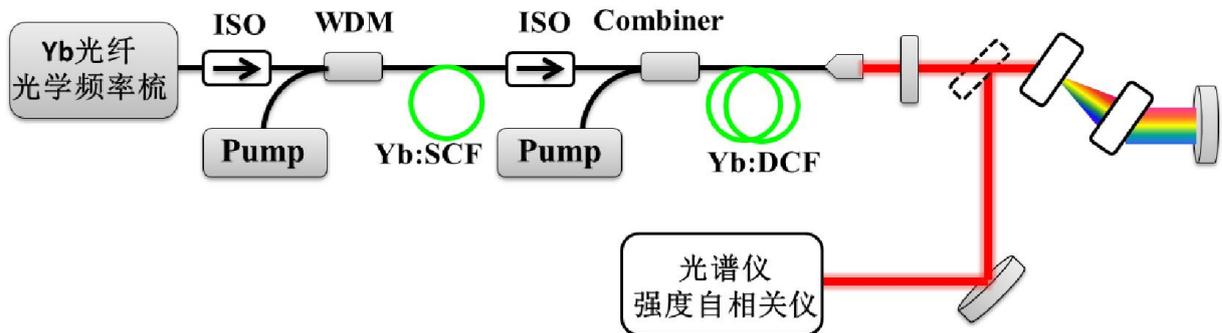


图 4-14 高功率光纤激光放大的实验光路示意图

无论是芯泵浦放大技术还是双包层放大技术,我们都无法通过理论上给出具体增益光纤的长度,为了避免光纤放大中引入过多的非线性相移,实验中必须要对每一级放大中的增益光纤长度进行优化选择。在放大后的光路中,我们增加了光栅压缩器来压缩脉宽,然后与放大前可压缩到的最短脉宽对比,作为判断增益光纤是否引入过多的非线性相移的标准。经过最终的优化选择,第一级预放大选用 12.5 cm 的 CorActive 公司的 YB 125 型高掺杂单模增益光纤,其吸收系数大于 $350 \text{ dB/m}@915 \text{ nm}$ 。选用短的高增益光纤可以引入少量的三阶色散,而且采用简单的光栅对就可以对其二阶色散进行压缩。其中图 4-15 为采用 12.5 cm 长芯泵浦放大器的输出光谱,图 4-15 为采用 12.5 cm 长芯泵浦放大器的斜效率,

光放大斜效率可达 54 %。

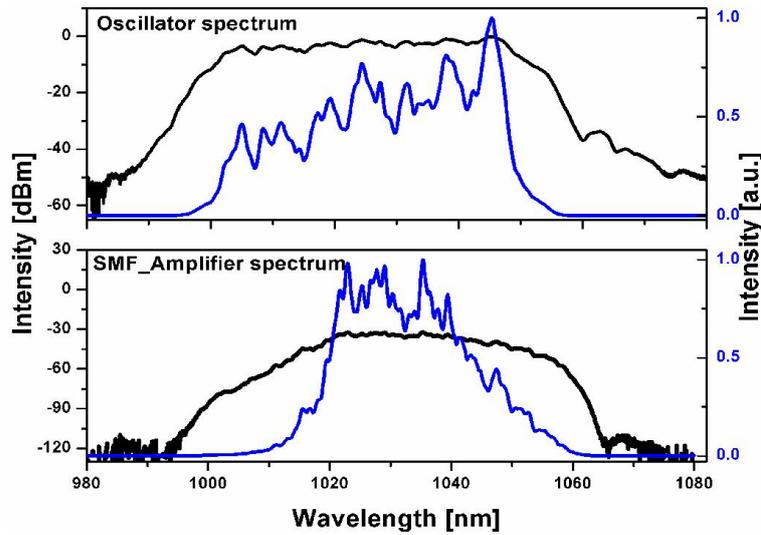


图 4-15 12.5 cm 长芯泵浦放大器的输出光谱

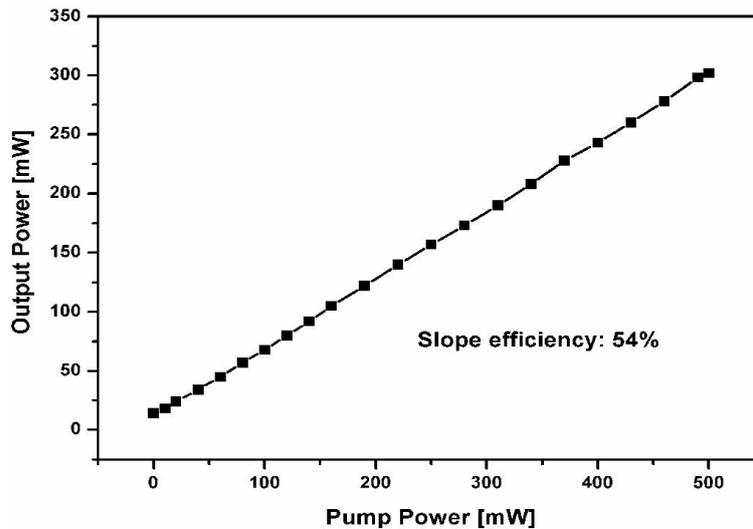


图 4-16 12.5 cm 长芯泵浦放大器的斜效率

第二级主放大选用 3 m 长的 CorActive 公司的 YB 10/128P 型双包层增益光纤,其吸收系数 1.8 dB/m@915 nm。其中图 4-17 为在预放大输出 300 mW 时,两级放大的输出光谱。图 4-18 为在预放大输出 300 mW 时,第二级放大的输出斜效率。

最终经过对增益光纤长度的优化,我们最终选择 12.5 cm 的单模增益光纤和 3 m 长的双包层增益光纤构成我们的光纤放大系统。经过这样光纤放大器放大后,激光脉冲输出功

率可以达到 2 W，经过非球面透镜准直后，就可以用于后续的光学频率梳重复频率提高的实验。

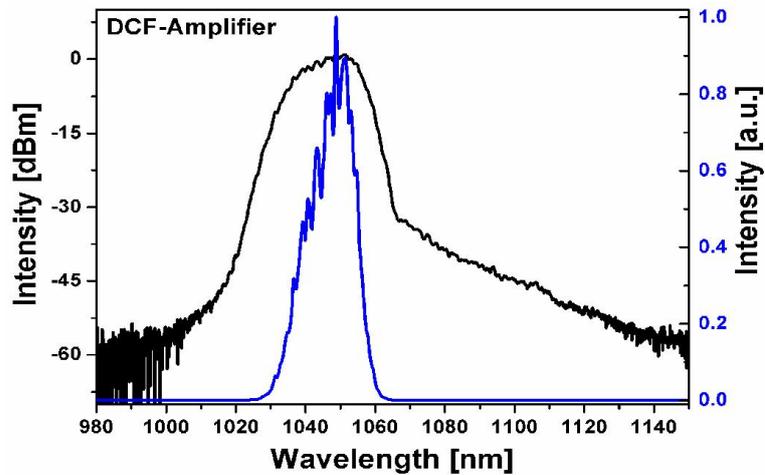


图 4-17 预放大输出 300 mW 时，两级放大的输出光谱

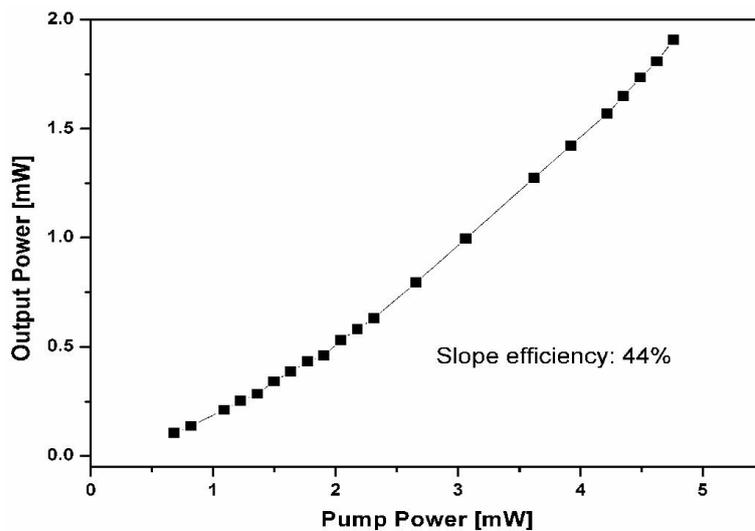


图 4-18 预放大输出 300 mW 时，第二级放大的输出斜效率

4.3.3 可调谐连续半导体激光器

在采用高重复频率光学频率梳定标实验时，我们需要将一台可调谐外腔半导体激光器完全无间隔的锁定在一台掺镜光纤光学频率梳的某个梳齿上。为了以后在天文定标上的应用，我们在实验中采用的是一个快速的锁相环电路来完成这个任务。锁定电路包括两个环路：快速锁相环，伺服信号通过反馈控制半导体激光器的电流来实现连续光与光学频率梳

的精密锁定；慢速锁相环电路，为了补偿长时间慢漂，主要是通过控制外腔半导体激光器中光栅的角度来实现波长的调整，其中光栅固定在一个压电陶瓷(PZT)上。

在天文定标实验中，引入半导体连续激光器主要有三个目的。第一，确定光学频率梳的模式数 n ($f_n = nf_{rep} \pm f_{ceo}$)。通过波长计测量连续激光的波长，20 MHz 分辨本领的波长计有能力将 250 MHz 的相邻波长分开。需要说明的一点只有当波长计经过专业的定标后测量数据才可以信赖。综上所述，我们可以通过监视连续光的频率来确保总是同一个光学频率梳的模式透过法布里-珀罗滤波腔。

第二，在连续光的帮助下可以确定光学频率梳载波包络相移的符号 \pm ($f_n = nf_{rep} \pm f_{ceo}$)。我们采用自参考 $f-2f$ 装置测量得到载波包络相移频率 f_{ceo} ，但是我们无法确定这个信号是 f_{ceo} 还是 $f_{rep} - f_{ceo}$ 。因此为了区分这两个信号，可以通过观察连续光与光学频率梳的拍频变化方向来确定。判断的主要原则是利用连续光与光学频率梳的拍频公式，一般而言，对于拍频总共有四种情况：

情况①：

$$f_{beat} = nf_{rep} + f_{ceo} - f_{cw} \quad (4-3)$$

情况②：

$$f_{beat} = nf_{rep} - f_{ceo} - f_{cw} \quad (4-4)$$

情况③：

$$f_{beat} = f_{cw} - (nf_{rep} + f_{ceo}) \quad (4-5)$$

情况④：

$$f_{beat} = f_{cw} - (nf_{rep} - f_{ceo}) \quad (4-6)$$

其中 f_{beat} 代表的是光学频率梳与连续光的拍频信号； f_{cw} 代表的是连续光的频率； n 代表的是光学频率梳的模式数； f_{rep} 为光学频率梳的重复频率； f_{ceo} 为光学频率梳的载波包络相移频率。在连续光的帮助下，我们可以区分这四种情况。主要鉴别方法是这样的，在保证

光学频率梳锁定在一个射频源的前提下，第一步是 f_{rep} 和 f_{ceo} 不变，然后调整连续光频率 f_{cw} ，观察 f_{beat} 变化；第二步是 f_{rep} 和 f_{cw} 不变，微调重复频率 f_{ceo} ，观察 f_{beat} 变化；最后综合这两个结构来确定区分这四种情况。具体鉴别情况的如表 4-1 所示。

表 4-1 光学频率梳与连续光拍频符号确定

	第一步		第二步		结论
	f_{cw}	f_{beat}	f_{ceo}	f_{beat}	对应公式
1	增加	减小	增加	增加	(4-3)
2	增加	减小	增加	减小	(4-4)
3	增加	增加	增加	减小	(4-5)
4	增加	增加	增加	增大	(4-6)

采用连续光的第三个目的就是将法布里-珀罗滤波腔长稳定到连续的半导体激光器上，因此要想保证连续光与光学频率梳同时在滤波腔中共振，那就需要连续光的波长必须在光学频率梳的光谱范围内。我们分别采用了内调制锁定技术和 PDH 锁定技术对腔长进行锁定。最终经过比较选择 PDH 方法更适合滤波腔长的控制。

实验中所使用的可调谐半导体连续激光器是德国 Toptica 公司的 DL-Pro 型外腔半导体激光器。其输出激光中心波长在 975 nm~1080 nm 范围内连续可调，在 5 μ s 积分时间下，自由运转线宽约为 100 kHz，经过保偏光纤耦合输出功率可以达到 25 mW。DL-Pro 是采用 Littrow 光栅反馈型外腔半导体激光器，其结构原理如图 4-19 所示。在激光二极管前加一个非球面准直透镜对激光输出光斑进行调整，激光经过准直后到达闪耀光栅，零级光沿反射角度作为输出激光，一级衍射光作为反馈激光。当光栅角度发生变化时，激光器的腔长

会随之变化，从而使得入射到光栅的激光波长发生变化，因此可以实现波长的连续调谐。另外光栅作为一个腔镜，可以使得输出光的线宽从百 MHz 量级压窄到 kHz 量级。因此光栅反馈外腔半导体激光器通常可以控制光栅上的 PZT 和激光二极管的电流来改变激光器的输出波长。其中 PZT 响应速度比较慢常常用作锁定的慢环，电流反馈作为快环锁定。另外激光二极管的波长对温度也是比较敏感的，也可以做慢环锁定的一个控制元件。

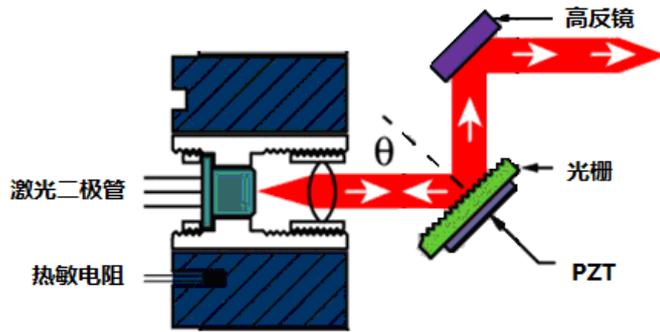


图 4-19 Littrow 光栅反馈外腔半导体激光器结构示意图

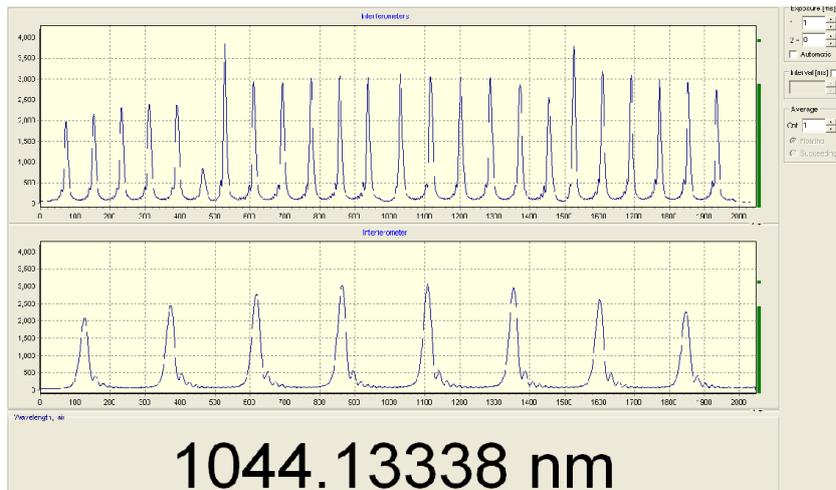


图 4-20 1044 nm 附近波长计测量数据

图 4-20 给出采用波长计测量该激光器在 1044 nm 附近的波长，从数据可得其波长比较稳，波长频率在 20 MHz 位抖动，已经达到波长计的分辨极限。该波长计也就是上面提到用来确定光学频率梳的模式数的仪器。

4.3.4 法布里-珀罗滤波腔的构建

实验中我们利用 PDH 同步锁定技术将 F-P 腔长锁定（保证 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$ ，其中 M 为

整数)。因此,为了能够将腔长能够精密控制并且能够保证长时间稳定运转,我们必须要将 F-P 腔的结构进行仔细的优化设计。

本实验所用的 F-P 腔是我们自行设计搭建,实物照片如图 4-21 所示,其相关参数如下:
 (1) 两腔镜分别为 $\Phi 7.5$ 的平面镜和曲率半径为 500 mm $\Phi 12.7$ 的凹面镜;(2) 为了在整个实验中实现腔长的调谐和精密控制,将平面镜用紫外胶粘在一个环形的 PZT 上用于腔长的精密锁定,然后再将平面镜固定在一个行程为 6 mm 的平移台上,实现腔长大范围的调谐;(3) 腔镜在 1000 nm -1100 nm 范围内镀有反射膜,在不计损耗的情况下反射率可以达到 99.5%;(4) 法布里-珀罗滤波腔的精细度 $F \approx 400$ 。尽管采用高的反射率可以提高边模抑制比,但是也伴随着光谱窄化和锁定困难的问题,因此实验选用的是低精细度两级 F-P 腔串联滤波来实现高边模抑制比输出;(5) 自由光谱程可以在 2.5 GHz 到 30 GHz 范围内连续调谐。

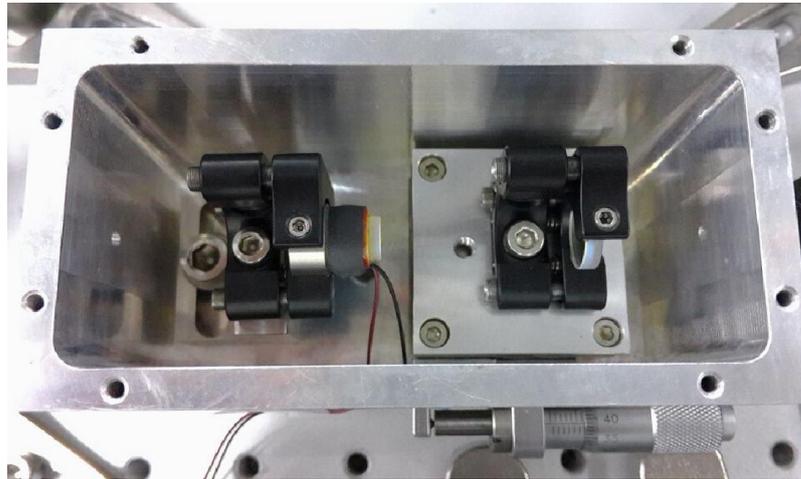


图 4-21 法布里-珀罗滤波器的实物装置图

振动是影响 F-P 腔长度的一个重要因素,特别是外界的空气流动和机械振动。为了减少振动和空气流动对滤波腔的影响,我们将 F-P 腔放置在一个铝制的金属盒中,并将整个光路搭建在一个密封的一体腔中。经过这样的处理之后,为高重复频率光学频率的长时间的锁定奠定了基础。

4.3.5 光学频率梳重复频率提高系统中的精密锁定

为了将整个高重复频率光学频率梳系统应用于高精度天文光谱定标当中,那么必须要保证整个系统能够长时间稳定运转。因此需要完成两部分的精密控制,第一部分是连续光与光学频率梳梳齿的完全无间隔锁定;第二部分是连续光与 F-P 腔长的锁定。接下来我们

将从这两方面给出实验方案和实验结果。

4.3.5.1 连续光与光学频率梳的锁定

前面已经详细介绍过连续光存在的必要性，在这里就不再赘述。要想使得连续激光与光学频率梳同时在 F-P 腔中共振，那么就需要将连续光与光学频率梳的某个梳齿达到完全重合。因此为了达到这个目的，我们首先要将连续的外腔半导体激光器完全无间隔的锁定在掺镱光学频率梳的某个梳齿上，图 4-22 是相应的实验原理图。其中半导体连续激光经过声光移频器（AOFs）移频后，然后再与光学频率梳拍频，最后经过快速锁定电路反馈控制半导体激光器的 PZT 和电流，实现光学频率梳与连续光的同步锁定。

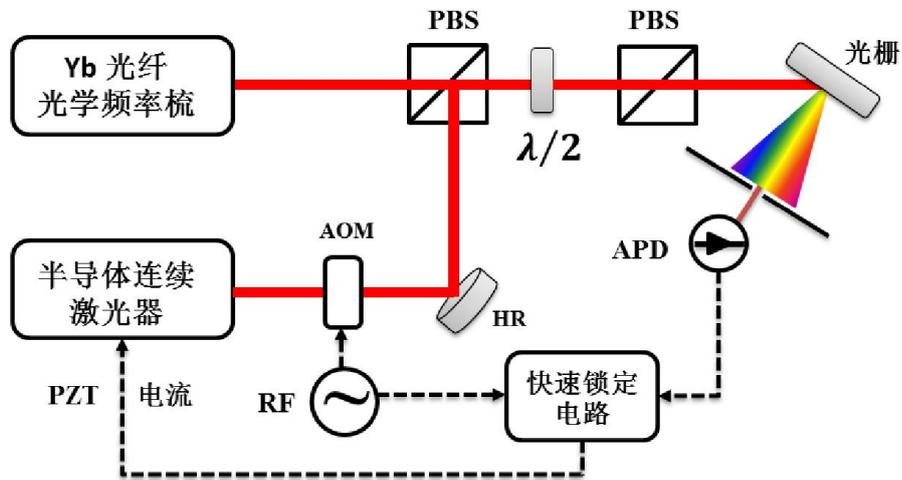


图 4-22 连续光与光梳的完全无间隔锁定实验方案

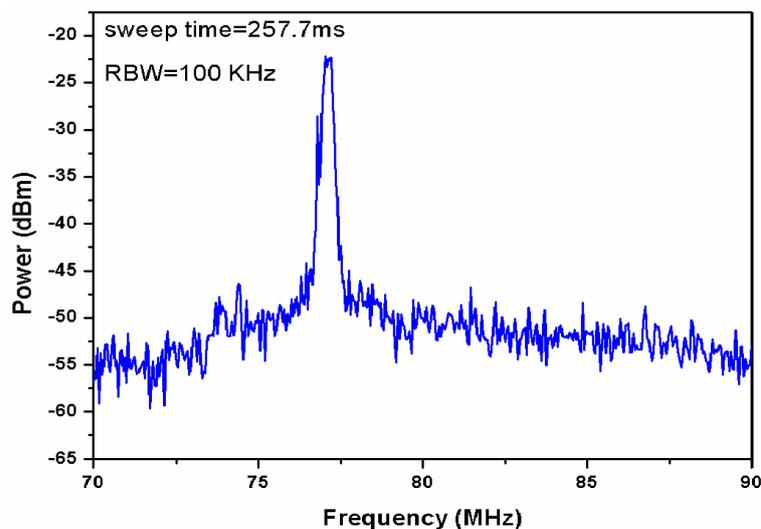


图 4-23 自由运转条件下，连续光与光梳的拍频信号

通过仔细优化调整两路光使其在空间上完全重合并且保证具有相同的偏振态，最终通过雪崩二极管（APD）可以测得二者的拍频信号，如图 4-23 所示，在 100 kHz 分辨率条件下，拍频信号可以达到 30 dB。这样的信号强度，可以保证后续的锁定的实现。

采用快速锁相电路锁定后，可以将拍频信号锁定在一个稳定的射频源上。为了能够实现长时间的稳定锁定，通过控制 PZT 来消除拍频信号的长时间漂移，通过控制电流来稳定拍频信号的快速抖动。锁定后的拍频信号如图 4-24 所示，可以看出相比自由运转的拍频信号而言如图 4-23，信号的线宽得到了很明显的压窄。其中心频率是锁定中心频率 80 MHz，并且通过锁定后的拍频信号边的次峰信号，可以判断快速锁定电路的锁定带宽约为 1 MHz。

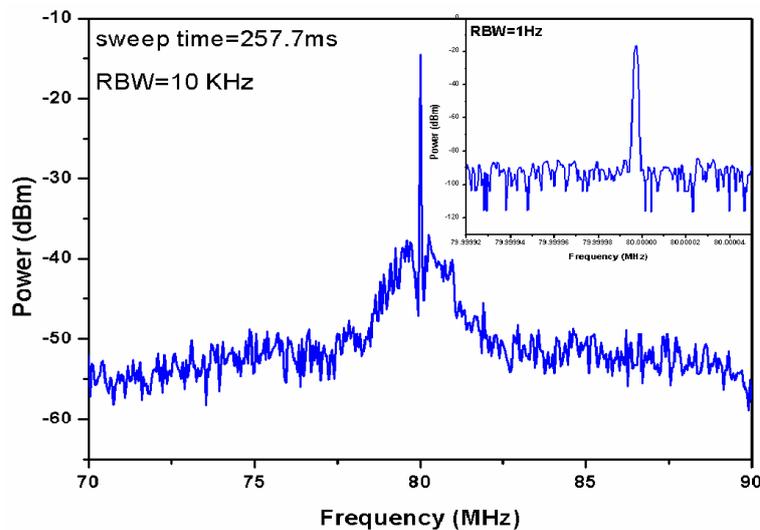


图 4-24 经快速锁定电路锁定后的拍频信号

在快速锁相电路闭环工作时，为了评估锁定的稳定性，我们利用功率分配器将鉴相器中的拍频信号分出一部分，用于监视锁定后的拍频信号的稳定性。图 4-25 的(a)和(b)分别表示拍频信号在一个半小时的时间内自由运转的频率漂移情况和锁定后的稳定性，频率计数器的门时间设定为 1 s，从图 (a) 可以明显看出，由于实验室环境的扰动，拍频信号在 1.5 个小时内频率漂移范围约为 ± 15 MHz，如果利用锁定电路锁定后频谱信号的稳定范围在 ± 5 kHz 以内。相比自由运转条件下，连续光的频率稳定性有了很明显的改善。但是锁定后的效果也不是很理想，所以接下来的工作还需继续优化锁定状态，希望可以实现更长时间的高精度锁定。

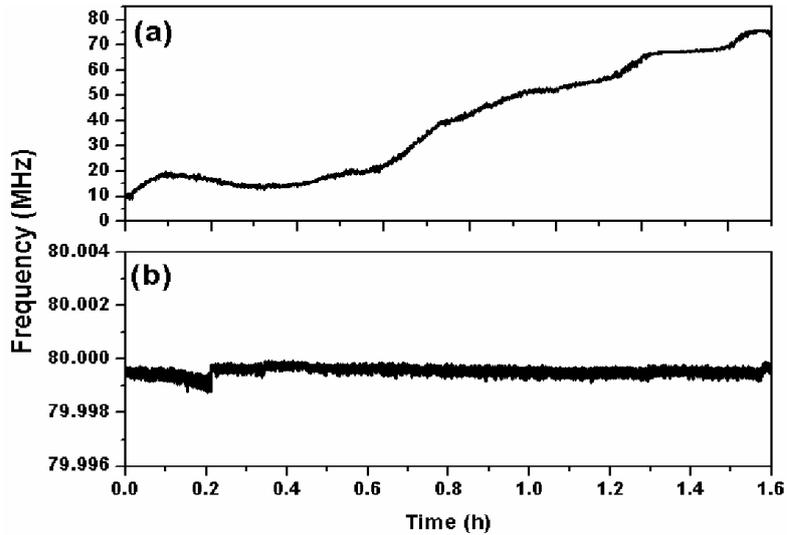


图 4-25 光学频率梳与半导体连续激光拍频在自由运转(a)和锁定(b)状态的频率变化情况

4.3.5.2 法布里-珀罗滤波腔腔长的稳定控制

在保证连续光与光学频率梳达到锁定以后，法布里-珀罗滤波腔腔长的锁定就可以转换为将其锁定在连续光上，这样就可以满足光学频率梳在滤波腔中的共振条件。因此我们采用 PDH 锁定技术将 F-P 腔稳定在连续光上，使得连续光与光学频率梳同时在腔内达到共振 (满足共振条件 $L_{comb} = M \cdot L_{F-P}$)。

在前面的章节，我们说过，要想实现激光在 F-P 腔的高效耦合，我们必须要在模式匹配的基础上完成后续的工作。我们采用一组透镜系统模式匹配以后，然后通过给 F-P 腔的一个腔镜上的 PZT 加慢扫描三角波电压，使其扫过至少一个自由光谱程范围，并仔细调节 F-P 腔，使其工作于谐振状态；同时在滤波腔后面利用光电二极管 (PD) 探测透射峰信号。PD 输出的透射峰信号显示的是周期性的结构，如图 4-26 所示，透射峰的个数与扫描电压峰峰值对应的自由光谱程个数有关。需要说明的是电路监视口是经过电路中的信号转换将三角波信号转为方波的周期信号。因此我们在示波器中观察到的扫描信号是周期性的方波信号。

为了将光信号转换为电信号，采用 PDH 技术反馈实现主动的同步，我们所需的调制频率是通过调制半导体连续激光的电流来实现的，其相应的调制频率为 12.5 MHz。然后与透射峰信号混频后可以得到电路所需的误差信号。最后误差信号进入比例积分微分电路 (PID)，通过 PZT 反馈控制 F-P 腔腔长，实现闭环锁定。锁定后其透射光一直保持在透射峰值，如图 4-27 所示。

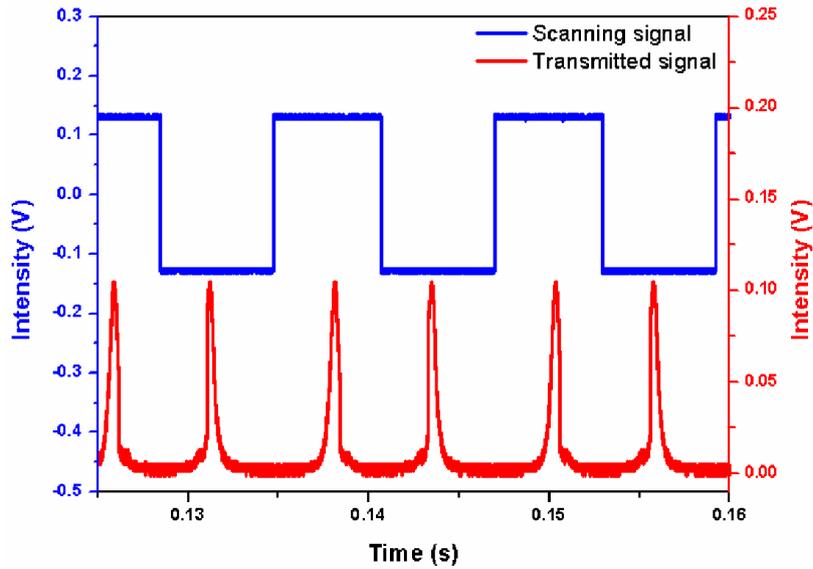


图 4-26 法布里-珀罗腔锁定前的透射峰信号

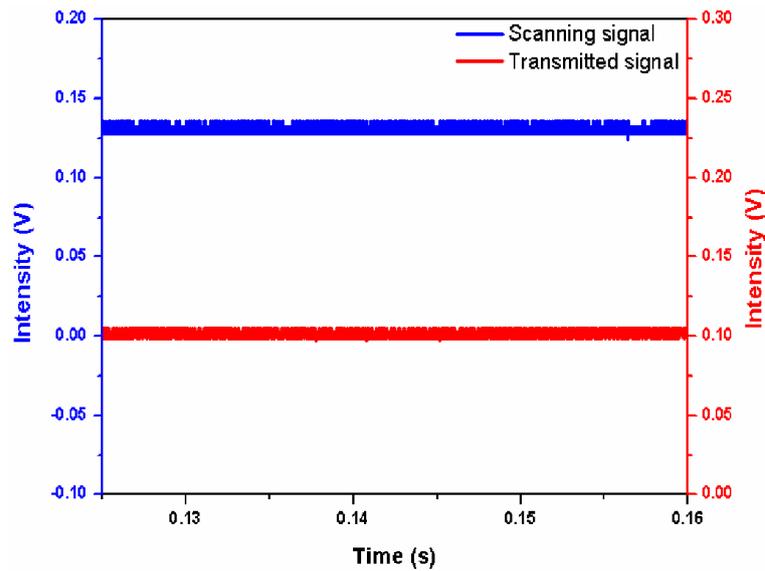


图 4-27 法布里-珀罗腔锁定后的透射峰信号

两级 F-P 腔都是通过这样的方式实现腔长的同步锁定，但是每一级锁定的锁定都是与上一级是息息相关的。首先在保证连续光与光梳锁定的基础，然后才能实现第一级 F-P 腔与连续光的锁定。实现第二级法布里-珀罗的锁定必须要在第一级滤波腔锁定后完成的。锁定的方法都是采用的都是 PDH 锁定技术。这里就不一一介绍。

实验中通过不断提高模式匹配、隔绝外界环境振动、温度变化以及气流流动的影响，优化调整比例积分参数实现整个系统的稳定运转。为了评估我们整个系统的性能，我们采

用频谱仪和光谱仪进行数据的采集。分别对光学频率梳、第一级法布里-珀罗滤波腔透射信号和第二级法布里-珀罗滤波腔透射信号进行数据采集分析。

250 MHz 光纤光学频率梳的测量结果，如图 4-28 代表的是光学频率梳的重复频率频谱结果。该图主要反映了光学频率梳重复频率 250 MHz 的信号及其相应的谐波信号，测量的分辨率为 100 kHz。图 4-29 为其相应的光谱图，光谱仪采用最小的分辨率为 0.2 nm，在线性坐标条件下测量。光谱覆盖范围从 1000 nm 到 1050 nm。

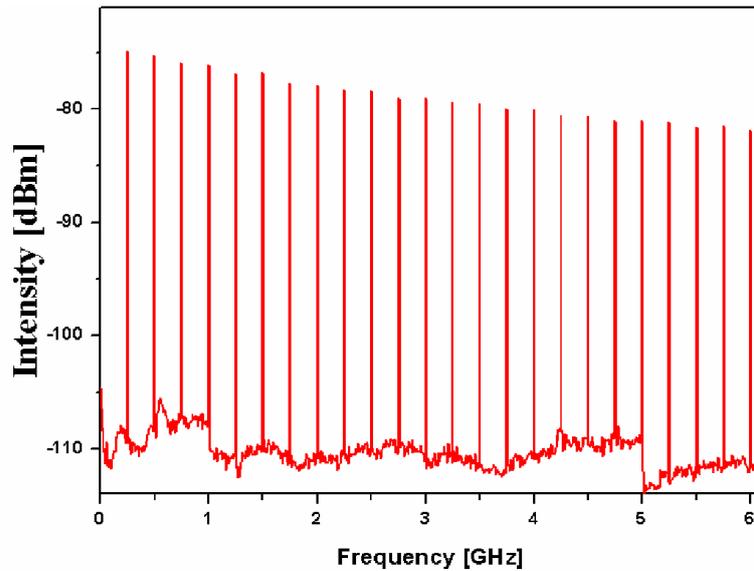


图 4-28 250 MHz 光纤光学频率梳重复频率频谱图

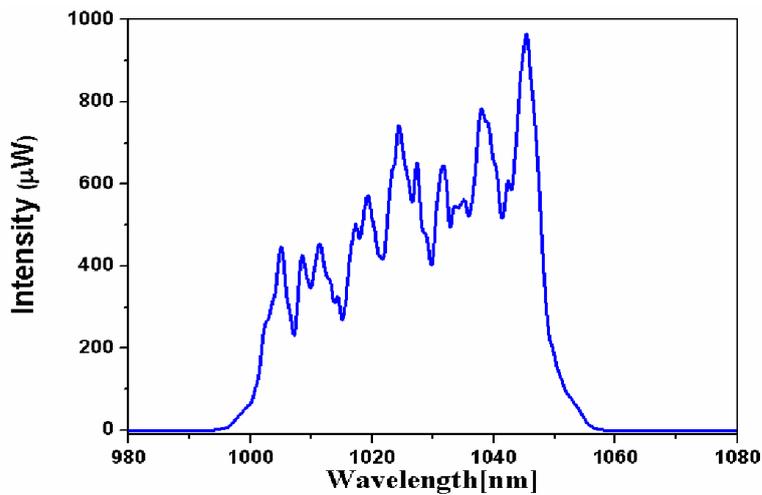


图 4-29 250 MHz 光纤光学频率梳输出光谱

经过第一级 F-P 腔滤波锁定后，在 100 kHz 分辨率的条件下，滤波腔透射光的重复频率频谱如图 4-30 所示。从图中很明显的发现，4.75 GHz 的重复频率已经被滤出，其距离 250 MHz 梳齿的边模抑制比可以达到 27 dB，基本达到该腔镜的理论极限值。相应的光谱如图 4-31 所示。相比振荡器输出光谱，在相同的分辨率下，普通的光谱仪已经有分开光学频率梳梳齿的迹象，但是此时并没有完全分开。光学频率梳经过增益光纤放大后，功率可以到达 2 W，经过第一次滤波后剩余 50 mW。然后通过非球面透镜耦合后，可以将 30 mW 的功率耦合进入另一级增益光纤放大，最终实现 2 W 的放大激光输出，用于第二级 F-P 腔滤波。

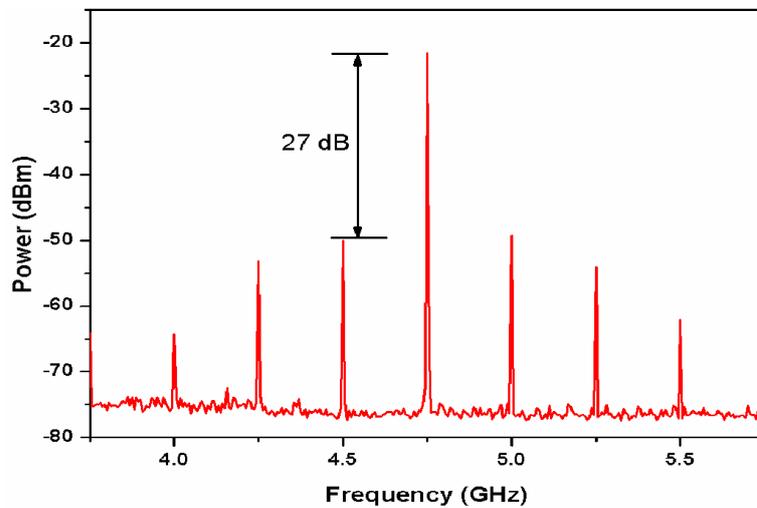


图 4-30 第一级法布里-珀罗腔滤波后相应的重复频率频谱图

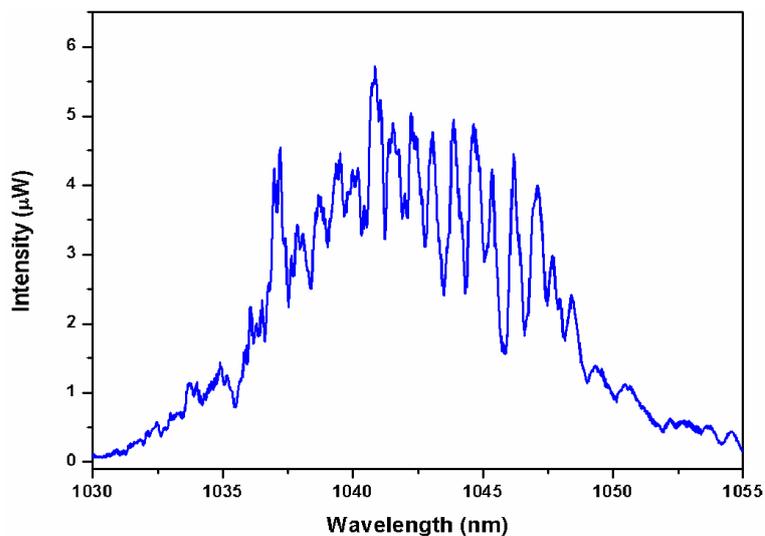


图 4-31 第一级法布里-珀罗腔滤波后相应的光谱图

图 4-32 是经过第二级 F-P 腔滤波后的 23.75 GHz 的重复频率的频谱图。在 100 kHz 分辨率的条件下,可以看到一个高信噪比的 23.75 GHz 重复频率信号,相对 4.75 GHz 间隔下,边模抑制比可以大于 40 dB,也比较接近该滤波腔的理论值。此时对应的输出光谱如图 4-33 所示。相对比光学频率梳、第一级 F-P 腔滤波后,采用的普通的光谱仪在 0.02 nm 分辨率条件下已经可以分辨开单个梳齿。从这个角度来看,采用两级滤波腔对于重复频率的提高是很有效的。

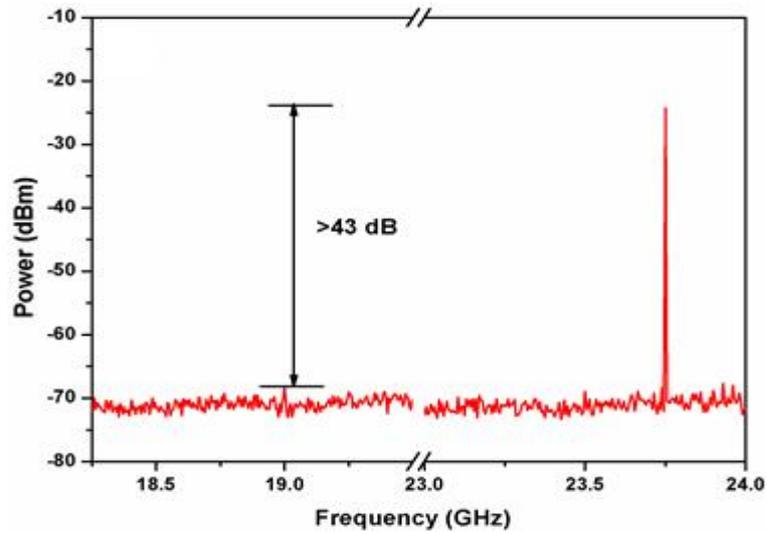


图 4-32 第二级法布里-珀罗滤波腔的重复频率频谱图

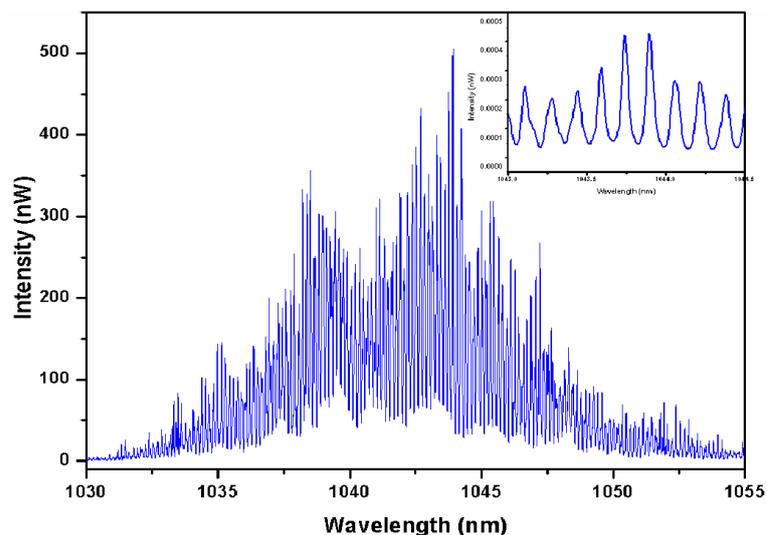


图 4-33 第二级法布里-珀罗滤波腔后的输出光谱图

4.4 本章小结

本章主要内容是对掺镱光纤光学频率梳重复频率提高系统进行了理论和实验研究，首先通过相关调研和理论分析，采用多光束干涉理论研究了两级 F-P 腔串联结构的滤波腔。分别对多种滤波腔结构的边模抑制比进行分析，然后结合实际条件进行分析，最终选择出最佳的滤波腔结构。其次介绍了光学频率梳重复频率提高系统的各个组成部分的搭建，分别实现了 250 MHz 掺杂镱光纤光学频率梳的重复频率和载波包络相移频率的探测和精密锁定；光纤放大器的稳定输出；高稳定的法布里-珀罗滤波腔的设计和搭建；连续光与光学频率梳梳齿的完全无间隔锁定；F-P 腔与连续激光的精密锁定。最终实现 23.75 GHz 的高重复频率掺镱光学频率梳的输出，其边模抑制比可以达到 40 dB 以上，基本达到理论极限。

第 5 章 243 nm 稳频窄线宽半导体激光器

5.1 引言

作为结构最为简单的氢原子而言，对它的研究在基础物理的发展中起着举足轻重的作用。在我们前面的介绍当中，我们知道窄线宽超稳激光技术和飞秒光学频率梳技术的不断发展，使得氢原子的 1S-2S 能级间多普勒自由双光子跃迁测量精度一再提升。而在这项研究当中，窄线宽超稳激光做为整个实验的重要探测工具，它的线宽的参数直接影响着测量的精度。因此，基于这样的目的，我们对 243 nm 稳频窄线宽半导体激光进行了研究。

本章所涉及的工作内容，主要是采用 PDH 技术将 972 nm 半导体激光锁定在高精细度超稳低膨胀系数的法布里-珀罗参考腔上，并从理论上对高精细度光学参考腔的反射共振信号进行了详细的分析和讨论，并且对理论和实验结果进行了对比分析，最终可以通过反射信号可以获得参考腔的准确精细度。接下来通过锥形放大器（TA）放大及两级共振增强腔四倍频得到 243 nm 的激光输出。这样的窄线宽半导体激光就可以用于氢原子 1S-2S 能级间多普勒自由双光子跃迁的光谱探测。

5.2 243 nm 稳频窄线宽半导体激光器

我们的整体实验装置如图 5-1 所示，包括 972 nm 半导体激光线宽压窄锁定及共振增强倍频产生 243 nm 紫外连续激光装置两部分，其中 972 nm 外腔光栅反馈半导体激光器（TOPTICA）自由运转情况下输出激光线宽小于 500 kHz，连续可调谐范围 20 GHz，输出功率为 30 mW。为了同时实现稳频和四倍频，972 nm 激光输出被分成两路，一路用于放大后共振增强倍频产生 243 nm 激光，另一路用于频率稳定。

稳频的方法是将 972 nm 激光耦合进一个高精细度的 F-P 腔中，通过激光在参考腔中的共振实现频率锁定到 F-P 腔的共振频率上。实验中我们采用的 F-P 腔腔体是由超低膨胀系数（ULE）玻璃制成的空心圆柱体，腔长为 10 cm，对应的自由光谱程为 1.5 GHz，在圆柱体两端光胶的腔镜采用平凹腔组合，凹面镜的曲率半径为 500 mm。由于外界环境温度的

变化、气流流动、机械振动等都会影响 F-P 腔的腔长从而改变共振频率，因此实验中参考腔被放置在真空度为 10^{-5} pa 的腔体中，整个腔内温度控制到 ULE 玻璃的零膨胀温度点（约 $15.3\text{ }^{\circ}\text{C}$ ），同时整个系统放置在一个小型被动隔震平台上。

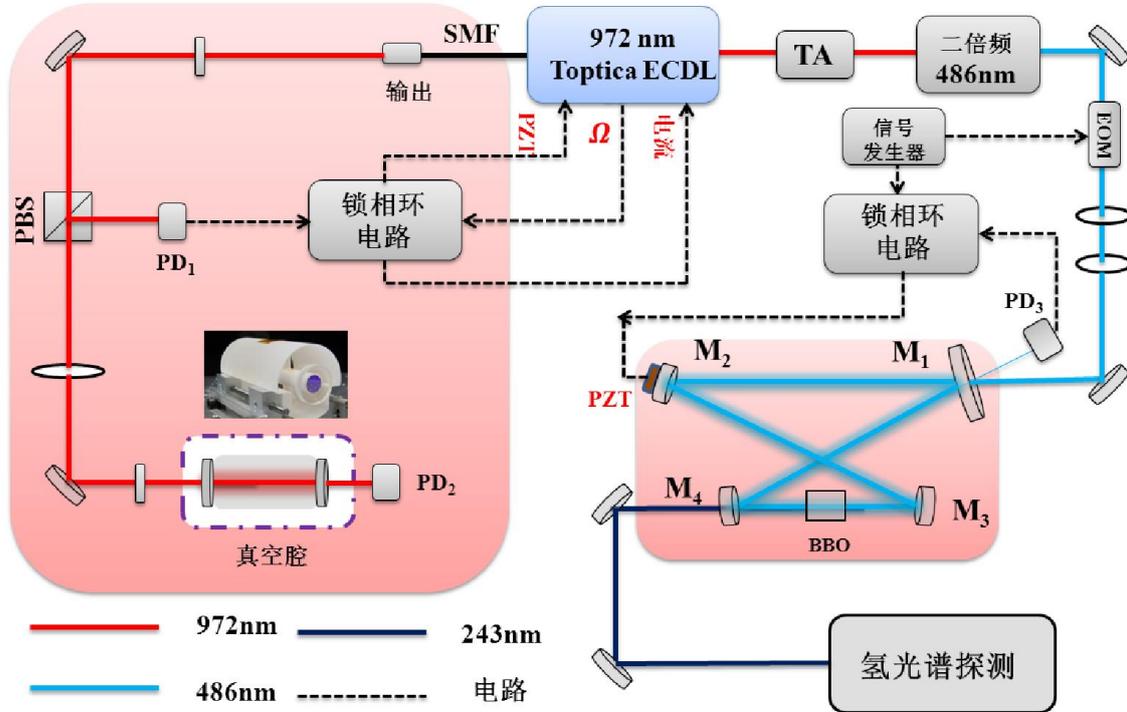


图 5-1 用于氢原子跃迁谱测量的 243 nm 窄线宽半导体激光系统

图 5-1 左边框中是包括 F-P 腔的频率稳定光路。将约 2 mW 的 972 nm 激光经 2 m 长的单模光纤，经非球面透镜准直输出传递到隔震台面上，为了与谐振腔内振荡模式相匹配，采用焦距为 125 mm 的非球面透镜对激光模式进行变换，通过调整透镜的位置可以将激光高效率得耦合进高精度参考腔中。由于腔镜片的反射率非常高，大于 99.99%，因此经第一个腔镜的反射光通过放置在光路中的一块 PBS 反射到一个光电探测器 (PD_1) 上，透射过第二个腔镜的光由光电探测器 PD_2 接收。为了采用 PDH 锁定技术，首先要对半导体激光器的电流进行相位调制，调制频率约为 20 MHz。 PD_1 探测到的反射共振信号用于锁相环电路锁定激光频率，锁定电路包括快速锁定环路和慢速锁定环路，其中快速环路用来控制半导体激光器的电流，慢速锁定环路用于控制激光器中安装在反馈光栅上的 PZT，通过快环和慢环的联合锁定，可以将激光频率长时间稳定在 F-P 腔上。 PD_2 探测到的透射信号用于锁定监视。

图 5-1 下面框中是产生 243 nm 的共振增强倍频腔光路。为了将 972 nm 的激光频率变

换到 243 nm, 约 30 mW 的 972 nm 激光首先经过锥形放大器 (TA), 功率放大到 1 W, 再经共振增强倍频产生约 250 mW 的 486 nm 激光, 这里共振增强腔的腔长同样采用 PDH 技术锁定到 972 nm 激光上。接下来我们自己搭建了 243 nm 腔内共振倍频器, 在进入倍频腔前首先采用双透镜组对腔外和腔内的激光模式进行了匹配, 其中匹配透镜 L_1 和 L_2 的焦距分别为 150 mm 和 -50.8 mm。共振增强倍频腔采用四镜环形腔结构, 其中 M_1 为输入耦合镜, 镀 486 nm 的高反膜, 反射率为 98%, M_2 - M_4 为高反镜, 在 486 nm 反射率为 99.5%, M_3 、 M_4 是曲率半径为 50 mm 的凹面镜, 其中 M_4 作为输出镜, 在 243 nm 的透过率为 20%。倍频晶体 BBO 厚 14 mm, 相位匹配角度为 54.9° 。为了实现腔长稳定控制, 将直径为 6.35 mm 的平面镜 M_2 通过紫外胶粘在一个快速 PZT 上。通过腔外光路中放置的一个光电调制器 (EOM) 对 486 nm 激光进行相位调制, 施加调制频率为 12.5 MHz, 采用 PDH 锁定技术反馈控制腔镜上的 PZT, 实现共振增强腔的稳定锁定。

5.3 972 nm 半导体激光线宽压缩

自激光出现以来, 就以超高的频率分辨能力引起大家的广泛关注。而激光的高的分辨率就需要激光的输出线宽要尽量窄。目前常用的控制方法有饱和吸收光谱技术、光学谐振腔稳频技术等等。而基于光学谐振腔的激光稳频技术可以大幅度地压缩激光的线宽。这种技术具有信噪比高、鉴频特性好和伺服响应快等优点, 可以有效的压缩激光线宽, 提高激光的频率分辨能力。接下来我将详细介绍我们的稳频激光系统这部分。

5.3.1 连续外腔半导体激光器参数优化

稳频实验部分激光输出功率约为 3 mW 的 972 nm 激光, 然后经过一根两米长的光纤传输到隔震台上光学系统。为了选择一个合适的光纤用于实验, 我们分别对单模光纤和单模保偏光纤的功率稳定性进行了测量, 测量光路如图 5-2 所示。利用非球面透镜可以有效的将空间光耦合到光纤当中, 输出端同样采用 4.5 mm 焦距的非球面透镜做准直。分别采用两种光纤测量在未选偏和选偏后的功率稳定性变化。图 5-3 为没有选择偏振后, 保偏单模光纤和单模光纤功率稳定性变化曲线。从中可以看出两种光纤在这种情况下, 功率长时间比较稳定, 两种光纤并没有本质区别。但是后续的实验需要对激光的偏振态进行筛选, 因此实验中需要一个偏振态恒定的激光输出。基于这样的需求, 我们对后续两种光纤输出

的光进行偏振态的选择，图 5-4 为经过波片和偏振分束器（PBS）选择偏振后，两种光纤输出的功率变化曲线。可以比较明显的看出，保偏光纤输出功率在 2 小时内，功率有约 2 mW 抖动。相反，单模光纤的功率稳定会更好，抖动较小。该数据是在两个小时的测量结果，每一秒记录一个数据，得到其平均功率为 2.85 mW。出现这样现象的原因可能是由于外界环境的影响的原因，使得保偏光纤的偏振态受到的影响更大一些，因此我们实验中选用 1 m 长单模光纤作为传输光纤。

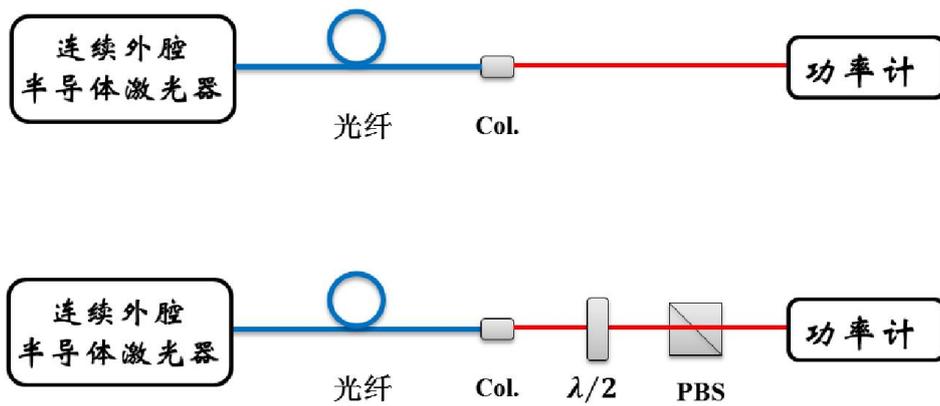


图 5-2 保偏单模光纤和单模光纤功率稳定性测试光路

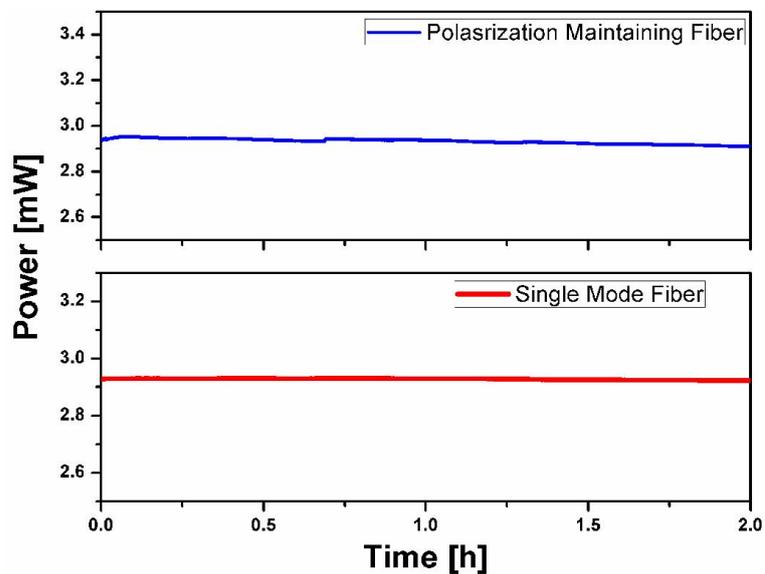


图 5-3 未选偏正时，保偏单模光纤和单模光纤功率稳定性

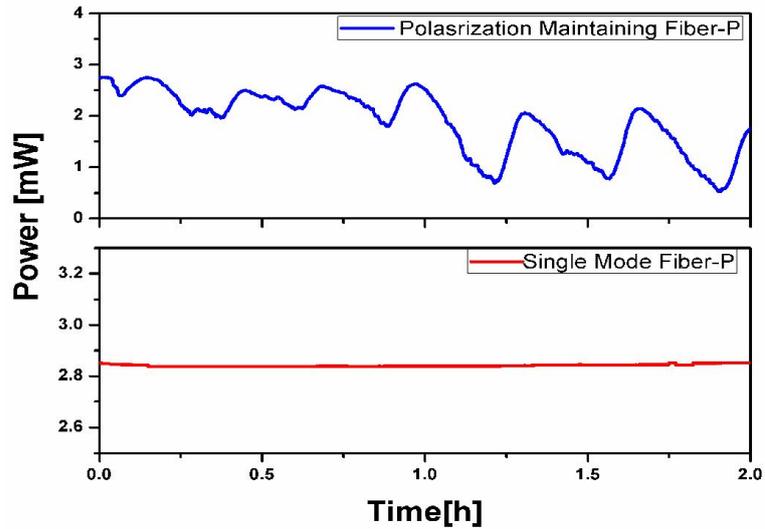


图 5-4 选偏正后，保偏单模光纤和单模光纤功率稳定性

5.3.2 法布里-珀罗光学参考腔精细度的测量

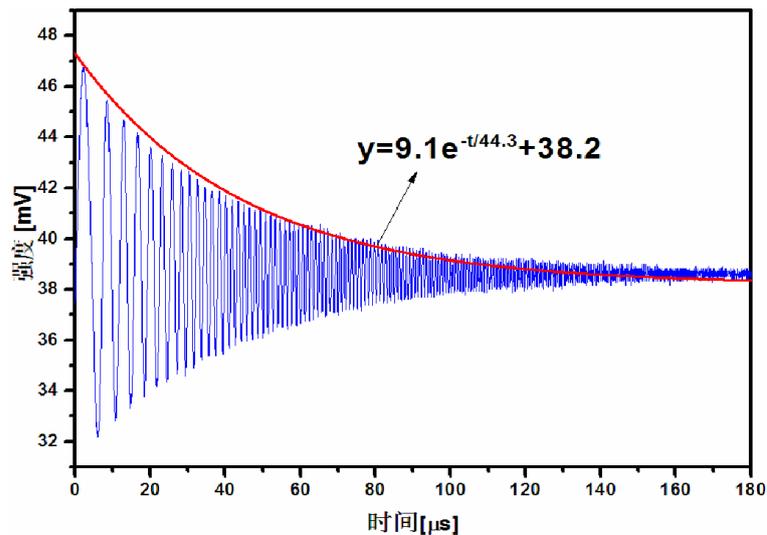


图 5-5 光外差腔衰荡光谱曲线及拟合曲线

F-P 腔的精细度是决定最终激光线宽压缩的关键因素。为了确定高精度 F-P 腔的实际精细度，我们采用光外差衰荡光谱技术，通过间接测量 972 nm 激光在腔内的能量损耗，获得衰减时间，倒推出腔的精细度。图 5-5 所示为光外差光谱的强度随时间的变化，振荡的幅值随指数衰减。我们对其光谱的振荡包络进行拟合，可以得到其拟合函数为 $y(t) = 9.1e^{-t/44.3} + 38.2$ ，如图中红色线所示。从拟合函数可以得到参考腔的幅度衰减时间

$\tau_s = 44.3\mu s$ ，通过腔长可以计算出激光在腔内往返一次的时间 $t_r = 2L/c \approx 0.667ns$ ，其中 L 为腔长， c 为光速，因此可以根据精细度 $F = \frac{\pi\tau_s}{t_r}$ 计算出腔的精细度为 208650，对应 F-P 腔的共振线宽为 7.2 kHz。

5.3.3 法布里-珀罗腔光学参考腔共振信号的理论分析

由于实验中对高精度的 F-P 腔共振点的调试时，总是出现反射峰信号振荡过程，因此为了解释清楚这个共振点的振荡现象，我在理论上分析了在入射激光频率扫描时高精度 F-P 腔的动态响应过程。具体的模拟模型如图 5-6 所示，其中 PD_1 用来探测参考腔的反射共振信号， PD_2 用来探测参考腔的透射共振信号。

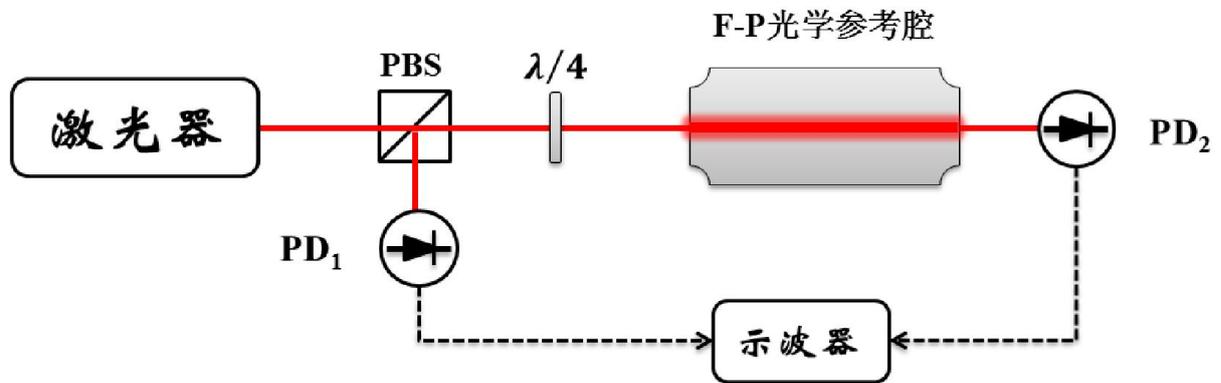


图 5-6 入射激光频率扫描时高精度法参考腔的动态响应模型

通过理论分析计算，计算分析了不同的激光频率扫描速度下，F-P 腔透射共振信号、反射共振信号和 PDH 锁定所需要的误差信号随时间的变化关系。该模型忽略了激光器的线宽，其模拟条件：激光器的运转波长为 972 nm；F-P 腔腔的精细度为 20 万；腔长为 10 cm。理论上分别分析了激光频率扫描速度为 1 MHz/s、300 MHz/s、1 GHz/s 和 5 GHz/s 的透射信号、反射信号和 PDH 锁定误差信号。分别如图 5-7~图 5-10。其中水平轴代表的是激光频率扫描速度（单位时间扫描的 F-P 腔的线宽）。蓝色的线代表的是腔共振反射信号，红色的线是腔锁定的 PDH 误差信号，绿色的线为腔共振透射信号。图 5-7 所显示的图形正是我们所期望的共振反射信号、透射信号和锁定误差信号，此时激光扫描频率比较慢（1 MHz/s）。

随着激光频率扫描速度的加快，反射共振信号、PDH 误差信号和透射共振信号都会出现信号的振荡，而且幅值振荡越剧烈。

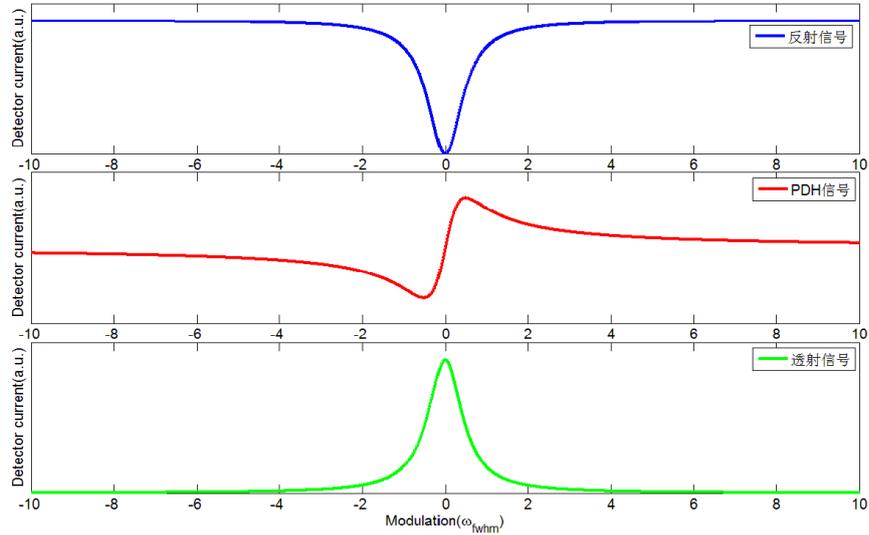


图 5-7 扫描速度为 1 MHz/s 时，光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号

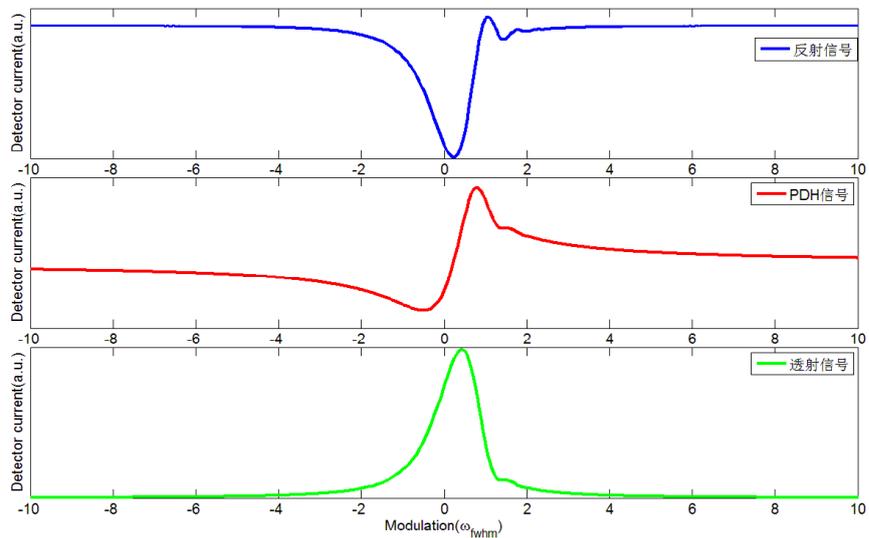


图 5-8 扫描速度为 300 MHz/s 时，光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号

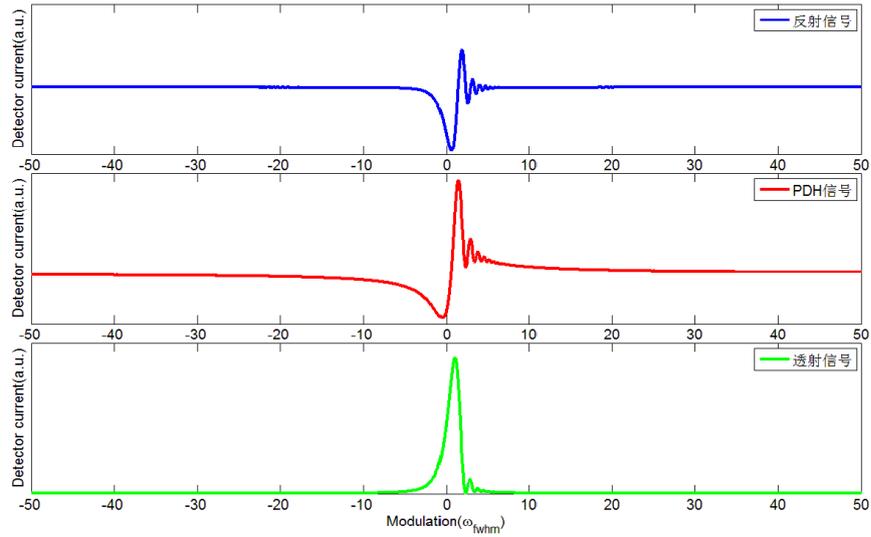


图 5-9 扫描速度为 1 GHz/s 时，光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号

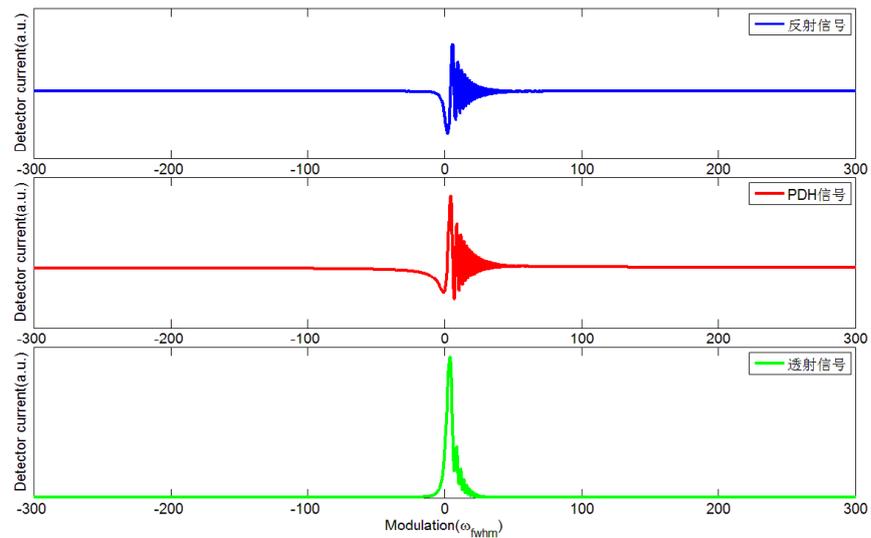


图 5-10 扫描速度为 10 GHz/s 时，光电探测器测量的反射、透射共振信号和 PDH 误差信号

此外也通过数值模拟，发现引起共振信号和 PDH 误差信号振荡的影响不仅仅包括频率扫描速度，而且还包含 F-P 腔的精细度和腔长。通过模拟可以总结出以下几条规律：①腔的精细度越高，越容易产生反射和透射共振信号的共振；②腔长越长，越容易产生共振信号的振荡；③频率扫描速度越快，就越容易产生幅值信号振荡。因此我们在 F-P 腔选定的条件下，可以适当降低激光频率扫描速度来减少信号的振荡。

5.3.4 连续光与高精度法布里-珀罗腔的精密锁定

通过精细的调节 F-P 腔的准直和模式匹配,可以有效的提高 972 nm 激光耦合到腔内的效率。在调节过程中对 972 nm 激光的泵浦电流进行扫描,通过 F-P 腔后的光电探测器监测透射光功率信号,当扫描到共振位置时可以观察到共振透射峰信号,如图 5-11 所示。在一个自由光谱程扫描周期内,可以扫描得到一个较强的共振信号。其中黑色的线代表扫描方波,蓝色线代表腔透射共振信号,红色线代表进行 PDH 技术锁定时反射信号与调制参考信号混频得到的误差信号。图 5-11 (a) 是在电流扫描情况下的透射信号和误差信号。图 5-11 (b) 是采用 PDH 技术锁定后的各个信号。利用误差信号分析,可以估计出相对于参考腔,激光的频率线宽小于 50 Hz。如果该系统在没有外界环境的扰动下,可以实现大于四天的连续锁定。后续实验还需通过两台窄线宽激光器拍频来测量激光的实际线宽。

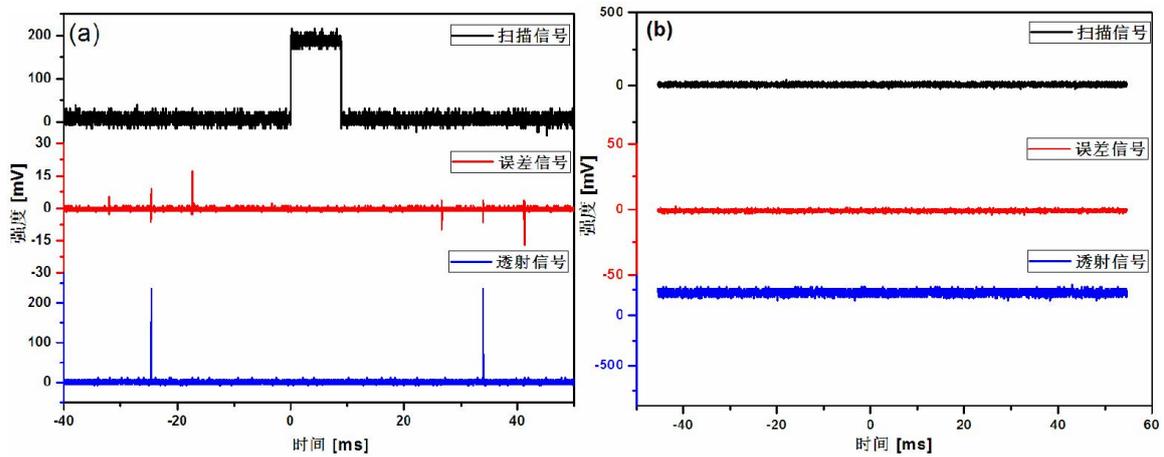


图 5-11 (a)自由运转情况下参考腔透射信号和误差信号; (b)激光频率锁定后的透射信号和误差信号

对于整个伺服系统,一般是通过测试其跟踪精度来评价该系统。它是系统对误差信号的响应和控制能力,是衡量反馈系统的重要指标。

伺服系统的跟踪精度的测量方法如下:首先将锁定后的误差信号输入快速傅里叶分析仪(FFT)中,此时可以得到相应的电压谱密度,然后通过测量 PDH 信号斜率变换后,再根据:

$$S_v(f) = f^2 S_\phi(f) \quad (5-1)$$

其中 $S_v(f)$ 为频率噪声谱密度, $S_\phi(f)$ 为相位噪声谱密度。

最后通过对相位噪声谱密度积分就可以得到相位噪声均方根 Φ^2 , 当满足:

$$\Phi^2 = \int_{3dB}^{\infty} S_{\phi}(f)df \approx 1rad^2 \quad (5-2)$$

时频率值为伺服系统对激光稳频误差信号的跟踪锁定精度。图 5-12 为测量的实验结果。从图所示，当相位噪声累计到 $1rad^2$ 时，对应频率为 0.03 Hz，也就意味着伺服系统的跟踪精度为 0.03 Hz。因此对于这套伺服系统对于我们实现 Hz 量级的超稳窄线宽激光系统是没有影响的。

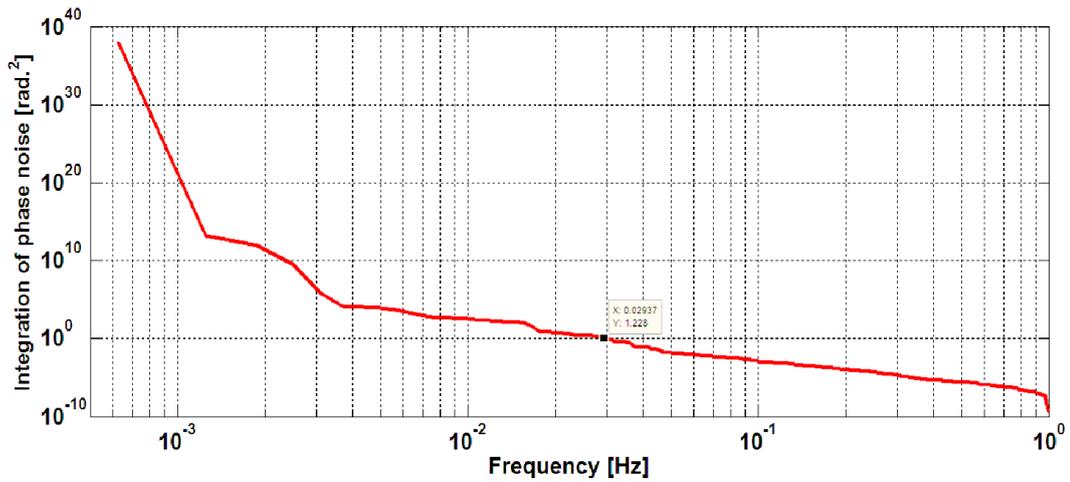


图 5-12 伺服系统跟踪精度的测量结果

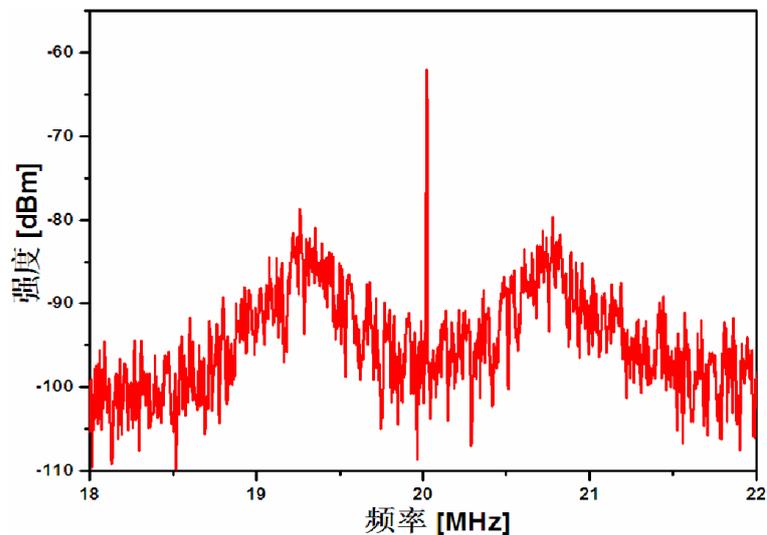


图 5-13 激光锁定后法布里-珀罗腔反射光的频谱信号

通过优化锁定伺服电路的比例积分参数，其中图 5-13 代表的是经 F-P 腔反射后的反射

信号。其中心主峰代表的是 20 MHz 电流调制频率。从图中所示的次峰距离主峰的间隔，可以看出锁定带宽约为 1 MHz。在将激光频率锁定后，我们采用频谱仪在 5 kHz 分辨率条件下测量其反射信号。其中心频率是 PDH 锁定加入的 20 MHz 相位调制频率。在其峰值两边的次峰显示我们的伺服锁定带宽约为 1 MHz。这也进一步证明我们已经将其锁定。

为了更好的评估系统的性能，分别测量锁定前后的幅度噪声谱，如图 5-14 所示，图中红色的线表示半导体连续激光在自由运转状态下的幅度噪声谱曲线，蓝色的线为锁定后半导体激光器的幅度噪声谱密度曲线。图中可以很明显的看出激光器锁定后，幅度噪声谱在 30 Hz 以下，并没有发现下降，其主要原因是由于这个波段主要是机械噪声。相比在 30 Hz 到 100 kHz 的幅度噪声有很明显的降低，这就证明整个线宽压缩系统确实对激光幅度噪声有明显的降低作用。

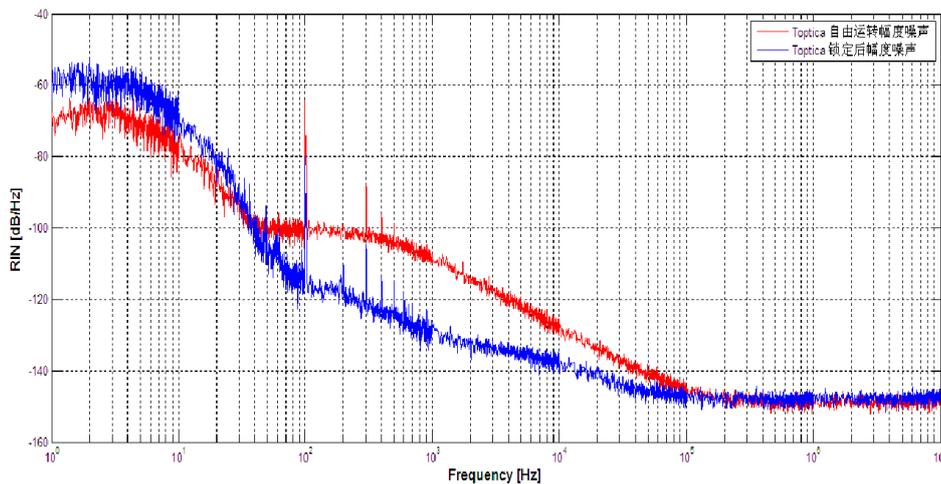


图 5-14 半导体激光锁定前后的幅度噪声功率谱密度

5.4 共振增强倍频产生 243 nm 紫外连续激光结果

为了采用 PDH 方法对 243 nm 共振倍频腔长进行锁定，首先通过 PZT 对腔长进行扫描，采用光电二极管探测反射光和透射光分别用于锁定和监视。最终使得 486 nm 激光在共振增强腔中达到共振如图 5-15 (a)，其锁定结果如图 5-15 (b) 所示，其中黑色的线代表腔长扫描信号，是通过扫描 PZT 长度来调整腔长，蓝色的线代表腔的透射共振信号。实验中我们采用快速的数字伺服锁定电路，这样可以提高抗高频噪声的能力，从而可以保证长时间锁定。

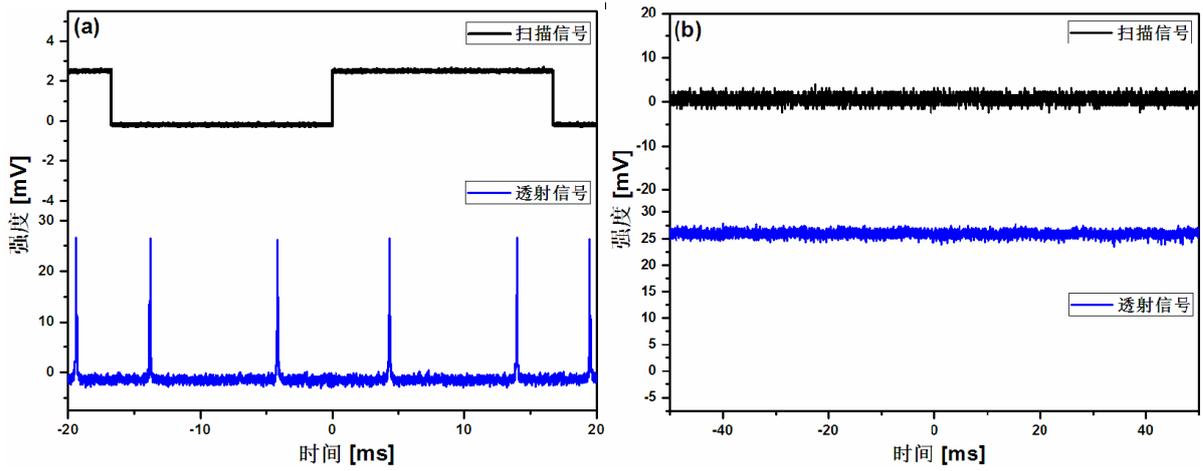


图 5-15 腔长扫描条件下的 486 nm 共振增强透射信号和腔长锁定后 486 nm 共振增强透射信号

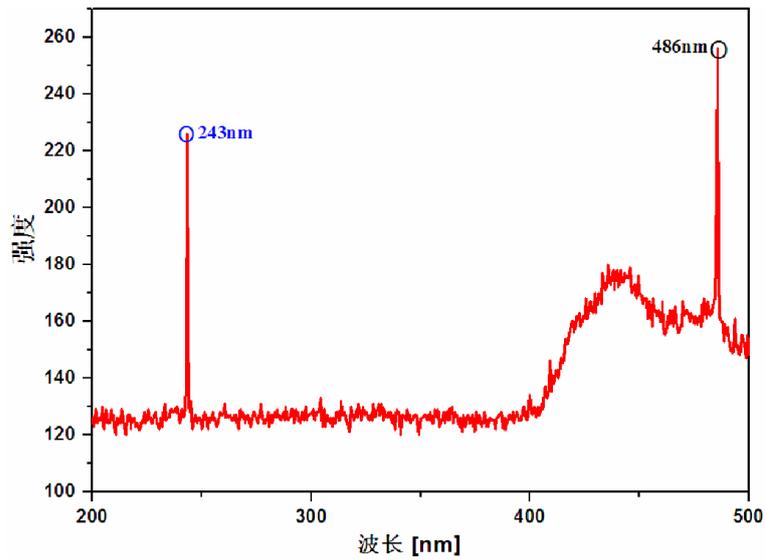


图 5-16 243 nm 紫外连续激光产生的光谱图

此外通过仔细优化 BBO 的角度使其达到最优的相位匹配角度，在输出镜后放置一个紫外熔石英的三棱镜分光探测 243 nm 四倍频光。在 250 mW 的 486 nm 输入下，能够得到 1.8 mW 的输出功率。采用光谱仪测量其光谱如图 5-16 所示。由于基频光的线宽得到了充分的压窄，那么四倍频后的 243 nm 激光的线宽也得到相应的压缩。通过 972 nm 的误差信号分析和四倍频过程，估计其线宽大约为 200 Hz。

5.5 本章小结

实验中我们采用PDH稳频技术稳定地将972 nm的外腔半导体激光器锁定在超低膨胀系数玻璃的F-P腔上，通过误差分析可以确定其线宽压缩至50 Hz。同时利用光外差腔衰荡光谱的方法测量其精细度为208650。此外实验中通过电路锁定共振增强腔产生 1.8 mW的四倍频243 nm激光输出。由于基频光已经经过法布里-珀罗参考腔的线宽压缩，因此四倍243 nm激光的线宽也会相应的得到压窄。后续的工作我们准备利用光梳和另外一台窄线宽激光器对其线宽进行测量，为用于氢原子1S-2S能级间双光子跃迁的实验研究打好基础。

第 6 章 总结与展望

高重复频率光学频率梳和窄线宽超稳激光器是精密测量研究中不可或缺的重要内容。针对天文光谱及氢原子精密光谱等研究的需要, 本论文主要包括飞秒光梳重复频率的提高及半导体激光线宽压缩两方面的研究, 作为所开展实验研究工作的重要基础, 论文首先从多光束干涉理论出发, 分别对自由光谱程、光子寿命以及精细度等几个特征参数对 F-P 腔进行分析, 并对 PDH、内调制和 H-C 锁定等技术的基本工作原理作了介绍。其次针对掺钛蓝宝石飞秒激光光学频率梳重复频率提高的要求, 利用 F-P 腔作为滤波腔, 实现了 15 GHz 的高重复频率光学频率梳输出。在此过程中完成了单个 F-P 腔的设计和搭建、模式匹配的计算等内容。进而针对掺镜光纤光学频率梳, 系统开展了载波包络相移频率和重复频率的探测和长时间锁定研究, 实现了该光学频率梳的长时间稳定运转; 在此基础上进一步基于掺镜光纤光学频率梳系统, 研究了 F-P 腔滤波的关键技术, 其中包括两级滤波腔串联技术、光学放大技术以及电路锁定技术等内容; 最终实现了 23.75 GHz 高重复频率光纤光学频率梳输出。此外针对窄线宽超稳激光在氢原子光谱探测方面的应用, 完成了氢原子 1S-2S 能级间多普勒自由双光子跃迁的研究所需 243 nm 紫外激光线宽压窄技术的研究。本论文所涉及的研究工作开始于 2011 年 9 月, 结束于 2015 年 5 月, 现将本文主要内容作如下总结及展望:

6.1 论文的主要内容与成果

1. 利用单个 F-P 腔作为滤波腔开展了掺钛蓝宝石光学频率梳重复频率提高的实用研究。理论上分析计算了 F-P 腔滤波过程中滤波腔与激光的模式匹配条件; 并在我们组自行设计建造的 350-MHz 的单块掺钛蓝宝石光学频率梳, 在实验上自行设计搭建了的单个 F-P 腔, 分别通过内调制锁定技术和 PDH 锁定技术实现了 15 GHz 重复频率的稳定光学频率梳。并从理论上验证了我们的实验结果, 为进一步实现天文测量的实际应用工作提供了基础。

2. 在掺镱飞秒光纤激光的研究基础上，系统展开了掺镱光纤光学频率梳重复频率提高的关键技术研究，主要内容有：首先利用自行设计搭建的自参考 $f-2f$ 系统探测到掺镱光纤光学激光的载波包络相移频率，在 100 kHz 分辨率条件下，信噪比可以达到 40 dB 以上。利用锁相环电路实现了光纤激光器的载波包络相移频率 f_{ceo} 和重复频率 f_{rep} 的同时锁定，二者同时锁定可以持续 24 小时以上。锁定后信号频率抖动量的标准差分别为 2.3 mHz 和 0.05 mHz。其次，通过相关调研和理论分析，分别对多种滤波腔结构的边模抑制比进行分析，结合实际条件最终选出性能最佳的滤波腔结构。最后在掺镱光学频率梳的基础上，利用两级 F-P 腔串联的滤波腔结构，实现了 23.75 GHz 的高重复频率掺镱光学频率梳的输出，其边模抑制比可以达到 40 dB 以上，基本达到理论极限。在此期间完成掺杂镱光纤放大器的优化设计；完成了高稳定滤波腔的机械结构设计工作；利用 PDH 锁定技术实现了连续光与掺镱光纤光学频率梳完全无间隔锁定，同时也实现连续光与滤波腔的同步锁定。
3. 通过 PDH 稳频技术开展了 243 nm 紫外半导体连续激光线宽压缩的实验研究。采用锁相环电路将 972 nm 波长的光栅反馈外腔半导体激光稳定在一个高精度度低膨胀系数的超稳 F-P 腔上，结合锥形放大器放大和腔内两次共振增强倍频，得到了窄线宽的 243 nm 激光输出。采用误差信号分析方法估算出锁定后的 972 nm 激光线宽小于 50 Hz，经四倍频后的 243 nm 激光线宽小于 200 Hz，可以用于氢原子 1S-2S 多普勒双光子跃迁的光谱探测。

6.2 进一步工作展望

根据目前已经建立的研究基础和取得的研究进展，进一步的工作可以从以下几个方面深入研究：

1. 针对已经建成的钛宝石光学频率梳重复频率提高系统和掺镱光纤光学频率梳提高系统，渴望通过挖掘潜力进一步提高整个系统的长时间稳定性。由于整个系统包含一系列锁定，每一环的锁定都需要基于上一环锁定来完成的。因此接下来要进一步优化每一个锁定环节。保证整个系统能够长时间稳定运转，为后续的天文定标应用提供强有力的工具。

2. 基于 PDH 锁定技术的 243 nm 紫外窄线宽半导体激光的实验研究。首先，由于目前我们只有一台窄线宽激光器，因此现在无法通过两个窄线宽激光拍频测量这台激光器的线宽。所以接下来工作，我们还需要搭建另外一台相似参数的窄线宽激光，完成线宽测量工作。其次，继续优化系统的锁定精度，例如提高激光与参考腔的模式匹配等等，从而获得高性能的紫外窄线宽半导体激光输出。

参考文献

- [1] M. Weitz, A. Huber, F. Schmidt-Kaler, et al. "Precision-measurement of the Hydrogen and Deuterium 1s Ground-state Lamb Shift", *Physical Review Letters*, 72(3): 328-331 (1994).
- [2] M. Weitz, F. Schmidt-Kaler and T. W. Hansch. "Precise Optical Lamb Shift Measurements in Atomic-Hydrogen", *Physical Review Letters*, 68(8): 1120-1123 (1992).
- [3] C. G. Parthey, A. Matveev, J. Alnis, et al. "Precision Measurement of the Hydrogen-deuterium 1s-2s Isotope Shift", *Physical Review Letters*, 104(23): (2010).
- [4] C. D. Butter and G. Hocker. "Fiber Optic Strain Gauge", *Fiber Optics Weekly Update*, 245 (1978).
- [5] G. Hocker. "Fiber-optic Sensing of Pressure and Temperature", *Applied Optics*, 18(9): 1445-1448 (1979).
- [6] J. A. Garcia-Souto and H. Lamela-Rivera. "High Resolution ($< 1\text{nm}$) Interferometric Fiber-optic Sensor of Vibrations in High-power Transformers", *Optics Express*, 14(21): 9679-9686 (2006).
- [7] A. B. Gschwendtner and W. E. Keicher. "Development of Coherent Laser Radar at Lincoln Laboratory", *Lincoln Laboratory Journal*, 12(2): 383-396 (2000).
- [8] B. W. Schilling, D. N. Barr, G. C. Templeton, et al. "Multiple-return Laser Radar for Three-dimensional Imaging through Obscurations", *Applied Optics*, 41(15): 2791-2799 (2002).
- [9] P. Andersson. "Long-range Three-dimensional Imaging Using Range-gated Laser Radar Images", *Optical Engineering*, 45(3): 034301-034301-10 (2006).
- [10] R. K. Shelton, L.-S. Ma, H. C. Kapteyn, et al. "Phase-coherent Optical Pulse Synthesis from Separate Femtosecond Lasers", *Science*, 293(5533): 1286-1289 (2001).
- [11] Z. Wei, Y. Kobayashi, Z. Zhang, et al. "Generation of Two-color Femtosecond Pulses by Self-synchronizing Ti: Sapphire and Cr: Forsterite Lasers", *Optics Letters*, 26(22): 1806-1808 (2001).
- [12] J. Sun, B. J. Gale and D. T. Reid. "Coherent Synthesis Using Carrier-envelope Phase-controlled Pulses from a Dual-color Femtosecond Optical Parametric Oscillator", *Optics Letters*, 32(11): 1396-1398 (2007).
- [13] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett. "60-fsec Pulse Generation from a Self-mode-locked Ti: Sapphire Laser", *Optics Letters*, 16(1): 42-44 (1991).
- [14] M. T. Asaki, C.-P. Huang, D. Garvey, et al. "Generation of 11-Fs Pulses from a Self-mode-locked Ti: Sapphire Laser", *Optics Letters*, 18(12): 977-979 (1993).
- [15] R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz, et al. "Chirped Multilayer Coatings for Broadband Dispersion Control in Femtosecond Lasers", *Optics Letters*, 19(3): 201-203 (1994).
- [16] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, et al. "Accurate Measurement of Large Optical Frequency Differences with a Mode-locked Laser", *Optics Letters*, 24(13): 881-883 (1999).
- [17] N. Kolachevsky, P. Fendel, S. G. Karshenboim, et al. "2s Hyperfine Structure of Atomic Deuterium", *Physical Review A*, 70(6): (2004).
- [18] N. Kolachevsky, M. Fischer, S. G. Karshenboim, et al. "High-precision Optical Measurement of the 2s Hyperfine Interval in Atomic Hydrogen", *Physical Review Letters*, 92(3): 033003-1-4 (2004).
- [19] T. Udem, A. Huber, B. Gross, et al. "Phase-coherent Measurement of the Hydrogen 1s-2s

- Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain", *Physical Review Letters*, 79(14): 2646-2649 (1997).
- [20] H. Jiang, F. Kéfélian, S. Crane, et al. "Long-distance Frequency Transfer over an Urban Fiber Link Using Optical Phase Stabilization", *Journal of the Optical Society of America B*, 25(12): 2029-2035 (2008).
- [21] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. Campbell, et al. "Sr Lattice Clock at 1×10^{-16} Fractional Uncertainty by Remote Optical Evaluation with a Ca Clock", *Science*, 319(5871): 1805-1808 (2008).
- [22] T. Rosenband, D. Hume, P. Schmidt, et al. "Frequency Ratio of Al^+ and Hg^+ Single-ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place", *Science*, 319(5871): 1808-1812 (2008).
- [23] K. Minoshima and H. Matsumoto. "High-accuracy Measurement of 240-m Distance in an Optical Tunnel by Use of a Compact Femtosecond Laser", *Applied Optics*, 39(30): 5512-5517 (2000).
- [24] J. Ye. "Absolute Measurement of a Long, Arbitrary Distance to Less Than an Optical Fringe", *Optics Letters*, 29(10): 1153-1155 (2004).
- [25] K.-N. Joo and S.-W. Kim. "Absolute Distance Measurement by Dispersive Interferometry Using a Femtosecond Pulse Laser", *Optics Express*, 14(13): 5954-5960 (2006).
- [26] J. Eckstein, A. Ferguson and T. Hänsch. "High-resolution Two-photon Spectroscopy with Picosecond Light Pulses", *Physical Review Letters*, 40(13): 847 (1978).
- [27] T. Udem, R. Holzwarth and T. W. Hänsch. "Optical Frequency Metrology", *Nature*, 416(6877): 233-237 (2002).
- [28] B. Young, F. Cruz, W. M. Itano, et al. "Visible Lasers with Subhertz Linewidths", *Physical Review Letters*, 82(19): 3799 (1999).
- [29] A. Bartels, S. A. Diddams, C. W. Oates, et al. "Femtosecond-laser-based Synthesis of Ultrastable Microwave Signals from Optical Frequency References", *Optics Letters*, 30(6): 667-669 (2005).
- [30] J. J. McFerran, E. Ivanov, A. Bartels, et al. "Low-noise Synthesis of Microwave Signals from an Optical Source", *Electronics Letters*, 41(11): 650-651 (2005).
- [31] S. Diddams, M. Kirchner, T. Fortier, et al. "Improved Signal-to-noise Ratio of 10 Ghz Microwave Signals Generated with a Mode-filtered Femtosecond Laser Frequency Comb", *Optics Express*, 17(5): 3331-3340 (2009).
- [32] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, et al. "Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical-resonator", *Applied Physics B-Photophysics and Laser Chemistry*, 31(2): 97-105 (1983).
- [33] T. Coudreau, F. Grosshans, S. Guibal, et al. "Feasibility of a Quantum Memory for Continuous Variables Based on Trapped Ions: From Generic Criteria to Practical Implementation", *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40(2): 413 (2007).
- [34] F. Acernese, P. Amico, M. Alshourbagy, et al. "The Virgo Status", *Classical and Quantum Gravity*, 23(19): S635 (2006).
- [35] S. J. Waldman and L. S. Collaboration. "Status of Ligo at the Start of the Fifth Science Run", *Classical and Quantum Gravity*, 23(19): S653 (2006).
- [36] M. M. Boyd, T. Zelevinsky, A. D. Ludlow, et al. "Optical Atomic Coherence at the 1-second Time Scale", *Science*, 314(5804): 1430-1433 (2006).

- [37] S. Diddams, T. Udem, J. Bergquist, et al. "An Optical Clock Based on a Single Trapped 199Hg^+ Ion", *Science*, 293(5531): 825-828 (2001).
- [38] N. Lemke, A. Ludlow, Z. Barber, et al. "Spin-1/2 Optical Lattice Clock", *Physical Review Letters*, 103(6): 063001 (2009).
- [39] H. Müller, P. L. Stanwix, M. E. Tobar, et al. "Tests of Relativity by Complementary Rotating Michelson-morley Experiments", *Physical Review Letters*, 99(5): 050401 (2007).
- [40] S. G. Turyshev. "Experimental Tests of General Relativity: Recent Progress and Future Directions", *Physics-USpekhi*, 52(1): 1-27 (2009).
- [41] T. H. Maiman. "Stimulated Optical Radiation in Ruby", 187(4736): 493-494 (1960).
- [42] A. Javan, W. Bennett Jr and D. Herriott. "Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge", *Physical Review Letters*, 6(3): 106-110 (1961).
- [43] L. Hargrove, R. Fork and M. Pollack. "Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulation", *Applied Physics Letters*, 5(1): 4-5 (1964).
- [44] A. DeMaria, D. Stetser and H. Heynau. "Self Mode-locking of Lasers with Saturable Absorbers", *Applied Physics Letters*, 8(7): 174-176 (1966).
- [45] E. Ippen, C. Shank and A. Dienes. "Passive Mode Locking of the Cw Dye Laser", *Applied Physics Letters*, 21(8): 348-350 (1972).
- [46] W. Denk and K. Svoboda. "Photon Upmanship: Why Multiphoton Imaging Is More Than a Gimmick", *Neuron*, 18(3): 351-357 (1997).
- [47] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, et al. "Carrier-envelope Phase Control of Femtosecond Mode-locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis", *Science*, 288(5466): 635-639 (2000).
- [48] W. Zhang, H. Han, Y. Zhao, et al. "A 350MHz Ti: Sapphire Laser Comb Based on Monolithic Scheme and Absolute Frequency Measurement of 729nm Laser", *Optics express*, 17(8): 6059-6067 (2009).
- [49] S. A. Diddams. "The Evolving Optical Frequency Comb [Invited]", *Journal of the Optical Society of America B*, 27(11): B51-B62 (2010).
- [50] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, et al. "Controlling the Phase Evolution of Few-cycle Light Pulses", *Physical Review Letters*, 85(4): 740-743 (2000).
- [51] F. Tauser, A. Leitenstorfer and W. Zinth. "Amplified Femtosecond Pulses from an Er: Fiber System: Nonlinear Pulse Shortening and Selfreferencing Detection of the Carrier-envelope Phase Evolution", *Optics Express*, 11(6): 594-600 (2003).
- [52] B. R. Washburn, S. A. Diddams, N. R. Newbury, et al. "Phase-Locked, Erbium-Fiber-Laser-Based Frequency Comb in the near Infrared", *Optics Letters*, 29(3): 250-252 (2004).
- [53] C. Benko, A. Ruehl, M. Martin, et al. "Full Phase Stabilization of a Yb: Fiber Femtosecond Frequency Comb Via High-bandwidth Transducers", *Optics Letters*, 37(12): 2196-2198 (2012).
- [54] I. Hartl, L. Fu, B. Thomas, et al., "Self-referenced F_{ceo} Stabilization of a Low Noise Femtosecond Fiber Oscillator". *Conference on Lasers and Electro-Optics, CTuC4* (2008).
- [55] P. Pal, W. H. Knox, I. Hartl, et al. "Self Referenced Yb-fiber-laser Frequency Comb Using a Dispersion Micromanaged Tapered Holey Fiber", *Optics Express*, 15(19): 12161-12166 (2007).
- [56] A. Ruehl, A. Marcinkevicius, M. E. Fermann, et al. "80 W, 120 fs Yb-fiber Frequency Comb", *Optics Letters*, 35(18): 3015-3017 (2010).

- [57] T. Schibli, I. Hartl, D. Yost, et al. "Optical Frequency Comb with Submillihertz Linewidth and More Than 10 W Average Power", *Nature Photonics*, 2(6): 355-359 (2008).
- [58] S. Meyer, J. Squier and S. Diddams. "Diode-pumped Yb: Kyw Femtosecond Laser Frequency Comb with Stabilized Carrier-envelope Offset Frequency", *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 48(1): 19-26 (2008).
- [59] A. Klenner, M. Golling and U. Keller. "A Gigahertz Multimode-diode-pumped Yb: KGW Enables a Strong Frequency Comb Offset Beat Signal", *Optics Express*, 21(8): 10351-10357 (2013).
- [60] A. Klenner, S. Schilt, T. Südmeyer, et al. "Gigahertz Frequency Comb from a Diode-pumped solid-state Laser", *Optics Express*, 22(25): 31008-31019 (2014).
- [61] K. Kim, S. Diddams, P. Westbrook, et al. "Improved Stabilization of a 1.3 μm Femtosecond Optical Frequency Comb by Use of a Spectrally Tailored Continuum from a Nonlinear Fiber Grating", *Optics Letters*, 31(2): 277-279 (2006).
- [62] K. Kim, B. Washburn, G. Wilpers, et al. "Stabilized Frequency Comb with a Self-referenced Femtosecond Cr: Forsterite Laser", *Optics Letters*, 30(8): 932-934 (2005).
- [63] G. Ycas, S. Osterman and S. A. Diddams. "Generation of a 660–2100 nm Laser Frequency Comb Based on an Erbium Fiber Laser", *Optics Letters*, 37(12): 2199-2201 (2012).
- [64] G. Wang, F. Meng, C. Li, et al. "500 Mhz Spaced Yb: Fiber Laser Frequency Comb without Amplifiers", *Optics Letters*, 39(9): 2534-2536 (2014).
- [65] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, et al. "Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb", *Physical Review Letters*, 84(22): 5102-5105 (2000).
- [66] J. Kim, J. Chen, Z. Zhang, et al. "Long-term Femtosecond Timing Link Stabilization Using a Single-crystal Balanced Cross Correlator", *Optics Letters*, 32(9): 1044-1046 (2007).
- [67] J. Kim, J. A. Cox, J. Chen, et al. "Drift-free Femtosecond Timing Synchronization of Remote Optical and Microwave Sources", *Nature Photonics*, 2(12): 733-736 (2008).
- [68] S. Pellegrini, G. S. Buller, J. M. Smith, et al. "Laser-based Distance Measurement Using Picosecond Resolution Time-correlated Single-Photon Counting", *Measurement Science and Technology*, 11(6): 712 (2000).
- [69] 林永兵, 张国雄. "四路激光跟踪三维坐标测量系统最佳布局", *中国激光*, 29(11): 1000-1005 (2002).
- [70] 王佳, 刘永东. "工业动态跟踪测量的原则与技术特点", *计量学报*, 21(1): 34-39 (2000).
- [71] 赵树忠, 张国雄. "多边法激光三维坐标测量系统及其跟踪机构设计", *现代制造工程*, 10): 64-66 (2006).
- [72] J. Lee, Y.-J. Kim, K. Lee, et al. "Time-of-Flight Measurement with Femtosecond Light Pulses", *Nature Photonics*, 4(10): 716-720 (2010).
- [73] G. Benedict, B. McArthur, T. Forveille, et al. "A Mass for the Extrasolar Planet Gliese 876b Determined from Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor 3 Astrometry and High-Precision Radial Velocities", *The Astrophysical Journal Letters*, 581(2): L115 (2002).
- [74] A. P. Hatzes, W. D. Cochran, B. McArthur, et al. "Evidence for a Long-period Planet Orbiting Eridani", *The Astrophysical Journal Letters*, 544(2): L145 (2000).
- [75] S. Mao and B. Paczynski. "Gravitational Microlensing by Double Stars and Planetary Systems", *The Astrophysical Journal*, 374 L37-L40 (1991).

- [76] I. A. Bond, A. Udalski, M. Jaroszyński, et al. "Ogle 2003-Blg-235/Moa 2003-Blg-53: A Planetary Microlensing Event", *The Astrophysical Journal Letters*, 606(2): L155 (2004).
- [77] A. Wolszczan and D. A. Frail. "A Planetary System around the Millisecond Pulsar Psr 1257+ 12", *Nature*, 355(6356): 145-147 (1992).
- [78] E. Serabyn, D. Mawet and R. Burruss. "An Image of an Exoplanet Separated by Two Diffraction Beamwidths from a Star", *Nature*, 464(7291): 1018-1020 (2010).
- [79] W. D. Cochran, A. P. Hatzes, M. Endl, et al. *Radial Velocity Planet Detection Using a Gas Absorption Cell. Precision Spectroscopy in Astrophysics*. Springer, 2008: 175-180.
- [80] A. K. Forrest, "Ultra High Resolution Radial Velocity Spectrometer". 1983 Astronomy Conferences, 543-546 (1984).
- [81] A. Baranne, D. Queloz, M. Mayor, et al. "Elodie: A Spectrograph for Accurate Radial Velocity Measurements", *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 119(2): 373-390 (1996).
- [82] G. W. Marcy and R. P. Butler. "Precision Radial Velocities with an Iodine Absorption Cell", *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 270-277 (1992).
- [83] M. Murphy, T. Udem, R. Holzwarth, et al. "High-precision Wavelength Calibration of Astronomical Spectrographs with Laser Frequency Combs", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380(2): 839-847 (2007).
- [84] C. H. Li, G. Q. Chang, A. G. Glenday, et al. "Conjugate Fabry-Perot Cavity Pair for Improved Astro-Comb Accuracy", *Optics Letters*, 37(15): 3090-3092 (2012).
- [85] C.-H. Li, G. C. , L.-J. C. , et al. "Laboratory Demonstration and Characterization of a Green Astro-comb", *Advanced Solid-State Photonics 2011*, (2011).
- [86] C. H. Li, A. G. Glenday, A. J. Benedick, et al. "In-situ Determination of Astro-comb Calibrator Lines to Better Than 10 cm s^{-1} ", *Optics Express*, 18(12): 13239-13249 (2010).
- [87] C.-H. Li, A. J. Benedick, P. Fendel, et al. "A Laser Frequency Comb That Enables Radial Velocity Measurements with a Precision of 1 cm s^{-1} ", *Nature*, 452(7187): 610-612 (2008).
- [88] M. T. Murphy, T. Udem, R. Holzwarth, et al. "High-precision Wavelength Calibration of Astronomical Spectrographs with Laser Frequency Combs", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380(2): 839-847 (2007).
- [89] S. P. Stark, T. Steinmetz, R. A. Probst, et al. "14 GHz Visible Supercontinuum Generation: Calibration Sources for Astronomical Spectrographs", *Optics express*, 19(17): 15690-15695 (2011).
- [90] T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-Hauck, et al. "Laser Frequency Combs for Astronomical Observations", *Science*, 321(5894): 1335-1337 (2008).
- [91] T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-Hauck, et al. "Fabry-Perot Filter Cavities for Wide-Spaced Frequency Combs with Large Spectral Bandwidth", *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 96(2-3): 251-256 (2009).
- [92] T. Wilken, G. Lo Curto, R. A. Probst, et al. "A Spectrograph for Exoplanet Observations Calibrated at the Centimetre-per-second Level", *Nature*, 485(7400): 611-614 (2012).
- [93] D. A. Braje, M. S. Kirchner, S. Osterman, et al. "Astronomical Spectrograph Calibration with Broad-spectrum Frequency Combs", *European Physical Journal D*, 48(1): 57-66 (2008).
- [94] D. C. Heinecke, A. Bartels and S. A. Diddams. "Offset Frequency Dynamics and Phase Noise Properties of a Self-Referenced 10 Ghz Ti:Sapphire Frequency Comb", *Optics Express*, 19(19): 18440-18451 (2011).

- [95] F. Quinlan, G. Ycas, S. Osterman, et al. "A 12.5 GHz-spaced Optical Frequency Comb Spanning > 400 nm for near-Infrared Astronomical Spectrograph Calibration", *Review of Scientific Instruments*, 81(6): 063105-1-10 (2010).
- [96] G. G. Ycas, F. Quinlan, S. A. Diddams, et al. "Demonstration of on-Sky Calibration of Astronomical Spectra Using a 25 GHz near-Ir Laser Frequency Comb", *Optics Express*, 20(6): 6631-6643 (2012).
- [97] M. Notcutt, L. S. Ma, J. Ye, et al. "Simple and Compact 1-Hz Laser System Via an Improved Mounting Configuration of a Reference Cavity", *Optics Letters*, 30(14): 1815-1817 (2005).
- [98] A. D. Ludlow, X. Huang, M. Notcutt, et al. "Compact, Thermal-noise-limited Optical Cavity for Diode Laser Stabilization at 1×10^{-15} ", *Optics Letters*, 32(6): 641-643 (2007).
- [99] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, et al. "A Sub-40-mHz-linewidth Laser Based on a Silicon Single-crystal optical Cavity", *Nature Photonics*, 6(10): 687-692 (2012).
- [100] G. D. Cole, W. Zhang, M. J. Martin, et al. "Tenfold Reduction of Brownian Noise in High-reflectivity Optical Coatings", *Nature Photonics*, 7(8): 644-650 (2013).
- [101] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, et al. "An Optical Lattice Clock with Accuracy and Stability at the 10^{-18} Level", *Nature*, 506(7486): 71-+ (2014).
- [102] A. Huber, B. Gross, M. Weitz, et al. "Two-photon Optical Ramsey Spectroscopy of the 1s-2s Transition in Atomic Hydrogen", *Physical Review A*, 58(4): R2631-R2634 (1998).
- [103] F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, M. Weitz, et al. "Precision-measurement of the Isotope Shift of the 1s-2s Transition of Atomic-hydrogen and Deuterium", *Physical Review Letters*, 70(15): 2261-2264 (1993).
- [104] C. G. Parthey, A. Matveev, J. Alnis, et al. "Improved Measurement of the Hydrogen 1s-2s Transition Frequency", *Physical Review Letters*, 107(20): (2011).
- [105] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, et al. "Subhertz Linewidth Diode Lasers by Stabilization to Vibrationally and Thermally Compensated Ultralow-expansion Glass Fabry-Pérot Cavities", *Physical Review A*, 77(5): 053809 (2008).
- [106] A. Beyer, J. Alnis, K. Khabarova, et al. "Precision Spectroscopy of the 2s - 4p Transition in Atomic Hydrogen on a Cryogenic Beam of Optically Excited 2s Atoms", *Annalen der Physik*, 525(8-9): 671-679 (2013).
- [107] A. Beyer, C. G. Parthey, N. Kolachevsky, et al., "Precision Spectroscopy of Atomic Hydrogen". *Journal of Physics: Conference Series*, 012003 (2013).
- [108] U. Jentschura, A. Matveev, C. G. Parthey, et al. "Hydrogen-deuterium Isotope Shift: From the 1S-2S-transition Frequency to the Proton-deuteron Charge-radius Difference", *Physical Review A*, 83(4): 042505 (2011).
- [109] N. Kolachevsky, J. Alnis, C. G. Parthey, et al. "Low Phase Noise Diode Laser Oscillator for 1s-2s Spectroscopy in Atomic Hydrogen", *Optics Letters*, 36(21): 4299-4301 (2011).
- [110] N. Kolachevsky, A. Matveev, J. Alnis, et al. "Testing the Stability of the Fine Structure Constant in the Laboratory", *Space science reviews*, 148(1-4): 267-288 (2009).
- [111] N. Kolachevsky, A. Matveev, J. Alnis, et al. "Measurement of the 2 S Hyperfine Interval in Atomic Hydrogen", *Physical Review Letters*, 102(21): 213002 (2009).
- [112] A. N. Matveev, N. N. Kolachevsky, J. Alnis, et al. "Spectral Parameters of Reference-cavity-stabilised Lasers", *Quantum Electronics*, 38(4): 391 (2008).
- [113] A. N. Matveev, N. N. Kolachevsky, J. Alnis, et al. "Semiconductor Laser with the Subhertz

- Linewidth", *Quantum Electronics*, 38(10): 895 (2008).
- [114] B. deBeauvoir, F. Nez, L. Julien, et al. "Absolute Frequency Measurement of the 2s-8s/D Transitions in Hydrogen and Deuterium: New Determination of the Rydberg Constant", *Physical Review Letters*, 78(3): 440-443 (1997).
- [115] B. Cagnac, M. Plimmer, L. Julien, et al. "The Hydrogen Atom, a Tool for Metrology", *Reports on Progress in Physics*, 57(9): 853 (1994).
- [116] F. Nez, M. Plimmer, S. Bourzeix, et al. "First Pure Frequency Measurement of an Optical Transition in Atomic Hydrogen: Better Determination of the Rydberg Constant", *EPL (Europhysics Letters)*, 24(8): 635 (1993).
- [117] S. Bourzeix, B. De Beauvoir, F. Nez, et al. "High Resolution Spectroscopy of the Hydrogen Atom: Determination of the 1 S Lamb Shift", *Physical Review Letters*, 76(3): 384 (1996).
- [118] M. I. Eides, H. Grotch and V. A. Shelyuto. "Theory of Light Hydrogenlike Atoms", *Physics Reports*, 342(2): 63-261 (2001).
- [119] S. G. Karshenboim and V. G. Ivanov. "Hyperfine Structure of the Ground and First Excited States in Light Hydrogen-Like Atoms and High-Precision Tests of QED", *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 19(1): 13-23 (2002).
- [120] A. Huber, T. Udem, B. Gross, et al. "Hydrogen-Deuterium 1s-2s Isotope Shift and the Structure of the Deuteron", *Physical Review Letters*, 80(3): 468-471 (1998).
- [121] T. Hänsch, S. Lee, R. Wallenstein, et al. "Doppler-free Two-photon Spectroscopy of Hydrogen 1 S-2 S", *Physical Review Letters*, 34(6): 307 (1975).
- [122] M. J. Lawrence, B. Willke, M. E. Husman, et al. "Dynamic Response of a Fabry-Perot Interferometer", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 16(4): 523-532 (1999).
- [123] Y. N. Zhao, J. Zhang, J. Stuhler, et al. "Sub-hertz Frequency Stabilization of a Commercial Diode Laser", *Optics Communications*, 283(23): 4696-4700 (2010).
- [124] Y. Zhao, Q. Wang, F. Meng, et al. "High-finesse Cavity External Optical Feedback DFB Laser with Hertz Relative Linewidth", *Optics Letters*, 37(22): 4729-4731 (2012).
- [125] S. A. Webster, M. Oxborrow and P. Gill. "Subhertz-linewidth Nd : YAG Laser", *Optics Letters*, 29(13): 1497-1499 (2004).
- [126] S. Vogt, C. Lisdat, T. Legero, et al. "Demonstration of a Transportable 1 Hz-linewidth Laser", *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 104(4): 741-745 (2011).
- [127] H. Stoehr, E. Mensing, J. Helmcke, et al. "Diode Laser with 1 Hz Linewidth", *Optics Letters*, 31(6): 736-738 (2006).
- [128] S. Seel, R. Storz, G. Ruoso, et al. "Cryogenic Optical Resonators: A New Tool for Laser Frequency Stabilization at the 1 Hz Level", *Physical Review Letters*, 78(25): 4741-4744 (1997).
- [129] A. Schoof, J. Grunert, S. Ritter, et al. "Reducing the Linewidth of a Diode Laser Below 30 Hz by Stabilization to a Reference Cavity with a Finesse above 10⁵", *Optics Letters*, 26(20): 1562-1564 (2001).
- [130] Y. Li, Y. G. Lin, Q. Wang, et al. "A Hertz-Linewidth Ultrastable Diode Laser System for Clock Transition Detection of Strontium Atoms", *Chinese Physics Letters*, 31(2): (2014).
- [131] Y. Y. Jiang, Z. Y. Bi, X. Y. Xu, et al. "Two-hertz-linewidth Nd : YAG Lasers at 1064 nm Stabilized to Vertically Mounted Ultra-Stable Cavities", *Chinese Physics B*, 17(6): 2152-2155

(2008).

[132] S. Fang, H. Q. Chen, T. Y. Wang, et al. "Optical Frequency Comb with an Absolute Linewidth of 0.6 Hz-1.2 Hz over an Octave Spectrum", *Applied Physics Letters*, 102(23): (2013).

[133] J.-F. Cliche, M. Allard and M. Têtu, "Ultra-narrow Linewidth and High Frequency Stability Laser Sources". *Coherent Optical Technologies and Applications*, CFC5 (2006).

[134] H. Q. Chen, Y. Y. Jiang, S. Fang, et al. "Frequency Stabilization of Nd:YAG Lasers with a Most Probable Linewidth of 0.6 Hz", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 30(6): 1546-1550 (2013).

[135] J. Alnis, A. Schliesser, C. Y. Wang, et al. "Thermal-noise-limited Crystalline Whispering-gallery-mode Resonator for Laser Stabilization", *Physical Review A*, 84(1): (2011).

[136] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, et al. "Stable Diode Lasers for Hydrogen Precision Spectroscopy", *European Physical Journal-Special Topics*, 163(1): 89-94 (2008).

[137] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, et al. "Subhertz Linewidth Diode Lasers by Stabilization to Vibrationally and Thermally Compensated Ultralow-expansion Glass Fabry-Perot Cavities", *Physical Review A*, 77(5): 053809-1-9 (2008).

[138] N. Kolachevsky, J. Alnis, S. D. Bergeson, et al. "Compact Solid-State Laser Source for 1s-2s Spectroscopy in Atomic Hydrogen", *Physical Review A*, 73(2): (2006).

[139] A. Ludlow, X. Huang, M. Notcutt, et al. "Compact, Thermal-noise-limited Optical Cavity for Diode Laser Stabilization at 1×10^{-15} ", *Optics Letters*, 32(6): 641-643 (2007).

[140] G. Bjorklund, M. Levenson, W. Lenth, et al. "Frequency Modulation (FM) Spectroscopy", *Applied Physics B*, 32(3): 145-152 (1983).

[141] R. Drever, J. L. Hall, F. Kowalski, et al. "Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator", *Applied Physics B*, 31(2): 97-105 (1983).

[142] B. J. Slagmolen, M. B. Gray, K. G. Baigent, et al. "Phase-sensitive Reflection Technique for Characterization of a Fabry-Perot Interferometer", *Applied Optics*, 39(21): 3638-3643 (2000).

[143] A. Sträßer and M. Ostermeyer, "Pound-Drever-Hall Frequency Stabilization of Q-switched Solid State Laser Oscillators in the Sub-MHz Range". *Conference on Lasers and Electro-Optics, CTuQ1* (2008).

[144] T. Hänsch, J. Alnis, P. Fendel, et al. "Precision Spectroscopy of Hydrogen and Femtosecond Laser Frequency Combs", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 363(1834): 2155-2163 (2005).

[145] J. D. Prestage, R. L. Tjoelker and L. Maleki. "Atomic Clocks and Variations of the Fine Structure Constant", *Physical Review Letters*, 74(18): 3511 (1995).

[146] S. Bize, S. A. Diddams, U. Tanaka, et al. "Testing the Stability of Fundamental Constants with the $H\ G^+ 199$ Single-Ion Optical Clock", *Physical Review Letters*, 90(15): 150802 (2003).

[147] T. Fortier, N. Ashby, J. Bergquist, et al. "Precision Atomic Spectroscopy for Improved Limits on Variation of the Fine Structure Constant and Local Position Invariance", *Physical Review Letters*, 98(7): 070801 (2007).

[148] H. Marion, F. P. Dos Santos, M. Abgrall, et al. "Search for Variations of Fundamental Constants Using Atomic Fountain Clocks", *Physical Review Letters*, 90(15): 150801 (2003).

- [149] R. F. Vessot, M. W. Levine, E. M. Mattison, et al. "Test of Relativistic Gravitation with a Space-Borne Hydrogen Maser", *Physical Review Letters*, 45(26): 2081 (1980).
- [150] J. P. Turneaure, C. M. Will, B. F. Farrell, et al. "Test of the Principle of Equivalence by a Null Gravitational Red-shift Experiment", *Physical Review D*, 27(8): 1705 (1983).
- [151] J. Levine. "Introduction to Time and Frequency Metrology", *Review of Scientific Instruments*, 70(6): 2567-2596 (1999).
- [152] H. Chen, Y. Jiang, Z. Bi, et al. "Progress and Trend of Narrow-linewidth Lasers", *Science China Technological Sciences*, 56(7): 1589-1596 (2013).
- [153] M. Fujieda, M. Kumagai, S. Nagano, et al. "All-optical Link for Direct Comparison of Distant Optical Clocks", *Optics Express*, 19(17): 16498-16507 (2011).
- [154] G. Grosche, O. Terra, K. Predehl, et al. "Optical Frequency Transfer Via 146 Km Fiber Link with 10⁻¹⁹ Relative Accuracy", *Optics Letters*, 34(15): 2270-2272 (2009).
- [155] N. Newbury, P. Williams and W. Swann. "Coherent Transfer of an Optical Carrier over 251 km", *Optics Letters*, 32(21): 3056-3058 (2007).
- [156] K. Predehl, G. Grosche, S. Raupach, et al. "A 920-Kilometer Optical Fiber Link for Frequency Metrology at the 19th Decimal Place", *Science*, 336(6080): 441-444 (2012).
- [157] A. Matveev, C. G. Parthey, K. Predehl, et al. "Precision Measurement of the Hydrogen 1s-2s Frequency Via a 920-km Fiber Link", *Physical Review Letters*, 110(23): (2013).
- [158] O. Lopez, B. Chanteau, A. Bercy, et al., "Ultra-stable Long Distance Optical Frequency Distribution Using the Internet Fiber Network and Application to High-precision Molecular Spectroscopy". *Journal of Physics: Conference Series*, 012002 (2013).
- [159] T. Hansch and B. Couillaud. "Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity", *Optics Communications*, 35(3): 441-444 (1980).
- [160] 张炜, "基于飞秒钛宝石激光的新型单块光学频率梳及光频测量研究", 中国科学院大学博士论文 (2009).

作者简介及攻读博士学位期间发表论文与研究成果

个人简历

1986年7月18日出生于内蒙古巴彦淖尔市；

2006年考入内蒙古大学物理科学与技术学院数理基地专业；

2010年推荐免试进入中国科学院物理研究所光学专业攻读博士至今。

博士期间发表的学术论文

- [1]. **Hou Lei**, Han Hai-Nian, Zhang Jin-Wei, Li De-Hua, Wei Zhi-Yi, “A Wide Spaced Femtosecond Ti:Sapphire Frequency Comb at 15 GHz by a Fabry–Pérot Filter Cavity”, *Chin. Phys. Lett.*, 30, 104203 (2013).
- [2]. **Hou Lei**, Han Hai-Nian, Wang Wei, Zhang Long, Pang Li-Hui, Li De-Hua, Wei Zhi-Yi, “A 23.75-GHz Frequency Comb with Two Low-finesse Filtering Cavities in Series for High Resolution Spectroscopy”, *Chin. Phys. B.*, 24, 024213 (2015).
- [3]. **侯磊**, 韩海年, 张龙, 张金伟, 李德华, 魏志义, “243nm 稳频窄线宽半导体激光器”, *物理学报*, 已接收, (2015).
- [4]. **Lei Hou**, Hainian Han, Zhiyi Wei. “Precise control of Yb: fiber laser frequency comb”, Submitted to *Acta Phys. Sin.*
- [5]. 张龙, 韩海年, **侯磊**, 于子蛟, 朱政, 贾玉磊, 魏志义, “基于光子晶体光纤和拉锥式单模光纤的超连续光谱产生的实验研究”, *物理学报*, 63, 194208 (2014).
- [6]. Long Zhang, Hainian Han, **Lei Hou**, Zijiao Yu, and Zhiyi Wei, “Supercontinuum Generation and Carrier Envelope Offset Frequency Measurement in Tapered Single-mode Fiber”, *Appl. Phys. B*, 117, 1183 (2014).
- [7]. Zhang Jin-Wei, Han Hai-Nian, **Hou Lei**, Zhang Long, Yu Zi-Jiao, Li De-Hua, Wei Zhi-Yi, “Frequency Doubled Femtosecond Ti:sapphire Laser with an Assisted Enhancement Cavity”, Submitted to *Chin. Phys. B*

参加会议情况

- [1]. **Lei Hou**, Hainian Han, Long Zhang, Lihui Pang, Zhiyi Wei, “An Yb-fiber Laser Comb with Mode Spacing of Higher than 20 GHz by Using Two Fabry-Perot Cavities Comb”, The 4th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS15), 2015.04.22 – 04.24, Yokohama, Japan, Oral.
- [2]. **Lei Hou**, Hainian Han, Long Zhang, Dehua Li, Zhiyi Wei, “A Narrow Linewidth Diode Laser at 243 nm”, The 4th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS15), 2015.04.22 – 04.24, Yokohama, Japan, Oral.
- [3]. **Lei Hou**, Hainian Han, Long Zhang, Zijiao Yu, Zhiyi Wei, “An Ytterbium Fiber Laser Comb with Repetition Rate of 24 GHz”, 1st International Symposium on High Power Laser Science and Engineering (HPLSE), 2014.03.16 – 03.19, Suzhou, Jiangsu province, China, Poster.
- [4]. **Lei Hou**, Hainian Han, Long Zhang, Zijiao Yu, Zhiyi Wei, “Filter Mode Space of Yb-fiber Laser Comb to Higher than 20 GHz with Two Fabry-Pérot Cavities”, Advanced Solid State Lasers (ASSL) Conference, 2014.11.16 – 11.21, Shanghai, China, Poster.
- [5]. **Lei Hou**, Hainian Han, Dehua Li, Jinwei Zhang, Long Zhang, Zijiao Yu, Zhiyi Wei, “An Astro-comb at 15 GHz Repetition Rate by Using of Fabry-Pérot filter Cavity”, The 9th Ultrafast Optics Conference (UFO IX), 2013.03.04 - 03.08, Davos, Switzerland, Poster.
- [6]. **侯磊**, 韩海年, 张龙, 张金伟, 魏志义, “利用 Fabry-Perot 腔滤波提高光学频率梳的重复频率” 第二十届全国激光学术会议, 2012.10.18 - 10.23, 成都, 中国, 口头报告;
- [7]. Wei Zhiyi, Han Hainian and **Hou Lei**, “Advances In High Repetition Rate Optical Frequency Comb,” Conference of International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2013 (ISPDI 2013), Beijing, Oral.
- [8]. Yang Xie, Hainian Han, Long Zhang, **Lei Hou**, Zijiao Yu, Zheng Zhu, Lihui Pang, Wenjun Liu, Zhiyi Wei, “Yb:Fiber Comb Based on a Tapered Single-mode Fiber”, the 4th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS15), 2015.04.22 – 04.24, Yokohama, Japan, Oral.
- [9]. 张龙, 韩海年, 张金伟, **侯磊**, 李德华, 魏志义, “PDH 锁定实现增强腔倍频紫外激光产生”, 第二十届全国激光学术会议, 成都, 中国, 口头报告.

- [10]. 谢阳, 韩海年, 张龙, 侯磊, 于子蛟, 魏志义, “非线性偏振旋转自动锁模掺镱光纤激光器”, 2014年全国激光会议, 上海, 中国, 口头报告.

发明专利

- [1]. 魏志义, 侯磊, 韩海年, 张金伟, 张龙, 田文龙, “基于全固态飞秒激光器的天文光学频率梳装置”, 国家发明专利, 专利申请号: 201410004852.8;
- [2]. 韩海年, 张龙, 侯磊, 于子蛟, 张金伟, 魏志义, “一种载波包络相移频率可控的低噪声光纤激光频率梳装置”, 国家发明专利, 专利申请号: 201310571125.5;
- [3]. 韩海年, 张龙, 谢阳, 侯磊, 于子蛟, 魏志义, “一种光纤激光锁模状态的识别与控制方法”, 国家发明专利, 申请中;
- [4]. 韩海年, 于子蛟, 张龙, 张金伟, 侯磊, 叶蓬, 魏志义“一种测量同步脉冲激光器的同步精度的方法”, 国家发明专利, 专利申请号: 201410127045.5;

获奖情况

- 中国科学院物理研究所 所长奖学金表彰奖 2013 - 2014
中国科学院物理研究所 所长奖学金表彰奖 2012 - 2013

致 谢

韶华易逝, 光阴冉冉, 花开花落, 春华秋实。转眼间五年的博士生涯犹如漏斗中的沙石已悄然溜进昨日。回想往日, 昔日的点点滴滴、历历在目。此时此刻, 我衷心地感谢我身边的良师益友, 感谢你们给予我源源不断的帮助和鼓励, 我会铭记于心, 待他日有幸, 定当涌泉相报。

首先, 我要衷心地感谢我的导师魏志义研究员。本论文是在魏老师的悉心指导下完成的, 从论文的选题、方案的制定以及到实验的实施和论文的撰写魏老师都倾注了大量的心血。魏老师严谨的科研思维、勤奋的治学态度风格、豁达的心胸气度使我受益匪浅, 让我坚信今后的生活不论遇到多大的困难, 都能够通过自己的努力克服; 同时魏老师总是竭尽所能为我们提供国际领先水平的科研环境与实验条件, 为实验的顺利开展奠定良好的基础; 同时鼓励学术交流的开展, 使我们时常能够接触到国际前沿的学术思想和感受良好的学术氛围。在五年的学习和研究当中, 魏老师经常给予我们鼓励, 并以其丰富的经验为我们指明方向。魏老师豁达开朗的人生态度、一丝不苟的敬业精神和对人生理想的执着, 让我深深地感到敬佩。在此, 谨向魏老师表示衷心的感谢和崇高的敬意。

本论文的完成还凝聚了韩海年副研究员的大量心血和劳动, 她在实验、分析和论文撰写过程中给予了大量的指导和帮助。韩老师对学生的严格要求、谆谆教诲和无微不至的关怀使我受益匪浅。韩老师忘我的工作热情, 精益求精的科研态度, 创造性的敏锐思维和对事业执着追求的精神深深的影响着我。在本文顺利完成之际, 我谨向韩老师致以最诚挚的感谢和深深的敬意。同时, 我也感谢本组的滕浩老师、王兆华老师、李德华老师、贺新奎老师、张治国老师、赵昆老师、方少波老师在生活和实验中对我无微不至的关心和照顾。也特别感谢刘文军老师、马景龙老师、徐丽雯老师、何坤娜老师在理论研究、论文写作以及激光技术领域的耐心指导。

同时, 我要对张龙师兄和张金伟师兄表示深深的感谢, 是他们在进入实验室的初期, 教授超快光学领域的知识和重要的实验技能。特别感谢张炜师兄在窄线宽超稳激光器的实验研究中给予的及时帮助, 他的建议和教授为实验的技术攻关带来重要的突破。同时也感谢徐亮师兄在光参量振荡器研制中给予的帮助和指导。有幸能与于子蛟、朱政、谢阳、张强、庞立辉一起致力于光学频率梳的研究, 感谢你们

给予我在学术和生活上的帮助和支持。

同样也要感谢王楠、张伟、玄洪文、王庆、詹敏杰、叶蓬、王睿、沈忠伟、汪礼锋师兄、邹育婉师姐、郭淑燕师姐、范海涛、吕亮同学、刘家兴、钟诗阳、秦爽、刘阳阳、何会军、吕志国、何鹏、田文龙、卜祥宝、林清风、魏龙、黄沛、张志远师弟、高子叶、彭英楠、王立娜、孙芯彤、江昱佼师妹在工作和生活中给予我的帮助和支持。让我永远忘不了和你们一起奋战的日日夜夜，有你们的存在让我感到家的温暖，有你们的存在让我感到生活的美好。

感谢组内的同事陈超和黄冠文给予的支持和帮助。

最后，特别要感谢我的父母和家人，感谢多年来含辛茹苦养育我成人的父母，感谢你们二十年如一日的一贯支持和理解，才让我快乐地度过了博士这一人生重要的阶段。在此，我也要特别感谢我的爱人何鑫，感谢你在生活中给予我的支持和一直以来对我无条件的包容和关怀。

侯 磊

2015年5月