



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

单频激光器频率稳定度测量技术研究

作者姓名: 段洪成

指导教师: 吴谨 研究员

中国科学院电子学研究所

学位类别: 工学硕士

学科专业: 物理电子学

研究所: 中国科学院电子学研究所

2015 年 5 月



**Research on the measurement of single-frequency laser
frequency stability**

By

Duan Hongcheng

A Thesis Submitted to

The University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Master of Engineering

Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences

May, 2015

研究成果声明

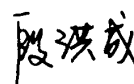
本人郑重声明：所提交的学位论文是我本人在指导教师的指导下进行的研究工作获得的研究成果。尽我所知，文中除特别标注和致谢的地方外，学位论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院电子学研究所或其它教育机构的学位或证书所使用过的材料。与我一同工作的合作者对此研究工作所做的任何贡献均已在学位论文中作了明确的说明并表示了谢意。

特此申明。

签名： 日期：2015.5.27

关于学位论文使用权的说明

本人完全了解中国科学院电子学研究所有关保留、使用学位论文的规定，其中包括：①电子所有权保管、并向有关部门送交学位论文的原件与复印件；②电子所可以采用影印、缩印或其他复制手段复制并保存学位论文；③电子所可允许学位论文被查阅或借阅；④电子所可以学术交流为目的，复制赠送和交换学位论文；⑤电子所可以公布学位论文的全部或部分内容（保密学位论文在解密后遵守此规定）。

签名： 日期：2015.5.27

导师签名： 日期：2015.5.27

摘要

单频激光器因其具有光束质量好、相干长度长、谱线宽度窄等优点，在各研究领域得到了广泛应用。但是，在精密干涉计量、激光陀螺、激光雷达、光谱学、相干光通信、光频标准等众多领域，激光器不仅要求为单纵模输出，还需要有很高的频率稳定度。因此，单频激光器输出频率稳定度的测量具有非常重要的意义。

本论文总结了单频激光器频率稳定度测量的常用方法，指出了各类方法的工作原理，并分析比较了测量精度和优缺点。相比之下，光纤延时自拍频法具有测量精度高、系统简单等优点。但是，该方法往往需要几公里甚至几十公里长度的光纤延时线，使得测量系统造价很高，而且容易导致拍频信号的不稳定和衰减。为解决这一问题，基于光纤延时自外差和相位解缠绕技术，提出了采用较短的光纤即可实现频率稳定度测量的双光路延时自外差法，给出了测量原理和关键技术，并分析了测量精度的影响因素。

基于我们提出的频率稳定度测量方法，搭建了全光纤测量系统。为检验该测量系统的可靠性，利用一台输出激光波长随时间线性变化的激光器（可模拟单频激光器的频率漂移）进行了验证测量实验。实验结果表明双光路延时自外差法能够精确测量激光器频率随时间的变化曲线。然后，分别采用 2 m 和 6 m 的光纤延时线，对一台 1550 nm 波长的单频光纤激光器进行了测量，得到该激光器长期（3 h）频率漂移结果分别为 70 MHz/h 和 75 MHz/h，与激光器标称的频率稳定度指标 50 MHz/h 基本吻合。此外，还对该激光器的短期（1 ms）频率稳定度进行了测量，测量结果为 200 kHz/ms。

关键词：单频激光器；频率稳定度；频率漂移；光外差探测；相位解缠绕

Abstract

Single-frequency lasers are widely used in various research fields because of their good beam quality, long coherence lengths and narrow spectrum widths. However, they are also required to have good frequency stability besides single longitudinal mode in many areas such as precision measurement, laser gyro, lidar, spectroscopy, coherent optical communication, optical frequency standards. Therefore, measuring the laser's frequency stability is very important and beneficial.

The basic working principles of several common measurement methods are summarized in this article. Also, the precision, advantages and disadvantages are pointed out. Among them, the measurement method based on delayed self-heterodyne have many advantages, like high measurement precision and simple system. However, it usually needs several kilometers or longer fiber delay lines, causing the cost of the measurement system to increase substantially and the beat frequency signal to be unstable and attenuated. In order to solve the problem, a new approach to measure the frequency stability by adopting shorter fibers is presented. The working principle is given and the factors which affect the measurement precision are also analyzed.

Based on the method of measuring the frequency stability we present, an actual measurement system is established. To test the feasibility of our measurement system, a laser whose wavelength change linearly with time is used to simulate the frequency drift. The experiment result demonstrates that the presented method is applicable to measure the frequency drift. Then, a single-frequency laser of 1550 nm wavelength is measured by this method with 2 m and 6 m fiber delay lines respectively, resulting in a long-term (3 h) frequency drift of 70 MHz/h and 75 MHz/h, which are both consistent with the laser's factory rating (50 MHz/h). In addition, the short-term (1 ms) frequency stability is also measured and the result is 200 kHz/ms.

KEY WORDS: single-frequency lasers; frequency stability; frequency drift; optical heterodyne detection; phase unwrapping

目录

摘要.....	I
Abstract.....	III
目录.....	V
第一章 绪论.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 激光频率的稳定性和复现性.....	2
1.3 频率稳定度的表征量——阿伦方差.....	3
1.3.1 时域阿伦方差.....	6
1.3.2 频域阿伦方差.....	7
1.4 激光频率稳定度的影响因素.....	8
1.5 本文主要研究内容.....	10
第二章 单频激光器频率稳定度测量的几种方法及分析.....	11
2.1 直接测量法.....	11
2.2 拍频法.....	11
2.2 频率标准具法.....	14
2.3 光纤延时自外差法.....	19
2.5 本章小结.....	22
第三章 双光纤延时自外差频率稳定度测量系统.....	25
3.1 基本测量原理.....	25
3.2 数据采集处理与相位解缠绕.....	26
3.3 频率稳定度测量精度的影响因素分析.....	28
3.3.1 移频器稳定度对测量精度的影响分析.....	29
3.3.2 光纤延时线因素对测量精度的影响分析.....	30
3.4 本章小结.....	31
第四章 实验验证和实测结果分析.....	33

4.1 验证实验方案.....	33
4.1.1 器件的选择.....	33
4.1.2 验证实验装置.....	34
4.2 光纤延时差 Δt （或长度差）的测量.....	35
4.3 频率漂移测量验证实验.....	37
4.4 单频激光器频率漂移实测结果与分析.....	38
4.4.1 长期频率稳定度测量结果与分析.....	39
4.4.2 短期频率稳定度测量结果与分析.....	41
4.5 本章小结.....	41
第五章 总结与展望.....	43
参考文献.....	45
攻读学位期间发表的学术论文.....	51
致谢.....	53

第一章 绪论

1.1 引言

单频激光器因其具有光束质量好、相干长度长、谱线宽度窄等优点,在激光陀螺、激光雷达、激光遥感、激光医疗、光谱学、光频标准和非线性光学频率变换等众多领域具有广泛的应用^[1-6]。但是,在精密计量、相干光通信、多普勒测风雷达、激光陀螺、光频标、高分辨光谱学等众多应用领域,激光器不仅要求为单纵模输出,还需要有很高的频率稳定度。例如,特定稳频激光器(如碘饱和吸收的气体激光器)被作为实现长度单位“米”定义的国际标准谱线^[7],要求其必须有高度的稳定性;在精密干涉测量^[8]中,以激光波长(频率)作为测量基准值,利用光的干涉原理测定各种物理量(如长度、位移、速度等),这样激光波长或频率的准确度和稳定性就直接影响了测量的精度;在激光通信^[9]中,常采用相干外差解调的方法提高接收信号的灵敏度,而激光频率稳定度直接影响外差接收质量;在激光雷达^[10]中,多普勒测风雷达要达到 0.5 m/s 的测量精度,单频激光源频率漂移量须小于 1 MHz。

激光频率作为激光器最根本的一个参数,其稳定性至关重要。但是,单频激光器的频率稳定度,尤其是长时间的稳定度一般并不好。由于外部机械振动、环境温度变化及内部噪声、稳频装置的精度等多种因素的影响,自由运转的激光器谐振腔光程会产生起伏,导致激光输出频率往往是不稳定的,是一个随时间变化的无规则的起伏量,称为激光器输出频率漂移。为阻止或降低激光频率漂移,通常通过各种稳频技术^[11-13]来解决,因此稳频技术成了现代精密测量技术中必不可少的一种手段。同时,也有必要采用一定的技术方法测量稳频激光器的频率稳定度,进而比较各类稳频手段的优劣或者判断稳频后的激光是否符合应用需要。另外,通过对激光频率稳定度的测量,还能获得激光光源特性的诸多重要信息,在激光器的研制和生产过程中对其性能进行评估,为激光技术的发展提供可靠依据。因此,精确测量激光器频率稳定度,对进一步提升激光器性能及扩展应用领域方面具有十分重要的意义。

1.2 激光频率的稳定性和复现性

一台自由运转的单频激光器因受外部和内部环境多种因素的扰动,其输出频率并不是稳定的,而是会随时间起伏波动的。采用稳频技术可以自动补偿由扰动引起的频率起伏,有效减小激光频率的短期抖动或长期漂移,但是不同的稳频装置会的稳频效果会有较大的差别。通常,采用频率的稳定性和复现性这两个物理量来表征激光频率稳定的程度^[14]。

频率稳定性(S)表征频率稳定的程度,通常指激光器在连续运转时,在一定的时间间隔 τ 内平均频率($\bar{\nu}$)与该时间内频率的变化量($\Delta\nu$)之比。在技术上把S的倒数称为稳定度^[15],即

$$S_{\nu}^{-1}(\tau) = \frac{\Delta\nu}{\bar{\nu}} \quad (1-1)$$

例如,常说的激光器稳定度为 10^{-7} 、 10^{-8} 。显然,频率的变换量 $\Delta\nu$ 越小(稳定度数值越小)表明激光器的频率稳定性越好,也就是说,稳定度为 10^{-8} 的激光器比稳定度为 10^{-7} 的激光器稳定性好。

单频激光器输出频率由于内外各种因素的影响,总是随时间不断缓慢变化的,这种变化大致上可以分为两类^[16]:一是系统性的或确定性的变化,如元器件的老化、环境温度、供电电压等外界条件变化所引起的频率漂移;二是随机性的或非确定性的变化,如由于各种噪声对输出激光的频率和相位调制而产生频率的随机起伏。因此,激光频率随时间的变化,既表现为短期抖动,又表现为长期漂移。

根据观测(或取样)时间的不同,频率稳定度又可分为短期稳定度和长期稳定度,但是两者之间没有明确的界限。习惯上,前者是指观测取样时间在1 s以内的频率变化,它可以用毫秒或秒级频率稳定度来表示;而大于1 s的平均观测时间就视为长期稳定度,通常取样时间为几分钟或几个小时甚至更长^[17]。

一般的,要测量得出激光器频率变化的全部确切信息,需要尽可能短的取样时间间隔和尽可能长的观测时间。但是,对于任何探测系统而言,都会有一定的时间分辨率。因此,对于确定的探测系统,观测(或取样)时间的下界是受到测量系统的响应时间(积分时间)限制的,即采样时间 τ 不能小于测量系统的响应时间。当观测时间非常短即 $\tau \rightarrow 0$ 时,测得的频率稳定度视为短期稳定度;当观

测时间较长即 $\tau \rightarrow \infty$ 时, 测得的频率稳定度视为长期稳定度^[17]。由以上分析可以看出, 对于频率稳定度的表达, 比较恰当的是在稳定度数值后面标注观测时间 τ 值, 例如 $S_{\nu}^{-1}(\tau) = 10^{-8}(\tau = 1s)$ 。

对于作为波长或频率标准的单频激光器, 不仅要求其具有很高的稳定度, 而且需要有很好的复现性。举个形象的例子, 我们在用尺子作为长度测量工具时, 不仅要求尺子长度稳定, 而且需要长度合适。同样地, 对于单频激光器用于精密测量, 即激光频率作为“尺子”进行测量时, 既需要激光频率稳定性好(即“尺子长度稳定”)还需要具有复现性(即“尺子长度合适”)。

频率复现性(R)表征频率再现的精度, 指的是不同环境、时间、地点等条件下频率重复出现的精度, 表示为稳定频率的偏差量 $\delta\nu(\tau)$ 与平均频率 $\bar{\nu}$ 之比, 即

$$R_{\nu} = \frac{\delta\nu(\tau)}{\bar{\nu}} \quad (1-2)$$

式中, 平均频率 $\bar{\nu}$ 为待测激光器系列的平均频率或同一激光器的标准频率。

综上所述, 通常所说的激光频率稳定性包含频率稳定性和频率复现性两个方面^[18]。频率稳定性描述激光频率在参考标准频率附近的漂移, 而频率复现性则是指参考标准频率本身的变化。例如这一台激光器与另一台激光器参考标准频率的不同, 同一台激光器这一工作期间和另一工作期间参考标准频率的变化。当激光器用于计量标准时, 频率复现性也是影响测量精度的重要参量。

1.3 频率稳定度的表征量——阿伦方差

衡量单频激光器的频率稳定性, 可以从时域和频域两个角度进行描述。时域表征是指通过一定的时间窗口来观察测量频率稳定度; 在频域中, 我们把激光源输出激光的随机频率(或相位)起伏, 统称为相位噪声, 而相位噪声通常用各种谱密度来表征。

(1-1) 式定义的频率稳定度简单直观, 但是用它来描述激光频率的稳定性也有一定的局限性。例如, 如图 1.1 所示的两激光源 f_1 和 f_2 , 在一段时间间隔

内两者的频率变化量和频率平均值均相同，即 $\Delta f_1 = \Delta f_2$ ， $f_1 = f_2 = f_0$ 。按照 (1-1) 式的定义，两激光的频率稳定度相同。但是，从两者的频率变化曲线来看，通常认为激光源 f_1 的稳定性要比激光源 f_2 好。因为，除极个别时刻外激光源 f_1 在大部分测量时间内频率波动范围都很小，而激光源 f_2 在整个测量时间内都有较大的频率波动。显然，在此种情形下，(1-1) 式定义的频率稳定度并不能表现出这种差异。

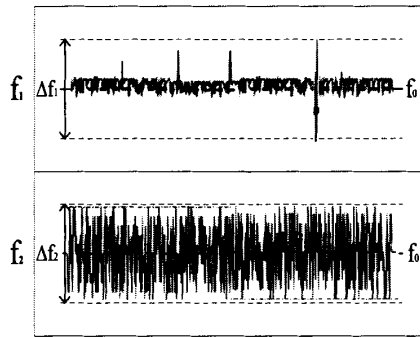


图 1.1 频率波动及中心频率相同的两激光源

Fig 1.1 Two lasers with same nominal frequency and fluctuation

对于如图 1.1 所示两频率源稳定性的比较，最初人们使用数学中的标准方差，认为频率源的随机起伏是一种平稳随机过程，其概率一般呈正态分布。然而，后来通过对频率源内部噪声的研究发现，几乎各类频标中都含有“调频闪变噪声”，这种噪声的存在使频率源地随机起伏过程并不平稳。换句话说，在测量时间内，频率源输出频率的标准差不一定是收敛的，因此需要一种更好的方法来表征频率稳定度^[19]。

设任意激光源输出的瞬时激光信号可表示为：

$$E(t) = [E_0 + \varepsilon(t)] \cos[2\pi f_0 t + \varphi(t)] \quad (1-3)$$

其中， E_0 、 f_0 分别为激光振幅和频率， $\varepsilon(t)$ 、 $\varphi(t)$ 分别表示振幅和相位随机波动。

若不考虑 $\varepsilon(t)$ 的影响，则信号的瞬时频率为：

$$f(t) = f_0 + f_i = f_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (1-4)$$

f_i 描述了频率的起伏, 定义相对频率起伏:

$$y(t) = \frac{f_i}{f_0} = \frac{1}{2\pi f_0} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (1-5)$$

$y(t)$ 是时间的随机函数, 如图 1.2 所示。

实际测量时无法得到 $y(t)$ 的瞬时值, 只能得到一段采样时间内的均值。如第 k 个采样点, 即 t_k 至 $t_k + \tau$ 时间内测量得到均值为:

$$\overline{y(t)} = \frac{1}{\tau} \cdot \int_{t_k}^{t_k + \tau} \frac{1}{2\pi f_0} \frac{d\varphi(t)}{dt} dt = \overline{y_k} \quad (1-6)$$

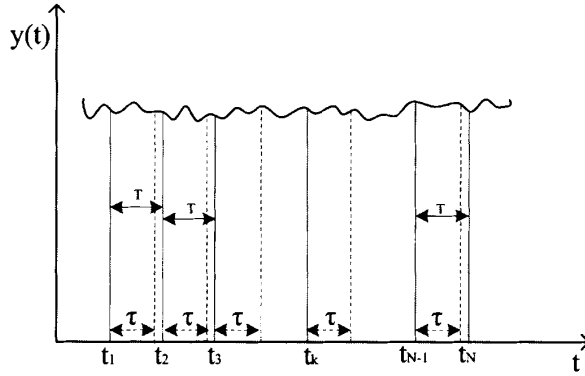


图 1.2 相对频率起伏及取样

Fig 1.2 Fluctuation of frequency and sampling

图中, N 为总采样次数, T 为采样周期, τ 为每次采样的取样时间, t_k 表示第 k 次采样对应时刻, 其中 $k = 1, 2, 3, \dots, N-1, N$ 。

频率稳定度定量描述了激光器由于噪声的调制导致的输出频率随机起伏的程度。一般地, 定义 N 次取样, 取样周期为 T , 每次取样时间为 τ 的标准方差 $\sigma_y^2(N, T, \tau)$ 为:

$$\sigma_y^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (\overline{y_n} - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \overline{y_k})^2 \quad (1-7)$$

由于频率源中闪变噪声的存在, 当 $N \rightarrow \infty$ 时, (1-7) 式不收敛, 即 $\sigma_y^2(N, T, \tau)$ 不满足估计量评判标准的一致性要求, 不能作为 $\sigma^2(y)$ 的无偏估计量。David

Allen 于 1966 年首次提出阿伦方差, 后经 IEEE 小组委员会推荐, 目前被普遍采用来表征频率源的频率稳定度。它既可以从时域也可以从频域来描述, 分别称为时域阿伦方差和频域阿伦方差。

1.3.1 时域阿伦方差

为解决取样方差极限不收敛的问题, 对 $y(t)$ 进行重复测量 m 组数, 每组采样个数为 N , 采样周期为 T , 采样时间为 τ , 可得到广义阿伦方差的计算公式^[20]:

$$\sigma^2(m, N, T, \tau) = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \sigma_{y_i}^2(N, T, \tau) \quad (1-8)$$

Allen 首先证明了 $m \rightarrow \infty$ 时上式是收敛的, $\sigma^2(m, N, T, \tau)$ 能作为 $\sigma^2(y)$ 的无偏估计量。目前, 国内外采用 $N=2$ 、 $T=\tau$ 的阿伦方差定义频率稳定度, 称为无间断阿伦方差。当 $N=2$ 、 $T=\tau$ 时有:

$$\sigma^2(2, \tau) = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \left[\left(f_{i1} - \frac{f_{i1} + f_{i2}}{2} \right)^2 + \left(f_{i2} - \frac{f_{i1} + f_{i2}}{2} \right)^2 \right] = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \frac{(f_{i1} - f_{i2})^2}{2} \quad (1-9)$$

式中, f_{i1} 、 f_{i2} 为第 i 次测量两个相邻频率值。

阿伦方差要求在全部数据之间完全无间断, 测量时需要两台计数器交替计数, 即一台计数器结束计数时, 另一台计数器开始计数, 因此 (1-9) 式又可写作:

$$\sigma^2(2, \tau) = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \frac{(f_{i+1} - f_i)^2}{2} \quad (1-10)$$

由上式可以看出, 采用阿伦方差的物理意义在于它是描述相邻两次测量频率差值的方差。

由于实际测量中不可能测量无穷组数, 但作为一个统计的平均量, 测量次数 m 越多, 测量结果也就越准确。 $\sigma_y^2(2, \tau)$ 的统计计算式为:

$$\sigma^2(2, \tau) = \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^m (f_{i+1} - f_i)^2 \quad (1-11)$$

因此, 用阿伦方差表示的频率稳定度为:

$$S_f(\tau) = \frac{\sqrt{\sigma^2(2, \tau)}}{f_0} = \frac{1}{f_0} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (f_{i+1} - f_i)^2}{2m}} \quad (1-12)$$

1.3.2 频域阿伦方差

激光器或者其他频率源工作时，噪声会对振荡信号的频率和相位产生调制，使其输出信号频率或相位发生起伏。相对频率起伏 $y(t)$ 的功率谱密度 $S_y(f)$ 一般具有幂律谱的形式：

$$S_y(f) = h_\alpha f^\alpha \quad f \ll f_k \quad (1-13)$$

式中， α 为频域参数， h_α 为相对于 α 的参数， f_k 为截止频率。不同的 α 表示噪声模型， $\alpha = -2, -1, 0, +1, +2$ 分别对应着随机游走噪声、闪烁频率噪声、白频率噪声、闪烁相位噪声、白相位噪声。

计算相对起伏 $y(t)$ 的功率谱密度 $S_y(f)$ 时，将 $y(t)$ 截短得：

$$y_T(t) = \begin{cases} y(t) & |t| \leq T/2 \\ 0 & |t| \geq T/2 \end{cases} \quad (1-14)$$

设 $Y_T(f)$ 是 $y_T(t)$ 的傅里叶变换，则 $y_T(t)$ 的功率谱密度 $S_y(f)$ 为：

$$S_y(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |Y_T(f)|^2 \quad (1-15)$$

功率信号 $y(t)$ 的自相关函数定义为：

$$R_{yy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} y^*(t) y(t + \tau) dt \quad (1-16)$$

由傅里叶变化的性质可知，功率信号的功率谱密度为其自相关函数的傅里叶变换，即

$$S_y(f) = F(R_{yy}(t)) \quad (1-17)$$

其中， $F(\cdot)$ 表示傅里叶变换。

由 $S_y(f)$ 演算可得到频域的阿伦方差为：

$$\sigma_y^2(\tau, f_h) = 2 \int_0^{f_h} S_y(f) \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df \quad (1-18)$$

综上所述,阿仑方差解决了过去应用标准方差时存在的发散性和表征的不确定性的问题,即随着测量次数的增加和测量时间的延长,阿仑方差是收敛的。而且,阿仑方差是一种邻频相减的方差,便于实现自动的实时数据处理。另外,阿仑方差的曲线与噪声模型有一定的对应关系,因此还可以用阿仑方差来进行噪声源的噪声分析。但是,阿仑方差也有不完美的地方,如两个相邻频率测量值的差值不仅由噪声的随机起伏外引起,还应包含系统的频率漂移;在测量短时频率稳定度时,频漂可忽略不计,但对于长时间频率稳定度的测量时,频漂较大,不能忽略;阿仑方差作为频率稳定度的时域表征,但是难以测量 $\tau \leq 1ms$ 时的频率稳定度;其测量结果与测量系统的带宽有关,当待测频率源的带宽在测量系统的带宽范围内时阿仑方差的测量值才会准确。

1.4 激光频率稳定度的影响因素

单频激光的特点之一就是单色性好,即其线宽 $\Delta\nu$ 与频率 ν 的比值 $\Delta\nu/\nu$ 很小。由激光原理^[17]可知,自发辐射噪声引起的激光线宽极限确实很小,但由于各种不稳定因素的影响,实际激光频率的漂移远大于线宽极限。通过对各种不稳定因素的分析,可以定性认识激光频率变化。

当谐振腔内折射率均匀时,单频激光器输出的激光振荡频率为

$$\nu_q = q \frac{c}{2nL} \quad (1-19)$$

式中, q 为纵模序数, c 为真空中光速, n 为谐振腔内折射率, L 为谐振腔腔长。

从上式可以看出,谐振腔长度和腔内折射率的变化都会激光输出频率的变化

$$\Delta\nu_q = -qc\left(\frac{\Delta L}{2nL^2} + \frac{\Delta n}{2n^2L}\right) = -\nu\left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta n}{n}\right) \quad (1-20)$$

因此,对于单频激光器的稳频问题可以归结到如何设法保证谐振腔长度和腔内折射率的稳定。而引起激光频率漂移的因素主要有以下几个方面:

(1) 温度的变化

环境温度的起伏、激光光的发热等都会引起谐振腔几何长度的改变,一般有 $\alpha\Delta T = \frac{\Delta L}{L}$ 。其中, α 为谐振腔间隔材料的线性膨胀系数, ΔT 为温度的变化量, ΔL 为谐振腔长度的变化。 α 的大小与材料相关,所以稳频激光器尽量选择线性

膨胀系数小的材料。另外，温度的变化还会影响激光工作物质及谐振腔裸露于大气部分的折射率。因此，为使稳频激光器的输出频率漂移量降到最低，需要高精度的温度控制单元。

（2）大气的气压、湿度变化

对于外腔式激光器，设谐振腔长度为 L ，放电管长度为 L_0 ，则暴露在大气中的相对长度为 $(L-L_0)/L$ 。大气的气压、温度、湿度的变化都会引起谐振腔裸露在大气部分的折射率，从而引起激光输出频率的漂移。因此，应避免外腔式激光器的直接通风，且尽量减少暴露在大气部分的长度。

（3）机械振动

机械振动可以从地面或通过空气传递到谐振腔支架上，是引起谐振腔几何长度变化的重要因素，从而导致激光频率的不稳定。而激光器使用时常处在复杂环境下，如建筑物振动、车辆通行、声音嘈杂等，要实现激光频率的稳定输出必须采取良好的隔震措施。

（4）电磁场

为了降低温度对频率稳定的影响，激光谐振腔支架一般采用殷钢材料制成，而这种材料的磁致伸缩性质可能引起谐振腔长度的变化。因此，对于要求更高稳定度激光器来说，有必要考虑地磁场及周围电子仪器的散射场的影响，进而采取一定措施加以防范。

（5）内部噪声

除上各种外界环境变化会引起激光器长期频率不稳定外，激光器自身内部噪声也是影响其频率稳定的重要因素。比较显著的内部噪声包括：自发辐射噪声或量子噪声、激励电源及放电回路引起的噪声、放电管引起的噪声、内部反馈光等。

1.5 本文主要研究内容

本文的结构安排如下：

第一章：绪论。介绍了单频激光器频率稳定度测量技术的背景及意义，阐述了激光频率稳定度的定义及表征方式，分析了激光频率稳定性的影响因素，并给出了本文的主要研究内容。

第二章：总结了单频激光器频率稳定度测量的常见方法。分别给出了拍频法、

频率标准具法和光纤延时自外差法的工作原理，分析了各方法的测量精度，并比较了各方法的优缺点。

第三章：双光纤延时自外差法测量原理与分析。基于光纤延时自外差技术和相位解缠绕技术，提出了用较短的光纤延时线测量单频激光器频率漂移特性的双光纤延时自外差法，给出了该方法基本测量原理，并分析了测量精度的影响因素。

第四章：实验验证及实测结果分析。首先，利用双光纤延时自外差法对一台频率变化可知的调频激光器进行测量，实验验证了该方法的可行性；然后，利用搭建好的测量系统，对实验室现有的单频激光器的频率漂移特性进行了测量，得到的频率稳定度测量值与激光器出厂参数基本一致。

第五章：总结与展望。

第二章 单频激光器频率稳定度测量的几种方法及分析

本章主要介绍目前用于单频激光器频率稳定度测量的几种方法，如直接测量法、拍频法、频率标准具法、光纤延时自外差法等，阐述各方法的测量原理，分析测量精度并比较其优点与不足之处。

2.1 直接测量法

单频激光器的频率稳定度可直接通过测量激光波长(频率)的变化计算得到，目前，市场上已有现成的测量设备，如光谱仪、波长计等。但是，这类设备精度不高，只适用于测量频率稳定度较低的激光器。如 Thorlabs 公司生产的型号为 OSA201、OSA202 光谱仪，波长精度为 2 ppm，频谱分辨率为 7.5 GHz；Agilent 公司的 HP86120B、HP86120C 等波长计，波长精度为 2~5 ppm。此外，光谱仪或波长计的测量速度比较低，很难测量短时间内的频率稳定度。

2.2 拍频法

由于激光的可相干性，能使其频率降低到 GHz 甚至 MHz 量级，在一般探测器频率相应范围内，为频率稳定度的测量提供了拍频测量法^[21~24]。目前，拍频法是单频激光器频率稳定度测量最常用的方法，而且能得到较高的测量精度，其基本原理是：利用一台频率相同或相近的激光器与待测激光器进行光外差混合产生拍频，由频谱分析仪或频率计等分析拍频信号，可以得到待测激光器相对于另外一台激光器的频率稳定度，如图 2.1 所示。

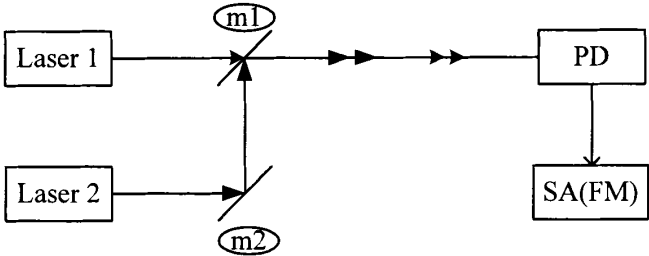


图 2.1 拍频法原理图

Fig 2.1 Principle diagram of beat frequency

图 2.1 中, Laser1 和 Laser2 分别为待测激光器和参考激光器, m1 和 m2 分别为半反半透镜和全反镜, PD 为光电探测器, SA 为频谱仪, FM 为频率计。

设待测激光器 Laser1 和参考激光器 Laser2 输出激光电场可表示为:

$$\begin{cases} E_1(t) = E_m \cos(2\pi f_m t + \varphi_m) \\ E_2(t) = E_r \cos(2\pi f_r t + \varphi_r) \end{cases} \quad (2-1)$$

其中, E_m 、 f_m 、 φ_m 分别为待测激光器的振幅、频率和初相位; E_r 、 f_r 、 φ_r 分别为参考激光器的振幅、频率和初相位。

当两束激光频率相同或相近 (即 $f_m \approx f_r$)、相位关系固定且在空间传播过程中近似重合地垂直入射到光电探测器上时, 能够产生拍频。此时, 光电探测器输出的光电流与两束激光的合成光强成正比, 即光电流为:

$$\begin{aligned} i(t) \propto I &= [E_1(t) + E_2(t)]^2 \\ &= E_1^2 \cos^2(2\pi f_m t + \varphi_m) + E_2^2 \cos^2(2\pi f_r t + \varphi_r) \\ &\quad + \frac{1}{2} E_1 E_2 \cos[2\pi(f_m + f_r)t + (\varphi_m + \varphi_r)] \\ &\quad + \frac{1}{2} E_1 E_2 \cos[2\pi(f_m - f_r)t + (\varphi_m - \varphi_r)] \end{aligned} \quad (2-2)$$

式中, 前三项为高频项, 超出了光电探测器响应频率, 只能对其功率进行平均。前两项在时间上的平均值为 $\frac{E_1^2 + E_2^2}{2}$, 第三项的平均值为零, 而第四项为差频项, 当其频率低于探测器截止频率时, 即有光电流输出:

$$i(t) \propto E_1^2 + E_2^2 + E_1 E_2 \cos[2\pi(f_m - f_r)t + (\varphi_m - \varphi_r)] \quad (2-3)$$

由此可见, 当两束相干激光同时入射到光电探测器光敏面时, 探测器输出光电流由直流项和差频振荡的交流项构成。其中, $\Delta f = f_m - f_r$ 为拍频频率, 故将上式的交流项称为拍频项。频谱仪或频率计均可对此拍频项产生响应, 频谱仪输出电压正比于拍频信号的谱密度, 频率计计数即为拍频频率。

如果参考激光器 Laser 2 的频率稳定度相对于待测激光器 Laser1 高得多, 可认为 Laser2 频率基本不变, 将其作为标准频率 f_0 , 即 $f_0 \approx f_r$, 则拍频信号频率 $\Delta f = f_m - f_0$ 。可见, 拍频信号频率的变化主要由待测激光器的频率漂移引起, 待测激光器相对于参考激光器的频率稳定度为 $\Delta f / f_0$ 。

采用统计的 Allen 方差描述待测激光器的频率稳定度，设在相同的运转条件下先后测得拍频信号的频率为 $\Delta f_1, \Delta f_2, \Delta f_3 \cdots \Delta f_N$ ，下标 N 为取样测量次数，则拍频信号的双取样方差 $\sigma^2(2, \tau)$ 为：

$$\sigma^2(2, \tau) = \sum_{i=1}^N \frac{(\Delta f_{i+1} - \Delta f_i)^2}{2N} \quad (2-4)$$

式中， Δf_{i+1} 、 Δf_i 分别为在取样平均时间 τ 内两个相邻拍频信号的频率。

拍频信号频率稳定度的双取样 Allen 方差 $S_y(\tau)$ 为：

$$S_y(\tau) = \frac{\sqrt{\sigma^2(2, \tau)}}{f_0} = \frac{1}{f_0} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta f_{i+1} - \Delta f_i)^2}{2N}} \quad (2-5)$$

由于各种类型激光器采用不同的的发光机制，导致其光谱特性有较大的差异，因此目前激光的拍频实验研究，通常使用同一个激光的两个纵模^[21-22]，或同类型的两个独立激光器^[23]，当然也有不同类型激光器拍频实验的相关报道^[24]。

从拍频法测量原理可知，拍频信号的频率不稳定性来源于两台激光器。因此，拍频法需要一台与待测激光器相比具有更高稳定度的参考激光器^[25-28]。根据文献[23]中公式推导结果，拍频信号稳定度与参考激光器和待测激光器稳定度三者满足平方和关系，即：

$$S_y^2(\tau) = S_m^2(\tau) + S_r^2(\tau) \quad (2-6)$$

式中， $S_y(\tau)$ 为拍频信号的频率稳定度， $S_m(\tau)$ 、 $S_r(\tau)$ 分别为待测激光器和参考激光器的频率稳定度。

根据文献[29]的定义，参考激光器引入的测量相对误差 γ 为：

$$\gamma = \frac{S_y(\tau) - S_m(\tau)}{S_y(\tau)} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + [S_r(\tau) / S_m(\tau)]^2}} \quad (2-7)$$

由相对误差 γ 相对于 $S_r(\tau) / S_m(\tau)$ 的变化曲线可知，只有当参考激光器的频率稳定度高于被测激光器至少 3 倍以上，测量结果就才具有足够的精确度，但是如果被测激光器本身就具有极高的稳定度（如 I_2 稳频的激光器），要寻找一个 3 倍优于被测激光器的参考源是比较困难的，而且高稳定度的参考激光器造价昂

贵,使得整个稳定度测量系统的成本非常高。除此之外,拍频法对两个独立光源频率稳定性和频率匹配及工作环境的要求极其苛刻,因而这样的系统不适合于普通的实验室,常见于计量机构与激光器生产商。

2.2 频率标准具法

(1) F-P 标准具/干涉仪

法珀腔 (Fabry-Perot cavity) 干涉仪主要由平行放置的两块平板所组成,与基于双光束干涉原理的迈克尔逊干涉仪不同,F-P 干涉仪基于多光束干涉原理,其示意图和原理图分别如图 2.2(a)和(b)所示。

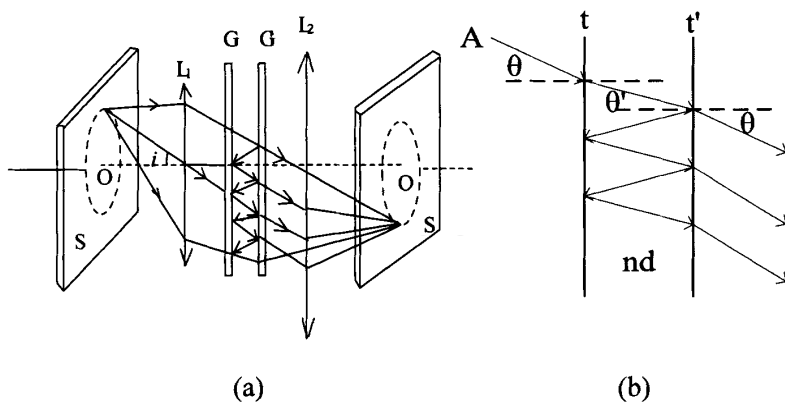


图 2.2 法珀干涉仪 (标准具) [30]

(a)为示意图 (b)为原理图

Fig 2.2 F-P interferometer (etalon) [30]

(a)Schematic diagram and (b)Principle diagram

图 (a) 中,在两个板相向的平面 G 和 G' 上镀有薄银膜或其它反射率较高的薄膜。若两平行平面的间隔可以改变,则称为 F-P 干涉仪;若间隔固定不变,则称为 F-P 标准具。面光源 S 放在透镜 L_1 的焦平面上,使许多方向不同的平行光束入射到干涉仪上,在 GG' 间作来回多次的反射,最后透射出来的平行光束在第二透镜 L_2 的焦平面上形成同心圆形的等倾干涉条纹。

图 (b) 表示一振幅为 A 、入射角为 θ (折射角为 θ') 的光束经 F-P 腔多次反射和透射。设两个平行面板的透射系数分别为 t 和 t' , 反射面反射系数均为 r ,

则最终从后表面 G' 相继透射出来的各光束的振幅依次 Att' , $Att'r^2$, $Att'r^4$, $\dots$ 。

这些透射光束都是相互平行的，如果一起通过透镜 L_2 ，则在焦平面上形成薄膜干涉条纹，每相邻两光束在到达透镜 L_2 的焦平面上的同一点时，彼此的光程差值为 $\delta = 2nd \cos \theta$ ，由此引起的位相差为

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos \theta \quad (2-8)$$

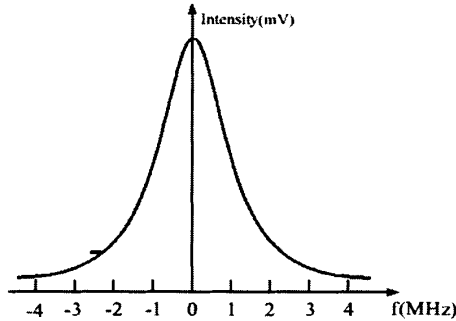
式中， n 、 d 分别为腔内折射率和腔长。若第一束透射光的初位相为零，则各光束的位相依次为 0 , φ , 2φ , $3\varphi \dots$ 。

因此，各级透射光的振幅以等比级数（公比为 r^2 ）而依次减小（因 $r^2 < 1$ ），而位相则以等差级数（公差为 φ ）而依次增加。基光的干涉理论和公式

$tt' = 1 - r^2 = 1 - R$ ，可求得 F-P 腔的透射光强 $I(\lambda)$ 入射光强 I_0 的比值为^[30]：

$$T(f) = \frac{I(\lambda)}{I_0} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \cdot \sin^2(2\pi nd \cos \theta \cdot f)} \quad (2-9)$$

当 R 值一定时，透射函数图形如图 2.3 所示。



2.3 F-P 腔理论透射曲线^[31]

Fig 2.3 The theoretical transmission curve of F-P cavity

由以上分析可得 F-P 腔技术参数^[31]：（1）自由光谱区表示两个相邻纵模的频率间隔，其值决于 F-P 腔的腔长 d 和两镜间介质的折射率 n ： $\Delta \nu_{FSR} = c / 2nd$ ；（2）线宽 Δ 定义为在透射峰的半高处的全宽度 (FWHM)， $\Delta = c(1-R) / 2nd\pi\sqrt{R}$ ；（3）精细度 F 是用以度量光学谐振腔的损耗大小的量， $F = \Delta \nu_{FSR} / \Delta = \pi\sqrt{R} / (1-R)$ 。

因此，在激光输出中心频率附近，干涉仪的一个自由光谱区范围内，腔长对

应唯一的谐振频率

$$f = \frac{c}{\lambda} = m \cdot \frac{c}{2nd \cos \theta'} \quad (2-10)$$

一般地, 激光垂直 F-P 腔平板入射, 即有 $\theta = \theta' = 0$, 则上式可简化为:

$$f = m \cdot \frac{c}{2nd} \quad (2-11)$$

式中, m 为干涉条纹的级数, c 为真空中的光速, n 、 d 分别为 F-P 腔内折射率和腔长。

由公式 (2-9) 可知, 激光频率 f 和腔长 d 存在一一对应的关系, 则 F-P 标准具和 F-P 干涉仪均可以用来测量激光频率的稳定度。

F-P 标准具常用于单频激光器的稳频^[32], 同时也可作为频率参考测量激光器的稳频效果。待测激光器输出激光输入到共焦 F-P 标准具中, 一台示波器被用来显示共焦 F-P 标准具的共振透射窗信息, 通过提取共振传递窗位置的变化, 可以获得激光器的频率稳定度。Ibrahim Ozdur 等^[33]用精细度为 1000 的 F-P 标准具作为频率参考测量连续波激光器的频率稳定度, 达到 3.5 kHz 的光频分辨率, 但同时指出该方法激光频率测量局限在标准局的谐振半宽范围内。

对于 F-P 干涉仪, 如果使用压电陶瓷控制干涉仪的腔长实现扫描测量, 则可以看到探测器测量得到的信号极大值对应的扫描电压会发生变化。用示波器观察, 表现为扫描电压锯齿波信号相对于探测器信号电压的漂移。通过提高示波器的显示灰度, 可以将一定时间内的漂移转化成一条很宽的曲线, 读取曲线的宽度可以估计激光输出的不稳定度 $S_v(\tau)$, 表达式为^[34]:

$$S_v(\tau) = \frac{\Delta U(\tau)}{\Delta U_f} \Delta \nu \quad (2-12)$$

式中, $\Delta U(\tau)$ 为扫描电压的变化, ΔU_f 为探测信号的电压变化, $\Delta \nu$ 为干涉仪自由光谱区。

利用 F-P 干涉仪测量单频激光器的频率稳定度, 对探测器件的要求相对较低, 测量系统相对简单, 实验方法简便易行。但是, 该方法也有比较明显的局限性和不足之处。比如, 其不能实现快速和短期频率稳定度的测量, 这是因为 F-P 干涉仪一般需要几秒甚至更长的观察时间, 因此使用该方法只能用于测量单频激

光器输出激光的长期频率稳定度。另外，从测量原理可以看出，F-P 腔长的变化对测量精度的影响至关重要，而 F-P 腔对温度、气流等外界环境的变化极其敏感，因此利用 F-P 干涉仪来测量单频激光器的频率稳定度对环境条件要求较高，环境的变化会带来很大的测量误差，进而降低了测量的精度和准确度。

(2) 光频梳

光学频率梳（简称“光频梳”）是一些离散的、频率等间距的像梳子一样形状的光谱。在光学领域，光频梳就像一把“光尺”，能够对光学频率实现极其精密的测量。光频梳由“锁模激光器”产生，是一种超短脉冲激光。超短脉冲的载波由单一频率的光构成，这种光会在光谱上显示为一条竖线，表示只存在该频率的光波。

1999 年，德国马普量子光学研究所的 T.W.Hansch 教授领导的科研小组首次提出飞秒光梳技术^[35]，他们采用锁模飞秒脉冲激光技术和光子晶体光纤技术^[36]，将光学频率与铯原子微波频率直接连接了起来，实现了所有光学频率（从红外到可见光）的直接测量。飞秒锁模的光频梳为微波与光频之间、不同光频标之间相互对比提供了很好的工具，使得光频测量和光频标的研究有了突破性进展。

飞秒光梳的基本工作原理为：飞秒锁模激光器输出的锁模激光在时域表现为周期性的光脉冲序列，如图 2.4（a）所示，实线表示脉冲序列的载波，虚线表示周期性脉冲的波包，为脉冲波包与载波绕行共振腔一次所产生的相位差。分析该光脉冲序列，对其时域场进行傅里叶变换，得到频谱图如图 2.4（b）所示。

设单一脉冲场的数学表达式为： $E(t) = \hat{E}(t)e^{i\omega_c t}$ ，其中 $\hat{E}(t)$ 表示波包的振幅， $e^{i\omega_c t}$ 表示频率为 ω_c 的载波。基于此，光脉冲序列可表示为：

$$E(t) = \sum_n \hat{E}(t - n\tau) e^{j[\omega_c(t - n\tau) + n\Delta\phi]} \quad (2-13)$$

其中， $\tau = 1/f_{rep}$ 为脉冲序列的周期。对（2-11）式作傅里叶变换可得：

$$E(\omega) = \sum_n e^{jn(\Delta\phi - \omega\tau)} \hat{E}(\omega - \omega_c) \quad (2-14)$$

而锁模激光为各不同模能激光的同相叠加，故各模能之间的相位差为 2π 的整数倍，即 $|\Delta\phi - \omega\tau| = 2\pi$ ，由此可得光频梳任意频率值的表达式：

$$f_n = n f_{rep} + \delta \quad (2-15)$$

式中, n 为任意整数, f_{rep} 为飞秒激光器的脉冲重复频率, δ 为光频梳中所有模的共有系统频移。

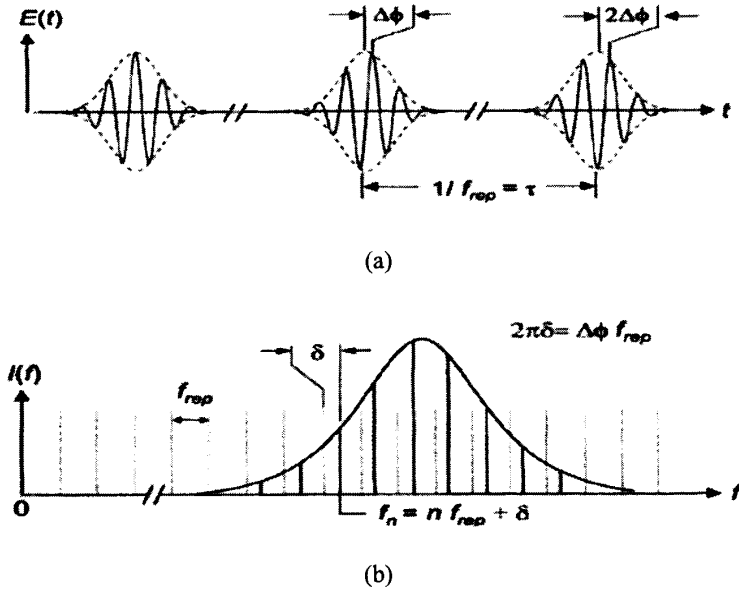


图 2.4 飞秒光梳

(a) 时域图 (b) 频域图

Fig 2.4 Femtosecond optical comb.

(a) time-domain waveform and (b) frequency-domain diagram

上式中, f_{rep} 、 δ 很容易测量得到, 将两者锁定到频率标准上就可以直接测量激光的频率。具体实现方法是: 将待测激光器的输出光与光频梳中合适的梳齿进行拍频, 通过测量拍频信号的频率即可得到待测激光的频率值, 进而可用于频率稳定度的测量。

光频梳直接建立了光波频率基准与微波频率基准的联系, 锁定至微波频率基准的光频梳相比现有稳频激光器具有更高的频率稳定度, 且可实现从红外到可见光范围所有光学频率的直接绝对测量, 有望成为取代现有稳频激光的下一代频率标准^[37]。光频梳的出现解决了光学频率直接精密测量的问题, 使得激光频率测量结果可直接溯源至具有更高精确度的时间频率标准, 而这只需要一台锁模飞秒脉冲激光器。但是, 利用该方法测量单频激光器的稳定度要达到足够的精度对仪器

的要求很高，而且测量精度要求越高所需的测量系统越复杂，成本也会相应大大提高。

2.3 光纤延时自外差法

前两小节提到，拍频法需要一台具有更高频率稳定度的参考激光器，频率标准具法也有其测量范围的局限性，而且这两种测量系统的复杂性也大大增加了测量成本。为避免使用这样的参考激光器或频率标准具，近年来更多研究人员利用光纤延时自拍频原理测量单频激光器的频率稳定度。

光纤延时自外差技术是由 T. Okoshi 等人^[38]在 1980 年首次提出，最初用于激光器线宽的测量，能获得很高的频率分辨率。此后，国内外研究人员报道了大量利用光纤延时自外差法测量激光线宽的研究^[39-48]。

它实际是对两个单频激光器直接外差进行拍频的改进，即将一个待测激光器输出激光分成延时不同的两路，经过较长光纤延时线的一路称为信号光，经过较短光纤传输的一路称为参考光。然后两路光进行外差，利用外差信号的频谱特性来测量线宽。由于信号光和参考光来源于同一台激光器，因而这种测量系统工作在零拍状态，即所得到的光电流谱线的中心频率在零频附近，称为延时零拍自外差法，其测量系统如图 2.5 所示。

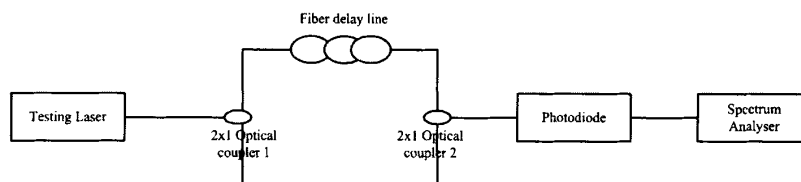


图 2.5 延时零拍自外差法原理图

Fig 2.5 Functional diagram of delayed zero frequency self-heterodyne

延时零拍自外差^[39-40]不使用声光调制设备，光路系统非常简单，同时减小了传输光的损耗，有利于测量系统的集成和小型化，节约了成本。但是，由于整个系统工作在零频附近，较容易引入由于周边环境引起的变动，如空气的微振动和温度的细微变化等因素带来的影响，使得整个仪器对环境的要求比较高^[41]。为避免上述原因所引起的系统误差，一般采用延时非零拍自外差法，如图 2.6 所示。

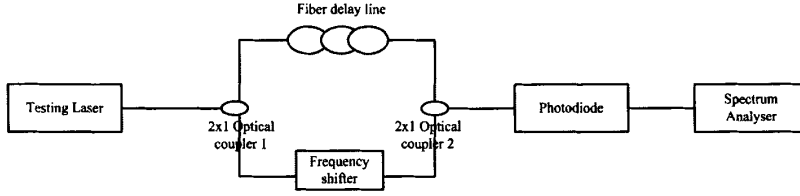


图 2.6 延时非零拍自外差原理图

Fig 2.6 Functional diagram of delayed none-zero frequency self-heterodyne

延时非零拍自外差法与零拍法的区别之处在于在参考光路中加入了移频器件（如声光移频器），使信号光和参考光产生了一定的频率差，这样外差后拍频位于非零频的中频附近，避免了周边环境对系统带来的低频干扰，降低了系统误差，提高了测量精度。

光纤延时非零拍自外差法测量激光器线宽基本原理如下：待测激光器输出激光经分束器分为两束，其中一束通过声光移频器 AOFs 频移后在较短的光纤内传输，另外一束通过一根很长的单模光纤，其长度可自行选择。两束激光经耦合器合束后用光电探测器接收，探测器输出的光电流（即自拍频信号）可分别通过示波器和频谱仪来观测其时域波形和频谱图。

单模激光可认为是一个有相位扰动振幅稳定的准单色电磁场，应用相干的理论，探测器上的总电场为两束激光的电场合成：

$$E_d(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi(t)) + \alpha E_0 \cos[(\omega_0 + \Omega)(t - \tau) + \varphi(t - \tau)] \quad (2-16)$$

式中， E_0 为激光振幅， α 为两路光振幅之比， ω_0 为激光的角频率， τ 为其中一根光纤相对于另一根光纤的延迟时间， Ω 为激光的频率波动， φ 为相位随时间的变化函数，代表了相位的随机波动。

探测器输出光电流强度为：

$$I_d(t) = E_d(t) \cdot E_d^*(t) \quad (2-17)$$

光电流的自相关函数为：

$$\gamma(\tau) = \langle E_d(t) E_d^*(t) E_d(t - \tau) E_d^*(t - \tau) \rangle \quad (2-18)$$

根据 Wiener-Khinchine 理论，对自相关函数进行傅立叶变换，可得光电流的功率谱密度为^[46]：

$$S(\omega, \tau) = \frac{1}{2} \alpha I_d^2 \frac{2/\tau_c}{(2/\tau_c)^2 + (\omega_0 - \Omega)^2 \tau_c^2} \left\{ 1 - e^{-|\tau|/\tau_c} \cdot [\cos(\omega_0 - \Omega)|\tau|] + \frac{\sin(\omega - \Omega)|\tau|}{(\omega - \Omega)|\tau|} \right\} \\ + \frac{1}{2} \alpha^2 I_d^2 \pi e^{-|\tau|/\tau_c} \delta(\omega_0 - \Omega) \quad (2-19)$$

由上式可知, 随着光纤延时时间 τ 的变长, 信号能量逐渐由表征相干特性的第二项 (δ 函数) 向表征线宽特性的第一项 (洛伦兹函数) 转移。L.E.Richter 等^[43] 的仿真计算结果表明, 要得到基本的洛伦兹线型来测量激光线宽, 光纤延时时间至少得超过相干时间 6 倍。当延时时间更长时, δ 函数影响逐渐消失, 信号展现为准洛伦兹线型, (2-17) 式变为:

$$S(\omega, \tau) = \frac{1}{2} \alpha^2 I_d^2 \frac{2/\tau_c}{(2/\tau_c)^2 + (\omega_0 - \Omega)^2 \tau_c^2} \quad (2-20)$$

$$\text{此时, 拍频谱的半高全宽 (FWHM) 为 } \Delta f_s = \frac{\Delta \omega_s}{2\pi} = \frac{2}{\pi \tau_c} \quad (2-21)$$

由公式 (2-20) 和 (2-21) 可知, 光纤延时自外差法测得的拍频谱也为洛伦兹线型, 并且线宽为激光线宽的两倍, 从而可以通过测量拍频谱的半高全宽得到激光器的实际线宽。

除了激光线宽, 光纤延时自外差法还被用来测量单频激光器的频率稳定度或频率漂移特性。2000 年, Jun Izawa 等^[49] 首次报道了利用光纤延时自外差法对 2 μm Tm, Ho:YLF 激光器短期频率稳定度测量的研究, 实验中采用 300 m 的光纤延时线, 延时 1.5 μs 。2008 年, 鞠有伦等^[50] 利用光纤延时零拍自外差法对单频激光器的短期频率不稳定性进行了测量, 获得了不同光纤延时长度和积分时间下的自拍频信号, 得出频率不稳定性度的测量结果, 并对激光频率不稳定性与激光线宽的关系进行了讨论。2014 年, Y. Zhi 等^[51] 利用同样的方法, 测量了 DFB 光纤激光器, 以外差光电流的形式给出了 100 s 内的频率漂移特性曲线, 并分析了测量精度与光纤延时长度的关系。

如图 1.4 所示, 利用光纤延时零拍自外差测量单频激光器的频率稳定度, 基本工作原理如下:

$$\text{设激光器输出激光表示为: } E_0(t) = E_0 \cdot \exp(j2\pi ft + \phi_0) \quad (2-22)$$

其中, E_0 、 f 、 ϕ_0 分别为激光的振幅、频率和初相位。

设激光在长光纤延时线和短光纤中传输时间分别为 τ_d 和 τ_c ，则光电探测器光敏面接收到的光场 $E_1(t)$ 和输出光电流 $i(t)$ 分别为：

$$E_1(t) = \alpha E_0 \cdot \exp[j2\pi f(t - t_d) + \phi_0] + \beta E_0 \cdot \exp[j2\pi f(t - t_c) + \phi_0] \quad (2-23)$$

$$i(t) = E_1(t) \cdot E_1^*(t) = M + \alpha\beta E_0^2 \cdot \cos[2\pi f(t_d - t_c)] \quad (2-24)$$

式中， α 、 β 为两路分光比， M 为常数，表示直流量。

一般地，用示波器观察光流信号 $i(t)$ 以电压 $u(t)$ 的形式给出，若长光纤延时线和短光纤的长度差为 Δl ，则有：
$$u(t) \propto \cos[2\pi \frac{n\Delta l}{c} \cdot f(t)] \quad (2-25)$$

式中， n 为光纤的折射率， c 为真空中的光速， $f(t)$ 表示激光频率是随时间变化的量。

由此可知，自外差信号的输出电压以余弦信号的形式显示，电压信号的频率便为两拍频光的频率之差，即光纤延时时间内的频率漂移。当 t_1 至 t_2 时刻激光的频率漂移满足 $2\pi \frac{n\Delta l}{c} [f(t_2) - f(t_1)] = 2\pi$ 时，频率漂移量 Δf 可表示为：

$$\Delta f = f(t_2) - f(t_1) = \frac{c}{n\Delta l} \quad (2-26)$$

从上式可以看出，激光频率漂移量的测量范围和测量精度取决于光纤延时线的长度差 Δl ^[51]。

2.5 本章小结

本章总结了目前用于单频激光器频率稳定度测量的几种方法，如直接测量法、拍频法、频率标准具法、光纤延时自外差法。直接测量法需要光谱仪或波长计的测量设备，测量精度低，适用于频率稳定度不高的普通激光器频率稳定度测量；拍频法需要一台更高频率稳定的激光器作为参考，但是普通实验室不具备这种复杂的超稳定激光器，而拍频信号的频率不稳定性来源于两台激光器，因此测量精度取决于参考激光器的稳定度；频率标准具法不需要高稳定度的参考激光器，测量精度由标准具的精度决定，其中光频梳具有很高的测量精度，有望成为下一代频率标准，但是该方法测量的频率局限在标准具的谐振半宽（自由光谱区）范围内，而且不适于快速或短期频率稳定度测量；光纤延时自外差法广泛用于激

光频率线宽或稳定度的测量，具有测量精度高、系统简单的优点，但是往往需要几千米甚至几十千米的光纤延时线，增加了测量成本，而且可能引起自拍频信号的不稳定和衰减。

第三章 双光纤延时自外差频率稳定度测量系统

从第二章的分析可知,与其他测量方法相比,光纤延时自外差法具有测量精度高、测量范围大、系统简单等优点。但是,为达到足够高的测量精度,该方法往往采用几百米甚至上千米的光纤延时线,使测量系统造价很高及激光信号不稳定和衰减。为解决这一问题,本章基于光纤延时自外差和相位解缠绕技术,提出了一种利用较短的光纤延时线测量单频激光器频率稳定度的方法,给出了该方法的测量原理并分析了测量精度的影响因素。

3.1 基本测量原理

双光纤延时自外差法测量单频激光器频率漂移的实验装置如图 3.1 所示。

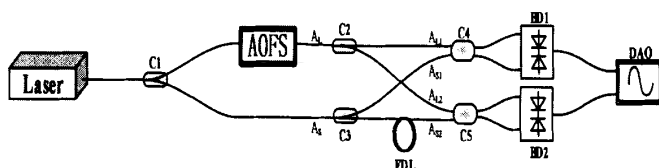


图 3.1 单频激光器输出频率漂移测量装置示意图

Fig 3.1 Experimental setup of frequency drift measurement on single frequency laser

图 3.1 中,待测激光器输出激光经光纤分束器 C1 分成两束,其中一束通过声光移频器 AOFS 移频(称为本征光),另一束直接在光纤中传输(称为信号光)。本征光和信号光分别再次经过 1×2 的 3 dB 光纤分束器 C2、C3 分成两束,两束信号光中的一束在光路中加入长度可调的光纤延时线 FDL。四束光两两经 2×2 的 3 dB 光纤耦合器 C4、C5 耦合输出后,分别由平衡外差探测器 BD1、BD2 转化为电信号,再由数据采集和处理系统(DAQ)进行采集、处理和输出显示。

设单频激光器输出光场表示为:

$$A(t) = A \cos(2\pi f_0 t + \varphi_0) \quad (3-1)$$

其中, A 、 f_0 、 φ_0 分别为激光振幅、频率和初位相。

设本征光 L 和信号光 S 传输到两平衡探测器 BD1、BD2 光敏面延时时间分别为 t_{L1} 、 t_{L2} 和 t_{S1} 、 t_{S2} ，则其接收的混合光场可分别表示为：

$$\begin{cases} A_1(t) = A_{L1} \cos[2\pi(f_0 + f_M)(t - t_{L1}) + \varphi_0] + A_{S1} \cos[2\pi f_0(t - t_{S1}) + \varphi_0] \\ A_2(t) = A_{L2} \cos[2\pi(f_0 + f_M)(t - t_{L2}) + \varphi_0] + A_{S2} \cos[2\pi f_0(t - t_{S2}) + \varphi_0] \end{cases} \quad (3-2)$$

其中， f_M 为声光移频器频移量。

本征光和信号光经平衡光电探测器进行光外差，输出射频光电流分别为^[52]：

$$\begin{cases} i_1(t) = M\alpha A_{L1} A_{S1} \cos\{2\pi[f_M t + f_0(t_{S1} - t_{L1}) - f_M t_{L1}]\} \\ i_2(t) = M\alpha A_{L2} A_{S2} \cos\{2\pi[f_M t + f_0(t_{S2} - t_{L2}) - f_M t_{L2}]\} \end{cases} \quad (3-3)$$

其中， M 、 α 分别为平衡探测器的放大倍率和光电转换效率。

两光电流信号初相位作差：

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= [f_0(t_{S2} - t_{L2}) - f_M t_{L2}] - [f_0(t_{S1} - t_{L1}) - f_M t_{L1}] \\ &= 2\pi[f_0(t_{S2} - t_{S1} + t_{L1} - t_{L2}) + f_M(t_{L1} - t_{L2})] \end{aligned} \quad (3-4)$$

令 $\Delta t = t_{S2} - t_{S1} + t_{L1} - t_{L2}$ ， $\Delta\tau = t_{L1} - t_{L2}$ ，(3-4) 式可简化为：

$$\Delta\varphi = 2\pi(f_0 \Delta t + f_M \Delta\tau) \quad (3-5)$$

由于激光频率 f_0 的漂移，故将 f_0 写成变量 $f_0(t)$ 时有：

$$\Delta\varphi(t) = 2\pi f_0(t) \cdot \Delta t + \phi \quad (3-6)$$

其中， $\phi = 2\pi f_M \Delta\tau$ 为常量。则由上式可反演出激光的频率变化，即

$$f_0(t) = \frac{\Delta\varphi(t) - \phi}{2\pi \cdot \Delta t} = \frac{1}{2\pi \Delta t} \Delta\varphi(t) + \phi' \quad (3-7)$$

其中， $\phi' = -f_M \Delta\tau / \Delta t$ 为常量，不影响激光频率随时间的变化趋势。

由 (3-7) 式可以看出，通过测量两光外差信号的初相位之差随时间变化曲线 $\Delta\varphi(t)$ 即可反演出激光的频率漂移特性曲线 $f_0(t)$ 。

3.2 数据采集处理与相位解缠绕

图 3.1 中平衡光电探测器输出的外差光电流信号是连续的模拟信号，而采集卡或数字示波器采样到的是离散的数字信号。在极短的数字采样时间内（远小于

$1\mu s$), 可认为激光的频率值 f_0 和相应的光外差信号初相位差值 $\Delta\varphi$ 保持不变, 表示为连续采样时的一个“采样点”。将这些离散的采样 $\Delta\varphi$ 按时间顺序连接起来, 即得到 $\Delta\varphi$ 随时间的变化曲线 $\Delta\varphi(t)$ 。

数据处理部分是在 Matlab 环境下进行的, 平衡探测器输出外差光电流信号取初相位的具体做法是: 先对采集到的“采样点”信号作 Hilbert 变换运算, 然后使用 `unwrap (angle())` 函数处理得到线性相位, 最后经线性拟合函数 `polyfit` 计算出两光电流信号的初相位。

当利用 Matlab 的 `angle` 函数计算复信号的相位时, 运算后的相位值均落在 $[-\pi, \pi]$ 的主值区间内, 称为缠绕相位^[53]。MATLAB 中信号相位的解缠绕^[54]可通过解缠绕函数 `unwrap` 对主值序列作适当处理来实现, 即先决判断相位主值序列的不连续点, 比较不连续点处相邻两离散点的差值, 如果差值超过 π 时, 自动加减 2π 的整数倍, 使前后两离散点差值小于 π 。

下面以标准余弦信号为例仿真, 直观说明 `unwrap` 函数的作用。

设标准余弦信号 $E(t) = \cos(2\pi ft + \pi/4)$, 其中 $f = 55\text{MHz}$ 。当采样率 S_a 为 $S_a = 2.5 \times 10^9$, 采样点数为 $N = 500$ 时, 对其作希尔伯特变换 (Hilbert Transform) 运算后, 直接用 `angle` 函数得到的缠绕相位和经 `unwrap` 函数处理得到的解缠相位, 分别如图 2.2 (a) 和 (b) 所示。

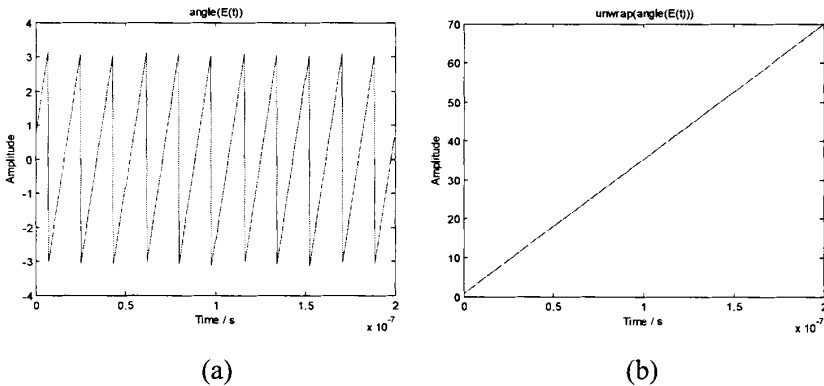


图 3.2 (a)、(b)分别为缠绕相位和解缠相位

Fig 3.2 The wrapped phase (a) and unwrapped phase (b)

从图 (a) 中可以看出, angle 函数取其相位结果限制在 $[-\pi, \pi]$ 之间, $\pm\pi$ 值为相位曲线的拐点; 而再经过 unwrap 函数处理的作用是, 当出现由 π 跳变到 $-\pi$ 或者由 $-\pi$ 跳变到 π 时会相应加减 2π , 实现相角的累积 (展开), 恢复本来的相位随时间的变化曲线, 如图 (b) 所示。换句话说, unwrap 函数处理 (连接) 离散数据点时, 下一个离散点数值是基于上一个离散点数值的, 即会有差值是否超过 π 的判断。

数据处理部分, 光外差电流信号的初相位为落在主值区间内的相对值, 因而两初相位差值 $\Delta\varphi$ 为落在区间 $[-2\pi, 2\pi]$ 的缠绕相位。同样地, 对于离散的相位值 $\Delta\varphi$, 也可以用 unwrap 函数连接起来, 从而恢复本来相位随时间的变化曲线。但特别需要注意的是, 使用 unwrap 函数时, 采样步长不超过 π , 即相邻两 $\Delta\varphi$ 的值不能超过 $\pi \text{ rad}$ 。这时, 若出现超过 π 的情形, 则被认为是相位缠绕引起的跳变作相应的处理, 从而准确恢复本来的变化趋势。

因此, 数据处理时得到公式 (3-6) 或 (3-7) 所描述准确曲线的关键是使用 unwrap 函数进行相位解缠绕并满足条件:

$$\delta(\Delta\varphi) = 2\pi \cdot \delta(f_0) \cdot \Delta t \leq \pi \quad (3-8)$$

式中, $\delta(\cdot)$ 表示相邻两离散点的变化量。

由此, 得到光纤延时长度的取值范围:

$$L = \frac{c \cdot \Delta t}{n} \leq \frac{c}{2n|\delta(f_0)|_{\max}} \quad (3-9)$$

上式中, n 为光纤折射率, $|\delta(f_0)|_{\max}$ 为采样间隔时间内激光器输出频率的最大变化量。

3.3 频率稳定度测量精度的影响因素分析

第一小节基本工作原理部分, 没有考虑声光移频器和光纤延时线的稳定性对测量精度的影响, 即认为声光移频器移频量 f_M 和光纤延时差 Δt 、 $\Delta \tau$ 均为常量。若将其考虑在内, 则公式 (3-6) 式需改写为:

$$\Delta\varphi(t) = 2\pi[f_0(t) \cdot \Delta t(t) + f_M(t) \cdot \Delta\tau(t)] \quad (3-10)$$

对上式两边取微分得：

$$\delta(\Delta\varphi) = 2\pi[\delta(f_0) \cdot \Delta t + f_0 \cdot \delta(\Delta t) + \delta(f_M) \cdot \Delta\tau + f_M \cdot \delta(\Delta\tau)] \quad (3-11)$$

式中， $\delta(\cdot)$ 表示变化量。

由（3-11）式可以看出， $\Delta\varphi$ 的变化量由四个部分组成：激光频率 f_0 漂移、移频器频移量 f_M 漂移及两个光学延时的变化。要通过相位差 $\Delta\varphi$ 的变化量反演出激光频率 f_0 的漂移量，有必要讨论其余三部分对测量结果和精度的影响。

3.3.1 移频器稳定度对测量精度的影响分析

声光移频器的引入是为了获得稳定的自外差信号，使得通过自外差信号相位分析激光的频率漂移特性成为可能。另外，两路光外差信号的相位作差进一步减小了声光移频器带来的相位误差。

考虑引入声光移频器对测量精度的影响，即估算（3-11）式的第三项对相位差变量的贡献。移频器件驱动频率 f_M 由电子学方法产生，一般为几十兆赫兹，稳定度很高，达 10^{-5} 量级。而测量系统中 $\Delta\tau = t_{L1} - t_{L2}$ ，其中 t_{L1} 和 t_{L2} 分别为 1×2 光纤分束器的两臂延时，两臂近似等长，即满足条件： $c\Delta\tau / n \ll 1mm$ 。

估算时，令 $f_M = 55MHz$ ， $\delta(f_M) / f_M = 5 \times 10^{-5}$ ， $c\Delta\tau = 0.5mm$ ，则有：

$$2\pi\delta(f_M) \cdot \Delta\tau = 2\pi \times 55 \times 10^6 \times 5 \times 10^{-5} \times \frac{0.5 \times 10^{-3}}{3 \times 10^8} \approx 2.9 \times 10^{-8} (rad) \quad (3-12)$$

可见，高稳定度的声光移频器对相位差 $\Delta\varphi$ 的变量贡献很小，可忽略不计。

因此，（3-11）式可化简为：

$$\delta(\Delta\varphi) = 2\pi[\delta(f_0) \cdot \Delta t + f_0 \cdot \delta(\Delta t) + f_M \cdot \delta(\Delta\tau)] \quad (3-13)$$

另外，频率稳定度测量装置中有 $\Delta t \gg \Delta\tau$ ，则 $\delta(\Delta t) \gg \delta(\Delta\tau)$ 。而且，激光频率远远大于声光移频器频移量，即 $f_0 \gg f_M$ 。因此，上式中第三项与第二项相

比可忽略不计，公式（3-13）可再次化简为：

$$\delta(\Delta\varphi) = 2\pi\delta(f_0)\Delta t + f_0\delta(\Delta t) \quad (3-14)$$

3.3.2 光纤延时线因素对测量精度的影响分析

光线延时线 L 因素表现为两部分：长度（即 Δt ）及长度的变化（即 $\delta(\Delta t)$ ）。

对于光纤延时线长度 L ，由（3-9）式得到：

$$|\delta(f_0)|_{\max} \leq \frac{c}{2nL} \quad (3-15)$$

上式表明：（1）在采样时间间隔确定的情况下，激光器的频率稳定度越差（表现为 $|\delta(f_0)|_{\max}$ 越大），测量所需光纤延时线长度 L 越小；激光器的频率稳定度越好（表现为 $|\delta(f_0)|_{\max}$ 越小），测量所需光纤延时线长度 L 越长。（2 若已知激光器的频率稳定性（ $|\delta(f_0)|_{\max}$ ）范围，光纤延时线长度 L 范围就被确定下来；只要长度在该取值范围内，就不影响测量结果。

因此，在实际测量过程中，光纤延时线的长度需根据（3-9）或（3-15）式进行选择。

对于光纤延时线的长度变化 $\delta(\Delta t)$ ，由于实验中光纤置于隔振平台上，外部环境引起光纤的机械振动可以忽略。光纤延时差 Δt 的变化主要受温度影响，有：

$$\frac{c \cdot \delta(\Delta t)}{c \cdot \Delta t} = \alpha \cdot \delta T \quad (3-16)$$

式中， c 为真空中光速， α 为光纤热膨胀系数，一般有 $\alpha \leq 10^{-6} / K$ ， δT 为光纤温度的变化量。

为尽量减小延时差的变化，可将光纤置于恒温环境（如恒温室）中。如果恒温环境温度 $T=298K$ ，1h 内光纤延时线环境温度变化为 $\delta T=0.1K$ ，采样间隔为 1s，则有：

$$\frac{c \cdot \delta(\Delta t)}{c \cdot \Delta t} = \alpha \cdot \delta T \leq \frac{10^{-6}}{K} \times 0.1K \times \frac{1s}{3600s} \approx 2.8 \times 10^{-11}$$

一般单频激光器的频率不稳定性 $\delta(f_0)/f_0 \gg 10^{-10}$ ，即满足条件：

$$\delta(f_0) \cdot \Delta t \gg f_0 \cdot \delta(\Delta t) \quad (3-17)$$

因此, (3-14) 式可进一步写成:

$$\delta(\Delta\varphi) = 2\pi \cdot \delta(f_0) \cdot \Delta t \quad (3-18)$$

即相位差变化量只与激光器频率漂移量有关。

3.4 本章小结

本章基于光纤延时自拍频技术和相位解缠绕技术, 提出双光纤延时自外差法测量单频激光器的频率稳定度, 给出了基本测量原理, 并分析了声光移频器的稳定度及光纤延时线的长度和稳定性对测量精度的影响, 得出可通过测量计算双光纤延时自外差信号的相位差反演出激光器频率漂移的结论。

第四章 实验验证和实测结果分析

上一章提出了采用双光纤延时自外差测量单频激光器频率漂移的方法，并给出了相应的理论分析。本章将设计实验验证该方法的可行性，同时利用该方法实测一台现有单频激光器并对其性能作简要分析。

4.1 验证实验方案

要验证单频激光器频率漂移特性测量方法的可行性，最直接的办法是找一台频率变化可知的单频激光器作为待测激光器。显然，这种方法是行不通的，因为任何单频激光器的输出激光频率都是随机起伏的，而且不同时间、地点、环境下测量结果也是不同的。虽然利用单频激光器来验证不可行，但是由于频率漂移本质上是激光器频率随时间推移的缓慢变化，因而可以采用频率变化容易获知的调谐激光器来模拟单频激光器的频率漂移，由此验证测量方法的可行性。

基于上述考虑，我们设计了如下实验验证方案，如图 4.1 所示。

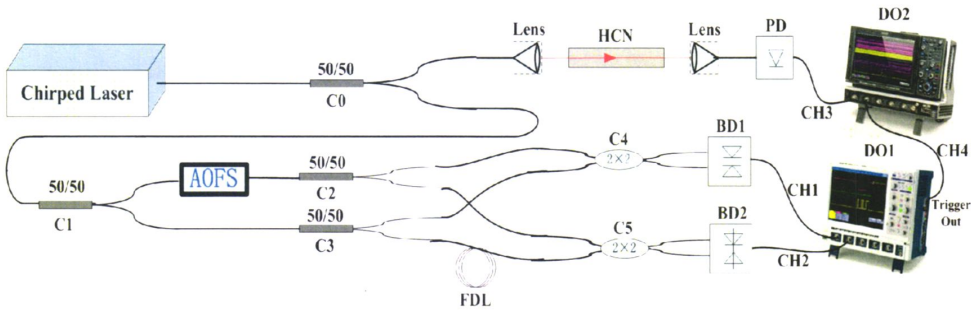


图 4.1 频率漂移测量实验验证装置图

Fig 4.1 Verification setup of frequency drift measurement

4.1.1 器件的选择

待测激光器：待测激光器为一台 $1.55\mu\text{m}$ 波段的可调谐激光器，其输出波长范围为 $1520\text{nm} - 1570\text{nm}$ ，扫描速率为 $1\text{nm/s} - 100\text{nm/s}$ ，可用来模拟单频激光器

的频率漂移。

HCN 气体吸收池：能吸收特定波长的光（吸收峰范围 $1525nm-1565nm$ ），形成波长吸收谱线，用来监测调谐激光器波长随时间的变化曲线，从而得到调谐激光器输出激光频率随时间变化关系曲线。

声光移频器(AOFS)：射频驱动频率 $f_M=55\text{ MHz}$ ，即将外差信号的频率搬移到 55 MHz 附近，其稳定度为 1.5×10^{-5} 。

光纤元器件：C0~C3 为四个 1×2 光纤分束器、C4 和 C5 为两个 2×2 光纤耦合器，每个 1×2 光纤分束器的两个输出臂近似等长（长度差 $<1mm$ ），每个 2×2 光纤耦合器的两个输入臂和两个输出臂也分别近似等长（长度差 $<1mm$ ）；FDL 为 Oz Optics 公司生产光纤延迟线，型号为 ODL-200，可手动调节间距为 $0\sim 25\text{ mm}$ ，分辨率为亚微米量级（ $<0.003ps$ ）。

探测器和信号采集：BD1、BD2 为两个同型号的高灵敏度 InGaAs PIN 平衡外差光电探测器；DO1、DO2 均为高速采样数字示波器，最高采样率分别为 16 GHz 和 2.5 GHz 。

4.1.2 验证实验装置

按图 4.1 所示，搭建了双光纤延时自外差法验证实验装置。调谐激光器输出激光经光纤分束器 C0 分为两路：其中一路光通过 $H^{13}C^{14}N$ 气体吸收池，输出光经光电二极管 PD 接收转换成光电流信号，由示波器 DO2 显示和记录该激光器的输出波长吸收峰谱线，并以此作为激光频率随时间变化标准；另一路光按图 3.1 所示光路传输，由示波器 DO1 采集两路光纤延时自外差信号，利用 Matlab 工具计算两路自拍频信号的相位差 $\Delta\varphi$ 随时间的变化曲线，并最终反演出激光频率随时间变化曲线。为保证两示波器同步采集，DO1 示波器的触发输出信号作为 DO2 示波器的触发信号。

实验中，调谐激光器产生的模拟漂移变化速度为 $1nm/s$ ，而示波器 DO1 采样存储时间，即两自拍频信号相位差采样时间间隔为 $\delta t = 0.15s$ ，则相应的激光漂移量为 $\delta(f_0) = \frac{c}{\lambda^2} \frac{d\lambda}{dt} \delta t = \frac{3\times 10^8}{(1.55\times 10^{-6})^2} \times 1\times 10^{-9} \times 0.15 \approx 18.7GHz$ 。为满足条件(3-9)，

要求光纤延时线长度 $L \leq 5.35\text{mm}$ ，对应的光纤延时差 Δt 不能超过 26.75ps 。通过调节光纤延时线长度，可使之满足上述要求。

4.2 光纤延时差 Δt （或长度差）的测量

根据公式（3-7）知，光纤延时线的长度是激光频率漂移量测量的关键参数。因此，首先对光纤延时线的长度即光纤延时差 Δt 值进行实际测量。

由于激光器的波长是线性变化的，当时间间隔很小时，激光器频率变化也近似线性。因此，直接用示波器将两路外差信号做差频时，差频信号的频率将为 $k\Delta t$ ，其中 k 为调频率。这样，光纤延时差 Δt 值即可以通过示波器测量很短时间内差频信号的频率和激光调频率得到。

光纤延时差测量实验中，激光器输出波长设置为 $1525\text{nm} - 1565\text{nm}$ ，扫描速率设置为 $100\text{nm}/s$ 。通过示波器 DO2 观察 CH3 通道激光吸收峰谱线和激光器同步输出电平信号，如图 4.2 所示，游标测量可以得出：一个扫描周期内， $\Delta x_1 = 742\text{ms}$ 的宽电平后为激光器正扫描时间， $\Delta x_2 = 454\text{ms}$ 的窄电平后为激光器负扫描时间。由此规律可知，利用激光器输出电平信号边沿（如宽电平下降沿）能够标定任意吸收峰谱线的位置。选择在其中两条谱线时间范围足测量，即可满足激光频率线性近似条件。

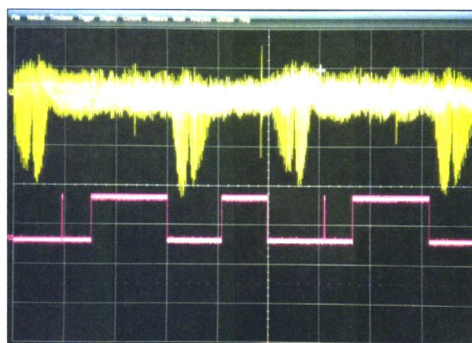


图 4.2 示波器 DO2 观察显示

Figure4.2 Display of oscilloscope DO2

为定位其中两条吸收峰谱线，实验时使用了第三台示波器 DO3，触发方式

设置为宽度触发，触发宽度 Δx 在 $(\Delta x_2, \Delta x_1)$ 区间范围内取值。每当激光器同步输出电平到达宽电平的下降沿时，示波器 DO3 就会触发一次，同时其 Trigger Out 端口输出一个窄脉冲。将该窄脉冲经延时器(由芯片 CD74HC221 制作)进行展宽，展宽后脉冲信号和 CH3 通道吸收谱线信号输入示波器 DO1，触发方式设置为下降沿触发，显示如图 4.3 所示。对比标准 HCN 吸收峰谱线，脉冲下降沿在位于 R6 线(对应波长 1537.90675 nm)和 R5 线(对应波长 1538.52305 nm)之间。

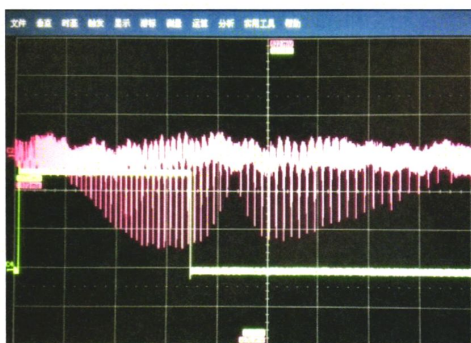


图 4.3 示波器 DO1 观察显示

Figure4.3 Display of oscilloscope DO1

示波器 DO1 也会在其 Trigger Out 端口输出一系列脉冲，将该触发脉冲信号输入示波器 DO2，并以此信号上升沿作为其触发条件。同时，将 CH1、CH2 两通道光外差信号在示波器 DO2 中直接做差频运算，如图 4.4 所示。图中上部为 R6 线和 R5 线，中部为示波器 DO1 触发输出脉冲上升沿，下部为差频信号。

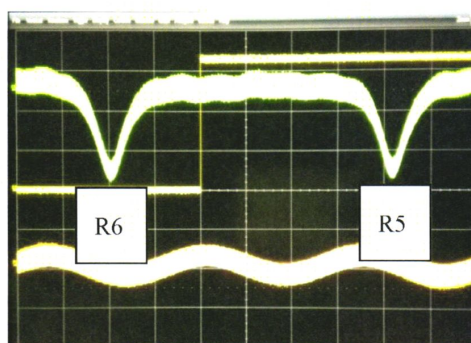


图 4.4 时间差 Δt 测量时示波器显示

Fig4.4 Oscilloscope display when measuring Δt

直接使用示波器的游标测量差频信号周期 T 及 R6 线与 R5 线时间间隔 $\Delta\tau$ 。连续测量 10 次，数据记录如表 1 所示。

表 1 示波器游标测量值

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
t1/ms	2.305	2.318	2.301	2.339	2.276	2.362	2.312	2.266	2.247	2.205
t2/ms	8.495	8.484	8.462	8.504	8.44	8.518	8.474	8.439	8.422	8.379
T/ms	3.321	3.419	3.4	3.486	3.528	3.586	3.475	3.592	3.496	3.454

表中，t1、t2 分别为 R6 线和 R5 线对应的时间坐标值，T 为差频信号的周期。

$$\text{根据公式: } k(i) = \frac{\Delta f}{\Delta\tau} = \frac{\frac{c}{\lambda_5} - \frac{c}{\lambda_6}}{t_2(i) - t_1(i)} \text{ 计算调频率, 而差频信号频率: } f(i) = \frac{1}{T(i)}。$$

其中， i 取值 1,2,3,...10。由二者关系式： $f(i) = k(i)\Delta t$ ，计算光纤延时差 Δt 的值。

取 10 次测量的均值，可得 $|\Delta t| \approx 23 \text{ ps}$ 。

4.3 频率漂移测量验证实验

实验中，各信号通道按图 3.1 所示连接，仪器参数设置如下：激光器输出波长 $1525 \text{ nm} - 1565 \text{ nm}$ ，扫描速率 1 nm/s ；示波器 DO1 采样率 2.5 GHz ，采样时间 $0.2 \mu\text{s}$ ；示波器 DO2 采样率 20 kHz ，采样时间 50 s 。MATLAB 程序远程控制示波器 DO1 采集光外差电流信号，其触发输出 Trigger Out 信号作为示波器 DO2 的触发信号，以保证上述两路信号实现同步采集。

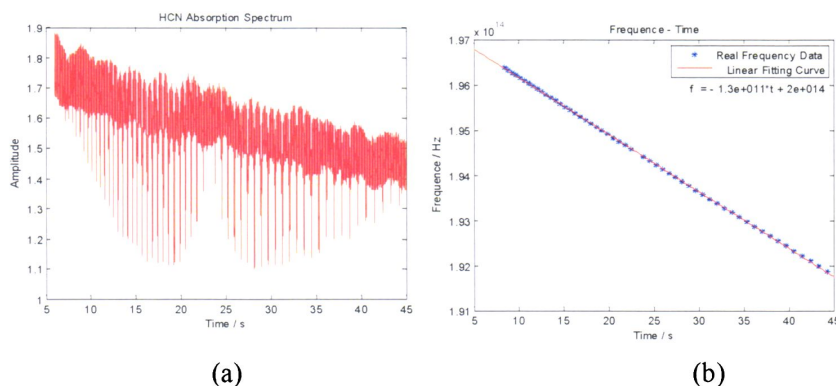


图 4.5 实测吸收峰谱线(a)和对应激光频率(b)

Fig 4.5 Measured $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ absorption spectrum(a) and the corresponding laser frequencies (b)

图 4.5(a) 为示波器 DO2 实际测得吸收峰谱线, 将其与 $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ 标准吸收峰谱线^[55]对照, 得到的激光器实际输出频率随时间变化曲线, 如图 4.5(b) 所示。图 4.5(b) 中, 蓝线(*)为实际测算得出曲线, 红线(-)为线性拟合曲线。实验时, 激光器输出波长以 1nm/s 的速度线性变化。从图 4.5(b) 可以看出, 利用 $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ 气体吸收池, 测量得到的激光频率变化率为 $k_1 = -1.3 \times 10^{11} (\text{Hz} / \text{s})$ 。

将示波器 DO1 采集到的两路光外差信号分别作希尔伯特变换后直接提取相位信息, 经线性拟合处理得到初相位。两初相位差值 $\Delta\phi$ 经 `unwrap` 函数处理, 得到相位差随时间变化曲线, 如图 4.6(a) 所示。图 4.6(b) 是由图 4.6(a) 数据根据公式 (3-7) 计算得到的激光器输出频率变化趋势曲线, 其中, 粗线 (绿色) 为激光频率曲线, 细线 (红色) 为线性拟合曲线, 拟合曲线斜率 $k_2 = -1.3 \times 10^{11} (\text{Hz} / \text{s})$, 与图 4.5(b) 中 $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$ 吸收池测量得到的结果相同。

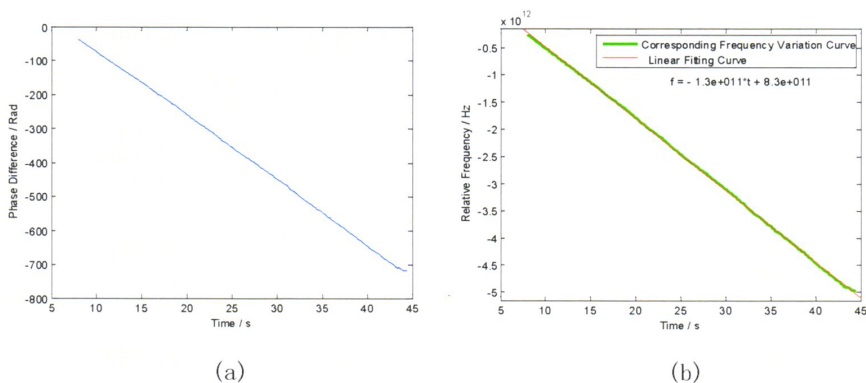


图 4.6 相位差变化曲线(a)和相应的激光频率变化曲线(b)

Fig 4.6 The unwrapped phase difference $\Delta\phi$ (a) and the corresponding laser frequencies (b)

实验结果表明, 利用双光纤延时自外差法, 可以准确测量单频激光器的输出频率随时间的变化规律。

4.4 单频激光器频率漂移实测结果与分析

上一小节利用调频激光器模拟单频激光器频率漂移的方法，实验验证了短光纤延时自外差法测量激光器频率漂移特性的可行性。本节将利用本文提出的测量方法对实验室现有单频激光器的频率漂移特性进行测量，给出测量结果和激光器性能分析。

按图 3.1 所示，搭建了单频激光器频率稳定度测量装置。待测激光器为美国 NP Photonics 公司生产的 Rock 系列窄线宽光纤激光器，激光器出厂参数为激光波长 1550.050 nm，洛伦兹线宽 4.2 kHz，频率稳定度 50 MHz/h。

4.4.1 长期频率稳定度测量结果与分析

实验中，采用不同的光纤延时长度分别对同一台激光器连续测量 3 小时，得到的测量结果如图 4.7 和图 4.8 所示。

图 4.7 为采用 2 m 光纤延时线，激光器开机预热 30 分钟后的测量结果，采样时间间隔为 1s。其中，(a) 为测量得到外差信号相位差变化曲线，(b) 为相应的激光频率变化曲线。

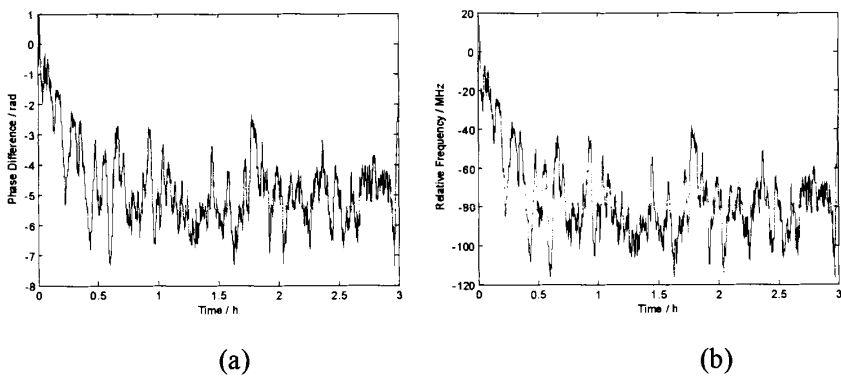


图 4.7 采用 2 m 光纤延时线的测量结果
(a)相位差随时间变化曲线 (b)相应的激光频率变化曲线

Fig 4.7 The measurement result when L=2 m

(a) The unwrapped phase difference (b) The corresponding laser frequency drift

图 4.8 为采用 6 m 光纤延时线，激光器开机后直接测量的结果，采样时间

间隔为 1 s。其中, (a) 为测量得到外差信号相位差变化曲线, (b) 为相应的激光频率变化曲线。

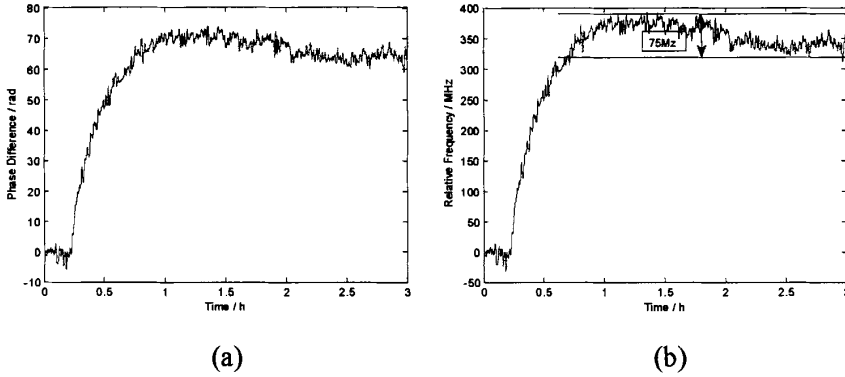


图 4.8 采用 6 m 光纤延时线的测量结果

(a)相位差随时间变化曲线(b)相应的激光频率变化曲线

Fig 4.8 The measurement result when $L=6$ m

(a)The unwrapped phase difference (b) The corresponding laser frequency drift

首先, 根据公式 (3-9) 可知, 若采用 2 m 和 6 m 的光纤延时线, 其对应的采样时间间隔 (1 s) 内最大的频率漂移量分别不能超过 50 MHz 和 16.7 MHz, 这是双光纤延时自外差法能用于频率漂移测量的前提。显然, 对于标称频率稳定度为 50 MHz/h 的激光器而言, 是符合使用条件的, 即两者的测量结果都是准确的。从图 4.7 (b) 和 4.8 (b) 可以看出, 两次测量结果又有一些相同和不同之处。

对比不同之处, 从整体变化趋势来看, 图 4.7 (b) 的测量结果始终是比较平稳的, 而 4.8 (b) 的测量结果是开始一段时间频率漂移很大然后进入相对平稳的状态。原因应该是, 激光器从开机到整个系统达到热平衡需要一段时间。

两次测量结果也有很好的一致性, 如激光器达到热平衡后, 两次频率漂移量测量分别约为 70 MHz 和 75 MHz, 两者相差不大而且与激光器的出厂参数基本相符。此外, 从图 4.7 (b) 和 4.8 (b) 还可以看出一个共同规律, 取其中一小段时间观察, 发现激光器频率漂移量要比整个测量时间小很多。这表明, 该激光器的短期频率稳定性比长期频率稳定性好的多。

4.4.2 短期频率稳定度测量结果与分析

由于数字示波器有一定的响应时间,不能使采样时间间隔设置到 1 ms 以下。因此,测量激光器的短期频率稳定度时,先用示波器一次采集 1 ms 时间的光外差信号数据,然后用数字处理的方法进行截断,得到若干个“采样点”。

图 4.9 为采用 6 m 光纤延时线,激光器开机预热 30 分钟后短期 (1 ms) 频率稳定度的测量结果,采样时间间隔为 $20\text{ }\mu\text{s}$ 。其中, (a) 为测量得到外差信号相位差变化曲线, (b) 为相应的激光频率变化曲线。

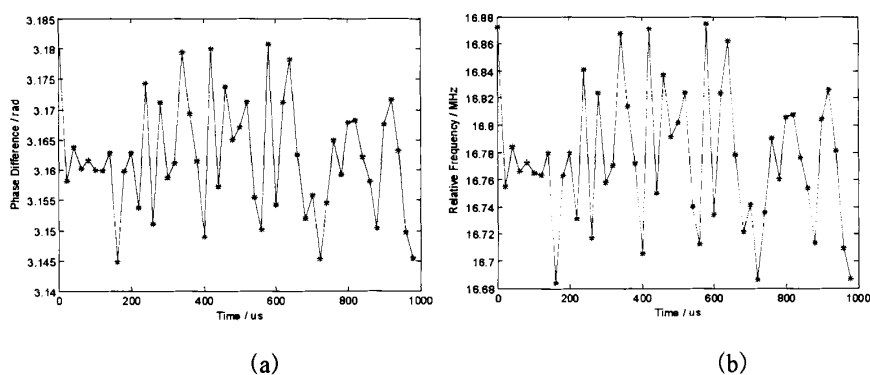


图 4.9 短期频率稳定度的测量结果

(a)相位差随时间变化曲线 (b)相应的激光频率变化曲线

Fig 4.9 The measurement result of short-term frequency stability

(a)The unwrapped phase difference (b) The corresponding laser frequency drift

从图 4.9 (b)可以看出,该激光器在 1 ms 时间内频率变化很小,约为 200 kHz ,表明激光器有较高的短期频率稳定度。另外,从图 4.9 (b)还可以看出,在短时间内观察,测量得到的激光器输出频率变化围绕平均值呈现一定的随机性。

4.5 本章小结

本章首先设计实验验证上一章提出的双光纤延时自外差法,然后基于该方法搭建了实际测量系统,并对实验室现有的一台单频激光器进行了测量。验证实验中,利用一台频率变化可知的调谐激光器模拟单频激光器的频率漂移,采用双光纤延时自外差法与标准气体吸收池同时测量该激光器的频率变化,实验结果表明两者所得到的测量结果完全一致,从实验的角度验证了该方法测量单频激光器频

率稳定度的可行性。此外，基于搭建好的双光纤延时自外差测量系统，分别采用 2 m 和 6 m 的光纤延时线，对一台 1550 nm 波长的窄线宽光纤激光器的长期（3 h）频率漂移进行了测量，得到长期频率稳定度测量结果分别为 70 MHz/h 和 75 MHz/h，与激光器的频率稳定度标称值 50 MHz/h 基本相符。最后，还测量了该激光器的短期（1 ms）频率稳定度，测量结果为 200 kHz/ms。

第五章 总结与展望

本论文主要探讨单频激光器频率的稳定度测量技术问题,主要进行了以下几方面的工作:

(1) 总结了目前国内外用于单频激光器频率稳定度测量的几种方法,如拍频法、标准具法、光纤延时自拍法等。阐述了各方法工作原理,分析了测量精度,比较了各方法优点和不足之处。

(2) 基于光纤延时自外差法和相位解缠绕技术,提出了利用外差信号相位分析测量单频激光器输出激光频率漂移的双光路延时自外差法,给出了该方法的详细理论描述,并分析了测量精度的影响因素。

(3) 搭建了基于双光纤延时自外差法的频率漂移测量系统。采用一个已知频率变化的激光器模拟单频激光器的频率漂移设计实验,从实验的角度验证了本文方法的可行性。

(4) 分别采用 2 m 和 6 m 的光纤延时线,对现有单频激光器的长期和短期频率漂移特性进行了测量和性能分析,得到测量结果与其出厂指标基本吻合。

在精密计量、精密仪器等领域,单频激光器不仅要求单纵模输出而且要有很好的频率稳定度,因而频率稳定度的测量技术受到很多研究人员的关注,测量方法也多种多样。本论文提出的双光纤延时自外差法具有测量范围大、测量精度高、实时性好、系统简单等优点,尤其避免了很长的光纤延时线和复杂的测量工具(如光谱仪等),为单频激光器输出频率稳定度和长期频率漂移特性的测量提供了行之有效的方法。然而,为进一步提高测量的稳定性和精度,还有一些方面的工作需要进一步细致研究,如光纤延时线的稳定性控制、系统相位噪声分析、元器件采样存储速度等。相信随着研究的深入,人们能找到更多更好的频率稳定度测量方法。

参考文献

- [1] Lei Ming, Feng Lishuang, Zhi Yinzhou, Liu Huilan, Wang Junjie, Ren Xiaoyuan. Current modulation technique used in resonator micro-optic gyro[J]. Applied Optics, 2013, 52(2): 307-313.
- [2] 陈湘君, 陈自来, 戴永江, 萧泉. 固体激光雷达的发展现状[J]. 红外与激光工程, 1998, 27(6): 24-28.
- [3] 李斐斐, 吴谨, 赵志龙, 王东蕾, 叶征宇, 余彦明. 全光纤激光多普勒测振仪空气耦合振动检测[J]. 强激光与光粒子束, 2012, 24(11): 2549-2554.
- [4] A.S.Zibrov, R.W.Fox, R.Ellingsen, C.S.Weimer, V.L.Velichansky, G.M.Tino, L.Hollberg. High-resolution diode-laser spectroscopy of calcium[J]. Applied Physics, 1994, 59(3): 327-331.
- [5] C.W.Oates, E.A.Curtis, L.Hollberg. Improved short-term stability of optical frequency standards: Approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm[J]. Optics Letters, 2000, 25(21): 1063-1065.
- [6] 邬战军, 韩凤山, 范哲, 林立志. 基于 Janus 配置的三光束激光多普勒测速仪[J]. 激光与光电子进展, 2013, 50: 071404.
- [7] 赵克功. 长度计量单位米的定义及其复现[J]. 大学物理, 2003(22): 38-42.
- [8] 叶声华. 激光在精密计量中的应用[M]. 机械工业出版社, 1980: 70-79.
- [9] 郑阳, 姜会林, 佟首峰, 郑建平, 贺文俊. 基于相干激光通信空间光混频器数学模型的建立[J]. 光学学报, 2013, 33(7): 0706024.
- [10] Sun Xutao, Liu Jiqiao, Zhou Jun, Chen Weibiao. Frequency stabilization of a single-frequency all-solid-state laser for Doppler wind lidar[J]. Chinese Optics Letter, 2008, 6(9): 679-680.
- [11] 苑丹丹, 胡姝玲, 刘宏海, 马静. 激光稳频技术研究[J]. 激光与光电子学进展, 2011, 48: 081401.
- [12] 韩顺利, 仵欣, 林强. 半导体激光器稳频技术[J]. 红外与激光工程, 2013, 42(5): 1189-1193.

- [13] 王丽霞,蒋燕义,毕志毅,马龙升.基于纵模拍频控制的激光稳频技术[J]. 中国激光, 2007,34(9):1198-1202.
- [14] 蓝信钜.激光技术[M]. 科学出版社,2000:97-100.
- [15] 张联合.频率短期稳定度及其测量[J]. 信息技术,2002,9(3):73-75.
- [16] 付海金.633nm 稳频激光器频率稳定度测量系统设计[D]. 哈尔滨大学硕士学位论文,2007.
- [17] 邢乐.He-Ne 激光器频率稳定度测量技术研究[D]. 西安电子科技大学硕士学位论文,2011.
- [18] 周炳琨,高以智,陈倜嵘,陈家骅.激光原理[M]. 国防工业出版社,2010.
- [19] P Lesage and C Aulion. Estimation of Two-Sample Variance with a Limiter Number of Data. Proc 31th Annual Symposium on Frequency Control, 1977, 111-121.
- [20] Simon Bruderer. Cosmic background radiation at 200 MHz determination of Allen variation for several frequencies. Institute of Astronomy, 2004.
- [21] 周肇飞,张涛,朱目成,尹伯彪.双纵模激光拍频干涉仪的研究[J]. 中国激光, 2005, 32(1):101-104.
- [22] 梁晶龙,兴武.双纵模 He-Ne 激光器的拍频稳定度分析[J]. 光学学报, 2009, 29(5):101-104.
- [23] 刘涛,马秀荣,张双根,任广军.两台同类型号独立激光器频率稳定度的测量[J]. 中国激光, 2012,39(4):0408006.
- [24] 曹翔科,何耀,张蓉竹.两种不同类型独立激光器的拍频实验[J]. 中国激光, 2009,36(2):284-289.
- [25] F. Quinlan, S. Ozharar, S. Gee. Harmonically mode-locked semiconductor-based lasers as high repetition rate ultra-low noise pulse train and optical frequency comb sources[J]. Applied Optics, 11 (2009) 103001.
- [26] A.Yu. Nevsky, M. Eichenseer, J. von Zanthier, H.Walther. A Nd:YAG Laser with short-term frequency stability at the Hertz-level[J]. Optics Communications, 210 (2002) 91-100.
- [27] Christian Hagemann, Christian Grebing, Christian Lisdat[J]. Optics Letters, 2014,39(17):5102-5105.

- [28] I. Ozdur, M. Akbulut, N. Hoghooghi, D. Mandridis, Sarper Ozharar. A semiconductor-based 10-GHz optical comb source with sub 3 fs shot-noise-limited timing jitter and 500 Hz comb linewidth[J]. Photonics Technology Letters, 2010,22(6):431-433.
- [29] 郑洁.稳频半导体激光器频率稳定度测量仪的研制[D].哈尔滨理工大学硕士学位论文,2009.
- [30] 谭中奇,施建华,袁宝伦,汪之国.法珀腔干涉仪的实验研究[J].大学物理实验, 2011, 24(6):004102.
- [31] 穆宽林.基于 F-P 腔的可调谐激光器频率稳定度测量及其稳频设计[D].天津理工大学硕士学位论文,2014.
- [32] 孙旭涛,陈卫标.基于法珀标准具的激光稳频方法理论研究[J].光子学报,2007,36(12) :2219-2222.
- [33] Ibrahim Ozdur, Dimitrios Mandridis, Mohammad Umar Piracha, Mehmetcan Akbulut, Nazanin Hoghooghi, P.J.Delfyett. Optical frequency stability measurement using an Etalon-Based Optoelectronic Oscillator[J]. Photonics Technology Letters, 2011,23(4):263-265.
- [34] 邵晓巍.2 μm 固体激光器短期频率稳定度的检测研究[D].哈尔滨工业大学硕士学位论文,2007.
- [35] Th.Udem, J.Reichert, Holzwarth, T.W.Hansch. Accurate measurement of large frequency differences with a mode-locked laser[J]. Optics Letters, 1999, 24 (13):881-883.
- [36] T.Kobayashi, T. Sueta, Y.Cho, Y.Matsuo. High-repetition-rate optical pulse generator using a Fabry-Perot electro-optic modulator[J]. Applied Optics Letters, 1972, 21(8):341-343.
- [37] 吴学健,尉昊斌,朱敏浩,张继涛,李岩.基于飞秒光频梳的双频 He-Ne 激光器频率测量[J].物理学报,2012,61(18):180601.
- [38] T. Okoshi, K. Kikuchi, A. Nakayama. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum [J]. Electronics Letters, 1980, 16 (16) : 630-631.

- [39] 王劲文,董小鹏,周金龙.基于延时零拍法的DFB光纤激光器线宽测量[J].厦门大学学报(自然科学版),2007,46(3):322-325.
- [40] 俞本立,钱景仁,杨瀛海,罗家童.窄线宽激光的零拍测量法[J].中国激光,2001,28(4):351-354.
- [41] 解东宏,邓大鹏,郭丽,杨剑,韦海军.窄线宽激光器线宽测量方法[J].激光与光电子进展,2013,50:010006.
- [42] Gallion Philippe B, Debrge Guy. Quantum phase noise and field correlation in single frequency semiconductor laser systems [J]. Quantum Electronics,1984,20(4):343-349.
- [43] L. E. Richter, H.I. Mandelberg, M. S. Kruger, P.McGrath. Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times[J]. Quantum Electronics Letters, 1986,22(11),2070-2074.
- [44] C. Nagasawa, T. Suzuki, H. Nakajima, H.Hara, K.Mizutani. Characteristics of single longitudinal mode oscillation of the 2 μm Tm, Ho: YLF microchip laser[J]. Optics Communication, 2001, 200: 315- 319.
- [45] 贾豫东,欧攀,杨远洪,张春熹.短光纤延时自外差法测量窄线宽激光器线宽[J].北京航空航天大学学报,2008,34(5):568-571.
- [46] 肖华菊,王翔,马云,张洁.基于DSHI的窄线宽光纤激光器线宽测量[J].光电工程2010,37(8):57-61.
- [47] 曹春燕,姚琼,饶伟,胡永明.窄线宽激光器线宽的非平衡光纤干涉仪测量法[J].中国激光,2011,38(5):0508005.
- [48] 安颖,杜振辉,徐可欣.超短时延测量DFB激光器的动态线宽[J].物理学报,2013,62(17):174208.
- [49] Jun Izawa, Hayato Nakajima, Hiroshi Hara, Yoshinori Arimoto. Comparison of lasing performance of Tm, Ho:YLF lasers by use of single and double cavities[J]. Applied Optics, 2000, 39(15) : 2418-2421.
- [50] 鞠友伦,王振国,王磊.2 μm 单纵模激光频率短期不稳定度的测量[J].光学学报,2008,28(11):2164-2168.
- [51] Zhi Yinzhou, Feng Lishuang, Lei Ming. Delay self-heterodyne measurement of narrow linewidth laser frequency drift characteristic[J]. Optik, 2014,125:3124 -

3126.

- [52] 王春晖,高龙,庞亚军,刘磊,李彦超,曲杨.光束分束比对 2 μm 平衡式相干探测系统信噪比影响的实验研究[J].光学学报, 2011,31(11):1424-1428.
- [53] Ghiglia, Pritt. Two-dimensional phase unwrapping: Theory, Algorithms, Software. New York: John Wiley & Sons Inc, 1998, 31-38.
- [54] 徐显文,洪光烈,凌元,胡以华,舒嵘.合成孔径激光雷达振动相位误差的模拟探测[J].光学学报, 2011,31(5):0512001.
- [55] <http://ts.nist.gov/srmcertificate/?srm=2519>.

攻读学位期间发表的学术论文

- [1] 段洪成,吴谨,赵志龙,吴曙东. 短光纤延时自外差测量单频激光器频率漂移. 中国激光. (EI,已录用).
- [2] 吴谨,赵志龙,段洪成,吴曙东. 非对称光斑照明合成孔径激光雷达宽测绘带成像研究. 光学学报. (EI, 已发表).
- [3] 梁娜,赵志龙,段洪成,苏园园. 六端口光学混频器的相位补偿研究. 国外电子测量技术, (核心期刊, 已发表).
- [4] 赵志龙,吴谨,苏园园,梁娜,段洪成. Three-dimensional Imaging Interferometric Synthetic Aperture Ladar. Chinese Optics Letter, (SCI, 已发表).
- [5] 苏园园,吴谨,赵志龙,梁娜,段洪成. 光学线性调频步进信号合成和高分辨率测距演示. 强激光与粒子束, (EI, 已发表).

致谢

本论文是在吴谨研究员的悉心指导下完成的。在此，首先对吴老师表示衷心的感谢。吴老师严谨的治学态度、勤奋踏实的工作作风、敏锐的洞察力以及对学科方向的把握，给我留下了深刻的印象，使我受益匪浅，对我今后的学习、工作将有很大的帮助和积极深刻的影响。在研究生期间，从实验中基本光路的调节，到课题进展过程中瓶颈问题的攻克，再到学术论文的撰写，科研学习中的方方面面都包含了吴老师的悉心指导。在这近三年里，吴老师对我科研工作的指导和为人处事方面的教诲，我将永远铭记。再次，向吴老师致以诚挚的感谢和崇高的敬意。

同时，非常感谢谭荣清研究员、柯常军副研究员、唐永新副研究员、郑义军副研究员、黄文武副研究员在科研工作和学习生活的关心和帮助。还要向蔡建华、张阔海、高怀林、曹栋、卢远添、钟艳红、孙科、张红军、王道霞、申斌、刁伟伦、李能文等全室成员致以真诚地谢意。感谢实验室提供的良好工作环境和一流的实验条件。

另外，还要特别感谢赵志龙师兄给予的学术上的指导和生活上的帮助，极大地促进了相关实验工作的开展，使我能够顺利完成研究生阶段的工作。同时也要非常感谢李志永师兄、李斐斐师兄、杨兆省师兄、苏园园师姐、梁娜师姐、黄伟同学、吴曙东师弟、路晓川师弟、张洁师弟等实验室全体兄弟姐妹们，感谢他们的包容、友爱，感谢他们与我共同分享学习和生活的酸甜苦辣，使我的研究生生活过得丰富多彩。

感谢多年来不断给我鼓励、正能量的朋友们，感谢他们与我一起分享成功的喜悦和生活上的烦恼。

论文完成之际，特别感谢我的父母和家人，感谢他们在生活上对我无微不至的照顾，感谢他们在学习和工作上对我的鼓励、支持。今后我将继续努力，回报他们。

谨以此文献给所有关心和帮助过我的良师益友，祝福他们幸福安康。

段洪成

2015年5月

