

doi:10.3788/gzxb20144311.1112001

一种相位调制激光多普勒频移测量方法

曲彦臣, 杜军, 赵卫疆, 耿利杰, 刘闯, 张瑞亮, 陈振雷

(哈尔滨工业大学 可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150080)

摘 要:对相位调制拍频信号随信号光频率变化规律进行分析,发现拍频信号相位参量的频谱包含两个在值域上彼此分开的单调边缘,表明利用拍频信号的相位参量可以进行多普勒频移测量.如果利用拍频信号振幅参量对出射激光进行工作点锁定,其多普勒频移测量范围是 Fabry-Perot 干涉仪边缘技术的两倍.理论分析拍频信号振幅和相位参量的提取方法,表明基于此拍频信号相位参量的测量方法无需进行信号光能量检测,与 Fabry-Perot 边缘技术方法相比,结构更简单,且少了一条外部噪音混入的通道.为了对该多普勒频移测量方法定量分析和参量优化,利用误差合成原理以及计算机仿真,推导出其测量误差公式.根据测量原理搭建了实验系统,用频率可调光纤激光器的输出光模拟多普勒频移信号光进行测量,结果表明鉴频参量及其误差分布曲线的测量结果与理论分析相符合.

关键词:多普勒频移; 相位调制; Fabry-Perot 干涉仪; 拍频

中图分类号:O436

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2014)11-1112001-7

A Kind of Phase Modulation Laser Doppler Shift Measuring Method

QU Yan-chen, DU Jun, ZHAO Wei-jiang, GENG Li-jie, LIU Chuang,
ZHANG Rui-liang, CHEN Zhen-lei

(National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology,
Harbin 150080, China)

Abstract: The change rule of phase-modulation beat-frequency-signal following signal light frequency was analyzed theoretically. It is found that the frequency spectrum of phase-modulation beat-frequency-signal phase is composed of two monotone edges separated from each other in domain. The results indicate that the beat-frequency-signal phase can be used to measure Doppler shift, and its Doppler shift measurement range is two times of Fabry-Perot interferometer edge technique if outgoing laser work-point is locked using beat-frequency-signal amplitude. Theoretical analysis of beat-frequency-signal amplitude and phase extraction methods shows that the measurement method based on beat-frequency-signal phase does not need signal light energy detection, and has simpler structure and less one outside noise entering channel than Fabry-Perot interferometer edge technique. For quantitative research and parameters optimization of this Doppler shift measurement method, its measurement error formula was deduced by using the error combination principle and computer simulation. The experimental system is set up based on the measurement principle. The output light of frequency tunable fiber laser simulates Doppler frequency shift signal light to be measured. The measurement results of frequency-discrimination parameter and its error distribution curves are agreed with the theoretical results well.

Key words: Doppler shift; Phase-modulating; Fabry-perot interferometer; Beat frequency

OCIS Codes: 120.1880; 280.3340; 120.5060

基金项目:中央高校基本科研业务费专项基金(No. HIT. NSRIF. 2014043)资助

第一作者:曲彦臣(1971-),男,副教授,博士,主要研究方向为太赫兹激光器,激光雷达. Email:queyanchen@hit.edu.cn

通讯作者:杜军(1980-),男,博士研究生,主要研究方向为多普勒激光雷达,光子晶体,左手材料. Email:dujun126@126.com

收稿日期:2014-03-10;录用日期:2014-06-16

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

激光多普勒频移测量在运动目标跟踪和大气风场遥感等领域有着广泛的应用^[1-5],是激光雷达和激光检测中的一项重要内容.按照工作方式其可分为两类:外差检测方式^[6-7]和直接探测方法^[8].外差探测是利用本振光与信号光的拍频信号来测量激光的多普勒频移,测量准确度比较高,但对激光线宽、频率稳定性以及光学对准的要求相当苛刻^[9].直接探测方式主要是基于Fabry-Perot(F-P)干涉仪的边缘技术激光多普勒频移测量方法,将其光波频率的测量转化为对F-P透过率的测量,利用对源于同一激光脉冲的出射光与后向散射信号光通过F-P干涉仪透过率变化的测量得到多普勒频移量.直接探测方法对激光器和其它光学结构要求相对宽松,但却较难获得到很高的测量准确度和范围^[10].

兼顾直接探测与相干探测两种方法的优势,本文提出一种全新的多普勒频移探测方法^[11].该方法通过相位调制器使信号光在原有频率成分(载波)的基础上产生正负一阶边带,再通过F-P干涉仪对载波和边带的振幅和相位进行调整,使载波与边带产生固定频率的拍频信号^[12-13],利用此拍频信号的振幅参量随信号光频率变化的性质进行多普勒频移测量.由于是信号光自身进行拍频,所以不再需要考虑信号光与本振光波前在时间和空间上匹配的问题,从而降低对激光器和其它光学结构要求;由于是对单一固定频率信号进行测量,所以可通过降低系统等效噪音带宽的办法来提高测量信号的信噪比,从而提高测量的准确度.实验证明,该方法测量准确度比F-P边缘技术多普勒频移测量方法测量准确度高一个数量^[11].

1 理论研究

1.1 相位调制理论

经正弦相位调制的单频信号光,利用贝塞尔函数 J_n 展开成载波(原频光)与一系列边带的形式,其具体光频谱分布情况如图1.随着调制深度 β 的不同,调制信号中各频率成分的能量变化情况如图2.由图2可知,当调制深度 $\beta \leq 1$ 时,二阶及以上边带的能量都很小,可以忽略.所以在适当选择调制深度 β 的大小时,经过正弦相位调制后的信号光将包括具有原频率 ω 的载波以及频率分别为 $\omega + \Omega$ 和 $\omega - \Omega$ 且振幅相等相位相反的正负一阶边带.显然,当此相位调制信号光直接入射到平方率探测器上时,上边带($\omega + \Omega$)与载波(ω)拍频以及下边带($\omega - \Omega$)与载波(ω)拍频产生的光电流振幅相等相位相反,叠加后恰好完全抵消.但是,如果该调制光经过F-P干涉仪,两边带的振幅及相位发生变化,使其对称性遭到破坏,就会有拍频信号输出.

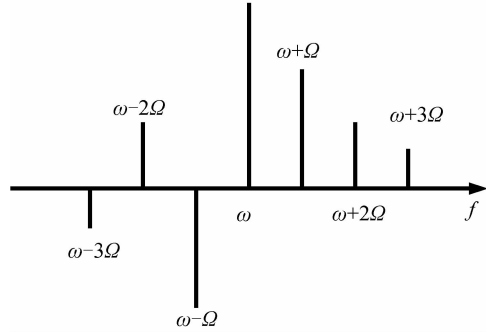


图1 相位调制频谱分布

Fig. 1 Phase modulation spectrum distribution

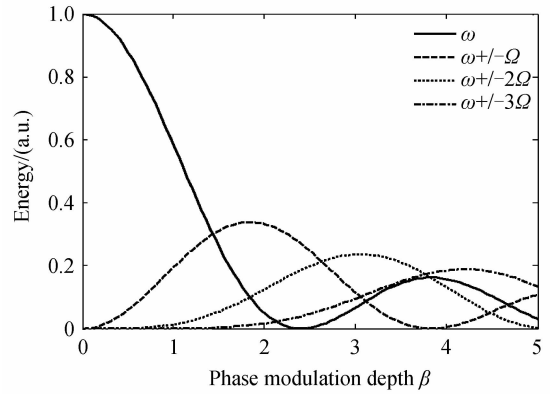


图2 边带能量随相位调制度 β 的变化

Fig. 2 Sidebands energy changing with phase modulation depth β

该光波入射到平方率探测器上,由于边带与载波拍频将会产生一倍调制频率的电流输出,正负一阶边带拍频将会产生二倍调制频率的电流输出.虽然它们都是频率 ω 的函数,但只要关心一倍调制频率拍频项,其具体形式为^[11]

$$i_{\Omega} \propto E_0^2 |A_0| \cos(\Omega t - \phi_0) \quad (1)$$

式中, E_0^2 为信号光强度,归一化振幅 A_0 和相位 ϕ_0 的具体表达形式为

$$\begin{cases} |A_0| = \sqrt{A_R^2 + A_I^2} \\ \phi_0 = \arctan(A_I/A_R) \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} A_R = 2J_0 J_1 \operatorname{Re}(T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)) \\ A_I = 2J_0 J_1 \operatorname{Im}(T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)) \end{cases} \quad (3)$$

式中, $T(\omega)$ 为F-P透过率系数, ω 和 Ω 分别为信号光圆频率和相位调制频率, J_0 和 J_1 分别为零阶和一阶贝塞尔函数.式(1)、(2)、(3)的具体推导过程见文献^[11].

分析式(2)、(3)可知,此拍频信号的相位参量 ϕ_0 与其振幅参量 $|A_0|$ 一样,也是信号光频率 ω 的函数,那么利用 ϕ_0 同样可以对信号光的频移进行测量.

1.2 相位参量 ϕ_0 多普勒频移测量方法

图3(a)、(b)和(c)分别为F-P干涉仪的透过率 $|T|^2$ 、一倍调制频率拍频信号相位 ϕ_0 和振幅 $E_0^2 |A_0|$

随信号光频率变化的曲线^[11],图中横轴采用以 F-P 透过率曲线自由光谱范围(Free Spectral Range, FSR)为单位的相对频率坐标,并令 F-P 干涉仪透过率峰值对应的横坐标值为零.由图 3(a)与(b)可知,相位曲线 $\phi_0(\omega)$ 与 F-P 干涉仪透过率曲线 $|T(\omega)|^2$ 形式很相似,都具有两个边缘,只是由于在零频率位置 $\phi_0(\omega)$ 曲线的一个 180° 的跳变使其两个边缘相互错开.这说明,可以像边缘技术中利用 F-P 干涉仪透过率曲线 $|T(\omega)|^2$ 那样^[14-15],利用相位曲线 $\phi_0(\omega)$ 进行多普勒频移测量.

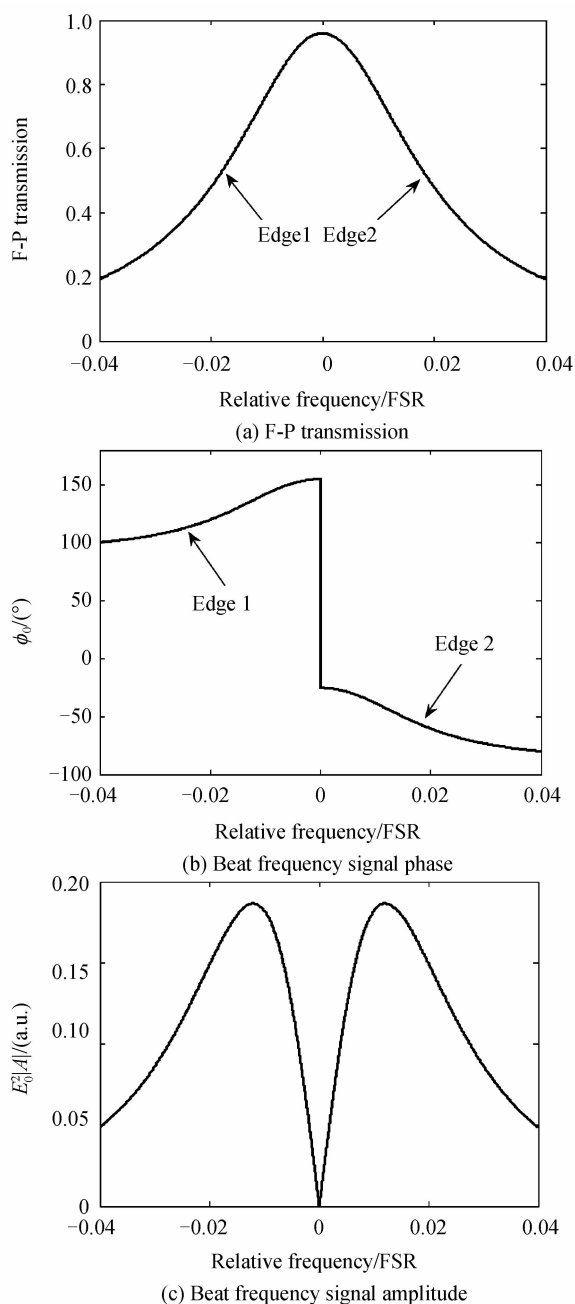


图3 F-P 透过率以及相位调制拍频信号相位与振幅参量
Fig. 3 F-P transmission, phase modulation beat frequency signal phase and amplitude

如图 3(b)所示,由于拍频信号相位曲线 $\phi_0(\omega)$ 上存在 180° 的突变,使它的两个边缘在值域上彼此分开,

所以在一次频移测量过程中,这两个边缘可以同时使用,其最大的多普勒频移测量范围是这两个边缘的宽度.而如图 3(a),由于 F-P 透过率曲线中心对称性分布,使它的两个边缘在值域上彼此相同,所以在一次频移测量过程中,只能单独使用某一个边缘,其最大的多普勒频移测量范围只是单个边缘的宽度.所以,相位调制拍频信号相位参量多普勒频移测量方法的测量范围是 F-P 边缘技术多普勒频移测量方法测量范围的 2 倍.

利用拍频信号相位曲线 $\phi_0(\omega)$ 实现 2 倍测量动态范围,并能够使其两个边缘分别对正负多普勒频率进行测量,需要将出射激光频率锁定在 $\phi_0(\omega)$ 曲线两个边缘的中间位置(即图 3 中零频率位置).但是利用图 3(a)和(b)中的曲线是不能够做到这一点的,这就需要利用拍频信号振幅曲线 $E_0^2 |A_0(\omega)|$.如图 3(c),由于 $\phi_0(\omega)$ 曲线两个边缘的中间位置与 $E_0^2 |A_0(\omega)| = 0$ 位置相对应,所以通过将激光频率锁定在 $E_0^2 |A_0(\omega)| = 0$ 位置来实现将出射激光的频率锁定在 $\phi_0(\omega)$ 曲线两个边缘的中间位置.利用 $E_0^2 |A_0(\omega)| = 0$ 进行激光频率锁定称为相位调制光外差稳频(Pound Drevler Hall, PDH)方法^[12],该方法比普通边缘技术频率锁定具有更高的锁定准确度,并且由于是零点锁定,所以无需对信号光进行能量检测.

1.3 鉴频参量 ϕ_0 提取方法

将正弦相位调制信号与同频的两个参考信号(正弦和余弦)进行无时间延迟相关运算可以得到^[16]

$$\begin{cases} I_s \propto \frac{E_0^2}{2} |A_0| \cos(\phi_0) \\ I_c \propto -\frac{E_0^2}{2} |A_0| \sin(\phi_0) \end{cases} \quad (4)$$

式中, I_s 表示调制信号与正弦参考信号相关运算结果, I_c 表示调制信号与余弦参考信号相关运算结果.式(4)的具体推导过程见文献[11].

利用方程组(4)可以得到

$$\phi_0 = -\arctan\left(\frac{I_c}{I_s}\right) \quad (5)$$

$$E_0^2 |A_0| \propto 2 \sqrt{I_c^2 + I_s^2} \quad (6)$$

根据式(5)可知,要想得到相位 ϕ_0 的值,只需将方程组(4)中的两式相除,那么两式中信号光的强度项 E_0^2 项将被消除,这说明利用相位调制拍频信号的相位参量进行多普勒频移测量无需对信号光的能量进行监测,减少系统中探测器的数量就会减少外部噪音混入的通道,所以这是该方法一个特有的优势.另外,利用式(6)获得拍频信号振幅 $E_0^2 |A_0|$ 进行 PDH 方法出射激光频率锁定.

1.4 相位参量 ϕ_0 多普勒频移测量误差分析方法

根据间接测量误差理论可知,间接测量值 ϕ_0 的误

差应由两个直接测量值 I_s 和 I_c 的误差按照一定的关系进行合成才能够获得。

对于单次测量,间接测量值 ϕ_0 的误差应由直接测量值 I_s 和 I_c 的误差进行计算,即

$$\Delta \tan \phi_0 = -\frac{1}{I_s} \Delta I_c + \frac{I_c}{I_s^2} \Delta I_s \quad (7)$$

对上式中各项进行处理有

$$\begin{cases} -\frac{1}{I_s} = -\frac{\cos(\phi_0)}{E_0^2(|A_0|/2)\cos^2(\phi_0)} \\ \frac{I_c}{I_s^2} = -\frac{\sin(\phi_0)}{E_0^2(|A_0|/2)\cos^2(\phi_0)} \\ \Delta \tan \phi_0 = \frac{1}{\cos^2 \phi_0} \Delta \phi_0 \end{cases} \quad (8)$$

式(7)变为

$$\Delta \phi_0 = -\frac{\cos(\phi_0)}{E_0^2(|A_0|/2)} \Delta I_c - \frac{\sin(\phi_0)}{E_0^2(|A_0|/2)} \Delta I_s \quad (9)$$

根据单次测量误差传递式(9),以及标准偏差的合成公式^[17],可以得到 ϕ_0 的标准偏差合成公式为

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi_0}^2 &= \frac{\cos^2(\phi_0)}{[E_0^2(|A_0|/2)]^2} \sigma_{I_c}^2 + \frac{\sin^2(\phi_0)}{[E_0^2(|A_0|/2)]^2} \sigma_{I_s}^2 + \\ & 2 \frac{\sin(\phi_0)\cos(\phi_0)}{[E_0^2(|A_0|/2)]^2} \rho \sigma_{I_c} \sigma_{I_s} \end{aligned} \quad (10)$$

式中 σ_{I_c} 和 σ_{I_s} 分别为 I_c 和 I_s 两个测量值的标准偏差, ρ 为这两个测量误差之间的相关系数,误差间的相关性由相关系数来反映。 I_s 和 I_c 是对同一测量信号进行相关运算获得的,它们的测量误差之间是否具有相关性,必须进行进一步的讨论。

相关系数的取值范围是 $-1 \leq \rho \leq 1$,当 $|\rho|$ 的取值越接近 0,误差之间的相关程度就越小;当 $|\rho|$ 的取值越接近 1,误差之间的相关程度就越大。相关系数的计算公式为^[17]

$$\rho = \frac{\sum(\xi_i - \bar{\xi})(\eta_i - \bar{\eta})}{\sqrt{\sum(\xi_i - \bar{\xi})^2 \sum(\eta_i - \bar{\eta})^2}} \quad (11)$$

式中 (ξ_i, η_i) 为多组误差, $(\bar{\xi}, \bar{\eta})$ 为误差平均值。

借助计算机仿真来获得 ΔI_c 与 ΔI_s 之间相关性,具体方法为

1) 利用计算机生成振幅 $E_0^2 A_0$ 与相位 ϕ_0 已知的 30 MHz 正弦信号来模拟相位调制一倍调制频率拍频信号,并且为了更贴近实际信号光相位调制输出信号(见参考文献[11]中图 3),在此仿真信号中混入 60 MHz 的二倍调制频率拍频信号以及高斯白噪音,见图 4;

2) 利用计算机生成 30 MHz 的参考信号与步骤 1) 中的仿真信号进行相关运算,计算结果作为 I_c 和 I_s 的测量值;

3) 将步骤 1) 中已知量 $E_0^2 A_0$ 与 ϕ_0 代入式(4),获得的计算结果作为 I_c 和 I_s 的真实值;

4) 利用步骤 2) 与 3) 的结果获得一组误差 $(\Delta I_c, \Delta I_s)$;

5) 重复步骤 1) 到 4) 的过程获得 10 000 组测量误差 $(\Delta I_c, \Delta I_s)$ 。

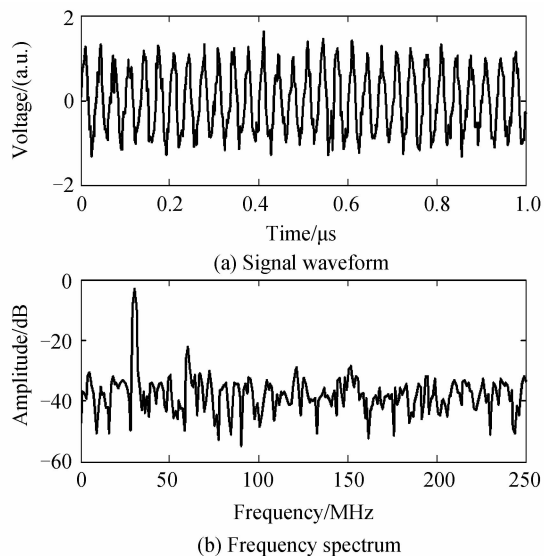


图 4 相位调制拍频信号波形与频谱

Fig. 4 Phase modulation beat frequency signal waveform and frequency spectrum

图 5 为获得的 10 000 组测量误差,通过观察可以发现 ΔI_c 与 ΔI_s 之间几乎不存相关性。另外,将这 10 000 组测量误差代入式(11)可以计算出 ΔI_c 与 ΔI_s 的相关系数为 $\rho = 0.00695$,此相关系数接近于零,可证明 ΔI_c 与 ΔI_s 之间不存相关性。

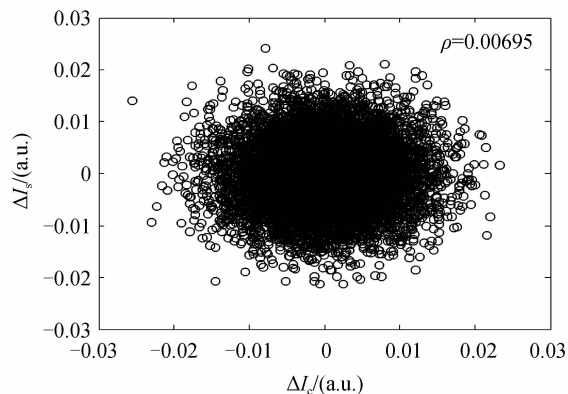


图 5 I_c 和 I_s 误差图

Fig. 5 Error graph of I_c and I_s

由于 I_s 和 I_c 两个测量值的误差之间不存在相关性,所以相位 ϕ_0 的误差合成公式(10)变为

$$\sigma_{\phi_0}^2 = \frac{\cos^2(\phi_0)}{[E_0^2(|A_0|/2)]^2} \sigma_{I_c}^2 + \frac{\sin^2(\phi_0)}{[E_0^2(|A_0|/2)]^2} \sigma_{I_s}^2 \quad (12)$$

在电学中,电信号测量值的标准偏差用系统噪音功率表示,由于 I_c 和 I_s 是对同一待测信号进行相同积分时间的相关运算获得的,所以根据文献[11]中式(18)可知,其测量误差(或系统噪音功率)为 $\sigma_{I_c} = \sigma_{I_s} = B f_N = \sigma_I$,所以式(12)变为

$$\sigma_{\phi_0} = \frac{1}{E_0^2(|A_0|/2)} \sigma_I \quad (13)$$

当假定信号光强度 E_0^2 以及系统噪声功率 σ_l 为定值时,利用式(13),获得鉴频函数 ϕ_0 的测量误差曲线,如图6所示.可以发现,随着相对频率绝对值的增大,测量误差 σ_{ϕ_0} 先减小后增大.

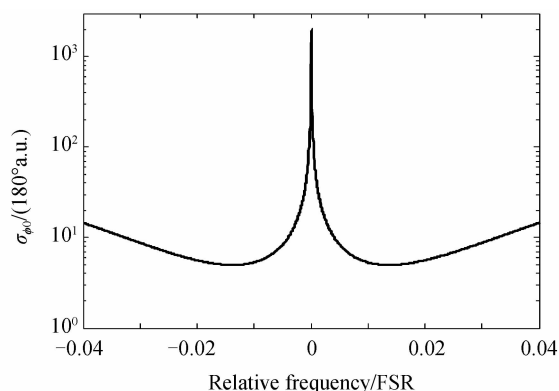


图6 相位调制拍频信号相位鉴频参数 ϕ_0 测量误差曲线
Fig. 6 Measuring error curve of phase modulation beat frequency signal phase frequency discrimination parameter ϕ_0

另外,单次测量拍频信号相位和频率的误差 $\Delta\phi_0$ 和 $\Delta\nu$ 满足

$$\Delta\phi_0 = (d\phi_0/d\nu)\Delta\nu \quad (14)$$

所以,经过多次等准确度测量它们的测量标准偏差满足

$$\sigma_{\phi_0} = (d\phi_0/d\nu)\sigma_\nu \quad (15)$$

式中 σ_ν 为频率测量标准偏差.

设拍频信号相位 ϕ_0 鉴频函数的频移测量灵敏度为

$$\Theta_{\phi_0} = d\phi_0/d\nu \quad (16)$$

频移测量灵敏度实质上就是拍频信号相位鉴频曲线 $\phi_0(\omega)$ 的斜率,换句话说,当鉴频曲线(边缘曲线)越陡峭,其频移测量灵敏度就越大.

将式(16)代入式(15)中可以得到最终的频移测量误差为

$$\sigma_\nu = \sigma_{\phi_0} / \Theta_{\phi_0} \quad (17)$$

根据式(17)可知,当鉴频函数 ϕ_0 的测量误差 σ_{ϕ_0} 越小以及鉴频函数 ϕ_0 的测量灵敏度 Θ_{ϕ_0} 越大时,频移测量误差 σ_ν 越小,测量准确度会越高.利用式(17)可以对相位调制拍频信号相位参量多普勒频移测量方法进行定量研究以及参量设计.

2 实验系统及测量结果

2.1 实验系统

相位调制拍频信号相位参量 ϕ_0 多普勒频移测量方法的实验研究装置如图7,其与文献[11]中图2装置类似,但有一定的调整,在此仅对其结构和工作过程的具体调整方面进行介绍.

首先,图7实验装置中,没有用于信号光能量检测的分束片和光电倍增管.由于计算相位调制拍频信号

的相位参量,是利用待测信号与参考信号的两互相关函数 I_c 和 I_s 的比值获得的,这样这两项中含有的光强度项 E_0^2 被约掉.所以,理论上信号光光强的变化不会对拍频信号相位参量的计算结果造成影响,无需对信号光的能量进行检测.

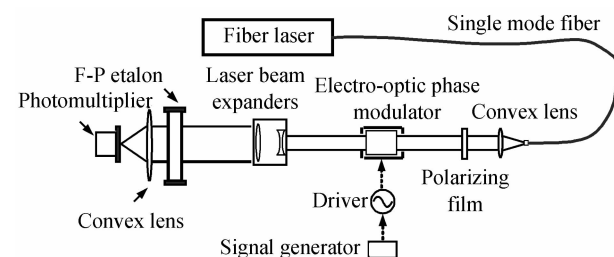


图7 实验装置

Fig. 7 Experimental schematic diagram

其次,拍频信号相位参量多普勒频移测量方法的实验装置中,不但要对拍频信号的相位进行测量,还要对信号发生器输出信号进行相位测量.直接对拍频信号相位的测量值 $\phi = \phi_1 + \phi_c + \phi_0$ 中包含三部分,其中 ϕ_1 是信号发生器引入的相位, ϕ_c 是相位调制驱动器、相位调制器等设备引入的固定相移, ϕ_0 是 F-P 干涉仪产生的携带频移信息的相位,很显然头两项对频率测量没有用处应该进行移除. ϕ_c 为常量,可以从 ϕ 中直接减掉,而对于 ϕ_1 应该同步进行测量,然后从 ϕ 中减掉.

最后,图7的实验装置中,对信号光束采用 $\times 5$ 倍扩束以进一步降低其发散角.这样可以进一步降低 F-P 透过率峰的半高全宽,使一次压电陶瓷电压扫描就可以测量出整个鉴频曲线,不必像文献[11]那样将三次扫描的结果拼接起来才能获取完整鉴频曲线.

2.2 实验结果与分析

在实验进行之前通过计算机操作界面调整光纤激光器内部温度,使出射激光的频率能大致落在 F-P 标准具透过率峰值位置,然后开始进行实验.在 $-5 \sim +5$ V 范围内,一次扫描激光器内部压电陶瓷电压,使信号光频率在 $-150 \sim 150$ MHz 范围内变化,获得的实验测量结果如图8.图8(a)和(b)分别为拍频信号相位(ϕ)与信号发生器输出信号相位(ϕ_1)的测量结果,在测量结果中采取归一化测量值($/180^\circ$),图8(c)为经过修正的拍频信号相位($\phi - \phi_1$).

比较图8(a)和(c)可以发现,经过信号发生器输出信号相位 ϕ_1 修正后的拍频信号相位曲线变得更加光滑.通过观察图8(c)发现,随着频率的变化,拍频信号相位明显发生变化,其变化趋势与理论计算结果(图3(b))一致,其可以用来进行频移测量.另外,图8(d)为拍频信号振幅 $E_0^2 |A|$ 曲线测量结果, $E_0^2 |A| = 0$ 位置与拍频信号相位曲线 180° 突变位置相对应,可以用于出射激光频率锁定.

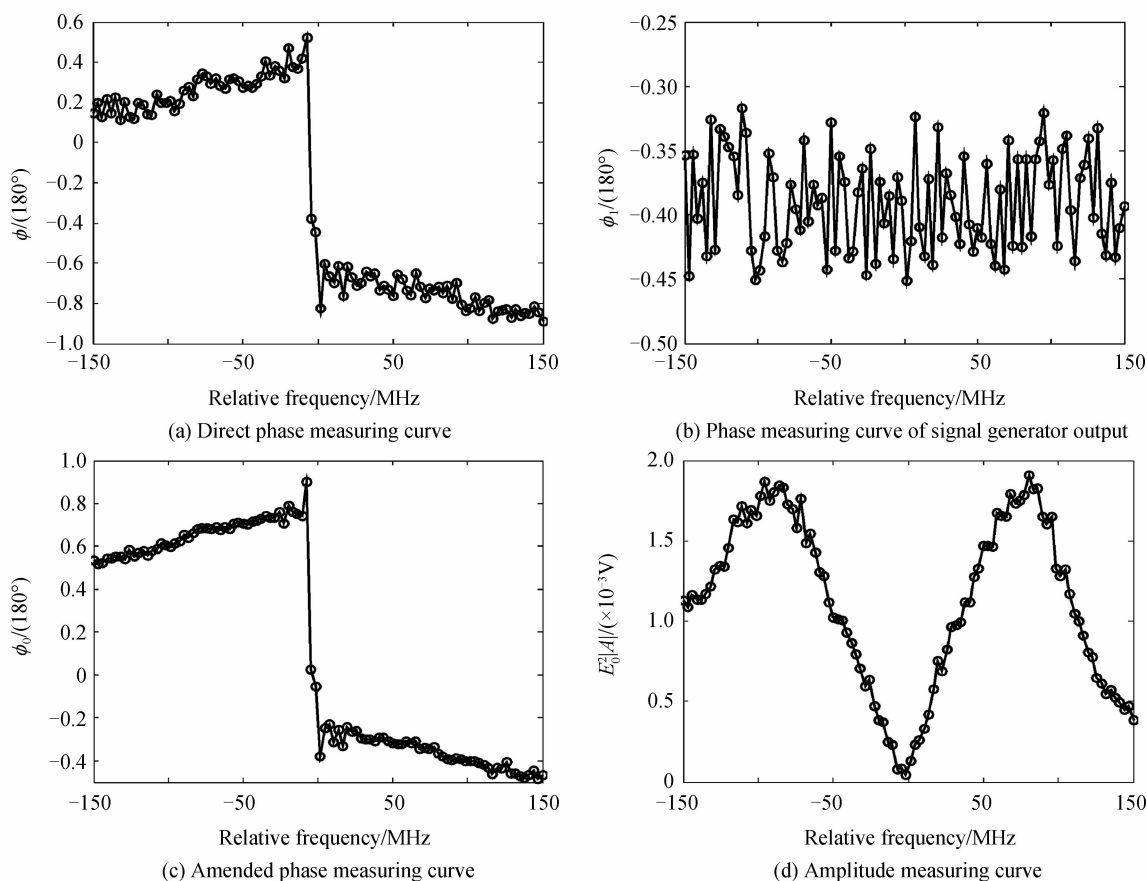


图 8 相位调制拍频信号相位与振幅测量曲线

Fig. 8 Measuring curves of beat frequency signal phase and amplitude

多次重复进行上述实验,并对测量结果进行平均值及标准偏差计算,在图 9(a)和(b)中分别给出了未修正与修正后相位调制拍频信号相位参量的多次测量的结果.可以看到,在经过修正后的相位参量测量值误差明显减小,这说明要利用该参量进行频移测量此种修正方法是有必要的.

把图 9(b)中相位测量标准偏差提取出来并在图 10(a)中单独呈现,用于分析拍频信号相位鉴频参量 ϕ_0 的测量误差分布情况.观察图 10(a)可以发现,在信号光频率向着 F-P 峰值位置(图中零频率位置)靠近时,测量误差先降低然后在接近峰值点时又急剧升高.为

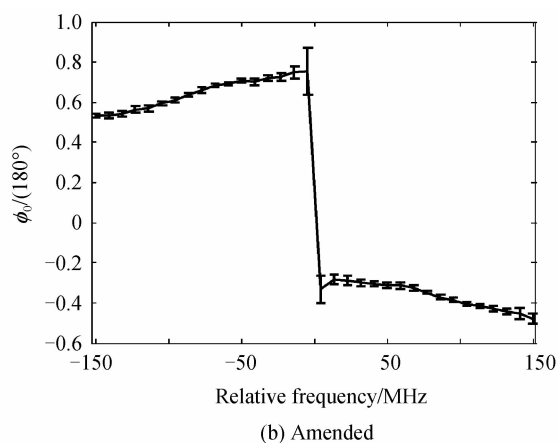
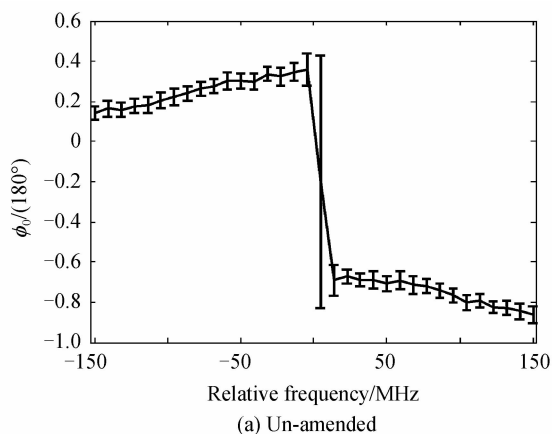


图 9 拍频信号相位参量测量平均值与标准偏差

Fig. 9 Measurement average value and standard deviation of beat frequency signal phase

为了更好地观察这种趋势,调节激光器内部温度,然后再次进行测量,测量结果如图 10(b),此次测量中,低频部分的范围增大了,通过观察可以发现此次测量结果与上次测量结果具有相同的规律.将图 10 中相位参量 ϕ_0 测量误差分布与理论计算的结果(图 6)进行比对,可以发现两者除了在量级上有差异外,基本趋势符合的很好,这就证明了之前关于拍频信号相位参量测量误差公式的正确性.



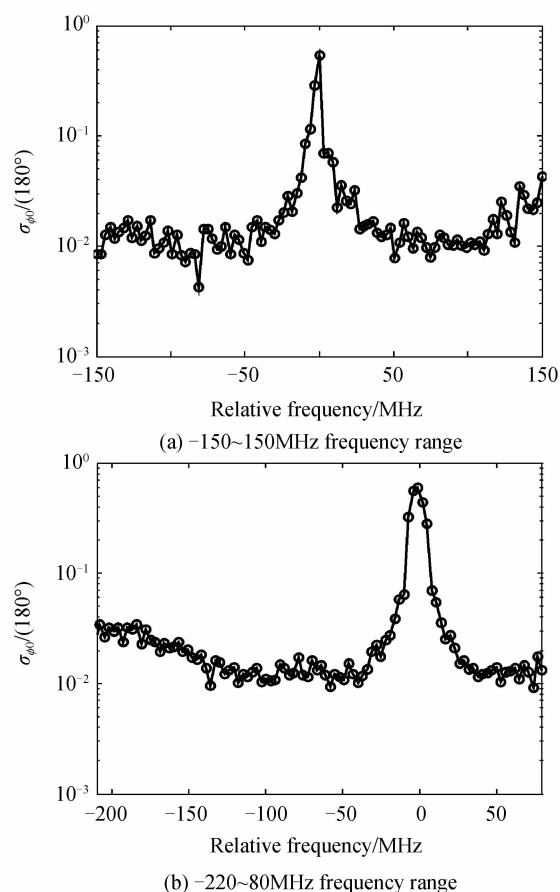


图 10 拍频信号相位鉴频参量测量误差曲线

Fig. 10 Measuring error curve of beat frequency signal phase discriminate-frequency parameter

3 结论

理论和实验证明,利用相位调制拍频信号的相位参量可以进行激光多普勒频移测量.该方法无需像 F-P 边缘技术多普勒频移测量方法那样对信号光能量进行检测,减少了噪音混入的通道,简化了系统结构;并且这种频移测量方法的测量范围是 F-P 边缘技术频移测量方法测量范围的 2 倍.在实验上,还给出拍频信号相位参量测量值修正方法,使其测量误差明显降低能够用于多普勒频移测量.根据误差合成理论,推导出这种频移测量方法的误差公式,并通过实验进行验证,为系统参量优化设计以及定量研究提供基础.

参考文献

[1] XU Shi-long, HU Yi-hua, ZHAO Nan-xiang. Extrinsic of wake vortex parameters based on lidar echo [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **42**(1): 54-58.
徐世龙,胡以华,赵楠翔.基于激光雷达回波的飞机尾涡参量提取[J].*光子学报*, 2013, **42**(1): 54-58

[2] PANG Ya-jun, WANG Chun-hui, TANG Tian-tian. Principle of dual balanced coherent receive and its application in heterodyne interferometer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(9): 1015-1018.
庞亚军,王春晖,唐甜甜.双平衡式相干接收原理及其在外差干涉仪中的应用研究[J].*光子学报*, 2012, **41**(9): 1015-1018.

[3] XIA Hai-yun, DOU Xian-kang, SUN Dong-song, *et al.* Mid-altitude wind measurements with mobile rayleigh doppler lidar incorporating system-level optical frequency control method [J]. *Optics Express*, 2012, **20**(14): 15286-15300.

[4] BAI Yan, REN De-ming, ZHAO Wei-jiang, *et al.* Heterodyne Doppler velocity measurement of moving targets by mode-locked pulse laser[J]. *Optics Express*, 2012, **20**(2): 764-768.

[5] WU Yong-hua, HU Yi-hua, DAI Ding-chuan, *et al.* Research on the technique of aircraft wake vortex detection based on 1.5 μ m doppler lidar[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(6): 811-817.
吴永华,胡以华,戴定川,等.基于 1.5 μ m 多普勒激光雷达的飞机尾涡探测技术研究[J].*光子学报*, 2011, **40**(6): 811-817.

[6] GAO Long, WANG Chun-hui, LI Yan-chao, *et al.* Investigation of balanced detection and receiver for 1.55 μ m coherent wind lidar[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(6): 1064-1069.
高龙,王春晖,李彦超,等.1.55 μ m 相干激光测风雷达平衡式探测接收实验[J].*光子学报*, 2010, **39**(6): 1064-1069.

[7] ZHANG Hai-yang, ZHAO Chang-ming, YANG Su-hui. The methods of decreasing the phase noise influence in micro-doppler lidar[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(5): 753-757.
张海洋,赵长明,杨苏辉.激光微多普勒探测系统中降低相位噪音影响的方法研究[J].*光子学报*, 2011, **40**(5): 753-757.

[8] LIU Ji-qiao, BU Ling-bing, ZHOU Jun, *et al.* Optical frequency discriminator of a mobile direct detection doppler wind lidar[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2006, **33**(10): 1339-1344.
刘继桥,卜令兵,周军,等.车载直接探测多普勒测风激光雷达光学鉴频器[J].*中国激光*, 2006, **33**(10): 1339-1344.

[9] PU Li-li, ZHOU Yu, SUN Jian-feng, *et al.* Receiving characteristics of coherent lidar under partially coherent condition[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(12): 1228002.
濮莉莉,周煜,孙剑锋,等.激光雷达部分相干外差探测接收特性研究[J].*光学学报*, 2011, **31**(12): 1228002.

[10] DU Jun, REN De-ming, ZHAO Wei-jiang, *et al.* Theoretical description of improving measurement accuracy for incoherence mie doppler wind lidar[J]. *Chinese Physics B*, 2013, **22**(2): 024211(1-7).

[11] DU Jun, ZHAO Wei-jiang, QU Yan-chen, *et al.* Laser doppler shift measuring method based on phase modulator and Fabry-Perot interferometer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(18): 184206.
杜军,赵卫疆,曲彦臣,等.基于相位调制器与 Fabry-Perot 干涉仪的激光多普勒频移测量方法[J].*物理学报*, 2013, **62**(18): 184206.

[12] ERIC D B. An introduction to pound-drever - hall laser frequency stabilization[J]. *American Journal of Physics*, 2001, **69**(1): 79-87.

[13] SEEL S, STORZ R, RUOSO G, *et al.* Cryogenic optical resonators: A new tool for laser frequency stabilization at the 1 Hz level[J]. *Physical Review Letters*, 1997, **78**(25): 4741-4744.

[14] XIA Hai-yun, SUN Dong-song, YANG Yuan-hong, *et al.* Fabry-perot interferometer based mie doppler lidar for low tropospheric wind observation[J]. *Applied Optics*, 2007, **46**(29): 7120-7131.

[15] TANG Lei, SHU Zhi-feng, DONG Jie-hui, *et al.* Mobile rayleigh doppler wind lidar based on double-edge technique [J]. *Chinese Optics Letters*, 2010, **8**(8): 726-731.

[16] ZHAO Ling, TIAN Xiao-ling, LIANG Lei, *et al.* Virtual digital locked-in amplifier based on automatic frequency tracking [J]. *Journal of Jilin University (Information Science Edition)*, 2012, **30**(1): 5-11.
赵玲,田小建,梁磊,等.基于自动频率跟踪的虚拟数字锁相放大器[J].*吉林大学学报(信息科学版)*, 2012, **30**(1): 5-11.

[17] 费业泰. 误差理论与数据处理[M]. 北京:机械工业出版社, 1981.