

一种高效的相位调制激光多普勒频移测量方法

杜军^{1**}, 杨娜², 丁云鸿^{1*}, 白勇强¹, 曲彦臣³, 赵卫疆³

¹哈尔滨师范大学计算机科学与信息工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150052;

²黑龙江工程学院电气与信息工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150050;

³哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家级重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150080

摘要 为了充分利用相位调制信号中的多普勒频移信息, 将相位调制信号的直流和拍频分量中的鉴频参量相结合, 构造出一个新的鉴频参量。在理论和实验上, 通过依次比较表明新鉴频参量继承了相位调制拍频信号振幅多普勒频移测量方法的特点和优势, 相比之下, 测量动态范围约提高 1 倍, 测量精度约提高 6 倍。为了有效利用闲置的回波信号光功率, 提出了基于新鉴频参量的双边缘相位调制多普勒频移测量方法, 在理论上证明其可将测量灵敏度提高 1 倍。

关键词 遥感; 激光雷达; 多普勒频移; 相位调制; 拍频; 法布里-珀罗干涉仪

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0928002

An Efficient Method for Doppler Shift Measurement of Phase Modulation Laser

Du Jun^{1**}, Yang Na², Ding Yunhong^{1*}, Bai Yongqiang¹, Qu Yanchen³, Zhao Weijiang³

¹College of Computer Science and Information Engineering, Harbin Normal University, Harbin, Heilongjiang 150052, China;

²College of Electrical and Information Engineering, Heilongjiang Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150050, China;

³National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150080, China

Abstract In order to make full use of the Doppler shift information in the phase-modulated signal, we combine the frequency-discriminating parameters in the direct current with beat components of the phase-modulated signal in sequence to construct a new frequency-discriminating parameter. It is proved theoretically and experimentally that the new frequency-discriminating parameter inherits the characteristics and advantages of amplitude-Doppler shift measurement of phase-modulated beating frequency signal. In comparison, the dynamic range is increased by about one times and the measuring accuracy is improved approximately by six times. In order to make use of the idle optical power of the echo signal, we propose a new dual-edge phase Doppler shift measurement method based on the new frequency-discriminating parameter. It is proved theoretically that the proposed method can double the measurement sensitivity.

Key words remote sensing; laser lidar; Doppler shift; phase modulation; beat frequency; Fabry-Poret interferometer

OCIS codes 280.3640; 280.3340

1 引言

多普勒激光雷达可以获取远距离目标的振动和速度等信息^[1-2], 具有极高的时空分辨率, 一直备受

关注, 并广泛应用于军事伪装目标识别、全球大气风场测量等^[3-5]多个领域。然而, 多普勒激光雷达的各项性能主要受激光多普勒频移测量方法的影响, 因此对激光多普勒频移测量方法的研究已经成为推动

收稿日期: 2018-01-16; 修回日期: 2018-03-29; 录用日期: 2018-04-11

基金项目: 黑龙江省自然科学基金(F2016030)

* E-mail: yunhongding@126.com; ** E-mail: dujun126@126.com

多普勒激光雷达发展的关键。

按照工作原理,激光多普勒频移测量方法通常可以分成两类:相干(外差)探测方法和非相干(直接)探测方法,然而这两种方法都各有优势和不足。相干探测方法利用信号光和本振光产生的拍频信号进行多普勒频移测量^[6-10]。本振光对信号光有增益转换及滤波作用,因此理论上相干探测方法具有极高的测量精度。但信号光与本振光的路径不同,为了获得较高的拍频效率,需保证其孔径、传播方向以及波前等参数匹配,这给光学系统及其装调提出了极高的要求。另外,信号光与本振光通常不是源于同一时刻光源出射的光,为了保证其相干性,需要光源具有极窄的带宽和极高的频率稳定性。所以,相干探测方法对光学系统和光源的要求极其苛刻,难以满足。直接探测利用出射光与回波信号光通过边缘滤波器的相对能量变化实现多普勒频移测量。基于法布里-珀罗(F-P)干涉仪的边缘技术方法结构简单、安全可靠且方便灵活,是目前常用的一种直接探测方法^[11-12]。虽然该方法对光源和光学系统的要求易于满足,但探测器输出信号为基带信号且工作带宽较大,所以进入系统的噪声功率较大,在没有有效抑制噪声的情况下,测量精度较低。

基于上述原因,科研工作者提出了相位调制激光多普勒频移测量方法^[13-16]。这种方法兼具直接探测方法和相干探测方法的优势。经过正弦相位调制的信号光,可以在其原有频率成分(载波)的基础上,产生振幅相等、相位相反的正、负一阶边带;利用F-P干涉仪调整载波与边带的振幅和相位,破坏其对称性,并产生固定频率的拍频信号。相位调制多普勒频移方法即利用此拍频信号的振幅(或相位)随信号光频率变化的性质进行多普勒频移测量。由于产生此拍频信号的光波是同一信号光的不同频率成分,所以具有相同的孔径、传播方向、偏振以及波前,并且相干性也不会随探测距离的增加而降低。这降低了相位调制多普勒频移测量方法对光源和光学系统的要求。利用相关检测等方法对相位调制拍频信号的振幅(或相位)进行提取,可以有效地降低系统的工作带宽,从而减小进入系统的噪声功率,这使得相位调制多普勒频移测量方法具有很高的测量精度。

然而,目前对相位调制激光多普勒频移测量方法的研究还不够深入,还存在对回波信号光中有效信息的利用效率较低等问题,具体包括:无法同时利用相位调制拍频信号振幅和相位参量中的

多普勒频移信息;不能够有效地利用相位调制信号直流分量中的多普勒频移信息;需要额外的探测器对信号光的光强进行检测,系统结构较复杂且造价较高;不能对全部回波信号光能量进行利用等。本文针对现有相位调制多普勒频移测量方法存在的不足进行改进,提升其各方面的性能,使测量方案更加高效。

2 基本原理

利用贝塞尔函数 J_n 可以将正弦相位调制的单频信号光 $E_{in} = E_0 \exp\{i[\omega t + \beta \sin(\Omega t)]\}$ 展开成载波 ω (初始角频率)和一系列边带 $\omega \pm n\Omega$ (其中 $n = 1, 2, 3 \dots$) 叠加的形式

$$E_{in} = E_0 \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} J_n(\beta) \exp[i(\omega + n\Omega)t] + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(\beta) \exp[i(\omega - n\Omega)t] \right\}, \quad (1)$$

式中: E_0 和 ω 分别为信号光的振幅和角频率; Ω 和 β 分别为相位调制角频率和调制度。

由(1)式可知,信号光振幅 E_0 一定时,各频率成分的振幅主要取决于贝塞尔函数 $J_n(\beta)$ 的大小。根据贝塞尔函数随 β 变化曲线可知,当 $\beta < 1$ 时,二阶以上边带的振幅很小,可以被忽略,这样(1)式可近似表示为^[17-19]

$$E_{in} = E_0 \{ J_1(\beta) \exp[i(\omega - \Omega)t + \pi] + J_0(\beta) \exp(i\omega t) + J_1(\beta) \exp[i(\omega + \Omega)t] \}. \quad (2)$$

当以上的正弦相位调制信号光直接入射到平方率探测器上时,正、负一阶边带 $\omega \pm \Omega$ 将会分别与载波 ω 产生频率为 Ω 的拍频信号,但由(2)式可知,由于这两个边带的振幅 $E_0 J_1(\beta)$ 相等、相位相差 π (反相),产生的两个拍频信号也是幅度相等、相位相反,彼此恰好相互抵消,不会产生任何拍频输出。但是,如果令此调制信号光经过 F-P 干涉仪,调整两个边带的振幅和相位,破坏其对称性,探测器将会有频率为 Ω 的拍频信号输出,可表示为

$$i_{\Omega} \propto E_0^2 |A_0| \cos(\Omega t - \phi_0), \quad (3)$$

式中:

$$\begin{cases} |A_0| = \sqrt{A_R^2 + A_I^2} \\ \phi_0 = \arctan \frac{A_I}{A_R} \end{cases}, \quad (4)$$

$$\begin{cases} A_R = 2J_0 J_1 \operatorname{Re}[T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)] \\ A_I = 2J_0 J_1 \operatorname{Im}[T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)] \end{cases}, \quad (5)$$

式中: T 为 F-P 干涉仪的场强透过率系数。

此外,平方率探测器输出的总电流 i 中,还包含直流信号 i_d 和频率为 2Ω 的交流信号 $i_{2\Omega}$ 输出,即 $i = i_d + i_{\Omega} + i_{2\Omega}$,其中 $i_{2\Omega}$ 是两个边带产生的拍频信号,但由于其相对幅度很小,可忽略。直流 i_d 可以表示为

$$i_d \propto E_0^2 [J_0^2 |T(\omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega + \Omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega - \Omega)|^2], \quad (6)$$

式中: $|T|^2$ 为 F-P 干涉仪的光强透过率 h ,即 $h = |T|^2$ 。由(6)式可见,探测器输出直流信号 i_d 的大小正比于载波和正、负一阶边带总的 F-P 干涉仪透射光强。由于当调制度 β 为定值时, J_0^2 和 J_1^2 为小于 1 的常数,所以(6)式中括号内的各项可以看作是载波和两个边带的 F-P 光强透过率的加权平均

值,如果用一个等效的光强透过率代替,即 $h'(\omega) = J_0^2 |T(\omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega + \Omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega - \Omega)|^2$,则(6)式可以简化为

$$i_d \propto E_0^2 h'(\omega). \quad (7)$$

图 1 为调制信号中各鉴频参量曲线。通过分析(3)~(7)式可以发现,调制信号光可以等效为 F-P 干涉仪光强透过率 $h'(\omega)$,拍频信号 i_{Ω} 的相位 ϕ_{Ω} 和归一化振幅 $|A_{\Omega}|$ 都是信号光频率 ω 的函数,各参量随频率变化的曲线分别在图 1(a)~(c)中用实线给出。图 1 横坐标为根据 F-P 干涉仪的自由光谱范围(FSR, R_{FSR})进行归一化,并且采用以坐标原点为参考点的相对频率,原点选择在某一 F-P 光强透过率峰值位置。

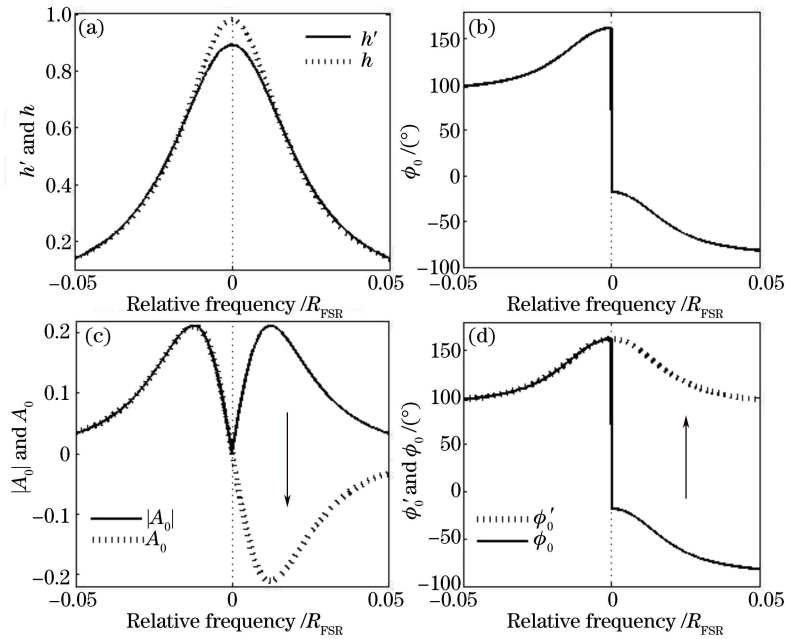


图 1 调制信号中各鉴频参量曲线。(a) $h'(\omega)$ 和 $h(\omega)$; (b) $\phi_0(\omega)$ ^[15]; (c) $|A_0(\omega)|$ 和 $A_0(\omega)$; (d) $\phi_0(\omega)$ 和 $\phi'_0(\omega)$

Fig. 1 Frequency-discriminating parameter curves of modulation signal. (a) $h'(\omega)$ and $h(\omega)$;

(b) $\phi_0(\omega)$ ^[15]; (c) $|A_0(\omega)|$ and $A_0(\omega)$; (d) $\phi_0(\omega)$ and $\phi'_0(\omega)$

为便于比较,未调制信号光的 F-P 干涉仪光强透过率 $h(\omega)$ 曲线也在图 1(a)中用点线给出。通过观察可以发现, $h'(\omega)$ 和 $h(\omega)$ 曲线的形状相似,峰值位置相同,说明其与 $h(\omega)$ 曲线类似,也可以利用 $h'(\omega)$ 曲线,使用边缘技术对信号光的频率进行测量。图 1(b)给出了拍频信号 i_{Ω} 的相位 $\phi_{\Omega}(\omega)$ 随频率变化的曲线。其在原点两侧,存在值域不同的两条单调曲线,可以分别用于多普勒频移测量。图 1(c)中的实线为拍频信号 i_{Ω} 的振幅 $|A_0(\omega)|$ 曲线,由于在图 1(b)中的原点位置,相位 $\phi_{\Omega}(\omega)$ 曲线存在一个 180° 的相位跳变,这说明在该点振幅 A_0 的符号发生了变化,当假设 $A_0 = \begin{cases} +|A_0|, & \phi_0 > 0 \\ -|A_0|, & \phi_0 < 0 \end{cases}$ 时,

可以得到振幅 A_0 的频率变化曲线,如图 1(c)中虚线所示。

$\phi_0(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线在原点两侧都存在随频率单调变化的部分,已提出的两种相位调制多普勒频移测量方法分别利用 $\phi_0(\omega)$ 曲线^[15] 或 $A_0(\omega)$ 曲线^[13] 进行多普勒频移测量,即:由于在原点两侧, $y = \phi_0(\omega)$ 或 $y = A_0(\omega)$ 为单调函数,存在反函数 $\omega = \phi_0^{-1}(y)$ 或 $\omega = A_0^{-1}(y)$,如果频率为 ω_0 的出射光经过相位调制后得到拍频信号相位或振幅测量值 y_0 ,频率为 $\omega_0 + \omega_d$ 的回波信号光经过调制后得到相位或振幅的测量值为 y_1 ,则多普勒频移为 $\omega_d = (\omega_0 + \omega_d) - \omega_0 = \phi_0^{-1}(y_1) - \phi_0^{-1}(y_0)$ 或 $A_0^{-1}(y_1) -$

$A_0^{-1}(y_0)^{[3]}$ 。为了保证最大的多普勒频移测量范围,出射光频率 ω_0 应锁定到 $A_0(\omega)$ 曲线的中间位置,即图 1 中的原点位置,该点为多普勒频移测量的工作点,图 1 中的横坐标本质上代表频移量 ω_d 。

另外,图 1(b)中 $\phi_0(\omega)$ 曲线在原点的 180° 相位

跳变可以通过假设 $\phi'_0 = \begin{cases} \phi_0, & \phi_0 > 0 \\ \phi_0 + 180^\circ, & \phi_0 \leq 0 \end{cases}$ 消除,消除跳变的 $\phi'_0(\omega)$ 曲线如图 1(d) 中的点线所示,其形状与 $h'(\omega)$ 相似。

2.1 信号处理方法

定义正弦相位调制的周期为 $T_\Omega = 1/\Omega$,通过观察(3)式可知,对探测器输出信号 $i(t)$ 进行积分,当积分时间为 $T = 2nT_\Omega (n = 1, 2, 3 \dots)$ 时,交流分量 $i_\Omega(t)$ 和 $i_{2\Omega}(t)$ 的积分结果恰好等于零,这样就可以提取出直流分量 $i_d^{[13]}$

$$i_d(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt \propto E_0^2 h'(\omega)。 \quad (8)$$

由于正弦相位调制频率 Ω 已知,很容易产生与拍频信号 $i_\Omega(t)$ 同频的两个正交参考信号^[13]

$$\begin{cases} i_{rs}(t) = \sin(\Omega t) \\ i_{rc}(t) = \cos(\Omega t) \end{cases}, \quad (9)$$

将(9)式中的两个参考信号分别与 $i(t)$ 进行相关运算^[16-18]

$$R_{srs(c)}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) \cdot i_{rs(c)}(t - \tau) dt, \quad (10)$$

$i(t)$ 的三个分量 i_d, i_Ω 和 $i_{2\Omega}$ 分别进行相关运算,当积分时间为 $T = nT_\Omega (n = 1, 2, 3 \dots)$ 时, i_d 和 $i_{2\Omega}$ 的结果恰好为零,则(10)式变为

$$\begin{cases} R_{srs}(\tau) \propto \frac{E_0^2}{2} |A_0| \cos(\Omega\tau - \phi_0) \\ R_{src}(\tau) \propto \frac{E_0^2}{2} |A_0| \sin(\Omega\tau - \phi_0) \end{cases}, \quad (11)$$

利用(11)式可以得到

$$E_0^2 |A_0| \propto 2 \sqrt{[R_{srs}(\tau)]^2 + [R_{src}(\tau)]^2}, \quad (12)$$

$$\phi_0 = -\arctan \frac{R_{src}(0)}{R_{srs}(0)}. \quad (13)$$

2.2 新鉴频参量的定义

相位调制系统探测器输出的信号 $i(t)$ 主要包含直流 $i_d(t)$ 和交流 $i_\Omega(t)$ 成分,根据以上讨论可知,其都为频率的函数。现有的相位调制多普勒频移测量方法只是单独使用交流 $i_\Omega(t)$ 的振幅 $A_0(\omega)$ 或相位 $\phi_0(\omega)$,不能同时对这两个参量加以利用,并且也不能利用直流信号 $i_d(t)$ 中的多普勒频移信息

$h'(\omega)$ 。这无疑是对多普勒频移信息的一种浪费。应该找到一种方法,同时合理利用各频率成分中的多普勒频移信息,从而获得更好的频移测量效果。

首先可以定义一个新的鉴频参量 $A_n(\omega)$,其绝对值 $|A_n(\omega)|$ 可以根据(8)式和(12)式获得

$$|A_n(\omega)| = \frac{2 \sqrt{[R_{srs}(\tau)]^2 + [R_{src}(\tau)]^2}}{i_d} \propto \frac{E_0^2 |A_0(\omega)|}{E_0^2 h'(\omega)} = \frac{|A_0(\omega)|}{h'(\omega)}. \quad (14)$$

图 2 为新鉴频参量及其测量灵敏度曲线。根据(14)式可以看到,在获得 $|A_n(\omega)|$ 的过程中,分子和分母中的信号光光强 E_0^2 项被约掉,这样鉴频系统就没有必要使用光强探测器,从而可以简化系统结构。另外,可以通过 $|A_n(\omega)|$ 和 ϕ_0 获得 $A_n(\omega)$,

假设 $A_n = \begin{cases} +|A_n|, & \phi_0 > 0 \\ -|A_n|, & \phi_0 \leq 0 \end{cases}$,可得振幅 A_n 的频率

变化曲线,如图 2(a) 中的虚线所示。为便于比较,

$A_0(\omega)$ 的频率变化曲线也在图 2(a) 中用点线给出,由图可见, $A_n(\omega)$ 与 $A_0(\omega)$ 曲线形状相似,都通过

原点,并且在原点两侧都随频率单调变化,说明可以使用与 $A_0(\omega)$ 曲线同样的方法,利用 $A_n(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量。

$A_n(\omega)$ 与 $A_0(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A_0(n)}(\omega) = |dA_0(n)(\omega)/d\omega|$ 曲线如图 2(b) 所示, $\Theta_{A_n}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_0}(\omega)$ 曲线的零点位置与 $A_n(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线的峰值位置相对应,决定多普勒频移测量的动态范围,由图可见, $A_n(\omega)$ 曲线

的多普勒频移测量范围 $-\frac{L_n}{2} \sim \frac{L_n}{2}$ 大于 $A_0(\omega)$ 曲线

的多普勒频移测量范围 $-\frac{L_0}{2} \sim \frac{L_0}{2}$,并且在多普勒频

移测量范围内 $\Theta_{A_n} > \Theta_{A_0}$,即 $A_n(\omega)$ 的多普勒测量灵敏度高于 $A_0(\omega)$ 的测量灵敏度。

观察图 1(d) 可以发现,消除跳变的 $\phi'_0(\omega)$ 曲线与 $h'(\omega)$ 曲线的形状相似,因此可以利用同样的方法将 $A_n(\omega)$ 和 $\phi'_0(\omega)$ 进一步融合形成新的鉴频参量。

将 $\phi'_0(\omega)$ 曲线进行归一化处理,并用 $\phi'_{0n}(\omega) = \phi'_0(\omega)/180^\circ$ 表示,则新的鉴频参量可以定义为

$$A_L(\omega) = \frac{A_n(\omega)}{\phi'_{0n}(\omega)}. \quad (15)$$

$A_L(\omega)$ 曲线在图 2(c) 中用实线给出,为了对比 $A_n(\omega)$ 曲线也在图 2(c) 中用虚线给出,可以发现 A_L 与 A_n 形状相似,可以用相同的方法进行多普勒频移测量,多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A_L}(\omega)$ 与 $\Theta_{A_n}(\omega)$ 曲线在图 2(d) 中给出。由图可见, $A_L(\omega)$ 曲

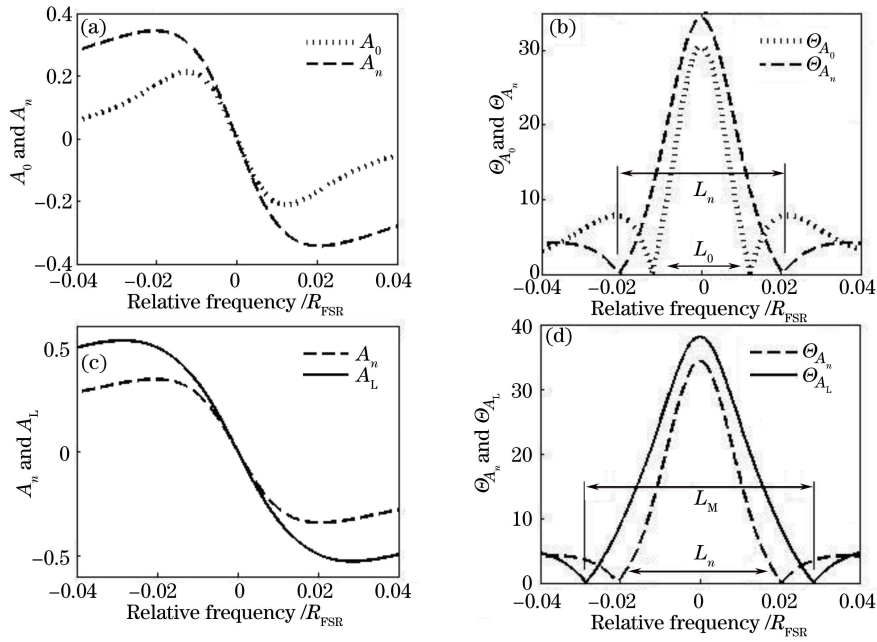


图 2 新鉴频参量及其测量灵敏度曲线。(a) $A_n(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$; (b) $\theta_{A_n}(\omega)$ 和 $\theta_{A_0}(\omega)$; (c) $A_L(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$; (d) $\theta_{A_L}(\omega)$ 和 $\theta_{A_n}(\omega)$

Fig. 2 New frequency-discriminating parameters and measurement sensitivity curves. (a) $A_n(\omega)$ and $A_0(\omega)$; (b) $\theta_{A_n}(\omega)$ and $\theta_{A_0}(\omega)$; (c) $A_L(\omega)$ and $A_n(\omega)$; (d) $\theta_{A_L}(\omega)$ and $\theta_{A_n}(\omega)$

线比 $A_n(\omega)$ 曲线有更高的测量动态范围和测量灵敏度,即 $L_M > L_n, \theta_{A_L}(0) > \theta_{A_n}(0)$ 。

总之,在依次利用 $A_0(\omega)$ 、 $h'(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$ 三个参量构建新的多普勒频移鉴频参量 $A_n(\omega)$ 和 $A_L(\omega)$ 的过程中,其保留了 $A_0(\omega)$ 曲线的全部优点及测量方式,逐渐吸收了 $h'(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$ 中的多普勒信息,使测量动态范围和灵敏度增大,即 $L_0 <$

$L_n < L_M, \theta_{A_0}(0) < \theta_{A_n}(0) < \theta_{A_L}(0)$ 。

3 实验研究

3.1 实验装置与原理

对鉴频参量 A_L 进行实验研究,装置图如图 3 所示,该装置由光路和电路两部分组成(主要的设备参数在表 1 中给出)。实验装置的光路部分用实线

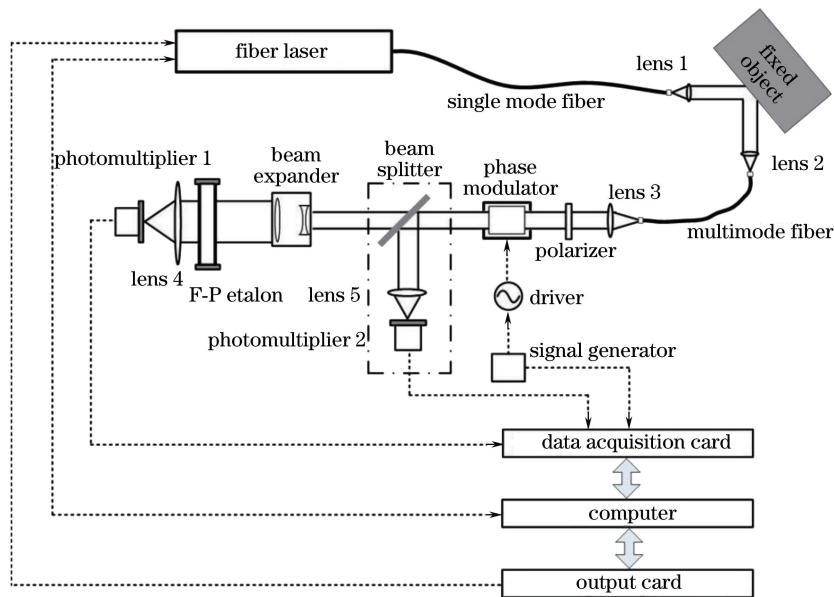


图 3 实验研究装置图

Fig. 3 Schematic of experimental setup

表示,采用美国 NP PHOTONICS 公司生产的 RFLS 型单纵模稳频光纤激光器作为光源,其输出光经准直后照射到固定硬目标上;经反射的信号光由凸透镜收集后通过多模光纤引入到相位调制鉴频系统;进入系统的信号光经准直后,依次经过偏振片和空间电光相位调制器;利用分束片将信号光分成两束,其中能量较小的信号光经凸透镜会聚到光电探测器 1 上用于信号光光强监测,其中能量较大的信号光经过扩束镜($\times 4$ 倍)准直后垂直入射到固定厚度的 F-P 标准具上,然后利用凸透镜会聚到光电探测器 2 上进行检测。

表 1 实验设备主要参数

Table 1 Main parameters of experimental equipments

Experimental equipment	Parameter	Value
Laser	Wavelength /nm	1064
	Output power /mW	50
	Frequency stability /MHz	<50
	Line width /kHz	<50
	Frequency range /Hz	Thermal: >20 G Fast: ± 200 M
Phase modulator	Operating frequency /MHz	100(DC)
	Material	MgO : LiNbO ₃
	Aperture /mm	2
	Maximum input power /($W \cdot mm^{-2}$)	4
	Modulation depth /($mrad \cdot V^{-1}$)	15
	RF band width /MHz	100
F-P etalon	Thickness /cm	2
	Surface reflectivity /%	90
	Surface fineness	25
Data acquisition card	Sampling rate /($Sa \cdot s^{-1}$)	500 M to 1 k
	Channel number	2
	Resolution /bit	12
Output card	Band width /MHz	250
	Resolution /bit	16
	Output voltage range /V	$-5 \sim +5$

实验装置的电路部分用虚线表示,光电探测器 1 和 2 的输出信号连接到数据采集卡的两个采样通道;将信号发生器生成的正弦信号(30 MHz)分成两部分:一部分经驱动器放大后传递给相位调制器,对信号光进行相位调制,另一部分连接到数据采集卡的外触发通道作为触发源;将模拟量输出卡的输出电压通过接线加载到光纤激光器内部压电陶瓷上;通过 RS232 串口线将计算机与光纤激光器相连。

实验中使用的光纤激光器具有两种调节出射光频率的方式:第一种是通过计算机程序控制模拟量输出卡的输出电压改变光纤激光器内部压电陶瓷上的加载电压,从而调节出射光频率,其调节速度较快;第二种是在计算机上通过激光器操控软件,调整激光器内部温度,从而调节激光器的输出光频率(调节比例大概为 $1 \text{ GHz} \cdot K^{-1}$),其调节范围较大。

需要注意的是,在出射光频率固定的情况下,通过导轨等装置可以使硬目标运动从而产生回波信号光的多普勒频移,但是这种方式不仅增加了实验成本和难度,而且对信号光频移量的调节产生很多限制,但对多普勒频移测量方法的研究本身并不会产生过多贡献。在本实验中,通过调整出射激光频率模拟硬目标产生的多普勒频移,其与运动目标产生的多普勒频移效果相同,而且成本低,实现难度小,频移量可控,这对于全面研究多普勒频移测量方法的各项性质具有一定的意义。另外,图 3 中虚线框出的分束镜、凸透镜和光电探测器 2,对基于鉴频参量 A_L 的相位调制多普勒频移方法并不是必需的,只是用来与基于鉴频参量 A_0 的相位调制方法进行比较。

3.2 实验步骤

通过计算机软件调整激光器内部温度,使出射光的频率 ω_0 落在 F-P 标准具某一透过率峰位置,该点对应频移测量的工作点。当激光器内部温度达到平衡后,打开光电相位调制器,并通过计算机程序控制模拟量输出卡,使其输出电压在 $-5 \sim +5$ V 范围内按照 0.1 V 的步长线性变化,从而使激光器的输出光频率从 $(\omega_0 + 150)$ MHz 到 $(\omega_0 - 150)$ MHz 按 3 MHz 的步长变化。在每次出射光频率改变后,数据采集卡同时以 500 MHz 的采样率对光电探测器 1 和 2 输出的信号进行采样,各采集 500 个点。再利用 (8)~(13) 式对光电探测器 1 的采样数据进行计算,获得直流信号 $E_0^2 h'$ 以及拍频信号的振幅 $E_0^2 |A_0|$ 和相位 ϕ_0 ;对光电探测器 2 的采样数据进行平均运算获得信号光强 E_1^2 。这样,即可获得不同频移下 $E_0^2 |A_0|, E_1^2, E_0^2 h', \phi_0$ 的测量值,如图 4 所示。

图 5 为 $A_0(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$ 的测量平均值和标准偏差曲线。图 5 中的横坐标仍然使用以原点(工作点)为参考的相对频率坐标表示频移。可以利用图 4 中的数据获取鉴频参量 A_0 和 A_n 。

信号光光强 E_0^2 可以根据光电探测器 2 的光强测量值 E_1^2 乘以分束镜分束比 α (实验测量值)求得,即 $E_0^2 = \alpha E_1^2$,所以 $|A_0(\omega)|$ 频移曲线可以通过使用

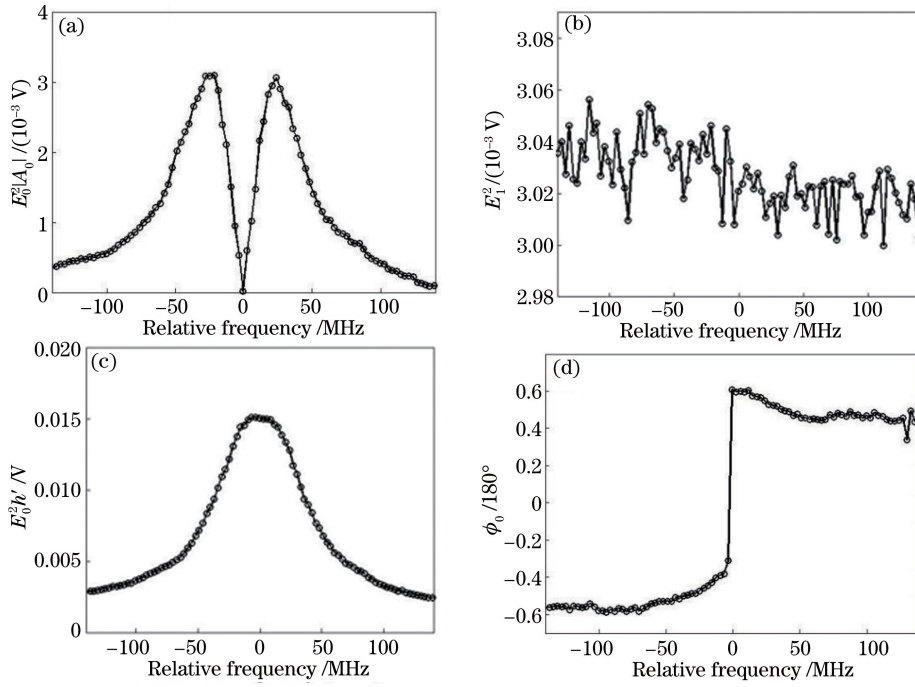


图 4 不同频移下 $E_0^2 |A_0|$, E_1^2 , $E_0^2 h'$, ϕ_0 的测量值。(a) $E_0^2 |A_0(\omega)|$; (b) E_1^2 ; (c) $E_0^2 h'(\omega)$; (d) $\phi_0(\omega)$

Fig. 4 Measuring values of $E_0^2 |A_0|$, E_1^2 , $E_0^2 h'$, ϕ_0 under different frequency shifts.

(a) $E_0^2 |A_0(\omega)|$; (b) E_1^2 ; (c) $E_0^2 h'(\omega)$; (d) $\phi_0(\omega)$

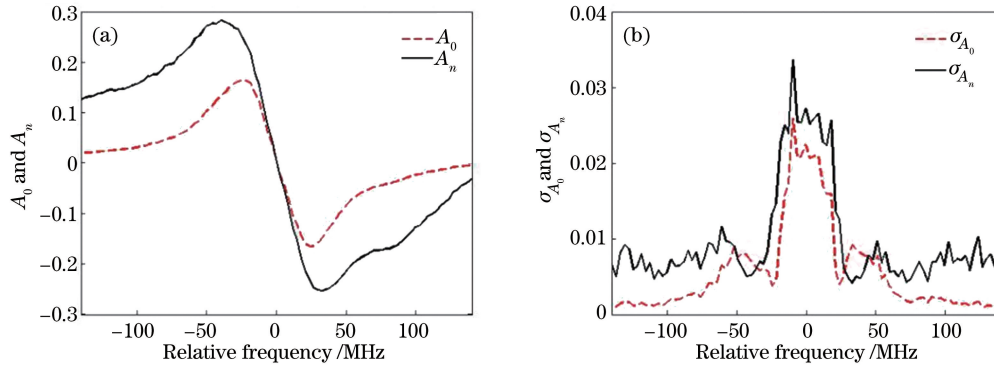


图 5 $A_0(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$ 的测量平均值和标准偏差曲线。(a) 平均值; (b) 标准偏差

Fig. 5 Measurement mean value and standard deviation curves of $A_0(\omega)$ and $A_n(\omega)$. (a) Mean value; (b) Standard deviation

图 4(a)和(b)中的数据以及公式 $|A_0| = E_0^2 |A_0| / (\alpha E_1^2)$ 求出。 $|A_n(\omega)|$ 频移曲线可以根据图 4(a)和(c)中的数据以及(14)式求出。最后根据图 4(d)中的 ϕ_0 测量值以及符号假设 $A_{n(\omega)} = \begin{cases} +|A_{n(\omega)}|, \\ -|A_{n(\omega)}|, \end{cases}$ 即可获得不同频率下 A_0 和 A_n 的测量值。

3.3 实验结果及其分析

3.3.1 鉴频参量 A_0 和 A_n 的测量结果

在每个频移位置,都对 A_0 和 A_n 进行多次测量并计算平均值和标准偏差,如图 5(a)、(b)所示。比较图 5(a)和图 2(a)可以看出,实际测量的 $A_n(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线与理论计算的曲线很相似,这可以证明

理论分析的正确性。通过观察图 5(b)可以看到, A_n 的测量误差 σ_{A_n} 大于 A_0 的测量误差 σ_{A_0} 。根据误差传递理论, $\sigma_{A_n} > \sigma_{A_0}$ 的主要原因是 $E_0^2 h'$ 的测量误差大于 E_1^2 的测量误差。然而, $E_0^2 h'$ 和 E_1^2 的测量误差又主要依赖于各自散粒噪声的功率密度 $\sqrt{E_0^2 h'}$ 和 $\sqrt{E_1^2}$ ($\sqrt{E_0^2 h'} > \sqrt{E_1^2}$)。

利用数值计算方法对图 5(a)中 $A_0(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$ 的测量曲线进行偏微分运算,可以获得多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A_0}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_n}(\omega)$ 曲线,如图 6(a)所示。由图 6(a)可见,测量曲线与图 2(c)中的理论曲线具有同样的分布规律,即参量 A_n 的多普勒频移测量动态范围 ($-44 \sim 32$ MHz) 比 A_0 的动态范围 ($-23 \sim$

25 MHz)大,并且在整个测量动态范围内 A_n 的测量灵敏度高于 A_0 的测量灵敏度。利用多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A_0(n)}(\omega)$ 曲线、测量误差 $\sigma_{A_n(\omega)}$ 曲线以及多普勒频移测量误差计算公式 $\sigma_{v_{A_0(n)}} = 1/[\sigma_{A_0(n)}\Theta_{A_0(n)}]$,可以求得 $\sigma_{v_{A_0(n)}}(\omega)$ 曲线,如图 6(b)

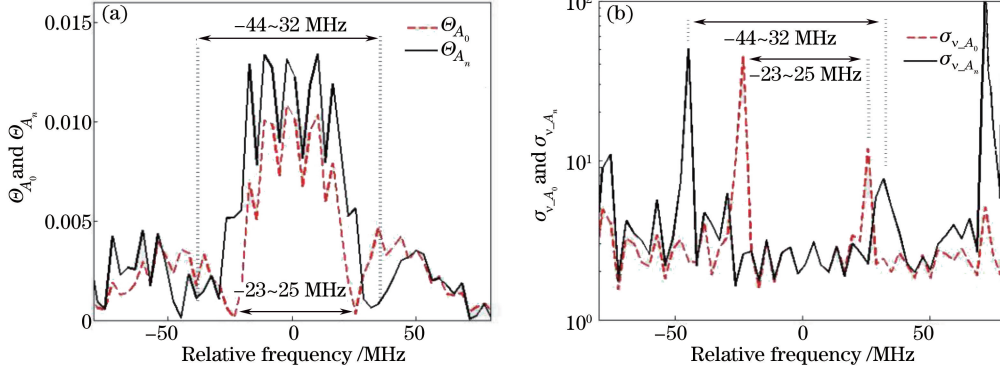


图 6 多普勒频移测量灵敏度和误差随频移的变化曲线。(a) $\Theta_{A_0}(\omega)$ 与 $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{v_{A_0}}(\omega)$ 与 $\sigma_{v_{A_n}}(\omega)$

Fig. 6 Curves of sensitivity and error measured by Doppler shift versus Doppler shift.

(a) $\Theta_{A_0}(\omega)$ and $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{v_{A_0}}(\omega)$ and $\sigma_{v_{A_n}}(\omega)$

虽然上面的实验结果可以在测量精度和动态范围方面展现 A_n 的优势,但并不充分,因为在获取 A_n 参量的过程中只使用了信号光的部分光能量,另外的能量部分则被用于测量信号光光强,信号光的能量大小是影响测量精度的重要因素。但在实际的测量过程中,无需对信号光的光强进行测量。因此,

所示。通过观察 $\sigma_{v_{A_0}}(\omega)$ 和 $\sigma_{v_{A_n}}(\omega)$ 的曲线分布可以发现,在小的频移范围内,测量误差 $\sigma_{v_{A_0}}$ 和 $\sigma_{v_{A_n}}$ 基本相同,但是随着频移的增大, $\sigma_{v_{A_n}}$ 逐渐小于 $\sigma_{v_{A_0}}$,这证明利用 A_n 进行多普勒频移测量比利用 A_0 具有更高的测量精度和测量动态范围。

为了更好地体现 A_n 的优势,将图 3 虚框中的分束镜、透镜以及光电探测器移除,使信号光的全部能量通过相位调制器,重复以上的实验过程,获得不同频率下的 $E^2|A_0|$, ϕ_1 , E^2h' 。新的实验结果用黑色框分别在图 7(a)、(b)和(c)给出。为了进一步反映测量精度和动态范围的提高程度,之前的测量结果

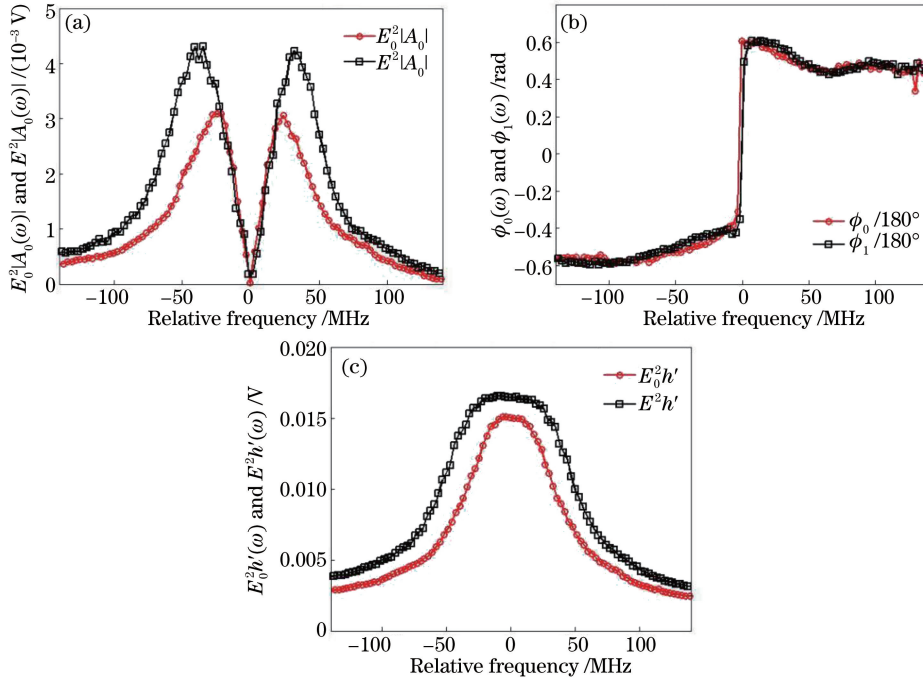


图 7 不同频率下的测量值。(a) $E^2|A_0(\omega)|$ 和 $E_0^2|A_0(\omega)|$; (b) $\phi_1(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$; (c) $E^2h'(\omega)$ 和 $E_0^2h'(\omega)$

Fig. 7 Measured values under different frequencies. (a) $E^2|A_0(\omega)|$ and $E_0^2|A_0(\omega)|$;

(b) $\phi_1(\omega)$ and $\phi_0(\omega)$; (c) $E^2h'(\omega)$ and $E_0^2h'(\omega)$

$E_0^2 |A_0|, \phi_0, E_0^2 h'$ 也分别在图 7(a)、(b)和(c)给出。根据上述理论可知,由于相位调制和 F-P 干涉仪等实验参数没有发生变化,因此在去除光强探测器后,调制信号光的 F-P 干涉仪光强透过率以及相位调制拍频信号的归一化振幅和相位不会发生变化。但由于在两次实验中,信号光的光强 E^2 和 E_0^2 发生变化($E^2 = E_0^2 + E_1^2$ 即 $E^2 > E_0^2$),所以由图 7(a)和图 7(c)可见, $E^2 |A_0| > E_0^2 |A_0|, E^2 h' > E_0^2 h'$ 。两次测量的相位曲线 $\phi_1(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$ 曲线基本不变,如图 7(b)所示。

多次重复上述实验,并获得 A'_n 的测量平均值和标准偏差曲线,如图 8(a)和(b)中实线所示。为便于比较, A_n 的测量平均值和标准偏差曲线如图 8(a)和(b)中虚线所示。同样对图 8(a)中 $A'_n(\omega)$

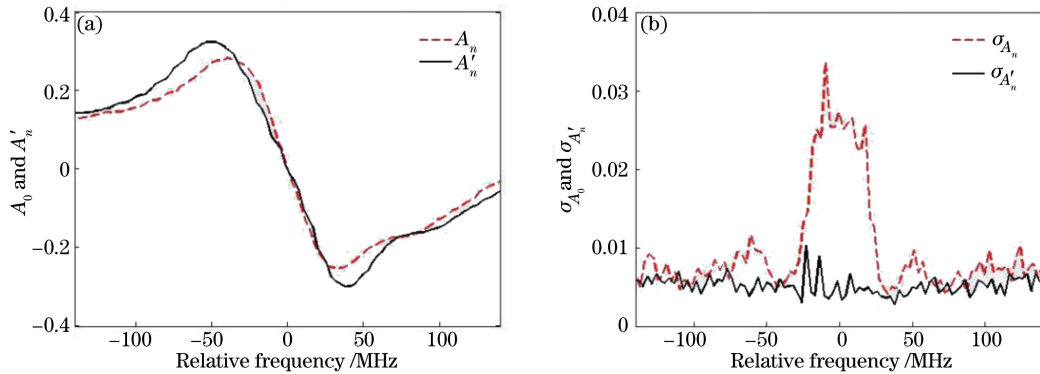


图 8 A'_n 和 A_n 的测量平均值和标准偏差曲线。(a)平均值;(b)标准偏差

Fig. 8 Curves of measurement mean value and standard deviation of A'_n and A_n . (a) Mean value; (b) standard deviation

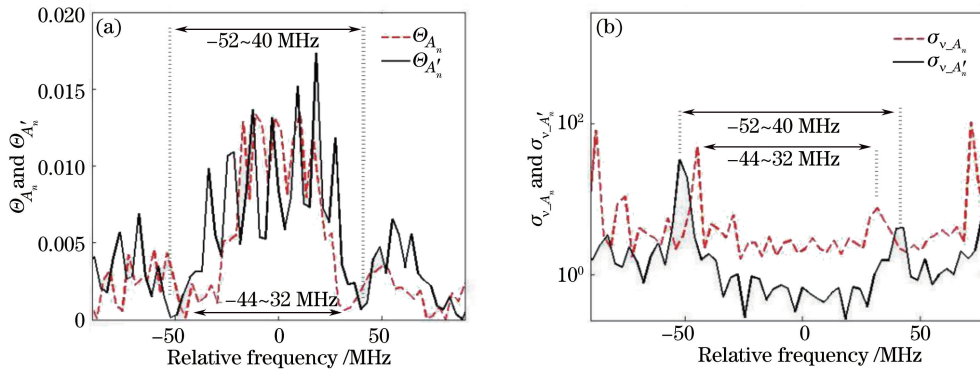


图 9 多普勒频移测量灵敏度和误差曲线。(a) $\Theta_{A'_n}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{v_{A_n}}(\omega)$ 和 $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$

Fig. 9 Curves of sensitivity and error measured by Doppler-shift. (a) $\Theta_{A'_n}(\omega)$ and $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{v_{A_n}}(\omega)$ and $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$

通过比较发现,去除能量探测器后的新鉴频参量 A'_n 与未去除之前的鉴频参量 A_0 相比,测量动态范围提高约 1.9 倍,测量精度提高约 6.2 倍。

3.3.2 鉴频参量 A'_n 与 A_L 的结果分析

利用 $\phi_n = \begin{cases} \phi', & \phi' > 0 \\ \phi' + 1, & \phi' < 0 \end{cases}$ 对图 10(a)中归一化

和 $A_n(\omega)$ 曲线进行数值偏微分运算,获得多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A'_n}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_n}(\omega)$ 曲线,并分别在图 9(a)中用不同的线型表示,可以发现 A'_n 的测量动态范围为 $-54 \sim 40$ MHz,大于 A_n 的测量动态范围 $-44 \sim 32$ MHz,但两者测量灵敏度基本相同。再利用图 8(b)和图 9(a)中的实验数据计算出 A'_n 和 A_n 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$ 和 $\sigma_{v_{A_n}}(\omega)$ 曲线,并且分别用不同的线型在图 9(b)中表示。通过观察图 9(b)可以发现,在多普勒频移测量范围内, A'_n 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{v_{A'_n}}$ 约为 A_n 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{v_{A_n}}$ 的 1/6.2。由图 9 可见,移除光强探测器,使信号光的全部光能量进入相位调制多普勒频移测量系统,将会进一步提高多普勒频移测量的动态范围和精度。

的 $\phi'(\omega)$ 实验测量结果进行处理(其中 $\phi' = \phi_1/180^\circ$),以消除曲线突变。利用(15)式对 $A'_n(\omega)$ 和 $\phi_n(\omega)$ 的测量值进行处理,可以获得不同频率下新鉴频参量 $A_L(\omega)$ 的测量值,如图 10(b)所示。

在实验装置保持不变的情况下,重复以上实验过程,对不同频移下的 $A_L(\omega)$ 和 $A'_n(\omega)$ 进行多次测

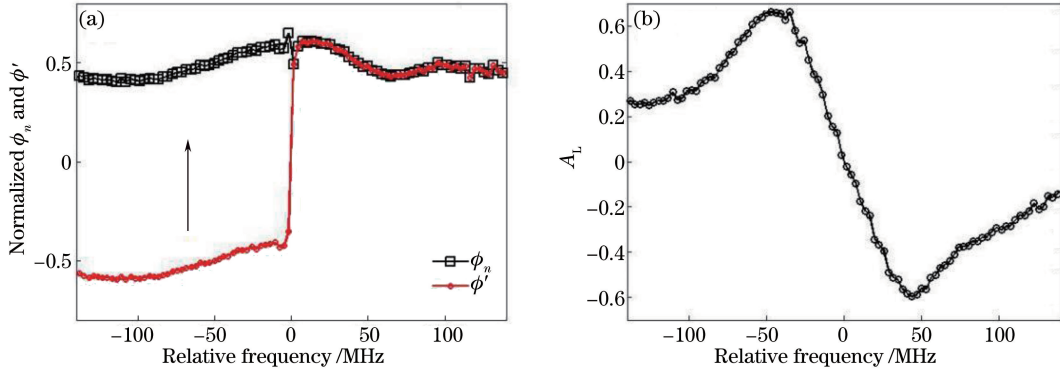


图 10 不同频移下 $\phi_n(\phi')$ 和 A_L 的测量值。(a) $\phi_n(\omega)$ 和 $\phi'(\omega)$; (b) $A_L(\omega)$

Fig. 10 Measuring values of $\phi_n(\phi')$ and A_L under different frequency shifts. (a) $\phi_n(\omega)$ and $\phi'(\omega)$; (b) $A_L(\omega)$

量,并计算出测量结果的平均值和标准偏差,新鉴频参量相关曲线如图 11 所示。由图 11 可见,图 11(a)中的实验结果和图 2(b)中的理论计算结果相似,可以证明理论的正确性。观察图 11(b)可见, $A_L(\omega)$ 的测量标准偏差 $\sigma_{A_L}(\omega)$ 大于 $A'_n(\omega)$ 的测量标准偏差 $\sigma_{A'_n}(\omega)$ 。

利用数值计算方法,对图 11(a)中 $A_L(\omega)$ 和 $A'_n(\omega)$ 的测量值进行处理,可以获得多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A_L}(\omega)$ 和 $\Theta_{A'_n}(\omega)$ 曲线,如图 11(c)所示,再利用图 11(b)中的测量误差以及公式 $\sigma_{v_A}(\omega) = 1/[\sigma_A(\omega)\Theta_A(\omega)]$ 可以获得多普勒频移测量误差 $\sigma_{v_{A_L}}(\omega)$ 和 $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$ 曲线,如图 11(d)所示。由图可见,图 11(c)中的实验结果与图 2(d)中的理论结果

具有相同的规律,即 $A_L(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量动态范围(-55~42 MHz)大于 $A'_n(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量动态范围(-52~40 MHz),并且在整个测量动态范围内 $A_L(\omega)$ 的测量灵敏度 $\Theta_{A_L}(\omega)$ 高于 $A'_n(\omega)$ 的测量灵敏度 $\Theta_{A'_n}(\omega)$ 。由图 11(d)可见,在小多普勒范围内, $A_L(\omega)$ 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{v_{A_L}}(\omega)$ 略高于 $A'_n(\omega)$ 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$,但随着多普勒频移的增大, $\sigma_{v_{A_L}}(\omega)$ 逐渐小于 $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$,即 $A_L(\omega)$ 的测量误差 $\sigma_{v_{A_L}}(\omega)$ 较 $A'_n(\omega)$ 的测量误差 $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$ 分布更平均。总之, A_L 参量在继承了参量 A'_n 特点的基础上,吸收了参量 ϕ_0 多普勒频移测量能量,进一步提高了测量动态范围,且误差分布更平均。

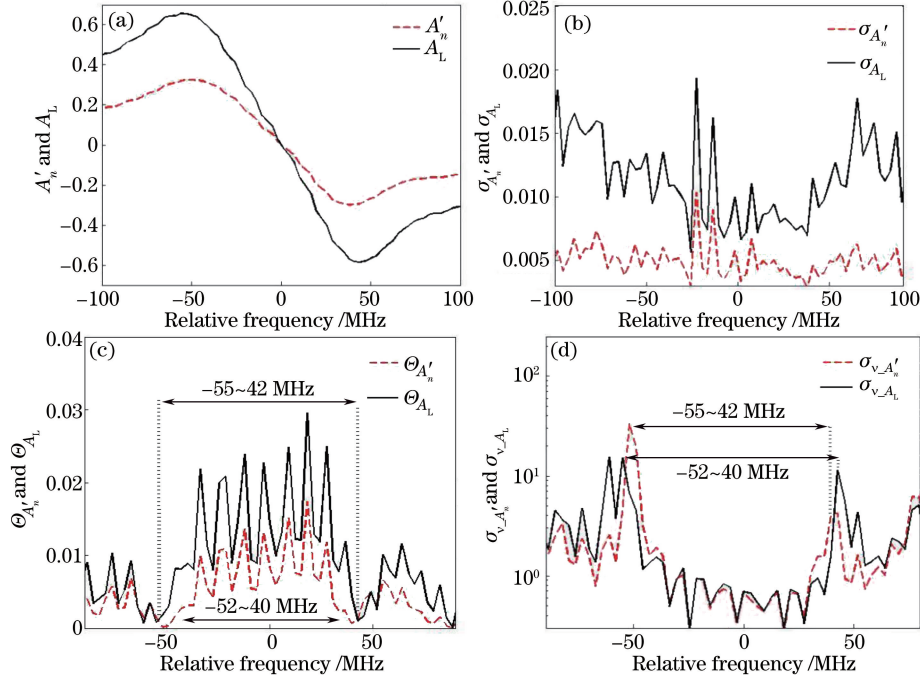


图 11 新鉴频参量相关曲线。(a) $A'_n(\omega)$ 和 $A_L(\omega)$; (b) $\sigma_{A'_n}(\omega)$ 和 $\sigma_{A_L}(\omega)$; (c) $\Theta_{A'_n}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_L}(\omega)$; (d) $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$ 和 $\sigma_{v_{A_L}}(\omega)$

Fig. 11 Curves of the new frequency-discriminating parameters. (a) $A'_n(\omega)$ and $A_L(\omega)$;

(b) $\sigma_{A'_n}(\omega)$ and $\sigma_{A_L}(\omega)$; (c) $\Theta_{A'_n}(\omega)$ and $\Theta_{A_L}(\omega)$; (d) $\sigma_{v_{A'_n}}(\omega)$ and $\sigma_{v_{A_L}}(\omega)$

4 双边缘相位调制频移测量方法

基于目标散射作用或经过路径上气流扰动等原因,回波信号光可能会发生退偏现象,所以相位调制多普勒频移测量方法要求使用偏振片,使进入鉴频系统的信号光变为线偏振光,从而降低进入鉴频系统信号光的能量,但这也会造成多普勒信息的浪费。为了解决这一问题,可以对相位调制多普勒频移鉴频系统进行改进,双边缘相位调制鉴频系统原理如图 12(a)所示,利用偏振分光棱镜将光强为 I 的信号光分成光强分别为 I_{\parallel} 和 I_{\perp} 的两束偏振方向相互垂直的信号光($I = I_{\parallel} + I_{\perp}$),将这两束信号光分别通过两个相位调制器,利用同一信号源对这两个相位调制器进行驱动,再将这两束光准直后分别入射到 F-P 干涉仪的上半和下半部分,利用直角棱镜将经过 F-P 干涉仪的两束信号光分开,分别用两个探

测器进行测量。每个探测器输出的信号分别用以上方法获得鉴频测量值 A_{L1} 和 A_{L2} ,两者使用相反的符号,以使其随频率变化的趋势相反,双边缘相位调制鉴频系统鉴频曲线如图 12(b)所示。

由图 12(b)可见,当信号光频率从 ν_0 增大至 ν_1 时, A_{L2} 变大而 A_{L1} 减小,如果利用 $A_{dl} = A_{L2} - A_{L1}$ 进行多普勒频移测量,那么固定频率变化引起 A_{dl} 的变化量会是 A_{L1} (或 A_{L2}) 变化量的两倍,因此这个新参量 A_{dl} 的多普勒测量灵敏度即为 A_L 测量灵敏度的两倍。可以称基于 A_{dl} 参量的频移测量方法为双边缘相位调制激光多普勒频移测量方法。双边缘相位调制多普勒频移测量系统的工作点在图 3(b)中原点位置,与普通相位调制方法的工作点一致,也可以使用与之相同的工作点锁定方法(零点锁定),即在保留其优势的前提下,又可将闲置的信号光能量中的多普勒信息加以利用。

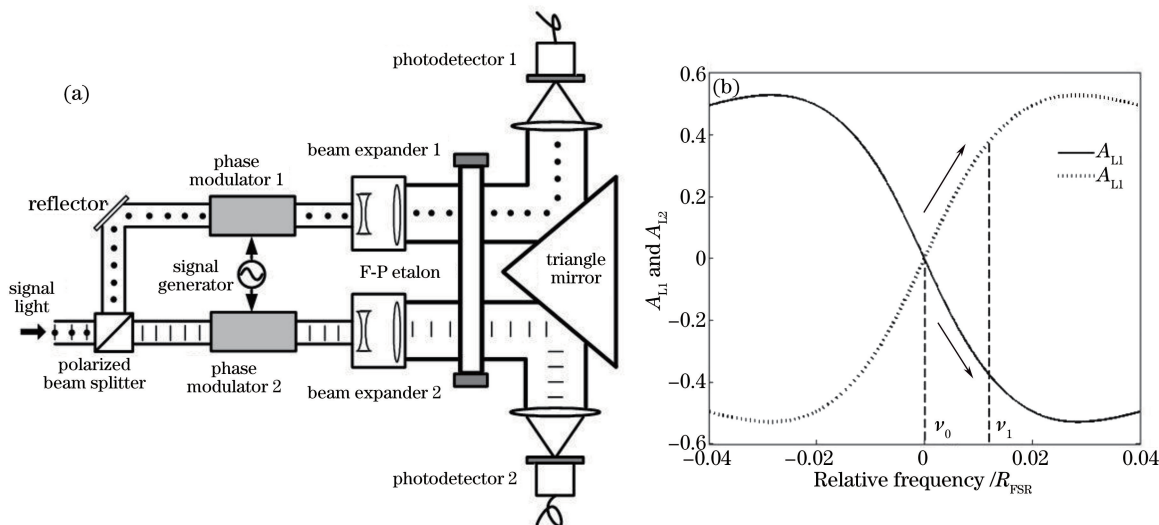


图 12 双边缘相位调制鉴频系统原理图及其鉴频曲线。(a)原理图; (b)鉴频曲线

Fig. 12 Dual-edge phase-modulated frequency-discriminating system schematic and frequency-discriminating curve. (a) Schematic; (b) frequency-discriminating

本节提出的方法与基于 F-P 干涉仪的双边缘技术很相似,但后者利用纳米量级厚度差的双 F-P 干涉仪来实现,加工精度要求高,实现难度大;而相位调制双边缘只需要单一厚度的 F-P 干涉仪,实现难度小、成本低,而且相位调制方法具有基于 F-P 干涉仪的直接探测方法不可比拟的优势。

5 结 论

为了能够充分利用相位调制信号中的多普勒信息,依次将鉴频参量 $A_0(\omega)$ 、 $h'(\omega)$ 、 $\phi_0(\omega)$ 融合构建新的鉴频参量 $A_n(\omega)$ 和 $A_L(\omega)$ 。理论证明了随着融合过程,测量灵敏度和动态范围会逐渐增大,即

$\Theta_{A_0}(0) < \Theta_{A_n}(0) < \Theta_{A_L}(0)$ 、 $L_0 < L_n < L_M$ 。实验上对新鉴频参量 $A_L(\omega)$ 的各项性质进行研究,证明了理论的正确性,并且证明与 $A_0(\omega)$ 相比,测量动态范围可以提高约 1 倍,测量精度可以提高约 6 倍。为了有效利用闲置的回波信号光功率,提出了基于新鉴频参量 $A_L(\omega)$ 的双边缘相位调制多普勒频移测量方法,理论证明了其可以将测量灵敏度提高 1 倍。

参 考 文 献

[1] Xia H Y, Dou X K, Sun D S, *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.
- [2] Gao L, Wang C H, Li Y C, *et al.* Investigation of cross-polarized heterodyne technique for measuring refractive index and thickness of glass panels [J]. *Optics Communications*, 2010, 283(17): 3310-3314.
- [3] Tang L, Shu Z F, Dong J H, *et al.* Mobile Rayleigh Doppler wind lidar based on double-edge technique [J]. *Chinese Optics Letters*, 2010, 8(8): 726-731.
- [4] Cheng Z T, Liu D, Liu C, *et al.* Multi-longitudinal-mode high-spectral-resolution lidar [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(4): 0401001.
成中涛, 刘东, 刘崇, 等. 多纵模高光谱分辨率激光雷达研究 [J]. *光学学报*, 2017, 37(4): 0401001.
- [5] Yang H Z, Zhao C M, Zhang H Y, *et al.* Design and optimization of all-fiber lidar transmitting and receiving optical systems [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(11): 1106005.
杨宏志, 赵长明, 张海洋, 等. 全光纤激光雷达发射和接收光学系统设计与优化 [J]. *光学学报*, 2016, 36(11): 1106005.
- [6] Wen F, Ye H P, Zhang X, *et al.* Optically induced atomic lattice with tunable near-field and far-field diffraction patterns [J]. *Photonics Research*, 2017, 5(6): 676-683.
- [7] Bai Y, Ren D M, Zhao W J, *et al.* Heterodyne Doppler velocity measurement of moving targets by mode-locked pulse laser [J]. *Optics Express*, 2012, 20(2): 764-768.
- [8] Bai Y, Ren D M, Zhao W J, *et al.* Research on heterodyne detection of a mode-locked pulse laser based on an acousto-optic frequency shift [J]. *Applied Optics*, 2010, 49(20): 4018-4023.
- [9] Xia H Y, Sun D S, Yang Y H, *et al.* Fabry-Perot interferometer based Mie Doppler lidar for low tropospheric wind observation [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(29): 7120-7131.
- [10] Imaki M, Kobayashi T. Ultraviolet high-spectral-resolution Doppler lidar for measuring wind field and aerosol optical properties [J]. *Applied Optics*, 2005, 44(28): 6023-6030.
- [11] Du J, Ren D M, Zhao W J, *et al.* Theoretical description of improving measurement accuracy for incoherence Mie Doppler wind lidar [J]. *Chinese Physics B*, 2013, 22(2): 024211.
- [12] Ren D M, Chen Z L, Du J, *et al.* Research on the transmission characteristic of angle tuning FP etalon [J]. *Proceedings of IEEE*, 2012: 177-181.
- [13] Du J, Zhao W J, Qu Y C, *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.
- [14] Du J, Qu Y C, Zhao W J, *et al.* Measuring error of phase modulation laser Doppler shift measuring method [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(7): 0712001.
杜军, 曲彦臣, 赵卫疆, 等. 相位调制激光多普勒频移测量方法的误差研究 [J]. *光学学报*, 2014, 34(7): 0712001.
- [15] Qu Y C, Du J, Zhao W J, *et al.* A kind of phase modulation laser Doppler shift measuring method [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, 43(11): 1112001.
曲彦臣, 杜军, 赵卫疆, 等. 一种相位调制激光多普勒频移测量方法 [J]. *光子学报*, 2014, 43(11): 1112001.
- [16] Du J, Li S M, Zhao W J, *et al.* Measuring method of virtual digital phase locking for phase modulation laser Doppler frequency parameter [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(s1): s112001.
杜军, 李世明, 赵卫疆, 等. 相位调制激光多普勒鉴频参量的虚拟数字锁相测量方法 [J]. *光学学报*, 2015, 35(s1): s112001.
- [17] Black E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization [J]. *American Journal of Physics*, 2001, 69(1): 79-87.
- [18] Zheng Z, Zhao C M, Zhang H Y, *et al.* Phase noise reduction by using dual-frequency laser in coherent detection [J]. *Optics & Laser Technology*, 2016, 80: 169-175.
- [19] Yang H Z, Zhao C M, Zhang H Y, *et al.* All-fiber radio frequency-modulated pulsed laser based on frequency-shift feedback loop [J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(8): 184201.
杨宏志, 赵长明, 张海洋, 等. 基于频移反馈腔的全光纤射频频调制脉冲激光研究 [J]. *物理学报*, 2017, 66(8): 184201.