

提高相位调制多普勒激光雷达频移测量范围的方法

杜军^{1*}, 程娅¹, 张晓晓², 杨娜³, 曲彦臣²

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;

³黑龙江工程学院理学院, 黑龙江 哈尔滨 150050

摘要 相位调制多普勒激光雷达可以兼顾直接探测多普勒激光雷达和相干探测多普勒激光雷达两者的优势。但由于其存在自身频移测量动态范围不足的问题,在实际的应用中受限。为了解决这一问题,提出了一种“星迹图”方法,这种方法是将相位调制鉴频参量进行正交分解,利用他们在二维或三维坐标系中变化的性质来进行信号光频移测量,并对其测量灵敏度和误差进行理论建模。该方法既有效保持了原有方法的优势,又大幅度提高了频移测量的动态范围。理论研究证明,该方法可以将测量动态范围提高约 9 倍。并在实验上,通过对目标的测量证明了该方法的正确性和有效性。

关键词 遥感; 激光雷达; 多普勒频移; 相位调制; 拍频

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0628001

An Improved Method for Frequency-Shift Measurement Dynamic Range Based on Phase-Modulated Doppler Lidar

Du Jun^{1*}, Cheng Ya¹, Zhang Xiaoxiao², Yang Na³, Qu Yanchen²

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

²National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150080, China;

³College of Science, Heilongjiang Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150050, China

Abstract Phase-modulated Doppler lidar could benefit from both direct detection Doppler lidar and coherent detection Doppler lidar. However, owing to the lack of dynamic range of its own frequency-shift measurement, its practical application is limited. In this paper, a star map method to measure the signal optical frequency shift was proposed, which used the changing of phase-modulation discriminate parameters in the two- or three-dimensional coordinate system. Furthermore, the models of its measurement sensitivity and error were derived. The proposed method could not only effectively maintain the advantages of the conventional method but also greatly improve the dynamic range of the frequency-shift measurement. Theoretical research showed that the method could increase the measurement dynamic range by approximately nine times. The correctness and effectiveness of the proposed method were experimentally proven by measuring actual targets.

Key words remote sensing; lidar; Doppler shift; phase modulation; beat frequency

OCIS codes 280.3640; 280.3340

1 引 言

激光雷达自从 20 世纪 70 年代出现以来,已经在目标的距离、速度及振动测量等方面被广泛应

用^[1]。各种先进的新型激光雷达不断出现,其适用范围和探测能力也不断提高^[2-3],如:具备抗大气湍流影响优势的振幅调制激光雷达^[4-5]、可以解决距离分辨率与激光脉冲宽度矛盾的伪随机码调制激光雷

收稿日期: 2019-09-23; 修回日期: 2019-11-10; 录用日期: 2019-11-29

基金项目: 黑龙江省自然科学基金(F2016030)、哈尔滨师范大学博士科研启动基金(XKB201803)、哈尔滨师范大学硕士研究生创新科研项目(HSDSSCX2019-09)

* E-mail: dujun126@126.com

达^[6-7]以及能够同时对目标的距离和速度进行高精度测量的三角波线性调频连续波激光雷达等^[8]。通过对这些新型激光雷达进行研究发现,虽然他们在测量对象和目的等方面各有不同,但却有着一个共同的特点:就是一些调制技术的引入使得激光雷达的测量能力获得了显著的提升。

因此,为了进一步提高所研究的基于 Fabry-Poret (F-P)干涉仪边缘技术(直接探测)多普勒激光雷达的测量精度^[9],本课题组在其原有结构中引入了光电相位调制器。相位调制器首先对信号光进行正弦相位调制,使其在原有频率成分(载波)的基础上产生正、负一阶边带,再通过 F-P 干涉仪破坏其频谱对称性时,光电探测器上就产生了边带与载波的拍频信号,再利用此拍频信号的振幅参量就可以进行激光多普勒频移测量。我们把采用这种方法的激光雷达称为相位调制多普勒激光雷达。通过实验证明,这种相位调制多普勒激光雷达的频移测量精度比边缘技术(直接探测)多普勒激光雷达的频移测量精度提高约 1 个数量级。相位调制多普勒激光雷达不但拥有了相干探测激光雷达高测量精度的优势,还保留了直接探测激光雷达对光源和光学器件要求宽松的优势^[10]。之后,又对相位调制多普勒激光雷达测量误差进行建模,并利用该模型确定当其测量精度达到最高值所对应的最佳相位调制频率和深度,为该雷达的设计方法提供了理论依据^[11]。后续研究又发现,相位调制拍频信号的相位参量频谱包含两个在值域上彼此分开的单调边缘,于是又提出单独利用相位调制拍频信号的相位参量进行信号光频移测量的方法,这种相位调制激光多普勒频移测量方法无需光强探测器,结构更简单,且少了一条噪声混入的通道^[12]。

相位调制技术的引入,使得探测器不但能够输出直流成分信号,还能同时输出交流成分信号,每个成分中都包含有信号光频移信息,即丰富了信号中包含的频移信息。无论之前利用直流分量进行频移测量的边缘技术方法(直接探测)^[9],还是后来利用拍频(交流)信号振幅参量(或相位参量)的相位调制测量方法,都有一定的不足,也都造成了对频移信息的浪费。为了更充分地综合利用探测器输出直流信号及拍频信号中的频移信息,弥补之前各种方法的不足,我们又提出参量合成方法^[13],这种方法首先定义新的鉴频参量,即在一次测量中同时使用交、直流分量来获取多普勒频移信息,使其可以发挥独自作为鉴频参量时的优势,同时又可克服各自单独

作为鉴频参量时的不足,使多普勒频移测量精度和范围进一步得到的提高^[14-15]。

但是,使用参量合成方法的相位调制多普勒激光雷达只有其中一部分可以利用鉴频曲线进行频移测量,还存在频移测量范围不足的问题。为解决这一问题,本文利用相位调制鉴频参量在二维或三维坐标系中变化的性质来进行信号光频移测量。

2 基本原理

2.1 相位调制激光多普勒频移测量原理

对场强为 $E = E_0 \exp(i\omega t)$ 的单频信号光进行正弦相位调制(其中 E_0 代表场强振幅, ω 代表信号光角频率, t 代表时间)。假设调制角频率和深度分别为 Ω 和 β , 当信号光满足窄带相位调制条件时,会在原有频率成分 $E_0 J_0(\beta) \exp(i\omega t)$ 的基础上产生振幅相等、相位相反的正、负一阶边带 $\pm E_0 J_1(\beta) \cdot \exp[i(\omega \pm \Omega)t]$ (其中, J_0 和 J_1 分别是零阶和一阶贝塞尔函数)^[15]。令此相位调制信号光通过场强透过系数为 $T(\omega)$ 的 F-P 干涉仪,并利用光电探测器进行测量。探测器输出的电信号 $i(t)$ 中将会包含直流信号 i_d 、一倍调制频率拍频信号 \tilde{i}_Ω 以及二倍调制频率拍频信号 $\tilde{i}_{2\Omega}$ ^[15], 即

$$\begin{cases} i_d \propto E_0^2 h(\omega) \\ \tilde{i}_\Omega \propto E_0^2 |A_0| \cos(\Omega t - \phi_0) \end{cases}, \quad (1)$$

式中: $h(\omega) = J_1^2 |T(\omega + \Omega)|^2 + J_0^2 |T(\omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega - \Omega)|^2$ 为调制信号光的等效 F-P 干涉仪的光强透过率(始终为非负值); \tilde{i}_Ω 为调制信号光原频和两边带成分产生的拍频信号,其归一化振幅 $|A_0| = \sqrt{A_R^2 + A_I^2}$ 和相位 $\phi_0 = \arctan(A_I/A_R)$ 可由同相和正交分量的归一化振幅 $A_{R(I)} = 2J_0 J_1 \cdot \text{Re(Im)}[T(\omega)T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega)T^*(\omega)]$ 计算得到。由于 $\tilde{i}_{2\Omega}$ 是调制信号光两边带成分产生的拍频信号,其强度较弱本文暂不考虑。

对探测器输出信号 $i(t)$ 进行积分运算,可以提取出直流信号 i_d ^[16], 即

$$i_d \propto (1/T_c) \int_0^{T_c} i(t) dt = E_0^2 h(\omega), \quad (2)$$

式中: $T_c = 2T_\Omega$ 为积分时间($T_\Omega = 1/\Omega$, 即一倍调制频率拍频信号周期)。

探测器输出信号 $i(t)$ 分别与正交参考信号 $\tilde{i}_{rs}(t) = \sin(\Omega t)$ 和 $\tilde{i}_{rc}(t) = \cos(\Omega t)$ 进行相关运算^[12,16], 即

$$\begin{cases} R_{\text{srs}}(\tau) \propto (1/T_c) \int_0^{T_c} i(t) \cdot \tilde{i}_{\text{rs}}(t + \tau) dt = \frac{E_0^2}{2} |A_0| \cos(\Omega\tau - \phi_0) \\ R_{\text{src}}(\tau) \propto (1/T_c) \int_0^{T_c} i(t) \cdot \tilde{i}_{\text{rc}}(t + \tau) dt = \frac{E_0^2}{2} |A_0| \sin(\Omega\tau - \phi_0) \end{cases}, \quad (3)$$

式中: $T_c = nT_\Omega$ 为积分时间; τ 为 \tilde{i}_Ω 与 $\tilde{i}_{\text{rs(c)}}$ 之间的延迟时间, 这会引起一个固定的相位差 $\Omega\tau$ 。

进一步利用相关值 $R_{\text{srs(c)}}(\tau)$ 可以计算出拍频信号 \tilde{i}_Ω 的振幅为 $E_0^2 |A_0| \propto 2\sqrt{[R_{\text{srs}}(\tau)]^2 + [R_{\text{src}}(\tau)]^2}$; 相位为 $\phi_0 = \Omega\tau - \arctan[R_{\text{src}}(\tau)/R_{\text{srs}}(\tau)]$ 。

分别以 $h(\omega)$ 、 $A_0(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$ 作为鉴频参量, 对信号光频移进行测量, 该方法均存在一定的不足, 并且会造成信号光频移信息的浪费^[13], 所以文献^[13]中提出了参量合成方法, 即: 首先, 利用实验测量值 $E_0^2 h(\omega)$ 和 $E_0^2 |A_0(\omega)|$ 定义一个鉴频参量为

$$|A_n(\omega)| = \frac{E_0^2 |A_0(\omega)|}{E_0^2 h(\omega)} = \frac{|A_0(\omega)|}{h(\omega)}; \text{ 然后, 假定 } A_n(\omega) = \begin{cases} +|A_n(\omega)|, \phi_0(\omega) > 0 \\ -|A_n(\omega)|, \phi_0(\omega) < 0 \end{cases}, \text{ 获得新的鉴频参量 } A_n(\omega)。$$

鉴频参量 $A_n(\omega)$ 的频移变化曲线如图 1 所示。为了更直观地反映信号光的频移量, 图中的横坐标采用以 F-P 干涉仪光强透过率峰值位置为参考点 (坐标原点) 的相对坐标, 该参考点也作为频移测量的工作点; 除此以外, 横坐标还利用 F-P 干涉仪的自由光谱范围 (FSR, R_{FS}) 进行了归一化处理。利用鉴频参量 $A_n(\omega)$ 进行测量, 不但可以不受信号光强度 E_0^2 的影响, 而且能同时利用参量 $h(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 中的频率信息。再通过观察图 1 可知, 在

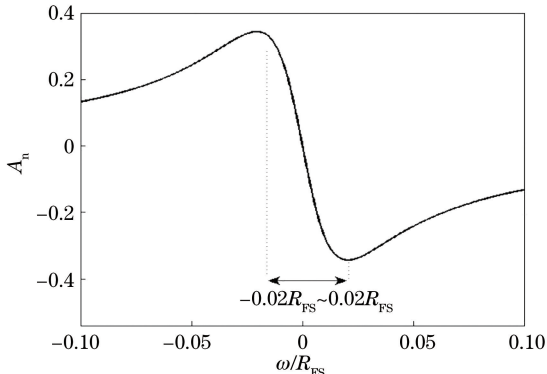


图 1 鉴频参量 $A_n(\omega)$ 随信号光频移变化曲线^[13]

Fig. 1 Changing curve of $A_n(\omega)$ with the signal light frequency shift^[13]

$A_n(\omega)$ 曲线上, 一个 A_n 的测量值可以找到两个频移 ω 值。所以只能选择 $A_n(\omega)$ 曲线上、下两个峰之间一段单调变化的曲线进行频移测量。这不但会导致频移测量范围 ($-0.02R_{\text{FS}} < \omega < 0.02R_{\text{FS}}$) 不足, 而且会导致 $A_n(\omega)$ 曲线上、下峰值两侧陡峭的曲线 ($\omega > 0.02R_{\text{FS}}$ 和 $\omega < -0.02R_{\text{FS}}$) 没办法加以利用, 从而造成鉴频曲线的浪费。

2.2 “星迹图”鉴频方法

将 (1) 式中拍频信号 \tilde{i}_Ω 信号分解为同相 $\tilde{i}_c \sim \cos(\Omega t)$ 分量和正交分量 $\tilde{i}_s \sim \sin(\Omega t)$ 叠加的形式, 即

$$\tilde{i}_\Omega = E_0^2 A_R \cos(\Omega t) + E_0^2 A_I \sin(\Omega t). \quad (4)$$

可见, 由于归一化振幅 A_R 和 A_I 包含了 A_0 和 ϕ_0 中的全部频移信息, 因此如果能找到一种能够共同反映他们随信号光频移 ω 变化的方法, 就有可能全面地利用拍频信号 i_Ω 的全部频移信息。基于 A_R 和 A_I 的正交性, 可以建立由相互正交的 x 轴、 y 轴和 z 轴构成的三维坐标系, 并用 x 轴表示同相分量幅度 A_R 的变化, y 轴表示正交分量 A_I 的变化, z 轴表示信号光频移 ω 的变化。由于每一个 ω 值, 都可以确定一个 A_R 值和一个 A_I 值, 从而确定 xyz 三维坐标系中的一个空间点 (A_R, A_I, ω) 。当频移 ω 发生变化时, 空间点就会变化, 如图 2(a) 所示, 这条三维曲线可以整体反映 A_R 和 A_I 参量随信号光频移 ω 共同变化的情况。

如图 2(a) 所示, 当频移范围增大到 $-0.053R_{\text{FS}} \sim 0.053R_{\text{FS}}$ 时, 这条空间曲线自身依然不存在两个或更多 ω 值对应一组 A_R 和 A_I 值的情况。这就说明: 这条“空间”曲线可以被用来进行多普勒频移测量, 而且其动态范围 ($-0.053R_{\text{FS}} < \omega < 0.053R_{\text{FS}}$) 大约是利用 $A_n(\omega)$ 曲线频移测量动态范围 ($-0.02R_{\text{FS}} < \omega < 0.02R_{\text{FS}}$) 的 2 倍, 这样就可以解决鉴频参量 $A_n(\omega)$ 测量动态范围不足的问题。

也可将图 2(a) 中的三维曲线投影到 A_R 和 A_I 构成的平面上进行观察。如图 2(b) 所示, 这条二维曲线上的任意一个点 (A_R, A_I) 都对应着一个唯一的信号光频移 ω , 也就是对应着图 2(a) 三维曲线上的

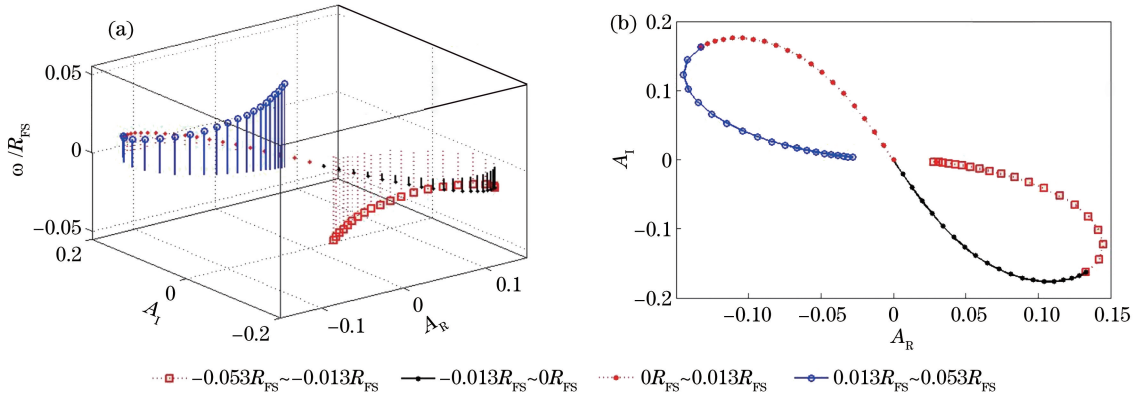


图 2 A_R 和 A_I 的频移变化曲线。(a) 三维曲线; (b) 二维曲线

Fig. 2 A_R and A_I frequency shift curves. (a) Three-dimensional curve; (b) two-dimensional curve

一个点。所以,也可以用图 2(b)中的二维曲线来代替图 2(a)中的三维曲线。实验上,通过对目标回波信号进行处理,获得其 A_I 和 A_R 的测量值,并确定其在图 2(b)中二维曲线上对应的点,从而可以确定其对应的频移 ω 。这种信号光频移的确定方式类似于多进制数字通信中利用“星座图”来确定传输码元的方法。因此,本课题将这条随信号光频移而变化的二维曲线称为“星迹图”。

利用 (3) 式对探测器输出信号 $i(t)$ 进行处理时,在信号光强度 E_0^2 已知的情况下,可以获得归一化振幅 $A_I(\tau)$ 和 $A_R(\tau)$ 的测量值,从而可以利用上面的方法进行频移测量。但也可以效仿参量合成方法,用直流分量 $i_d = E_0^2 h(\omega)$ 的测量值消除光强度 E_0^2 的影响。

我们定义:

$$\begin{cases} A_{RL} = \frac{2R_{srs}(\tau)}{i_d} = \frac{E_0^2 |A_0| \cos(\Omega\tau - \phi_0)}{E_0^2 h} = \frac{A_R(\tau)}{h} \\ A_{IL} = \frac{2R_{src}(\tau)}{i_d} = \frac{E_0^2 |A_0| \sin(\Omega\tau - \phi_0)}{E_0^2 h} = \frac{A_I(\tau)}{h} \end{cases} \quad (5)$$

当假定 $\tau=0$ 时,图 3 中的实线表示 A_{RL} 和 A_{IL} 随信号光频移 ω 变化的二维曲线,虚线表示 A_R 和 A_I 随信号光频移 ω 变化的二维曲线。通过观察比较可以发现: (A_{RL}, A_{IL}) 构成曲线的形状与 (A_R, A_I) 的“星迹图”形状相似,并且在 $-0.213R_{FS} < \omega < 0.213R_{FS}$ 的范围内曲线都未发生交叉,所以其依然

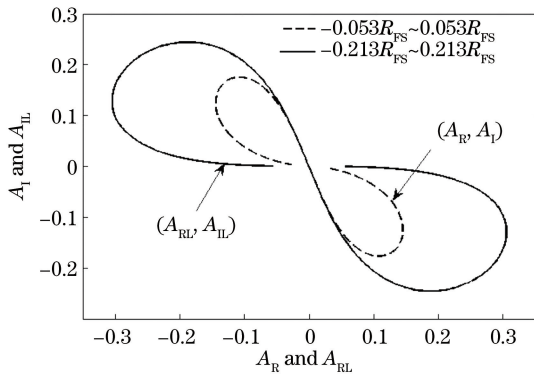


图 3 (A_{RL}, A_{IL}) 和 (A_R, A_I) “星迹图”曲线

Fig. 3 “star map” curves of (A_{RL}, A_{IL}) and (A_R, A_I)

可以被用作频移测量。而且相对于 A_n 曲线其多普勒频移测量范围增大了约 9 倍,这说明“星迹图”法也可以很好地融合直流分量 $h(\omega)$ 中的多普勒频移信息,进一步增大了测量范围,并消除了光强 E_0^2 的影响。

2.3 测量灵敏度与误差

将图 3 中 (A_{RL}, A_{IL}) 平面上的任意一个点看作是一个位置矢量,即

$$\mathbf{A}_S = A_{RL}\mathbf{i} + A_{IL}\mathbf{j}, \quad (6)$$

式中: \mathbf{i} 和 \mathbf{j} 分别是横轴和纵轴方向的单位矢量。

位置矢量 \mathbf{A}_S 的单次测量误差 $\Delta\mathbf{A}_S$ 与频移 ω 的单次测量误差 $\Delta\omega$ 满足

$$\Delta\mathbf{A}_S = \left(\frac{dA_{RL}}{d\omega}\mathbf{i} + \frac{dA_{IL}}{d\omega}\mathbf{j} \right) \Delta\omega, \quad (7)$$

可见误差 $\Delta\mathbf{A}_S$ 依然是一个矢量,对 (7) 式两边取模,则有

$$|\Delta\mathbf{A}_S| = \sqrt{\left(\frac{dA_{RL}}{d\omega}\right)^2 + \left(\frac{dA_{IL}}{d\omega}\right)^2} |\Delta\omega|. \quad (8)$$

经过对 \mathbf{A}_S 和 ω 的多次等精度测量, 他们的测量标准偏差 σ_{A_S} 和 σ_ω 应该满足:

$$\sigma_{A_S} = \sqrt{\left(\frac{dA_{RL}}{d\omega}\right)^2 + \left(\frac{dA_{IL}}{d\omega}\right)^2} \sigma_\omega. \quad (9)$$

如果假设 $\Theta_{A_{I(R)L}} = dA_{I(R)L}/d\omega$ 为 $A_{I(R)L}$ 曲线的频移测量灵敏度, 则有

$$\sqrt{(dA_{RL}/d\omega)^2 + (dA_{IL}/d\omega)^2} = \sqrt{\Theta_{A_{RL}}^2 + \Theta_{A_{IL}}^2} = \Theta_{A_S}. \quad (10)$$

将 Θ_{A_S} 看作是“星迹图” \mathbf{A}_S 曲线的频移测量灵敏度, 并将 (9) 式变为

$$\sigma_\omega = \frac{\sigma_{A_S}}{\Theta_{A_S}}. \quad (11)$$

另外, 位置矢量 \mathbf{A}_S 的单个测量误差 $\Delta\mathbf{A}_S$ 也可以由 A_{RL} 和 A_{IL} 的单个测量误差 ΔA_{RL} 和 ΔA_{IL} 表示:

$$\Delta\mathbf{A}_S = \Delta A_{RL}\mathbf{i} + \Delta A_{IL}\mathbf{j}, \quad (12)$$

对 (12) 式两边取模方, 则有

$$|\Delta\mathbf{A}_S|^2 = (\Delta A_{RL})^2 + (\Delta A_{IL})^2. \quad (13)$$

对 A_{RL} 和 A_{IL} 进行多次等精度的测量, 根据标准偏差计算公式可以获得位置矢量 \mathbf{A}_S 的标准偏差为

$$\sigma_{A_S} = \sqrt{\sigma_{A_{RL}}^2 + \sigma_{A_{IL}}^2}, \quad (14)$$

式中: $\sigma_{A_{RL}}$ 和 $\sigma_{A_{IL}}$ 分别为 A_{RL} 和 A_{IL} 的标准偏差。

利用 (10) 式可以获得“星迹图” \mathbf{A}_S 的频移测量灵敏度曲线 $\Theta_{A_S}(\omega)$, 如图 4 中的实线所示。将其与 A_n 参量的频移测量灵敏度曲线 $\Theta_{A_n}(\omega)$ (图 4 中虚线) 比较发现: 1) 在整个频移范围 ($-0.213R_{FS} \sim 0.213R_{FS}$) 内, Θ_{A_S} 和 Θ_{A_n} 的值总体上相同, 并且他们随频移 ω 变化的趋势也基本相同, 即都随着频移 ω 的增加而降低; 2) Θ_{A_n} 随着频移 ω 的增加降低得更快, 在 $|\omega| = 0.02R_{FS}$ 的位置降低到零, 这导致其测量动态范围只有 $-0.02R_{FS} \sim 0.02R_{FS}$; 3) $\Theta_{A_S}(\omega)$ 的值一直大于零, 也就是说“星迹图” \mathbf{A}_S 在此范围 ($-0.213R_{FS} \sim 0.213R_{FS}$) 内都可以进行频移测量。

3 实验系统及测量结果

3.1 实验装置及其原理

相位调制多普勒频移测量方法的实验研究装置如图 5 所示。光源采用的是波长为 1064 nm 的单纵模稳频光纤激光器, 其出射的线偏振光经过偏振分光棱镜和 1/4 波片后入射到目标上。目标表面贴有反光带, 其后向散射光经过 1/4 波片后, 被偏振分光棱镜反射, 并由透镜会聚后进入保偏光纤。光纤出射的信号光经凸透镜准直后依次经过偏振片、空

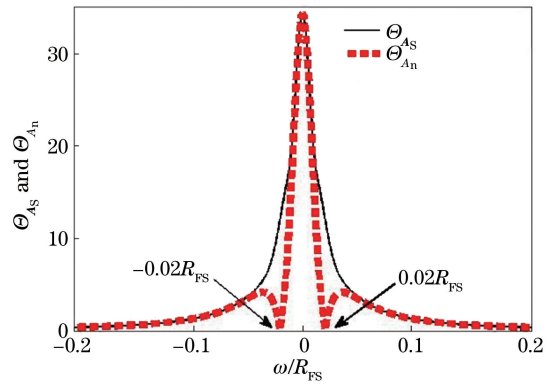


图 4 测量灵敏度曲线

Fig. 4 Measurement sensitivity curve

间光电相位调制器(调制频率为 30 MHz), 再经过扩束后垂直入射到固体 F-P 标准具上。最终, 该 F-P 标准具的透射信号光经凸透镜会聚后又由光电探测器进行测量。光电探测器输出信号连接到 12 位数据采集卡上, 该数据采集卡具有一个外触发通道和两个最高采样率为 500 MHz 的数据通道。为了保证相位调制和数据采集同步, 正弦信号发生器的输出信号被分成两部分, 其中: 一部分经过驱动器放大后连接到相位调整器, 对信号光进行正弦相位调制; 另一部分连接到数据采集卡的另一个采样通道作为触发源。将 16 位模拟量输出卡输出的 $-5 \sim 5$ V 范围内的电压加载到激光器内部的压电陶瓷上, 可以使激光器出射光频率在 $-150 \sim 150$ MHz 范围内线性变化, 用于模拟信号光的多普勒频移。另外, 可以通过调整激光器内部温度使激光器出射光频率在更大的范围内变化, 用于工作点的锁定。

需要强调的是, 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, 而且信号光频移量大小的调节受到很多限制, 很难实现不同多普勒频移情况下对测量方法各项性质的研究, 对多普勒频移测量方法本身的研究并不会产生过多的贡献。为了使测量结果能够真实反映目标自身反射等方面的特性, 本实验对硬目标的反射信号光进行测量, 并且在目标位置固定的情况下通过调整出射激光频率来模拟多普勒频移。其效果与目标运动产生的多普勒频移是一样的, 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意义。

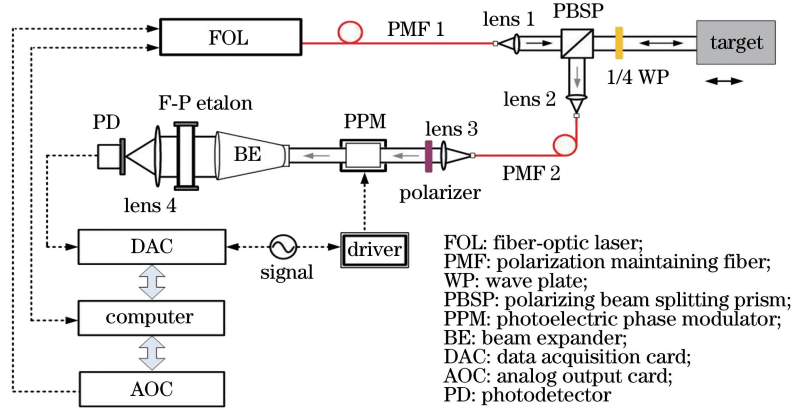


图 5 实验研究装置原理图

Fig. 5 Experimental research device schematic

3.2 实验操作及结果

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的位置,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,并控制模拟量输出卡,使其输出电压从 -5 V 到 $+5\text{ V}$ 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大约 $\omega_0 + 150\text{ MHz}$ 到 $\omega_0 - 150\text{ MHz}$ 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输出的信号进行采样,各采集 500 个点。然后,利用 (2) 式和 (3) 式对光电探测器的采样数据进行计算,首先获得直流信号 $E_0^2 h$ 以

及 $R_{\text{srs}}(\tau)$ 和 $R_{\text{src}}(\tau)$, 然后利用 (5) 式就可以获取 A_{RL} 和 A_{IL} 的测量值。

重复上述测量过程 30 次, A_{RL} 和 A_{IL} 的测量平均值及标准偏差如图 6(a) 和图 6(b) 所示。通过观察可以发现,图 6(a) 中测量“星迹图”的形状与图 3 中的理论计算结果很相似,只是沿逆时针方向发生了一定角度的旋转,这是由参考信号与拍频信号之间的时间延迟 $\tau \neq 0$ 产生的相位差所引起的。这说明可以利用该曲线进行多普勒频移测量,由此证明了理论的正确性。另外,由于使用的激光器频率扫描范围有限,因此本实验只得到了 $-168 \sim 132\text{ MHz}$ 的曲线,这要比实际能够达到的测量范围要小。

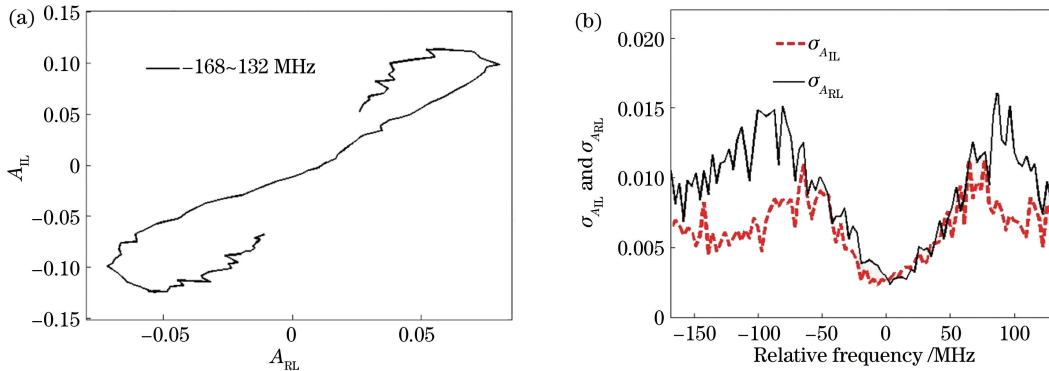


图 6 A_{RL} 和 A_{IL} 的测量平均值及标准偏差。(a) 测量平均值; (b) 测量标准偏差

Fig. 6 Measured mean values and standard deviations of A_{RL} and A_{IL} . (a) Measurement mean values; (b) measurement standard deviations

为了与利用 $A_n(\omega)$ 的频移测量方法相比较,对直流信号 $E_0^2 h'$ 以及 $R_{\text{srs}}(\tau)$ 和 $R_{\text{src}}(\tau)$ 的测量值进行计算,获得 ϕ_0 、 $|A_n|$ 和 A_n 的测量平均值频移变化曲线[如图 7(a) 和 (b) 所示],以及 A_n 测量标准偏差 σ_{A_n} 的频移变化曲线[如图 7(c) 所示],通过观察可以发现,利用参量 A_n 进行频移测量的动态范围为 $-87 \sim 80\text{ MHz}$,其明显小于 $(A_{\text{RL}}, A_{\text{IL}})$ “星迹图”的

频移测量范围 $-168 \sim 132\text{ MHz}$ 。

3.3 误差分析

按照 (10) 式对 A_{RL} 和 A_{IL} 的测量平均值进行计算得到“星迹图”频移测量灵敏度曲线,如图 8(a) 中实线所示;利用图 7(b) 中 A_n 的测量平均值获取其频移测量灵敏度曲线,如图 8(a) 中虚线所示。通过对图 8 观察可知:在 -87 MHz 和 80 MHz 位置附

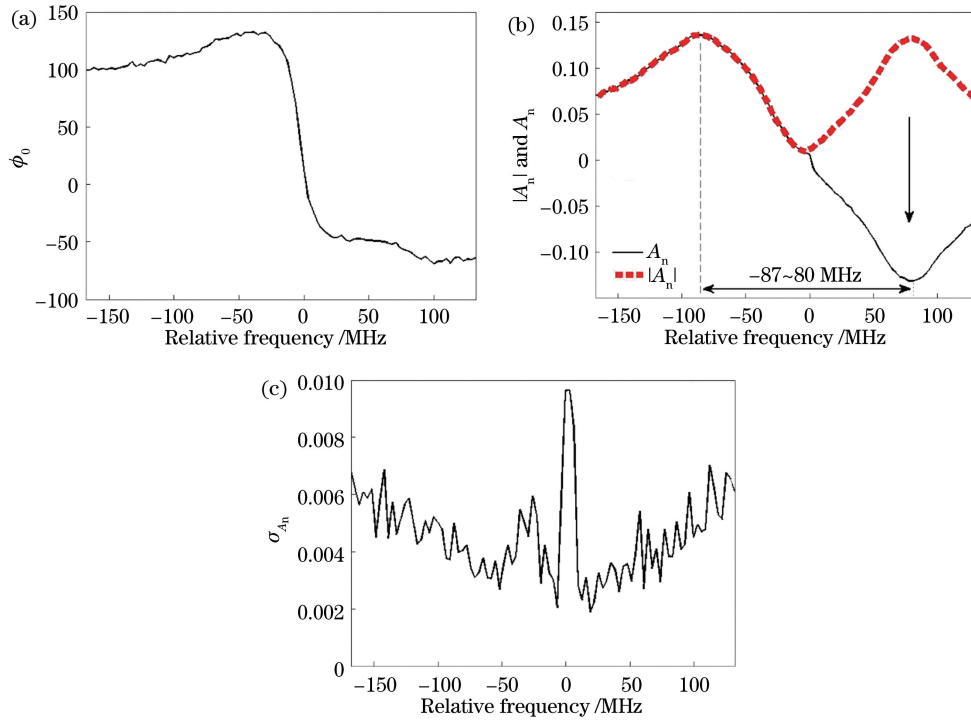


图 7 ϕ_0 和 A_n ($|A_n|$) 的测量平均值以及标准偏差。(a) ϕ_0 的测量平均值;(b) A_n ($|A_n|$) 的测量平均值;
(c) A_n 的测量标准偏差 σ_{A_n}

Fig. 7 Measured mean values and standard deviations of ϕ_0 and A_n ($|A_n|$). (a) Measured means of ϕ_0 ;
(b) measured means of A_n ($|A_n|$); (c) measured standard deviations of A_n

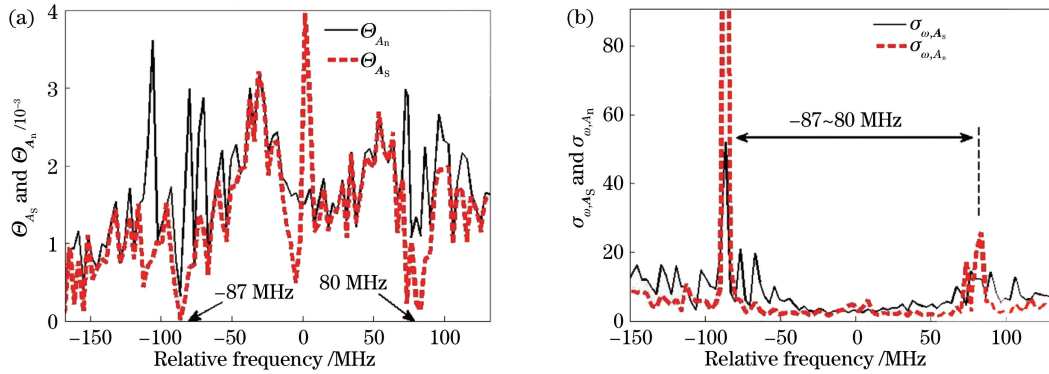


图 8 A_n 和 A_S 频移测量灵敏度和误差。(a)频移测量灵敏度;(b)频移测量误差

Fig. 8 Frequency shift measurement sensitivity and error of A_n and A_S . (a) Frequency shift measurement sensitivity;
(b) frequency shift measurement error

近, Θ_{A_n} 的值已经接近零, 而 Θ_{A_S} 的值较明显高于 Θ_{A_n} 的值; 在其余位置上, Θ_{A_S} 和 Θ_{A_n} 的值比较接近; 在整体趋势上, 该实验结果与图 4 中的理论计算结果符合得很好。

利用 (14) 式对图 6(b) 中 A_{RL} 和 A_{IL} 的测量误差进行计算获得 A_S 的测量误差 σ_{A_S} , 再利用 (11) 式和图 8(a) 中 Θ_{A_S} 的测量值就可以获得其频移测量误差 σ_{ω, A_S} , 如图 8(b) 中的实线所示。为了对比, A_n 的频移测量误差 σ_{ω, A_n} 也在图 8(b) 中用虚线给出。通

过观察可知, A_S 的频移测量误差 σ_{ω, A_S} 总体上略高于 A_n 的频移测量误差 σ_{ω, A_n} (σ_{A_S} 中包含相位 ϕ_0 的测量误差, 而 σ_{A_n} 中不包含相位 ϕ_0 的测量误差, 总体上 $\sigma_{A_S} > \sigma_{A_n}$, 在测量灵敏度 Θ_{A_S} 和 Θ_{A_n} 相同的情况下, $\sigma_{\omega, A_S} > \sigma_{\omega, A_n}$), 但在 -87 MHz 和 80 MHz 位置附近, A_n 的频移测量误差 σ_{ω, A_n} 非常大 (理论上接近无穷大), 这已经不能满足频移测量要求, 但是 A_S 的频移测量误差 σ_{ω, A_S} 相对小很多, 测量结果依然可用。

4 结 论

本文提出“星迹图”方法来测量相位调制信号光的多普勒频移,该方法研究的是相位调制信号的交流和直流分量中所有鉴频参量在二维或三维坐标系中随信号光频移变化的性质。理论证明这种方法无需能量探测器,而且相对于参量合成方法可以将测量动态范围提高约9倍。通过对实际目标的测量证明了“星迹图”方法的正确性。并且在实验上通过与参量合成方法的对比证明,“星迹图”方法能够在测量动态范围大幅提高的同时,确保频移测量精度,从而证明该方法的有效性。

参 考 文 献

- [1] Hong G L, Zhou Y B, Yan W, et al. Field-widening technology of Mach-Zehnder interferometer in Doppler wind lidar[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(6): 0628001.
洪光烈, 周艳波, 严韦, 等. 多普勒测风激光雷达中马赫-曾德尔干涉仪的视场展宽技术研究[J]. *光学学报*, 2019, 39(6): 0628001.
- [2] Vercesi V, Onori D, Laghezza F, et al. Frequency-agile dual-frequency lidar for integrated coherent radar-lidar architectures [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(7): 1358-1361.
- [3] Mao X S, Inoue D, Kato S, et al. Amplitude-modulated laser radar for range and speed measurement in car applications [J]. *IEEE Transactions on Intelligent Transportation Systems*, 2012, 13(1): 408-413.
- [4] Eberhard W L, Schotland R M. Dual-frequency Doppler-lidar method of wind measurement [J]. *Applied Optics*, 1980, 19(17): 2967.
- [5] 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.
- [6] Hiskett P A, Parry C S, McCarthy A, et al. A photon-counting time-of-flight ranging technique developed for the avoidance of range ambiguity at gigahertz clock rates [J]. *Optics Express*, 2008, 16(18): 13685.
- [7] Qiu Z S, Yang F, Ye X C, et al. Research on laser ranging technology based on pseudo-random code phase modulation and coherent detection[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(5): 052801.
邱子胜, 杨馥, 叶星辰, 等. 基于伪随机码相位调制和相干探测的激光测距技术研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(5): 052801.
- [8] Gao S, O' Sullivan M, Hui R Q. Complex-optical-field lidar system for range and vector velocity measurement [J]. *Optics Express*, 2012, 20(23): 25867-25875.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] Du J, Yang N, Li J L, et al. Improvement of phase modulation laser Doppler shift measurement method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(6): 064204.
杜军, 杨娜, 李峻灵, 等. 相位调制激光多普勒频移测量方法的改进[J]. *物理学报*, 2018, 67(6): 064204.
- [14] Du J, Yang N, Ding Y H, et al. An efficient method for Doppler shift measurement of phase modulation laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(9): 0928002.
杜军, 杨娜, 丁云鸿, 等. 一种高效的相位调制激光多普勒频移测量方法[J]. *光学学报*, 2018, 38(9): 0928002.
- [15] Yang N, Du J, Qu Y C, et al. Research on a combination of two kinds of phase-modulated laser Doppler shift measurement methods [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, 47(4): 0412003.
杨娜, 杜军, 曲彦臣, 等. 一种结合两类相位调制激光多普勒频移测量的方法[J]. *光子学报*, 2018, 47(4): 0412003.
- [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.