

散斑噪声对相干激光雷达系统性能的影响

宋凝芳¹ 杨德钊^{1*} 孙鸣捷¹ 欧攀¹ 林志立¹ 贾豫东¹ 江云天²

(¹北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100191)
²第二炮兵装备研究院, 北京 100085

摘要 散斑噪声会影响调频连续波(FMCW)相干激光雷达的拍频信号质量,进而影响雷达的探测性能。为衡量该影响并优化系统设计,采用几何光学近似的方法对散射场进行了简化处理。通过蒙特卡罗模拟仿真建立了散斑噪声对系统拍频信号强度的影响模型,并优化了系统光学天线孔径的设计。系统测试实验结果表明,拍频信号的强度与粗糙面高度和波长的比值成负指数关系,且弱散射表面的信号强度衰减更快。实验结果与理论和仿真分析相吻合,优化设计后的系统可对存在散斑噪声的拍频信号进行有效探测,且其测距和测速误差分别小于 1 cm 和 0.05 cm/s。

关键词 相干光学;调频连续波激光雷达;散斑噪声;拍频信号

中图分类号 TN958.98 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.1005001

Impact of Speckle Noise to the Property of Coherent Lidar System

Song Ningfang¹ Yang Dezhao¹ Sun Mingjie¹ Ou Pan¹ Lin Zhili¹

Jia Yudong¹ Jiang Yuntian²

(¹ School of Instrument Science and Opto-Electronics Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China
² The Second Artillery Equipment Academy, Beijing 100085, China)

Abstract The characteristics of beat-frequency signal (BFS) and the detection performance of the frequency-modulated continuous-wave (FMCW) coherent lidar are influenced by speckle noise. In order to estimate the impact and improve the system's property, the scattered field is simplified utilizing geometrical optics approximation. The impact model of BFS affected by speckle field is derived by Monte Carlo simulation, and the optical antenna's aperture is optimized. The system experiment is carried out, and the results demonstrate that the BFS intensity has a negative exponential relationship with the ratio of the surface-roughness height to the square of light wavelength, and it decreases more rapidly with weak scattering surfaces. The experimental results are in good agreement with the theoretical analysis and numerical simulation results. After system optimization, the BFS with speckle noise can be detected effectively, and the system's range and velocity measurement errors are less than 1 cm and 0.05 cm/s, respectively.

Key words coherence optics; frequency-modulated continuous-wave lidar; speckle noise; beat-frequency signal

OCIS codes 010.3640; 030.1640; 030.6140; 060.2630; 280.3640

1 引言

窄线宽激光器和线性调频技术的进步使得调频连续波(FMCW)相干激光雷达技术得到了飞速的发展,其在空间飞行任务(如空间交会对接和飞行器自主着陆等)和车载自主惯性导航中应用前景更为

广阔^[1~4]。对于相干光探测,多数目标均可看作是粗糙面目标,其散射回光将在接收天线处形成散斑场分布,从而不可避免地存在散斑噪声,并将直接影响到系统拍频信号的特性(如信噪比等)。因此,弄清散斑噪声的影响作用对于提高系统的精度和优化

收稿日期: 2011-04-11; 收到修改稿日期: 2011-06-07

基金项目: 航天科技创新基金资助课题。

作者简介: 宋凝芳(1968—),女,研究员,主要从事光纤陀螺及空间光电技术等方面的研究。E-mail: songnf@263.net

* 通信联系人。E-mail: yangdezhao1234@163.com

其设计具有重要的意义。

众多研究者对粗糙面的电磁波(包括光波)散射特性进行了研究^[5~8]。文献[5]推导了粗糙面的球面波散射场,建立了相关和非相关散射场模型。文献[6]则给出了不同特性表面散射光强的计算公式。通过物理光学近似,文献[7]研究了任意形状的粗糙面物体的散射现象,而文献[8]则对椭圆柱体的电磁波散射特性进行了分析。另外,也有许多研究从散斑场的角度对目标的散射特性进行分析^[9~11]。文献[9]研究了强散射表面的散斑场,并给出了像面散斑对比度公式,这对表面粗糙度的测量具有一定的意义。文献[10]通过对散斑噪声的研究,建立了弱散射表面中相干光强与散射面的关系,进而实现了对弱散射表面粗糙度的测量。文献[11]则给出了通过散斑对比度法测量强散射表面的方法,并对多种强散射表面目标进行了实验测量。但是文献[9~11]都是从散斑测量术的角度着手,着重利用散斑场进行表面粗糙度等参数的测量。虽然文献[9~11]得到了一些有用的结论,但均不能很好地解释散射场对相干探测激光雷达系统拍频信号的影响。本文从散斑场角度入手,详细分析散斑噪声对系统拍频信号的影响。另外,考虑到散射场解析式及计算的复杂性,进行合理条件下的简化处理,采用几何光学近似的方法进行仿真,并最终建立表面粗糙度对系统拍频信号的影响模型。最后,搭建激光雷达原理样机进行实验验证。

2 散斑噪声影响分析

从微观角度来看,材料表面都是粗糙不平的,且随着测量仪器分辨率的提高及取样长度的减小,它将进一步出现新的粗糙表面轮廓^[12]。对于相干激光回波信号,粗糙面目标的散射回光将在接收天线处形成散斑分布图样,而散斑特性将直接影响到拍频信号及探测器对其光强的积分响应,从而影响信号的质量(如信噪比等)。根据粗糙面高度与激光波长的关系,可将目标表面分为强散射表面和弱散射表面,它们对散斑的光强和相位分布具有不同的影响形式^[13,14],进而对相干激光雷达系统的探测信号产生不同的影响,因此,需分别进行分析。在此之前,首先给出系统拍频信号模型。

2.1 拍频信号模型

设 FMCW 相干激光雷达的本振光和信号光场随时间变量 t 变化的表达式为

$$E_1(t) = E_{01} \exp[j(\alpha t^2/2 + \omega_0 t + \phi_0)], \quad (1)$$

$$E_2(\tau, t) =$$

$$E_{02} \exp\{j[\alpha(t - \tau)^2/2 + \omega_0(t - \tau) + \phi_0]\}, \quad (2)$$

式中 ω_0 为本振光中心频率; α 为角频率调制率,且 $\alpha = \Delta\omega/T_m$, $\Delta\omega$ 为角频率调制范围, T_m 为调制周期, ϕ_0 为初相位; E_{01} 和 E_{02} 分别为本振光和信号光的振幅, τ 为回波时延。两者的拍频信号强度为

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha\tau t + \omega_0\tau - \alpha\tau^2/2). \quad (3)$$

由(3)式可知,拍频信号交流分量的相位受 τ 的影响较大。

2.2 强散射表面

当粗糙面高度 σ 远大于照明激光的波长时,散射回波的初始相位在 $(-\pi, \pi)$ 上均匀分布,这样的散射表面称为强散射表面,反之则为弱散射表面。在线偏振单色平行光照射下,强散射目标表面的散射光将在接收系统焦平面形成散斑图样,且散斑可近似认为是正态散斑,该散斑场与本振光场进行相干叠加后被光电探测器所感应,最后输出积分响应光强。为表示探测器的探测信号,将接收散斑场划分为 N 个散斑基元,各基元的振幅相同,均为 E_{02}/\sqrt{N} ,合成散斑场强度的概率密度服从如下分布:

$$p_{02}(I_{02}) = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma_{02}^2} \exp\left(-\frac{I_{02}}{2\sigma_{02}^2}\right), & I_{02} \geq 0 \\ 0, & I_{02} < 0 \end{cases} \quad (4)$$

式中 I_{02} 为合成场的场强且有 $I_{02} = E_{02}^2$, σ_{02}^2 为合成场振幅的方差。相位的概率密度分布为 $(-\pi, \pi)$ 上的均匀分布。正态散斑场将与(1)式所示的本振光场进行干涉拍频。由各基元的相似性可知,只求得总拍频信号的场强便可得到单个基元的强度。散斑基元是由照射目标面散射场干涉而成的,为对其进行分析,将照射目标面划分为 M 个面元,各面元满足如下条件:面元足够小,其上各处的回光时延近似认为相同;面元上各处反射系数相同;各面元的面积相同。第 k 个面元的散射光场分布可表示为

$$E_{2k}(\tau, t) = E_{02k} \exp\{j[\alpha(t - \tau_k)^2/2 + \omega_0(t - \tau_k) + \phi_k]\} = E_{02k} \exp(j\omega_1 t + \phi_k), \quad (5)$$

式中 τ_k 和 E_{02k} 分别为第 k 个面元的回波时延和信号光的振幅,且 $\omega_1 = \omega_0 - \alpha\tau_k t$, $\phi_k = \alpha\tau_k^2/2 - \omega_0\tau_k + \phi_0$ 。对同一时刻出射的光场,其角频率 ω_1 相同,但由于各面元上的相位时延 τ_k 不同,导致了 ϕ_k 分布的随机性。各面元的散射场与本振光场进行干涉,拍频信号的强度可表示为

$$I_{ac} = \left| E_1(t) + \sum_{k=1}^M E_{2k}(\tau, t) \right|^2 = E_{01}^2 + \sum_{k=1}^M E_{02k}^2 + 2E_{01} \sum_{k=1}^M E_{02k} \cos(\alpha \tau_k t + \omega_0 \tau_k - \alpha \tau_k^2/2) + 2 \sum_{i=1}^{M-1} \left\{ E_{02i} \sum_{k=i+1}^M E_{02k} \cos\{(\tau_i - \tau_k)[\alpha t - \alpha(\tau_i + \tau_k)/2 + \omega_0]\} \right\}. \quad (6)$$

因此,单个散斑基元的信号强度为 I_{ac}/N 。由(6)式可知,拍频信号的频谱被展宽,展宽量由表面粗糙度引起的相位时延差 $\Delta\tau$ 决定。另外,由文献[14]可知,拍频信号强度的概率密度函数为一修正的 Rice 密度函数,可表示为

$$p_{I_{ac}}(I) = \frac{1}{I_{02}} \exp\left(-\frac{I+I_{01}}{I_{02}}\right) I_0\left(2\frac{\sqrt{II_{01}}}{I_{02}}\right), I \geq 0 \quad (7)$$

式中 $I_{01} = E_{01}^2$, $I_0(\dots)$ 为第一类零阶贝塞尔函数。当本振光非常小时,(7)式将退化到(4)式,拍频信号强度将呈负指数分布;当本振光场较强时,拍频信号的强度分布将呈现明显的分散状态。若散斑场的相位分布恰为 2π 的整数倍,则折叠到 2π 上的信号相位也将均匀分布于 $(-\pi, \pi)$ 之间,此时的相干信号将非常小,可近似认为是零,但其强度的包络仍服从前面论述的分布。实际目标表面中,由粗糙度决定的随机分布相位为 2π 整数倍的概率很小,另外,许多粗糙表面物体散射光的相位分布情况不满足 $(-\pi, \pi)$ 上的均匀分布,因此,实际目标的相干信号强度一般不会下降为零。

2.3 弱散射表面

对于弱散射表面,当粗糙面高度近似或小于激光波长时,其相位只分布于 $(-\pi, \pi)$ 区间内的部分区域。相位的分布情况与照射目标面的粗糙度紧密相关,当然,散射回光的强度也与粗糙度密切相关。此种表面形成的散斑场一般不是正态散斑分布,而是兼具有镜面反射和漫反射的特征,因此,通常可将散射回光分为镜面分量(相干分量)和漫反射分量(非相干分量),而对相干激光雷达拍频信号起贡献作用的主要是镜面分量,漫射分量主要是噪声源分量。由于弱散射面回光信号的相位分布不同于强散射面的均匀分布,各面元回波叠加的结果使其总场强一般远大于后者。根据后面的蒙特卡罗模拟仿真和已有文献中对弱散射表面镜面分量的分析知,镜面反射分量与表面粗糙度高度和激光波长的关系为^[5,6]

$$I_{ac} = K \exp[-(2\pi\sigma/\lambda)^2], \quad (8)$$

式中 K 为一常数,其值与多种因素有关。

2.4 散斑噪声对天线孔径的影响

在设计系统光学天线时,通常采用较大孔径的天线以增大接收信号的功率,因为由雷达方程知接收功率与天线孔径的平方成正比。对于镜面反射目标,前面的分析是成立的,但当目标为粗糙面目标时(尤其是强散射面目标),天线孔径的增大并不一定会增大信号的信噪比,相反,可能会使信噪比下降。粗糙面目标的回光将在接收系统焦平面形成散斑分布,并与本振光拍频,其拍频信号场的振幅可表示为

$$E_{02} = \iint_{A_{EP}} E_{EP}(x, y) dx dy, \quad (9)$$

式中 A_{EP} 为接收散斑场的入瞳面积,对于圆形接收孔径有 $A_{EP} = \pi D^2/4$, D 为天线的孔径; $E_{EP}(x, y)$ 为入瞳散斑场的镜面分量。对于强散射面目标, E_{02} 的相位在 $(-\pi, \pi)$ 上均匀分布, E_{02}^2 服从瑞利统计分布,瑞利参数表示为^[14]

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\eta q}{h\omega_0}\right)^2 I_{01} I_0 A_S, \quad (10)$$

式中 η 为探测器的量子效率, q 为单位电荷电量, h 为普朗克常量, $I_0 = E_{02}^2/A_{EP}$ 表示接收孔径上的信号平均强度, A_S 为单个散斑基元面积,即接收孔径的有效面积,散斑基元近似为圆形时有 $A_S = (1.22\lambda R)^2/D^2$, R 为目标到接收天线的距离。另外,由雷达方程知,对于扩展目标,接收到的光功率可表示为^[15]

$$E_{02}^2 = \frac{\pi\eta\eta_A\eta_S P_t}{(4R)^2} D^2, \quad (11)$$

式中 P_t 为发射功率, ρ 为目标的平均反射系数, η_A 为单程大气传输系数, η_S 为激光雷达光学系统的传输系数。因此,(10)式可简化为

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\eta q}{h\omega_0}\right)^2 E_{01}^2 (\pi\rho\eta_A\eta_S P_t) \left(\frac{1.22\lambda}{4D}\right)^2. \quad (12)$$

由(12)式可知,漫反射目标的信号强度与激光波长及光学天线的孔径有关。对于光学参数一定的系统,若探测距离不变,接收信号的有效能量会随天线孔径的增大而减小。当然,天线的孔径并非越小越好,因为随着天线孔径的减小,接收系统中的散斑颗粒数将逐渐减少,从而导致散斑信号的统计特性及系统信噪比的改变;另外,由于发散角的原因,较

小的天线孔径将导致较大距离处照射光斑的急剧增大,通常信号强度将不再按(12)式变化,因为此时的目标通常已成为点目标,此时的雷达方程将变为

$$E_{02}^2 = \frac{\eta_A \eta_S \rho P_t dA}{4R^4 \theta_T^2} D^2, \quad (13)$$

式中 dA 为照射目标的面积, θ_T 为发射光束宽, $\theta_T = 2.44\lambda/D$ 。此时(12)式可化为

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\eta q}{h\omega_0}\right)^2 E_{01}^2 (\rho \eta_A \eta_S P_t) \left(\frac{dA}{4R}\right)^2. \quad (14)$$

由(14)式可知,对于较小孔径的天线,散射目标回光信号的强度将随距离的增大迅速减小。因此,天线孔径的选择应折衷考虑。

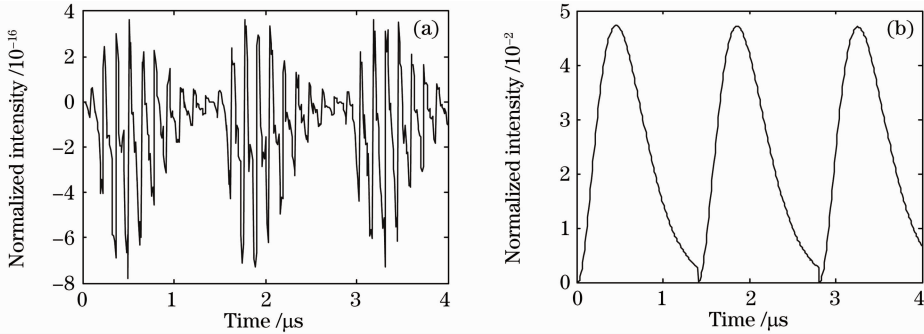


图1 强散射面的拍频信号强度。(a)相位均匀分布于 10π 之内;(b)相位均匀分布于 10.1π 之内

Fig. 1 Beat frequency signal's intensity of the strong scattering-surface. (a) Phase uniformly distributed in 10π ; (b) phase uniformly distributed in 10.1π

由图1可知,合成拍频信号的强度受相位分布的影响非常严重,当相位完全符合 $(-\pi, \pi)$ 上的均匀分布时,散斑叠加的结果将使合成场幅度急剧减小,从而很难探测到信号。

3.2 弱散射表面

考虑到相干信号的特点及简化运算量和公式复杂度等因素,此处仍采用几何光学近似方法对拍频信号进行建模分析。设目标表面为各向同性的高斯型粗糙面,该表面由谱密度函数的快速傅里叶变换(FFT)方法生成^[16]。对照射高斯光斑进行面元划

3 模拟仿真

3.1 强散射表面

通过将信号总强度服从 Rice 分布的强粗糙面进行面元划分,得到 M 个时域拍频信号,信号形式如(5)式所示。设各面元信号的相位分布为均匀分布,通过对信号进行相干叠加可得总拍频信号的强度。图1为信号相干叠加后的结果,其中面元个数 $M=100$, $I_{01} = 4I_{02}$, 相位分别均匀分布于 10π 和 10.1π 的范围内,另外,为表明合成场信号的强度变化情况,图中的纵坐标对光强进行了归一化处理。

分,面元划分与前文一致。拍频信号具有与(6)式相同的表示形式,但此时的初始相位不再满足 $(-\pi, \pi)$ 上的均匀分布,而是呈现与粗糙面特性相同的高斯分布,相位分布范围由表面粗糙度决定。另外,设本振光与回光功率分别为1和0.000001,即回光衰减为60 dB,取面元数 $M=100$ 时,针对不同表面特性参数对拍频信号强度的影响进行蒙特卡罗模拟仿真,结果如图2所示。图中,B,C和D为原始仿真数据,实线为其拟合曲线, l 为表面相关长度, σ^2 为粗糙面高度,每组光强数据为50次模拟仿真的平均值。

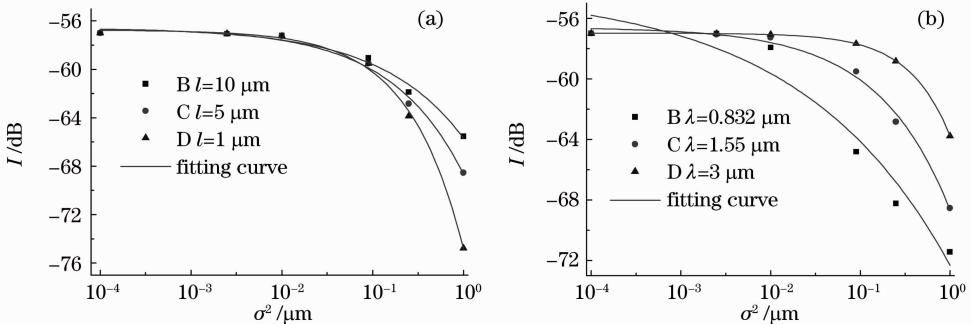


图2 弱散射面特性对系统拍频信号的影响。(a)激光波长为 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$;(b)相关长度为 $l = 5 \mu\text{m}$

Fig. 2 Impact of weak scattering-surface to the beat frequency signal. (a) Wavelength is $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$; (b) correlated length is $l = 5 \mu\text{m}$

由图 2 的仿真和数据拟合可得拟合模型为

$$y = A_1 \cdot \exp[-(\Gamma\sigma^2)/\lambda^2] + y_0, \quad (15)$$

式中 Γ 为常数,其值与目标面特性有关。(15)式与(8)式一致,说明仿真结果与理论分析相吻合。

4 系统实验

4.1 系统方案

为验证粗糙面目标散斑场的分布对 FMCW 相干激光雷达信号的影响,搭建了测试系统,其原理框图如图 3 所示。

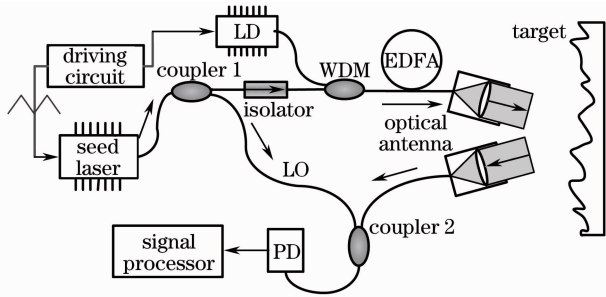


图 3 FMCW 相干激光雷达探测原理图

Fig. 3 Schematic configuration of the FMCW coherent lidar

种子源采用窄线宽激光器,通过调频驱动后输出连续光信号,之后接入光纤马赫-曾德尔(M-Z)干涉仪。一路信号经耦合器(coupler 1)后作为本振光(LO),另一路信号则经过光学天线发射后,被粗糙目标面反射并接收成为信号光。为提高出射光功率,发射光路中采用了掺铒光纤放大器(EDFA)。另外,为避免泄漏光对拍频信号的干扰,系统采用了收发分置方案。LO 与信号光在耦合器 coupler 2 合束,由光电探测器(PD)将光信号转化为电信号。通过对电信号的检测和分析,可获得目标的距离和速度。图中抽运源激光二极管(LD)和波分复用器(WDM)均用于放大出射光,而光隔离器是用来防止放大光返回种子源的。实验系统的基本参数如表 1 所示。

4.2 实验结果

针对不同粗糙面目标进行了测试实验,其中,目标面的选用及其参数如表 2 所示。

图 4 为几种不同材料的测试数据,其中纵坐标为所测交流信号电压的方差,该值与拍频信号交流分量功率的大小成正比;横坐标为粗糙面高度。B 为测试数据,且每个数据为 10 次测量的平均值,实线为测试数据的指数拟合曲线,拟合结果也在图中给出。

表 1 实验系统基本参数

Table 1 Basic parameters of the experimental system

Key component	Parameter	Value
Seed laser	Wavelength λ /nm	1550
	Power /mW	10
	Spectral wide /kHz	8.3
LD	Wavelength λ /nm	980
EDFA	Output power /mW	300
Transmitting antenna	Lens diameter /mm	4
Receiving antenna	Lens diameter /mm	20
PD	Sensitivity /dBm	-49
Modulation circuit	Modulation frequency /kHz	1
	Modulation slope /(GHz/s)	500

表 2 实验目标的表面粗糙度

Table 2 Surface roughness of the target in the experiment

Target	Particle diameter / μm	Target	Surface roughness / μm
P80 sandpaper	180	White paper	≤ 1
P300 sandpaper	48	Aluminium	≤ 0.5
P1000 sandpaper	18		

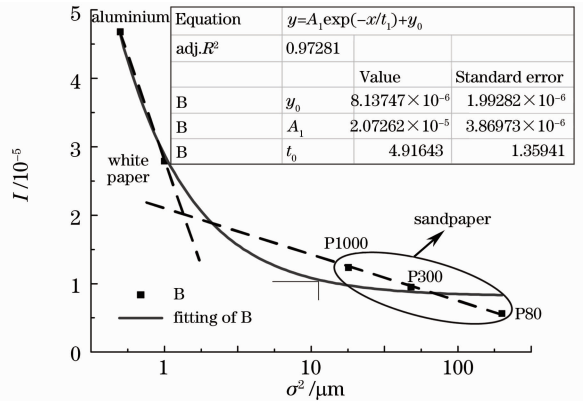


图 4 不同粗糙度目标的拍频信号强度

Fig. 4 Beat frequency signal intensity of the targets with different surface roughnesses

由图 4 可知,无论是强散射体还是弱散射体,拍频信号交流分量的强度均与 σ^2 成负指数关系,但指数衰减因子中的衰减常数并不相同,即衰减速度不同,弱散射体的衰减更快。因此,系统对镜面目标或弱散射面目标的探测性能比强散射体好。图 5 为 P80 砂纸和光滑白纸的拍频信号及频谱图。

由图 5 可知,拍频信号有效分量的能量随表面粗糙度的增大迅速减小,且光滑白纸[图 5(b)]的信号能量大于粗糙面砂纸[图 5(a)]的信号能量。另外,为验证散斑对不同接收孔径天线的影响,分别采用了大孔径(100 mm)和小孔径(4 mm)的发射及接收天线,进行了上述目标的测试,实验结果表明:当采用大孔径天线时,前述的漫反射目标的拍频信号

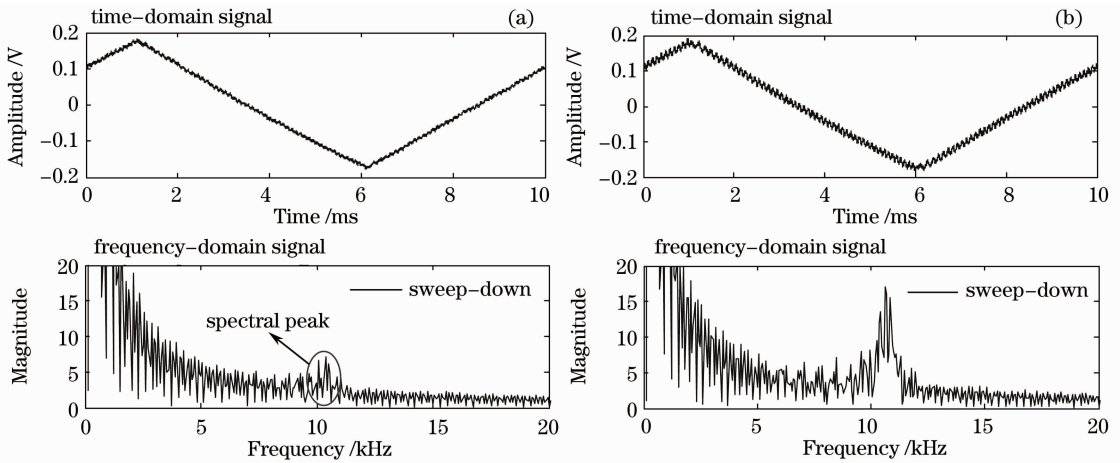


图 5 不同目标的拍频信号及频谱图。(a) P80 砂纸;(b) 光滑白纸

Fig. 5 Beat frequency signals and spectra with different objects. (a) P80 sandpaper; (b) white paper

均无法有效观测到;而采用小孔径天线时,也几乎无法观测到粗糙面目标的信号,实验结果与 2.4 节的理论分析相吻合。因此,前面的理论分析对系统接收天线孔径的设计具有实际的指导意义。

对优化设计后的激光雷达进行了静态目标测试,结果如图 6 所示。其中,纵坐标为空间目标相对于光学天线的距离,横坐标表示不同距离处的测量数据,小图为测量值与真实值之间的偏差。

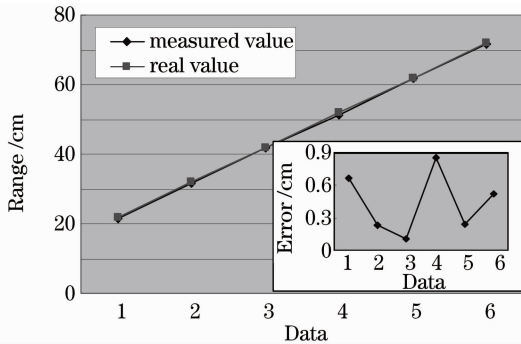


图 6 FMCW 相干激光雷达测试结果

Fig. 6 Measurement results of the FMCW coherent lidar

由图 6 可知,FMCW 相干激光雷达系统的测距精度优于 1 cm。另外还进行了静态速度稳定性的测试,其误差小于 0.05 cm/s。

5 结 论

FMCW 相干激光雷达可同时实现高精度距离和速度的测量,在多种应用领域具有广阔的前景。从散斑场角度入手,对强、弱散射面的散斑场进行了分析,推导了其对应系统拍频信号的影响模型,并对系统光学天线孔径的设计优化进行了理论分析推导。采用几何光学近似的方法对散射场进行了简化处理,并对散斑噪声中的拍频信号强度进行了模拟仿

真和实验验证。实验结果表明,拍频信号的强度与 σ^2/λ^2 成负指数关系,且弱散射表面的衰减更快,实验结果与理论及仿真分析相吻合。另外,对激光雷达样机进行了性能测试,其测距精度优于 1 cm,静态速度稳定性优于 0.05 cm/s。

参 考 文 献

- 1 M. Mokuno, I. Kawano, T. Suzuki. In-orbit demonstration of rendezvous laser radar for unmanned autonomous rendezvous docking[J]. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 2004, **40**(2): 617~625
- 2 D. F. Pierrottet, F. Amzajerdian, L. Petway *et al.*. Flight test performance of a high precision navigation Doppler lidar[C]. *SPIE*, 2009, **7323**: 732311
- 3 Zheng Yaohui, Li Fengqin, Zhang Kuanshou *et al.*. Progress of all-solid-state single-frequency lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1635~1642
- 4 郑耀辉,李凤琴,张宽收等.全固态单频激光器研究进展[J]. *中国激光*, 2009, **36**(7): 1635~1642
- 5 Zhou Jian, Long Xingwu. Laser Doppler velocimeter for vehicle inertial navigation system[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(5): 1316~1321
- 6 周健,龙兴武.用于车载自主惯导系统的激光多普勒测速仪[J]. *中国激光*, 2010, **37**(5): 1316~1321
- 7 K. F. Adrian, J. E. Hyo. Coherent scattering of a spherical wave from an irregular surface [J]. *IEEE Transactions on Antennas Propagation*, 1983, **31**(1): 68~72
- 8 H. R. Jan. Influence of the surface height distribution on the total integrated scatter (TIS) formula [J]. *Nanotechnology*, 1996, **7**(1): 43~46
- 9 H. Chen, Z. Wu. Infrared laser pulse scattering from randomly rough surface [J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2004, **25**(8): 1211~1219
- 10 Li Yingle, Wang Mingjun, Tang Gaofeng. Scattering from an elliptic cylinder irradiated by an electromagnetic wave with arbitrary direction and polarization[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(11): 3217~3221
- 11 李应乐,王明军,唐高峰.椭圆柱体对任意入射极化的电磁波的散射[J]. *光学学报*, 2009, **29**(11): 3217~3221
- 12 Song Hongsheng, Cheng Chuanfu, Zhang Ningyu *et al.*. Study on the dependence of the contrast of image speckles produced by strong scattering-object on random surface and imaging system

- [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(2): 669~676
- 宋洪胜, 程传福, 张宁玉等. 强散射体产生的像面散斑对比度与随机表面及成像系统关系的研究[J]. *物理学报*, 2005, **54**(2): 669~676
- 10 X. Z. Zhao, Z. Cao. Surface roughness measurement using spatial-average analysis of objective speckle pattern in specular direction[J]. *Opt. Lasers Eng.*, 2009, **47**(11): 1307~1316
- 11 L. Tchvialeva, I. Markhvida, H. Zeng *et al.*. Surface roughness measurement by speckle contrast under the illumination of light with arbitrary spectral profile[J]. *Opt. Lasers Eng.*, 2010, **48**(7-8): 774~778
- 12 R. S. Sayles, T. R. Thomas. Surface topography as a nonstationary random process[J]. *Nature*, 1978, **271** (5644): 431~434
- 13 Liu Peisen. Fundamentals of Statistical Optics of Speckles[M]. Beijing: Science Press, 1987. 5~15
- 刘培森. 散斑统计光学基础[M]. 北京: 科学出版社, 1987. 5~15
- 14 Joseph W. Goodman. Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications[M]. Cao Qizhi, Chen Jiabi Transl.. Beijing: Science Press, 2009. 222~228
- Joseph W. Goodman. 光学中的散斑现象——理论与应用[M]. 曹其智, 陈家璧译. 北京: 科学出版社, 2009. 222~228
- 15 J. A. Reagan. Spaceborne lidar calibration from cirrus and molecular backscatter returns [J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2002, **40**(10): 2285~2290
- 16 Y. Q. Jin, H. Ye. Bistatic scattering from a 3D target above randomly rough surface[C]. *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, 2007, 57~60