

相干测风激光雷达回波相干性分析

徐荷¹, 孙迪峰^{1,2}, 李健兵^{1*}¹国防科技大学电子科学学院 CEMEE 国家重点实验室, 湖南 长沙 410073;²西北核技术研究所, 陕西 西安 710024

摘要 为探索可靠的激光雷达回波处理方式及研究大气对回波相位的影响,进行了激光雷达回波相干性分析。首先通过建立激光雷达时域模型及搭建实验系统获取仿真和实验大气回波。为排除系统误差的干扰对实验回波提取相位并脉冲间对齐,再基于归一化协方差函数计算仿真回波和对齐后实验回波的相关系数,发现回波脉间不相干。在证明出射脉冲的高相干性的基础上,硬目标回波的脉间积累可以实现本征频率的增强,而对齐后的风场回波脉间积累的效果远差于非相干平均,表明硬目标的漫反射能保留本征信号的相干性,而风场这类软目标严重破坏回波的相干性。

关键词 测风激光雷达; 数字信号处理; 相干积累; 非相干平均; 软目标; 硬目标

中图分类号 TN958.98

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP222106

Coherence Analysis of Echoes From Coherent Wind Lidar

Xu He¹, Sun Difeng^{1,2}, Li Jianbing^{1*}

¹State Key Laboratory of Complex Electromagnetic Environmental Effects on Electronics and Information System, College of Electronic Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China;

²Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, Shaanxi, China

Abstract Herein, the lidar echo coherence was examined to investigate a reliable lidar echo processing technique and research the impact of the atmosphere on the echo phase. By creating an experimental system and developing a time domain model of the lidar, the experimental and simulated atmospheric echoes were first obtained. Moreover, the phase of the experimental echo was retrieved and aligned between pulses to remove system-error interference. Then, the correlation coefficients of the simulated echo and aligned experimental echo were evaluated based on the normalized covariance function; it is discovered that the echo pulses are incoherent. According to the evidence of the high eigencoherence of the outgoing pulse, the interpulse accumulation of the hard target echo can increase the eigenfrequency; whereas, the effect of accumulating the aligned wind field echoes among pulses is significantly worse than the incoherent average, demonstrating that the diffuse reflection of the hard target can maintain the eigensignal coherence, while the coherence of the soft target echo, such as the wind field, is seriously destroyed.

Key words wind lidar; digital signal processing; coherent accumulation; incoherent accumulation; soft target; hard target

1 引言

相干测风激光雷达具有较高的空间分辨率和速度分辨率,是晴空条件下最重要的风场探测器之一^[1]。从回波数据中估计出风速对应的多普勒频移,本质上属于随机过程的参数估计问题,要估计的参数——多普勒频移为回波功率谱的一阶矩^[2]。能选取的估计方式由激光雷达回波的相干性决定,并最终影响激光雷

达的实际探测性能。虽然相干测风激光雷达本身出射的激光具有高相干性,但不同时刻回波之间的相干性受到传输介质的影响。激光在大气中传输时会与大气中各种微粒发生相互作用,产生光强闪烁、光束弯曲、漂移及光斑畸变等现象^[3]。最重要的是由于大气粒子的运动,激光相位在时空上会随机起伏,有可能导致激光相干性被严重破坏,为了探索可靠的多普勒频率提取方式减小速度估计误差,分析激光雷达回波之间的

收稿日期: 2022-07-18; 修回日期: 2022-07-21; 录用日期: 2022-08-04; 网络首发日期: 2022-08-14

基金项目: 国家自然科学基金(61771479)、湖南省研究生科研创新项目(OL20210002)

通信作者: *jianbingli@nudt.edu.cn

相干性十分重要。

激光雷达回波的相关时间可以由回波的离散功率谱宽度反推出,但是想要获得准确的功率谱宽度,需要预先通过反卷积去除大气光谱展宽效应以及功率谱计算过程的展宽影响,一般是难以准确确定的^[4]。另一种方法是沿着脉冲距离向计算后向散射回波的协方差得出相关系数,进而判断相关时间^[5],但目前基于实验回波数据的计算方法并不明确。其次,早期对激光雷达回波相干性的讨论往往是基于连续激光或者几微秒脉宽的脉冲激光,得出的相关时间在微秒级^[6]。随着高峰值短脉冲激光器的发展,现在激光雷达使用的信号源脉宽更多在几十到几百纳秒,回波间还能否具有微秒级的相关时长还未有人报道。最后,由于探测粒子在脉冲之间的运动距离超过波长,激光雷达难以像雷达一样使用脉间相干的处理方式^[6],而往往使用脉内相邻相干处理获取功率谱,并进行千万次的脉冲间非相干平均,从微弱回波中提取出风速对应的多普勒频移^[7]。然而,文献[8]提到,提取回波中不同脉冲的初始相位,通过对齐有可能实现相干叠加,对提高信噪比有一定的效果^[9-10]。该方法的可行性建立在回波信号脉间相干的基础上。如果回波信号脉间不相干,累加如同噪声相加,不存在改善信噪比的效果,但目前也没有脉间相干性方面的研究。基于以上 3 点需求,本文给出基于回波数据的相关系数计算公式,并采用理论分析加实验验证的方式分析了百纳秒级脉宽下激光雷达回波的脉内及脉间相干性。

首先,建立激光雷达系统时域模型计算在不同风场背景和脉冲宽度下的大气回波,对大气回波使用归一化协方差函数推导的相关系数公式计算脉内及脉间相关系数,并比较对大气回波采用脉间相干积累和非相干平均两种处理方式的功率谱结果。其次,搭建激光雷达系统,通过计算环形器泄露光的相关系数证明出射激光本身的高相干性。在此基础上,使用激光雷达获取软硬目标回波,对排除采样时间抖动干扰的大气回波和旋转圆盘漫反射回波进行脉间相干积累和非相干平均两种处理,结合计算出的回波相关系数和仿真结果,给出软硬目标回波相干性的结论。

2 理论原理及仿真

2.1 测风激光雷达时域仿真模型

相干测风激光雷达发射某一频率的激光脉冲,以一个很小的发散角在大气中传输,遇到气溶胶及大气分子等粒子时被后向散射,散射回波由于粒子的运动相对于发射激光具有多普勒频移,将回波与本征光相干提取频移,可得到大气风场的运动速度。由于每一时刻激光束探测体积内的气溶胶粒子数量可达 10^7 量级^[11],因此回波的相位存在很强的随机性。目前的主流回波时域信号仿真基于 1995 年 Salameitou 等^[12]提出的大气分层模型,将回波分层并认为单层内粒子分布

均匀且运动特性一致,来减小直接累加单个粒子散射的计算量。本研究旨在探索激光雷达回波的相干性,因此选取 2750~3250 m 的一段 500 m 长度的风场,随机分布 10^7 个粒子,每一粒子的散射系数相同。假设一随距离分布的风场速度,粒子每一时刻的运动由其所所在位置处背景风场的速度决定,并以采样点的频率实时更新。假设发射脉冲信号为高斯分布,则其包络强度 P_p 随脉冲时间 t_p 的关系可表示为

$$P_p(t_p) = \left(E_p / \sqrt{\pi} \sigma_p \right) \exp\left(-t_p^2 / \sigma_p^2\right), \quad (1)$$

式中: E_p 为脉冲能量; $2\sigma_p$ 为按照高斯脉冲波形计算的下降到 e^{-1} 强度处的脉冲宽度。则和参考光相干后的归一化回波信号 $Z_s(t)$ 的表达式^[13]为

$$Z_s(t) = \frac{\lambda}{\pi a_0^2} \sqrt{\frac{2\eta\alpha E_p}{h\nu B_F \sqrt{\pi} \sigma_p}} \sum_{i=1}^{N_s} T(z_i) \times \exp\left[j\phi_i + \frac{4\pi j z_i(t)}{\lambda} - \frac{(t - 2z_i/c)^2}{2\sigma_p^2} \right] I(z_i, \boldsymbol{\rho}_i), \quad (2)$$

式中: a_0 为出射光束截面上强度衰减为 e^{-1} 的光束半径;在探测距离内共有 N_s 个粒子,第 i 个粒子位于 z_i 处; α 为粒子的后向散射系数; λ 为出射激光的波长; B_F 为探测器的接收通带宽度; h 是普朗克常数; η 是光电转换的量子效率,探测器对光的响应按照泊松分布;沿传播路径上空气分子和气溶胶粒子的吸收和散射

$T(z_i) = \exp\left[-\int_0^{z_i} \sigma(r) dr\right]$,其中, $\sigma(r)$ 为辐射消光系

数, r 代表传播距离;指数项中第 1 项是回波信号和本征参考信号的随机相位差,在 $0 \sim 2\pi$ 间随机变化,和时间无关且对信号强度无影响,因此仿真中可不考虑;第 2 项是由于粒子随时间变化的位移产生的频移项;第 3 项是高斯脉冲信号带来的随距离改变的信号强度分布。

按照笛卡儿坐标系 $(z, \boldsymbol{\rho})$ 描述激光雷达光束的传输光路,其中, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$,光路方向沿 z 轴。 $I(z_i, \boldsymbol{\rho}_i)$ 是探测光传输到大气气溶胶粒子处的归一化功率,假设大气气溶胶为均匀介质,则从望远镜入瞳平面(入瞳所在平面为 $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_1$)到垂直传播方向的每一光束剖面上,传输光束的波前即光场强度都满足高斯分布, $I(z_i, \boldsymbol{\rho}_i)$ 可表达为

$$I(z_i, \boldsymbol{\rho}_i) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \boldsymbol{\rho}_1 \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}_1^2}{2a_0^2} - j\frac{\pi}{\lambda F} \boldsymbol{\rho}_1^2\right) G(0, \boldsymbol{\rho}_1; z_i, \boldsymbol{\rho}_i; t) \right|^2 = \exp\left[-\boldsymbol{\rho}_i^2 / (g(z_i) a_0^2)\right] / g(z_i), \quad (3)$$

$$\begin{cases} g(z_i) = (1 - z/F)^2 + (z/L_d)^2 \\ L_d = 2\pi a_0^2 / \lambda \end{cases}, \quad (4)$$

式中:光在介质中传输的格林函数 $G(0, \boldsymbol{\rho}_1; z_i, \boldsymbol{\rho}_i; t) = \frac{1}{j\lambda z_i} \exp\left[j2\pi z_i/\lambda + j\pi/\lambda z_i(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i)^2\right]$; F 为望远镜焦距; L_d 为衍射长度即光传输满足远场条件的临界传输长度值。

2.2 基于相关系数公式计算回波相关时间

激光雷达平方律检测后的信号相位和回波相位对应一致,因此检测信号在不同时刻间的相干性可代表回波相干性^[14],再给出相关系数计算公式及仿真回波相关时间计算结果。基于第 2.1 节建立的时域仿真模型可生成不同脉冲重复时间(PRT)内不同采样时刻的相干回波 $Z_s(p, n)$,即第 p 个脉冲 PRT 内的第 n 个采样时刻的相干回波。假设激光雷达中光频为 f_0 的参考连续光 E_{ref} 为

$$E_{\text{ref}}(t) = A \exp(2\pi f_0 t), \quad (5)$$

则包含风场气溶胶等粒子速度多普勒频移 f_d 和随机相位 $\varphi(t)$ 的回波场强 E_{echo} 为

$$E_{\text{echo}}(t) = B \exp\left[2\pi(f_0 + f_d)t + \varphi(t)\right], \quad (6)$$

式中: A 和 B 分别为参考光场和回波光场的强度。光电探测器进行平方律检测后高频项被滤除,留下的低频项为 $\exp\left[2\pi f_d t + \varphi(t)\right]$,和直流项一起组成相干后的回波信号。因此,从式(5)、(6)可以看出,相干后的

信号经过探测器的平方律检测后,其不同时刻间相位差和回波对应相位差一致,则基于检测信号求解其相关系数,就可以反映回波的相干性。参考归一化协方差函数,延时为 m 个采样间隔的回波之间的脉内相关系数 $R_m(m)$ 的表达式为

$$R_m(m) =$$

$$\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P \left| \frac{\sum_n Z_s(p, n) Z_s(p, n+m)}{\sum_n |Z_s(p, n)|^2} \right|, \quad (7)$$

式中:分子为第 p 个 PRT 内、时间差为 m 个采样间隔的相干回波的协方差;分母为第 p 个 PRT 内的相干回波的方差;最后对所有的脉冲求平均。同样的,可以写出延时为 q 个 PRT 的回波之间的脉间相关系数 R_{zp} 的公式为

$$R_{zp}(q) =$$

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left| \frac{\sum_p Z_s(p, n) Z_s(p+q, n)}{\sum_p |Z_s(p, n)|^2} \right|. \quad (8)$$

基于式(7)和式(8)计算的在不同风场、不同脉宽下的回波脉内和脉间相关系数如图 1 所示。仿真中使用的 PRT 为 $50 \mu\text{s}$, 采样率为 200 MHz 。设定线性慢变风场 V_{set1} 和非线性快变风场 V_{set2} 两种背景风场,如图 1(a)所示,在这 500 m 内,快变风场构造了两个尺度在百米左右的包络,包络表达式为高斯形式,其表达

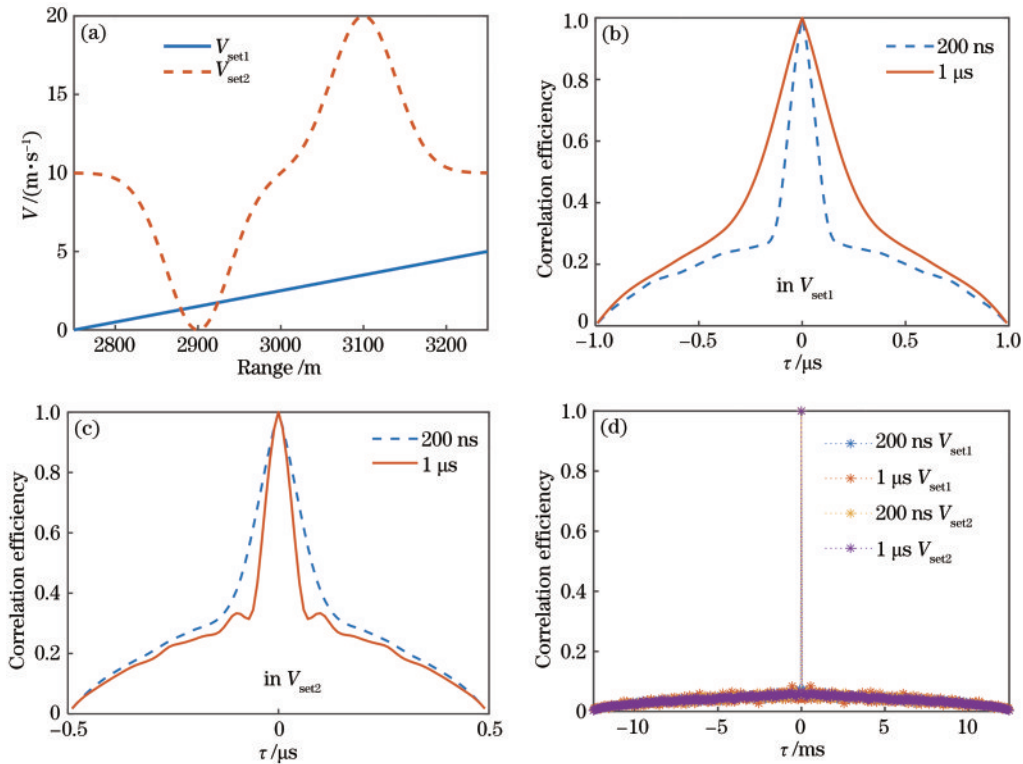


图 1 不同风场不同脉宽下的相关系数。(a)慢变和快变风场分布图;(b)(c)慢变风场和快变风场下, $1 \mu\text{s}$ 和 200 ns 脉宽的回波脉内相关系数;(d)两种风场下, $1 \mu\text{s}$ 和 200 ns 脉宽的回波脉间相关系数

Fig. 1 Correlation coefficients of different pulse widths in different wind fields. (a) Distributions of slow-varying and fast-varying wind fields; (b) (c) intra-pulse correlation coefficient with pulse widths of $1 \mu\text{s}$ and 200 ns , under slow-varying and fast-varying wind fields; (d) inter-pulse correlation coefficients with a pulse width of $1 \mu\text{s}$ and 200 ns , under two wind fields

式^[15]分别为

$$V_{set1} = 0.01 \times (R - 2750), \quad (9)$$

$$V_{set2} = 10 + (R - 3100)^2 / 300 - (R - 2900)^2 / 300. \quad (10)$$

在 1 μs 和 200 ns 光脉宽下,得到的在慢变和快变风场下回波脉内相关系数如图 1(b)、(c)所示,横坐标 τ 为延时。风场变化缓慢时,1 μs 脉宽回波的相关时长约为 0.31 μs,大于 200 ns 脉宽的 0.12 μs 相关时长;而风场变化剧烈时,1 μs 脉宽的相关时长约为 0.06 μs,小于 200 ns 脉宽情况下的 0.12 μs,这里分别选取前 1 μs 和前 0.5 μs 的回波数据进行计算。相关时长的差异源于:激光雷达每一时刻的回波覆盖的探测范围等于脉宽对应的长度,即宽脉冲探测范围大于窄脉冲,随采样增加探测范围以采样间隔远移,因此相邻采样之间包含一定的共同探测区域,宽脉冲的相邻采样回波共同探测区域更大。在匀速慢变风场下,相邻采样的共同探测区域越大意味着改变速度的粒子占比越少,则相干性更好,符合图 1(b)的结果。但在快变风场下,宽脉冲意味着回波对应的探测区域更大,带来的相位影响也更严重,相邻回波的相干性反而会更差,如

图 1(c)所示。此外从图 1(d)可以看出,在快变及慢变风场下,1 μs 及 200 ns 脉宽的回波脉间相关系数仅在 0 时延处为 1,其余点都小于 e⁻¹,即风场回波脉间不相干。

2.3 回波相干积累和非相干平均处理方式的效果

第 2.2 节中的计算结果表明,快变和慢变风场下回波脉间都不相干。本小节选择快变风场 V_{set2} 下仿真的回波数据,使用两种回波处理方式进一步验证该结论。两种处理方式分别为:1)将回波按一定脉冲数分组,组内脉冲相干积累后,按距离分段获取功率谱,再对组间功率谱叠加;2)每个脉冲回波直接分段求功率谱,再对脉冲间功率谱非相干平均。提取方法 1)和方法 2)中最终功率谱的最大值作为每段距离对应的风速。为比较脉间积累能否降噪并贴合实际情况,对生成的相干回波信号添加信噪比为 -10 dB 的随机白噪声。给定 1000 个脉冲的仿真回波,如图 2(a)所示,左侧 10-pulse accumulation 对应以每 10 个一组分 100 组按照第 1 种处理方式的功率谱,右侧 incoherent averaging 对应将 1000 个脉冲回波按照第 2 种处理方式的功率谱,纵向为距离,横向为速度,中心红线为设

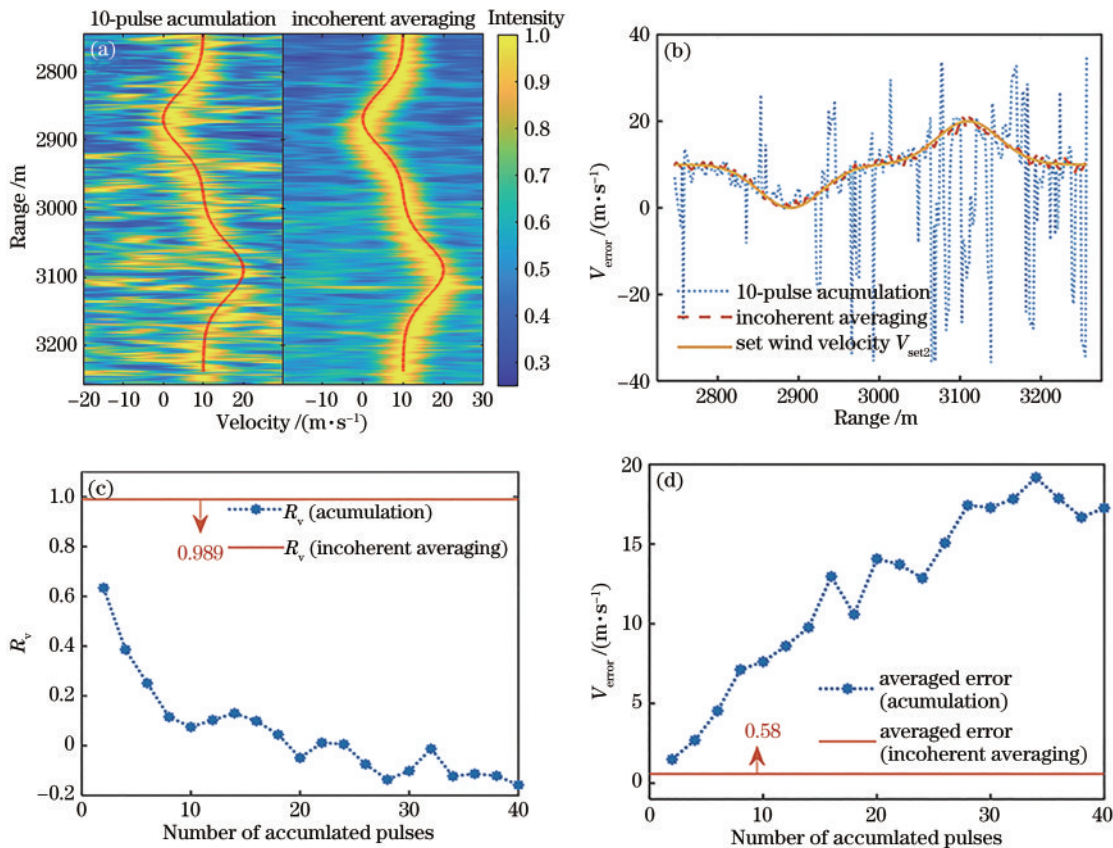


图 2 仿真回波相干积累和非相干平均处理的结果。(a) 10 个脉冲积累和非相干平均的功率谱结果;(b)按照功率谱最大值获取的测速结果对比;(c)(d)不同积累脉冲数下脉间相干积累和非相干平均测量风速和设定风速的相关系数和各采样点平均误差

Fig. 2 Results by using coherent accumulation and incoherent averaging of simulated echoes. (a) Power spectrum of 10-pulse accumulation and incoherent averaging; (b) comparison of velocity measurements obtained by the power spectrum maximum method; (c) (d) correlation coefficient and average error of each sampling between the measured velocity and set velocity by using coherent accumulation and incoherent averaging of echoes

定风速。可以看出,方式 1) 的噪声和背景干扰大于方式 2)。从图 2(a) 中求解的速度如图 2(b) 所示,虚线为方式 1) 的计算风速,离设定的实线 V_{set2} 差距很大。当对这 1000 个仿真的脉冲回波分组时选择不同的相干积累脉冲数时,图 2(c)、(d) 分别给出相干积累(accumulation)和非相干叠加处理方式下,按照谱最大值选出的风速和设定风速的相关系数 R ,以及各采样点的平均速度误差。可以看出:非相干平均的相关系数为 0.989,平均误差为 0.58 m/s;而采用相干积累方式测量的风速和设定风速的相关系数远小于 0.989,最大值在 0.65 附近,最小误差接近 0.7 m/s,且随着相干积累脉冲数目的增加,速度相关系数减小,测速误差增大。风速的相关系数和测量误差的数值结果表明,非相干累加的风速估计性能明显强于脉间相干积累的效果,因此,脉间相干积累对信噪比的提升较弱,体现出回波脉间相干性较差,验证了第 2.2 节回波脉间不

相干的结论。

3 实验结果与分析

3.1 实验系统设计与搭建

接下来搭建测风激光雷达系统并获取实验数据,对仿真的结果进行验证。系统结构如图 3 所示,单频连续种子激光(laser)经分束器(OC1)分光后,一束经过中心频率 80 MHz 的声光调制器(AOM)调制后经过掺铒光纤放大器(EDFA)放大,再送入环形器(circulator)按照 1 到 2 的环路经过扩束准直镜(telescope)出射到大气。OC1 后的另一束光作为参考光,与沿着环形器 2 到 3 环路传输的大气回波经过合束器 OC2 混合后,经平衡探测器(PD)检测送入示波器(OSC),回波数据导入电脑(PC)处理。信号发生器(SG)为 AOM 提供射频域的脉冲信号来调制产生激光脉冲。

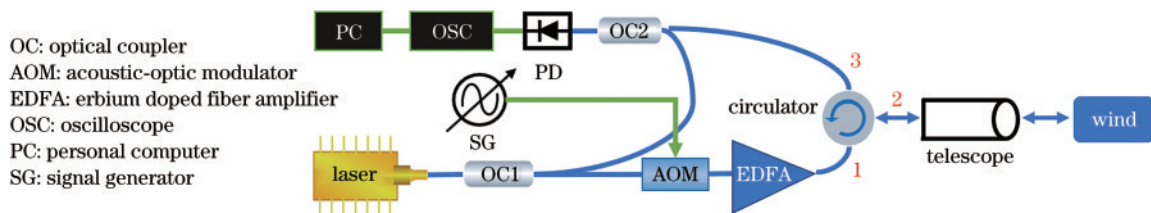


图 3 测风激光雷达系统结构

Fig. 3 Experimental setup of wind lidar

3.2 实验回波脉间对齐及本征信号相干性分析

接下来利用所搭建的激光雷达探测到的大气回波来计算实验回波相关系数,但是考虑到采集时间抖动等系统误差有可能会干扰计算结果。首先提取每一脉冲回波的初始相位并进行脉间对齐,另外考虑到出射信号本身的相干性有可能由于 AOM 调制不稳等因素受到影响,因此利用环形器 3 口的泄露光来分析本征信号相干性。由于在搭建的激光雷达实验系统中,使用的是环形器进行激光的发射(环形器 1 口到 2 口)及回波的接收(环形器 2 口到 3 口),理想情况下,环形器的 1 口和 3 口是完全隔离的,但是实际上环形器从 1 口到 3 口以一定的比例不停泄露光,因此输出的脉冲源源不断从 1 口向 3 口传输,并被接收到探测器保存为回波,因此在每一个 PRT 脉冲回波数据的起始阶段都会有泄露光与参考光相干形成的脉冲,是放大后的脉冲不经过大气传输直接形成的,分析其相干性也就对应着本征信号的相干性。利用第 3.1 节搭建的测风激光雷达获取 1000 个 PRT 长度的回波数据,以该泄露光脉冲为起点,按照等于 PRT 的相同间隔截断回波,即可得出每一段脉冲回波。

将划分的脉冲回波重叠观测,如图 4(a) 所示,泄露脉冲部分未完全对齐,插图中脉冲偏移明显且无规则,意味着回波在脉冲间具有不同的初始相位。采用

相关法解调初始相位差^[16],即将后续每一泄露脉冲与第一个泄露脉冲做相关,找出其相关最大值对应偏移的采样间隔数,用来反向移动后续每段脉冲回波。第 100、500、900 个泄露脉冲和第 1 个泄露脉冲相关后的图像如图 4(b) 所示,其中,插图详细展示出相关值最大时的位置已偏移 0 点。基于相关强度最大值计算出的时间偏移值如图 4(c) 所示,纵坐标为每一个回波偏移的采样间隔数,以此反向去移动第 2 个到最后一个脉冲回波,得到的泄露脉冲部分如图 4(d) 所示,通过插图中放大的部分脉冲可以看出,已几乎完全对齐。由此,可以认为经过相关法提取相位并反向移动后,回波在脉间已对齐,因此采集时间抖动的影响已排除。

接下来使用对齐后环形器 3 口的泄露光来分析本征信号相干性。由于回波检测值为实数不显示虚部相位信息,因此将每段脉冲回波中泄露光的部分提取出来进行希尔伯特变换^[17],再按照式(7)和式(8)给出的脉内和脉间相关系数公式进行计算,结果如图 5 所示。理论上说完全相干时,相关系数的图像应该为完全对称的三角形即如图 5(a)、(b) 所示。图 5(a) 中,脉宽为 200 ns 和 1 μ s 的脉冲的脉内相关时长等于脉冲长度,图 5(b) 即体现出 10 ms 内脉间信号都完全相干。因此经过环形器 1 到 3 口的泄露信号和参考光相干后保持高的脉内和脉间相干性,即表明出射信号本身的高脉内、脉间相干性。

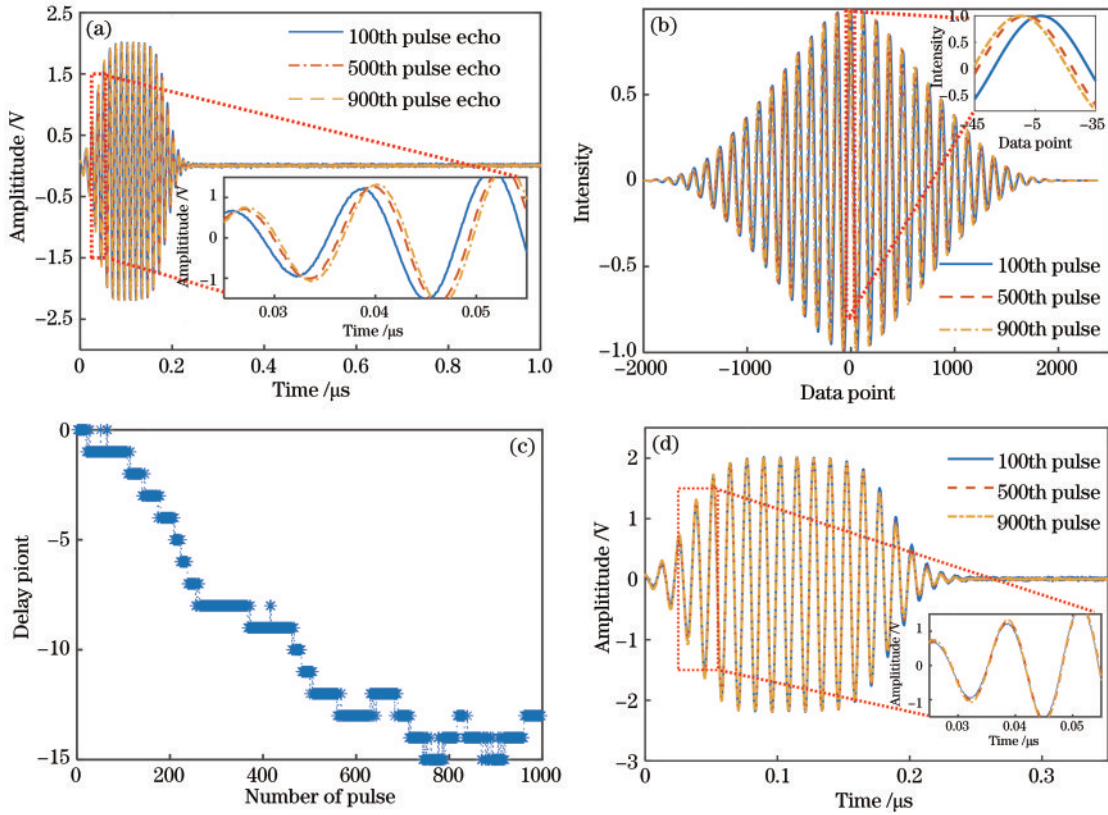


图 4 相位对齐前后的回波。(a)部分脉冲回波强度,插图为横坐标在0.02~0.055 μs 时的放大图;(b)泄露脉冲和第1个泄露脉冲的相关图,插图为横坐标在-45~35时的放大图;(c)根据相关最大值找出的偏移采样间隔数;(d)脉冲回波对齐后的部分强度,插图为横坐标在0.02~0.055 μs 时的放大图

Fig. 4 Echoes before and after phase alignment. (a) Partial intensities of echoes, inset is its magnification in duration from 0.02–0.055 μs ; (b) correlation between the other leakage pulses and the 1st leakage pulse, inset is its magnification in duration from -45–35; (c) the offset number of sampling intervals found according to the maximum of correlation; (d) intensities of the aligned echoes, inset is its magnification in duration from 0.02–0.055 μs

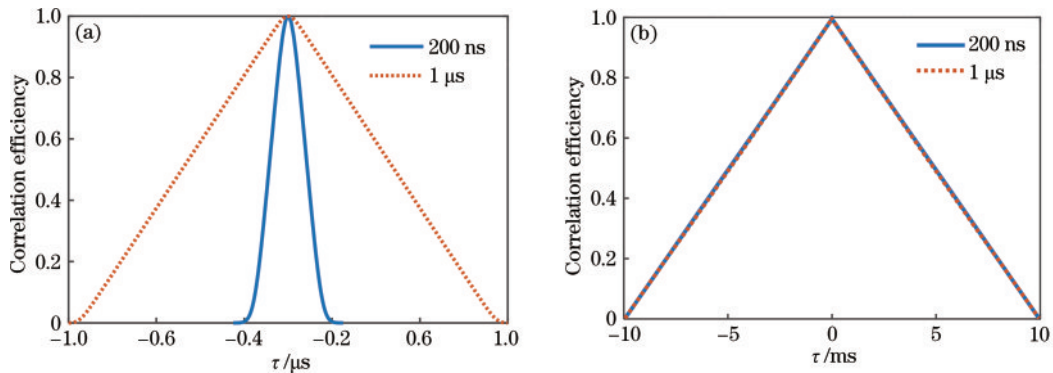


图 5 泄露光的脉内和脉间相关系数。(a) (b) 200 ns 和 1 μs 脉宽下的泄露光脉内和脉间相关系数

Fig. 5 Intra-pulse and inter-pulse correlation coefficients of leaked light. (a) (b) Intra-pulse and inter-pulse correlation coefficients of leaked light with pulse widths of 200 ns and 1 μs

3.3 软目标回波的相关性分析

在证明本征信号高相干性的基础上,利用第 3.2 节中脉间对齐后的大气回波计算相关系数,并使用相干积累和非相干平均两种方法从回波中提取风速,比较和第 2 节中的仿真结果是否一致。由于此时回波极微弱淹没在噪声中,所以对希尔伯特变换后的回波,使用中心在本征频移 80 MHz、带宽为 40 MHz

的巴特沃斯滤波器滤波,将滤波后的数据代入式(7)和式(8)中计算出的脉内和脉间相关系数分别如图 6(a)、(b)所示。对比图 1(b)可知,实验得到的 200 ns 和 1 μs 的脉内相关系数走势和仿真中接近,顶部都是 200 ns 略小于 1 μs ,但是实验中保持较高相干性的时间减小到 10 ns 内,可能是由于实验中的回波信噪比低,且实际环境中的粒子更密集对相位影响更严

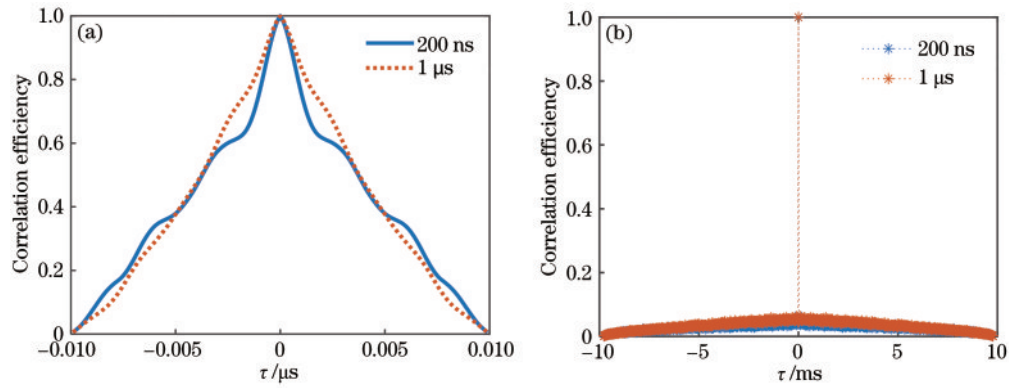


图6 基于实验数据计算的相关系数。(a)(b) 200 ns 和 1 μs 脉宽下的回波脉内和脉间相关系数

Fig. 6 Calculated correlation coefficients based on experimental data. (a) (b) Intra-pulse correlation coefficients and inter-pulse correlation coefficients of echoes with 200 ns and 1 μs pulse width

重等原因。图 6(b) 中的脉间相干情况和仿真一致, 都是除 0 延时的中心点为 1 外, 其余的值都很低, 证明脉间不相干。

进一步用相干积累和非相干平均两种方法计算实验回波数据的功率谱, 相干积累时对采集到的

2000 个脉冲按照每 10 个一组脉间累加, 再对获得的 200 组回波功率谱求平均, 非相干平均时直接对 2000 个脉冲回波求得功率谱再平均, 过程和仿真一致, 只是使用的总回波数目由 1000 个增加为 2000 个, 结果如图 7 所示。

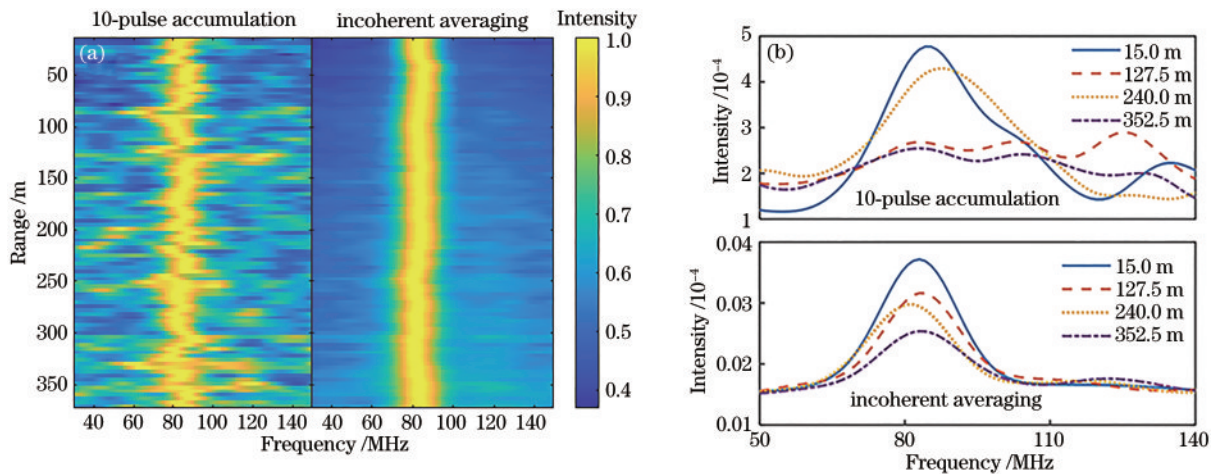


图7 实验回波相干积累和非相干平均处理的结果。(a) 10 个脉冲积累和非相干平均的功率谱对比; (b) 不同距离处采用两种处理方式回波功率谱的对比

Fig. 7 Results of coherent accumulation and incoherent averaging of the experimental echoes. (a) Comparison of power spectra by using methods of 10-pulse accumulation and incoherent averaging; (b) comparison of power spectra of echoes using two processing methods at different distances

图 7(a) 中左侧相干积累后的归一化功率谱相比于右侧直接非相干平均的结果, 背景混乱且中心频率不连贯, 难以明确选出中心频率。在两种处理方法下, 在 15、127.4、240、352.5 m 处, 频率范围在 50 MHz~140 MHz 的功率谱如图 7(b) 所示。比较两种方法可知, 在 127.5~352.5 m 处, 采用相干累加方式在 80 MHz 附近的中心频率并没有积累起来, 因此该实验结果也说明了脉间并不相干。

3.4 硬目标回波的相干性分析

进一步使用激光雷达测量一位置固定的旋转圆盘边缘, 通过对该硬目标回波的处理, 比较软硬目标回波差异, 分析软硬目标对回波相位的不同影响。

对于旋转的圆盘, 由于圆盘边缘旋转整体静止, 所以对于探测的激光有两部分反射回波, 一部分是携带边缘旋转速度的多普勒频移回波, 其中心在 87 MHz 左右, 占据回波的主要部分, 另一部分是静止部分的漫反射回波, 对应的是本征的 80 MHz 频移, 强度比较弱。硬目标的回波较强, 此时无须积累, 对单个 PRT 内的回波进行频谱分析时, 其功率谱展示在图 8(a) 中, 多数对应着偏移后频率约 87 MHz 的位置, 但由于圆盘转动不够稳定, 所以图 8(a) 中单次回波测量的频率结果并不固定, 此时强度很弱的 80 MHz 的频率并未凸显。图 8(c)、(d) 中图例 1-pulse 所对应的频谱结果中心也在 87 MHz。经过多个脉冲脉间相干积累后

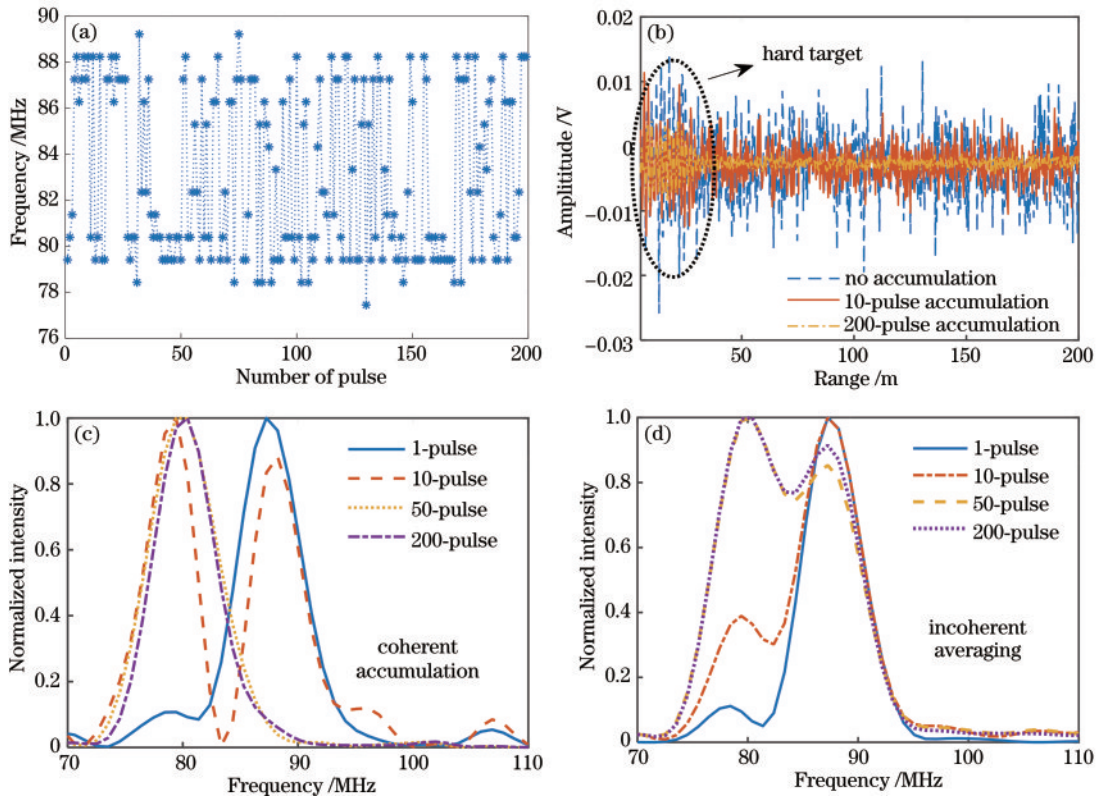


图8 硬目标回波的测量结果。(a)单次回波计算出的功率谱最大频率;(b)无积累、10个脉冲及200个脉冲积累后的回波时域强度;(c)(d)回波相干积累和非相干平均后的功率谱
Fig. 8 Measuring results of echoes from hard targets. (a) The maximum frequency of the power spectrum calculated by a single echo; (b) the time domain intensity of echoes with no accumulation, 10-pulses, and 200-pulses accumulation; (c) (d) the power spectra of echo by coherent accumulation and incoherent averaging

的时域回波如图8(b)所示,左侧圆圈指出的区域是硬目标信号,右侧的噪声部分随着多个脉冲的积累确实有所降低。对10个、50个、200个脉冲进行相干积累再获取归一化功率谱如图8(c)所示,随着相干积累脉冲数的增加,本征的80 MHz频率逐渐增强,说明对于硬目标,由于静止导致的微弱漫反射本征光可通过脉间积累增强。而87 MHz频移随着积累脉冲数增加逐渐降低直至消失,结合图8(a)中单次测量频率值的不稳定,推测可能是因为转动不够稳定,所以回波相位不能完全对齐导致无法稳定相干积累,因此87 MHz附近的频率不仅没有增强反而减弱。对10个、50个、200个脉冲的功率谱进行非相干平均的结果如图8(d)所示,非相干积累后80 MHz本征频率部分得到了积累增强,而旋转导致的多普勒频移即原有的87 MHz移频也一直保留,只是两个频率的强弱比例有所变化,说明非相干积累对各频率都有积累效果。从两种处理方法的频谱结果中可以分析出,80 MHz的本征频移光在硬目标漫反射下仍能保持相干性,通过脉间相干积累可得到增强。

4 结 论

激光雷达回波的相干性决定了选取的数据处理算

法的可靠性,影响着最终的测量效果。提出一种基于回波协方差的相关系数计算方式,采用理论分析加实验验证的方式,分析激光雷达散射回波的脉内及脉间相干性。

在仿真中,首先通过建立的测风激光雷达系统时域模型得出快变和慢变风场背景下宽窄两种脉冲宽度的回波,并计算其脉内及脉间相关系数,并对比仿真回波采用脉间相干积累和非相干平均处理后的功率谱。在激光雷达测风实验中,首先提取回波脉冲初时刻相位并对齐以排除采样抖动的影响,再计算环形器1到3口泄露光的相关系数证明出射激光的高相干。在此基础上,利用对齐后的实验大气回波计算脉内脉间相关系数,不管仿真还是实验回波脉间都一直保持完全不相干,但是实验中的回波脉内相关时间比理论计算值小两个数量级,可能是回波过于微弱几乎淹没在噪声的原因。对大气回波进行脉间相干积累处理的效果远差于非相干平均后的结果,和仿真一致,验证了大气回波脉间完全不相干。

进一步使用激光雷达测量旋转圆盘得到硬目标漫反射回波,在脉间相干积累时本征频率能得到增强,证明了硬目标回波中本征信号在脉间保持相干。基于上述分析可以得出结论,激光出射信号本身具有高相干

性并且经过硬目标的漫反射仍能保持相干,可通过脉间积累增强,采样的抖动或者强度标定的离散化误差,并未破坏本征频率的相干性。大气环境对相位造成的影响使得回波相干性极差,脉间完全不相干且脉内相关长度很短,因此即便脉间对齐也无法采用脉间相干累加的方式增强信噪比。实际中相干激光雷达进行相干探测测量风速时使用脉内相邻的采样点进行频谱分析,利用的是回波在每个 PRT 内短时间的相干性,其相干性在短时间内是可以保持的,因此仍能测速,只是对于不同脉冲间无法进行叠加、相干等处理,因为回波脉间已经不再相干。

参 考 文 献

- [1] 狄慧鸽, 华灯鑫. 云探测中的激光雷达技术研究进展[J]. 光学学报, 2022, 42(6): 0600002.
Di H G, Hua D X. Research progress of lidar in cloud detection[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(6): 0600002.
- [2] Banakh V A, Smalikhov I. Coherent Doppler wind lidars in a turbulent atmosphere[M]. Norwood: Artech House, 2013.
- [3] 王彩玉, 苑克娥, 时东锋, 等. 差分波前激光雷达探测大气湍流廓线仿真[J]. 光学学报, 2021, 41(10): 1001002.
Wang C Y, Yuan K E, Shi D F, et al. Simulation of atmospheric turbulence profile measured by differential wavefront lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(10): 1001002.
- [4] Ancellet G M, Menzies R T. Atmospheric correlation-time measurements and effects on coherent Doppler lidar[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1987, 4(2): 367-373.
- [5] Frehlich R. Coherent Doppler lidar signal covariance including wind shear and wind turbulence[J]. Applied Optics, 1994, 33(27): 6472-6481.
- [6] Rye B J. Spectral correlation of atmospheric lidar returns with range-dependent backscatter[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1990, 7(12): 2199-2207.
- [7] Li J B, Xu H. Performance analysis of dual-frequency lidar in the detection of complex wind field[J]. Optics Express, 2021, 29(15): 23524-23539.
- [8] 范东倩. 激光测风雷达脉冲相干累加技术的实验研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2015: 22-59.
Fan D Q. Experimental research on the pulse coherent accumulation technology of wind lidar[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2015: 22-59.
- [9] 邢晓晴. 相干激光测风雷达大气探测方法实验研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2016: 37-45.
Xing X Q. Experimental research on atmospheric probing using coherent Doppler lidar[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2016: 37-45.
- [10] Streicher J, Werner C. Difference between averaging and accumulating Doppler wind lidar data[J]. Proceedings of SPIE, 1998, 3494: 270-276.
- [11] 白雪, 郭磐, 陈思颖, 等. 相干多普勒测风激光雷达时域信号仿真及时频分析[J]. 中国激光, 2015, 42(1): 0114003.
Bai X, Guo P, Chen S Y, et al. Simulation in the time domain and time-frequency analysis for coherent Doppler wind lidar[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(1): 0114003.
- [12] Salamitou P, Dabas A, Flamant P H. Simulation in the time domain for heterodyne coherent laser radar[J]. Applied Optics, 1995, 34(3): 499-506.
- [13] 金效梅, 朱文越, 刘庆, 等. 相干测风激光雷达的数值建模和仿真分析[J]. 光学学报, 2021, 41(6): 0601003.
Jin X M, Zhu W Y, Liu Q, et al. Numerical modeling and simulation analysis of coherent wind lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(6): 0601003.
- [14] 罗鹏飞, 张文明. 随机信号分析与处理[M]. 2版. 北京: 清华大学出版社, 2006: 50-52.
Luo P F, Zhang W M. Random signal analysis and processing[M]. 2nd ed. Beijing: Tsinghua University Press, 2006: 50-52.
- [15] Gurdev L L, Dreischuh T N. On an approach for improving the range resolution of pulsed coherent Doppler lidars[J]. Journal of Modern Optics, 2008, 55(9): 1441-1462.
- [16] 肖树妹, 梅海平, 钱仙妹, 等. 大气湍流随机相位差的相关解调算法研究[J]. 光学学报, 2011, 31(2): 0201002.
Xiao S M, Mei H P, Qian X M, et al. Atmospheric turbulence random phase difference with the demodulating algorithm of correlation[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(2): 0201002.
- [17] 肖树妹, 梅海平, 钱仙妹, 等. 基于希尔伯特变换的湍流随机相位差解调算法研究[J]. 光学学报, 2011, 31(7): 0701006.
Xiao S M, Mei H P, Qian X M, et al. Demodulating atmospheric turbulence random phase difference based on Hilbert transform[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(7): 0701006.