

积分球在瑞利测风激光雷达中的应用

高园园,舒志峰,孙东松,夏海云,张飞飞,韩於利,上官明佳

(中国科学技术大学 地球和空间科学学院,安徽 合肥 230026)

摘要: 入射到标准具上的光斑强度分布影响标准具透过率曲线的形状,进而影响风速反演。将激光入射进积分球后在腔壁上发生漫反射,出射激光光斑变均匀,从而使标准具的透过率曲线更准确。同时出射激光脉冲的宽度在时域上变宽,提高了探测的信噪比,扫描得到的标准具的透过率曲线也更稳定。同样的道理,锁定通道的锁定过程也由于这两点改变而更精确。积分球的这两点特性用于 355 nm 瑞利测风激光雷达系统中将大大提高探测的稳定性和信噪比。将激光通过积分球后扫描透过率曲线,在风速大小为 ± 100 m/s 的范围内计算得到的风速误差最大值为 0.061 m/s,平均值为 0.054 m/s。

关键词: 积分球; 光斑; 脉冲展宽; 激光雷达

中图分类号: TN958.98 文献标志码: A 文章编号: 1007-2276(2014)11-3547-08

Application of integrating sphere in Rayleigh wind lidar

Gao Yuanyuan, Shu Zhifeng, Sun Dongsong, Xia Haiyun, Zhang Feifei, Han Yuli, Shanguan Mingjia

(School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: The intensity distribution of the illumination on the interferometer affects obviously on its transmission curves and then influences on the inversion of wind velocity. However, the incident laser into the integrating sphere is diffuse in the cavity wall and the output laser flare becomes uniform, thereby making the transmittance curve more precise. Meanwhile the pulse width of the output laser is increased in the time domain and this will improve the signal to noise ratio of the detection, thereby making the transmittance curve more stable. For the same reason, the process of the frequency locking is more precise. These two properties of integrating sphere, which are used for 355 nm Rayleigh wind lidar system will greatly enhance the stability of detection and the signal to noise ratio. The transmission curves will be scanned through the integrating sphere. The results show an accuracy of 0.061 m/s for the maximum error and 0.054 m/s for the average wind velocity of less than 100 m/s.

Key words: integrating sphere; illumination; pulse stretching; lidar

收稿日期: 2014-03-05; 修订日期: 2014-04-03

基金项目: 国家自然科学基金(41174130, 41227804, 41304123); 中国科学技术大学青年创新基金(WK2080000048)

作者简介: 高园园(1990-), 女, 硕士生, 主要从事测风激光雷达方面的研究。Email: gyyuan@mail.ustc.edu.cn

导师简介: 孙东松(1962-), 男, 教授, 主要从事激光遥感方面的研究。Email: sds@ustc.edu.cn

0 引言

风速作为大气中的一个重要参数,对科学研究和人类生产生活都有重要影响。自行研制的 355 nm 瑞利测风激光雷达系统对大气风场的测量主要利用了气溶胶或分子作为后向散射目标,通过接收大气后向散射信号来分析发射激光多普勒频率移动来反演径向风速。该系统采用双边缘技术测量多普勒频移,利用三通道 F-P 标准具作为鉴频器。

下面讨论在鉴频系统中影响风速反演误差的两个因素。第一,出射激光及大气回波信号是通过光纤耦合到标准具的,因此入射光斑不均匀,这将影响标准具的频谱间距和透过率曲线的形状,从而产生风速反演的误差。夏海云等曾提出在传导光纤上安装扰模器的方法来减小光斑不均匀性,该方法效果有限且引起风速反演上的变化,有一定局限性^[1]。第二,系统所用的激光器所发射的激光脉冲宽度为 5~7 ns,采集卡的采样率为 300 MS/s,只能采集到 1~2 个数据点,要恢复激光脉冲的波形难度较大,透过率扫描的误差大,同理,锁定通道对激光脉冲的锁定过程误差也较大。

文中利用积分球的优良特性改善上述不利因素对风速误差的影响。首先,根据积分球的等照度原

理,激光通过积分球后出射光斑变均匀,因而三个通道的透过率扫描更精确。其次,利用积分球对激光脉冲冲有展宽的作用,通过积分球后测量的激光脉冲信噪比更高,透过率扫描也更准确。

鉴于该系统所采用的是三通道 F-P 标准具作为鉴频器^[2],为了避免激光频率长期漂移引起误差,使用第三个边缘作为锁定通道,实时主动地跟踪发射激光频率,使得发射激光始终位于两个边缘滤波器透过率曲线的交叉点处,因而发射激光频率位置在反演过程中显得尤为重要。在锁定发射激光频率位置的过程中利用积分球使光斑变均匀,并且让脉冲宽度在时域上展宽,可以提高透过率测量的稳定性和激光脉冲的信噪比,大大提高锁定的精度。最后讨论了使用积分球后扫描透过率的误差所引起风速反演误差。

1 基本原理

1.1 瑞利测风激光雷达系统

瑞利测风激光雷达系统结构主要包括 4 个子系统:发射系统、接收系统、发射接收光学系统和控制系统,整个系统的结构示意图如图 1 所示。其工作过程为:发射系统通过激光发射机向天空发射出单色激光脉冲,脉冲与大气气溶胶粒子(米散射)和大气

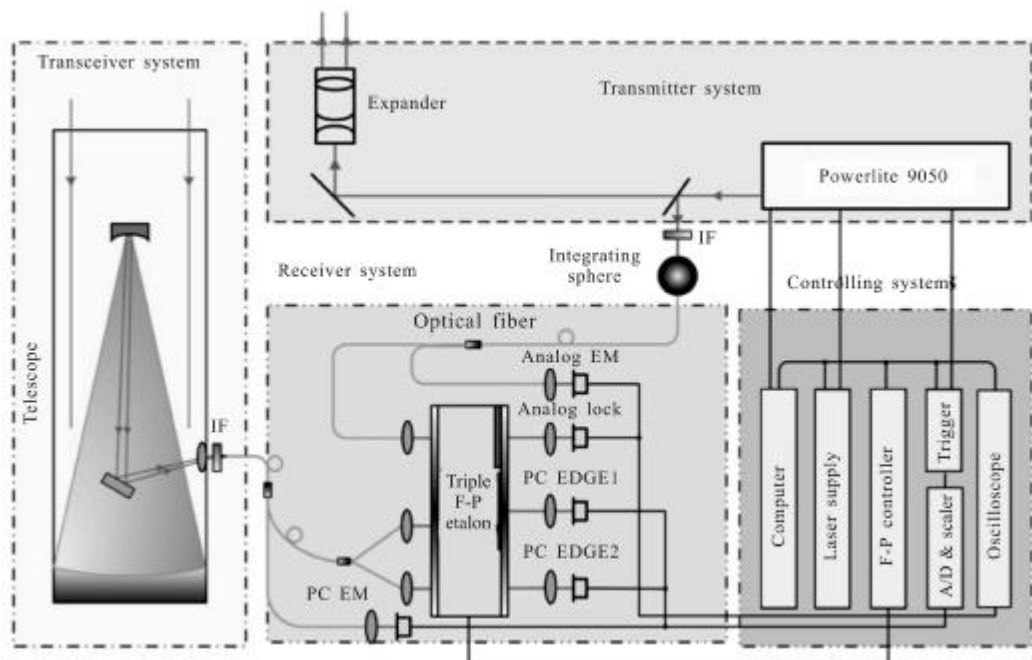


图 1 瑞利测风激光雷达系统结构

Fig.1 Structure of Rayleigh wind lidar

分子(瑞利散射)相互作用产生吸收、散射现象,其中大气的后向散射信号被发射接收系统中的信号望远镜接收,由于大气分子的热运动或者气溶胶粒子的布朗运动使得大气后向散射信号发生多普勒展宽,而大气粒子的整体平均运动导致了大气后向散射信号含有多普勒频移。望远镜接收到的信号通过光纤耦合进接收系统中的光学接收机,经过鉴频之后被探测器探测,同时由采集卡记录信号。整个过程通过控制系统中的工控机来控制激光器的脉冲发射、信号采集、数据反演与处理等^[3]。

1.2 出射光斑均匀性要求

1.2.1 光斑均匀性对风速误差的影响

在图 1 所示的系统结构图中,接收系统中入射到标准具的激光是通过光纤耦合的,通过光纤出射的光斑并不是均匀的。理论上,入射光斑会影响标准具的频谱间距和透过率曲线的形状,因此在风速反演过程中,光斑不均匀将引起透过率曲线扫描和锁定通道对激光频率锁定的误差,进而影响风速反演的误差。

下面分析一光强为高斯分布的圆形光斑与均匀分布的圆形光斑相比所引起风速反演误差。已知理想的标准具函数为:

$$h(v) = \frac{T_p}{1 + \frac{4 \cdot F^2}{\pi^2} \cdot \sin^2\left(\pi \frac{v}{v_{FSR}}\right)} \quad (1)$$

在实际的雷达系统设计参数中,峰值透过率 T_p 为 60%,自由谱间距 v_{FSR} 为 12 GHz,精细度 F 为 7.05882,两个信号通道峰值间距为 5.1 GHz,半高宽为 1.7 GHz。考虑两个信号通道透过率曲线相对于原点来说是对称的情况,两个标准具的透过率表达式可分别表示为:

$$h1_a(v, \theta) = T_p \cdot \left\{ 1 + \frac{4 \cdot F^2}{\pi^2} \cdot \sin\left[\pi \cdot \left(\text{round}\left(\frac{v_0 \cdot 10^{-9}}{v_{FSR}}\right) + \frac{v + 2.55}{v_{FSR}}\right) \cdot \cos(\theta)\right]\right\}^{-1} \quad (2)$$

$$h2_a(v, \theta) = T_p \cdot \left\{ 1 + \frac{4 \cdot F^2}{\pi^2} \cdot \sin\left[\pi \cdot \left(\text{round}\left(\frac{v_0 \cdot 10^{-9}}{v_{FSR}}\right) + \frac{v - 2.55}{v_{FSR}}\right) \cdot \cos(\theta)\right]\right\}^{-1} \quad (3)$$

式中:激光波长 λ_0 为 355 nm,对应的频率 v_0 为 8.458×10^5 GHz; θ 为发散角,系统中光纤发散角最大值 θ_0 为 1.187 mrad。

考虑到标准具两平板缺陷和不严格平行等因

素,当圆形光斑的强度均匀时,实际的两个标准具的透过率函数分别为:

$$h1(v) = \frac{2 \cdot \pi}{\pi \cdot \theta_0} \int_0^{\theta_0} h1_a(v+c1, \theta) \cdot \sin(\theta) d\theta \quad (4)$$

$$h2(v) = \frac{2 \cdot \pi}{\pi \cdot \theta_0} \int_0^{\theta_0} h2_a(v+c1, \theta) \cdot \sin(\theta) d\theta \quad (5)$$

式中: $c1$ 为使两个标准具的透过率曲线交于 0 点的常数。

当入射光斑强度分布为高斯型,强度分布函数为:

$$E(\theta) = \exp\left(\frac{-2 \cdot \ln(2) \cdot \tan^2(\theta/4)}{\tan^2(\theta_0/4)}\right) \quad (6)$$

则实际的两个标准具透过率函数变为:

$$h1'(v) = \frac{\int_0^{\theta_0} E(\theta) \cdot h1_a(v+c2, \theta) \cdot \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\theta_0} E(\theta) \cdot \sin(\theta) d\theta} \quad (7)$$

$$h2'(v) = \frac{\int_0^{\theta_0} E(\theta) \cdot h2_a(v+c2, \theta) \cdot \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\theta_0} E(\theta) \cdot \sin(\theta) d\theta} \quad (8)$$

式中: $c2$ 为使两个标准具的透过率曲线交于 0 点的常数。

已知大气分子的散射线型可以高斯的归一化曲线描述如下:

$$C_{Ray}(v, T) = \frac{2}{\Delta v_R \cdot 10^{-9}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot e^{\left[(-4) \cdot \ln 2 \cdot \left(\frac{v \cdot 10^9}{\Delta v_R}\right)^2\right]} \quad (9)$$

式中:瑞利谱线的谱宽 $\Delta v_R = \frac{K}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{M}}$,激光的

散射矢量幅值 $K = \frac{4\pi}{\lambda}$,激光波长 $\lambda = 355$ nm,大气温度设为 $T = 273$ K,单个分子质量 $M = 4.82 \times 10^{-26}$ kg,玻耳兹曼常数 $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K。大气后向散射信号的透过率谱线为瑞利谱线与标准具透过率谱线的卷积,光斑强度均匀情况下得到的大气后向散射信号透过率函数为:

$$\text{trans1}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} h1(t) \cdot C_{Ray}(v-t, T) dt \quad (10)$$

$$\text{trans2}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} h2(t) \cdot C_{Ray}(v-t, T) dt \quad (11)$$

频率响应函数定义为:

$$R(v) = \frac{\text{trans1}(v) - \text{trans2}(v)}{\text{trans1}(v) + \text{trans2}(v)} \quad (12)$$

同理可得光斑为高斯分布时的频率响应函数 $R'(v)$,通过这两个频率响应函数可得光斑分布为高

斯型时的风速反演误差,如图 2 所示。

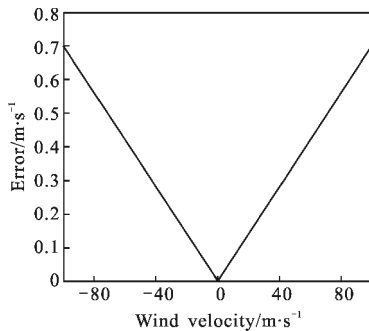


图 2 光斑能量不均匀导致的风速误差

Fig.2 Error of wind speed caused by uneven light energy

可见光斑不均匀对风速反演误差的影响很大,在风速大小为 ± 100 m/s 的范围内风速误差最大值为 0.712 m/s,平均值为 0.358 m/s。因此,要求入射到标准具上的光斑非常均匀。

1.2.2 积分球等照度定理

积分球是具有高反射性内表面的空心球体,理想的积分球具有完整规则的球形及均匀的中性漫反射涂层。积分球外表一般由金属或是硬塑料覆盖,表面上开有一个或多个孔作为入射口或出射口,积分球内设有挡板^[4-5]。激光在积分球中发生漫反射的光路如图 3 所示。

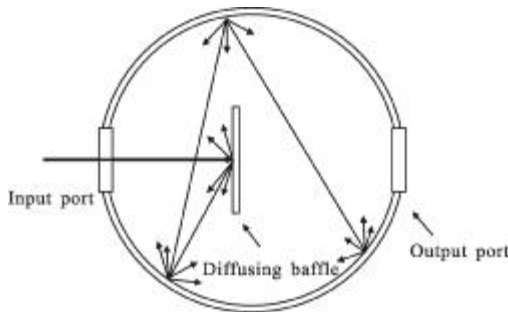


图 3 积分球内漫反射图

Fig.3 Schematic of diffuse light within integrating sphere

考虑一理想积分球,设光源入射进积分球的总能量即辐射通量为 Φ ,积分球内壁材料的反射比为 ρ , R 为积分球半径,则经过积分球的漫反射作用后球内的每一面元的照度为:

$$E = \frac{\rho}{1-\rho} \cdot \frac{\Phi}{4\pi R^2} \quad (13)$$

从上式可以看出,如果积分球内壁上的材料为理想漫反射材料,并且不考虑积分球壁上开孔的影响,则积分球内壁上的每一个面元的辐照度与位置

无关,是一个与反射率、半径及入射光源辐射通量有关的常数^[6-7],即积分球内表面能量处处相等,所以激光通过积分球后可变为均匀程度相当高的光源。将积分球用于上述系统中可以提高光斑均匀性,减小风速反演误差。

1.3 激光脉冲展宽要求

1.3.1 激光脉冲展宽的需要

该系统所用的激光器所发射的激光脉冲宽度为 5~7 ns,采集卡的采样率为 300 MS/s,只能采集到 1~2 个数据点,这要恢复激光脉冲的波形难度较大。为了提高激光脉冲数据点的采集数,可以通过以下两个方面。一是通过电子学方法,对于该脉冲宽度的激光脉冲依据采样定理,需要采集卡的采样率约为 1 GS/s。二是通过光学方法,将激光脉冲在时域上展宽,增加采集到的数据点。由于电子学上采样率提高一倍很难,而光学上脉冲展宽一倍就可以在电子学上采样率降一倍,这样更易于实现,降低电子学的压力。

1.3.2 积分球对激光脉冲的展宽作用

快速变换的光信号(例如脉宽为纳秒量级的激光脉冲),由于在积分球内的多次漫反射过程,出射光信号的出射时间不同,信号波形会发生脉冲展宽的情况。出射脉冲信号的形状由入射光信号与积分球对脉冲响应的卷积决定。文中考虑入射光信号的脉冲为高斯曲线,形式为:

$$f(t) = \exp(-t^2/a) \quad (14)$$

式中: a 为与入射脉冲宽度有关的常数。

设积分球上所有开口面积与整个球面积之比为 f ,取样出口面积与整个球面积之比为 f_e ,积分球对入射光信号的响应函数为:

$$p_r(t) = r_e \frac{\rho}{\tau} \exp(-t/\tau) \quad (15)$$

其中

$$r_e = f_e / [1 - \rho(1-f)] \quad (16)$$

$$\tau = -4R/3c \ln[\rho(1-f)] \quad (17)$$

当入射光信号为高斯脉冲时,出射的光功率曲线为高斯脉冲与响应函数的卷积,即出射功率波形为:

$$g(t) = \int_{-\infty}^t f(\xi) p_r(t-\xi) d\xi \quad (18)$$

上式是理论推导的出射功率波形公式^[8],通过将它与入射功率波形比较,可得积分球对一定宽度的高斯脉冲的展宽值。下文还将从实验上计算展宽值,与理论值进行对比。

2 实验

为了定量计算积分球对激光脉冲的展宽值,设计了如下实验来计算不同直径积分球对激光脉冲的展宽值并与理论展宽值进行对比,同时记录通过积分球与未通过积分球的光斑情况,定性分析通过积分球的光斑均匀性增强,扫描得到的透过率曲线更精确。

2.1 实验内容

图 4 所示为测量原始激光脉冲宽度的实验光路图。出射激光经过衰减片、分束片、滤光片后成为强度合适的 355nm 的单色光源,通过光纤后进入探测器,在示波器上显示脉冲波形,记录累积平均的波形数据。

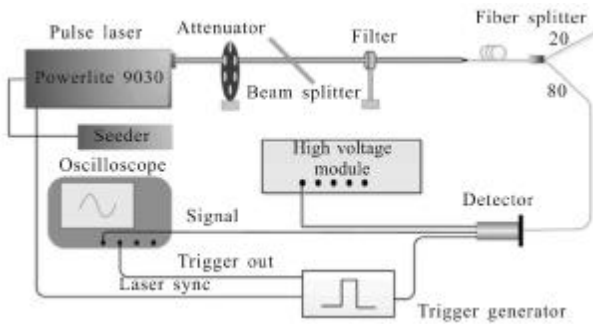


图 4 原始脉宽测量的光路图

Fig.4 Measurement of original laser pluse width

图 5 所示为通过积分球后激光脉冲宽度的实验光路图。出射激光经过衰减片、分束片、滤光片后成为强度合适的 355nm 的单色光源,先通过积分球后再通过光纤进入探测器,在示波器上显示脉冲波形,记录累积平均的波形数据。先后选取积分球的直径分别为 50、100、200、250 mm。

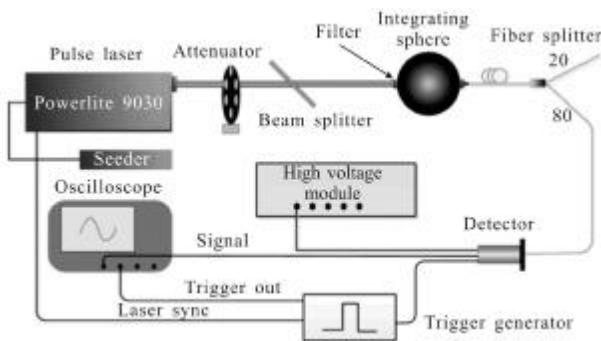


图 5 通过积分球后的脉宽测量光路图

Fig.5 Measurement of laser pulse width through integrating sphere

2.2 实验展宽值与理论展宽值的比较

2.2.1 理论计算展宽值

利用实验中原始激光脉冲在示波器上显示的功

率波形数据,计算得入射激光半高宽为 5.6 ns。入射激光高斯脉冲方程形式如公式(14)所示,已知半高宽为 5.6 ns,则可代入公式(14)中计算常数 a,得到入射激光方程。根据该激光方程可计算理论上的出射功率波形表达式为:

$$g(t) = \int_{-\infty}^t f(\xi) p_r(t - \xi) d\xi = \frac{r_e \rho}{\tau} \exp(-t/\tau) \cdot \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{\xi^2}{a}\right) \exp(\xi/\tau) d\xi \quad (19)$$

利用上式可画出通过不同积分球的出射功率曲线。实验中所用积分球反射率均为 $\rho=0.96$,入口直径均为 $a=14\text{ mm}$,出口直径均为 $b=4\text{ mm}$,积分球直径分别 50、100、200、250 mm,则可通过计算得到 f,时间常数 τ 可由公式(17)计算得出, r_e 可由公式(16)得出。将这些量代入出射激光功率曲线公式,即可作出理论上通过不同直径积分球的出射功率曲线。由于积分球的衰减率数量级相差较大,原图 5 条曲线画在一张图上没有可比性,在这里不考虑能量衰减,即对 5 条曲线分别做面积归一化处理 (即考虑 5 条曲线的能量相等)。

理论上入射激光功率波形 $f(t)$ 与出射激光功率波形 $g(t)$ 如图 6 所示。

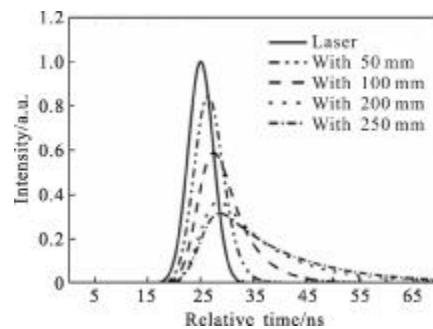


图 6 理论值计算的出射激光功率波形图

Fig.6 Power of laser from exit port in theory

理论计算四个积分球对激光脉冲的展宽值,如表 1 所示(其中 Diameter 为积分球直径,Width 为出

表 1 积分球对激光脉冲展宽的理论值

Tab.1 Broadening of laser pulse width through the integrating sphere in theory

Diameter/mm	50	100	200	250
Width/ns	6.473	8.572	12.699	14.724
Difference/ns	0.873	2.972	7.099	9.124

射的脉冲宽度, Difference 为出射脉冲宽度相对于初始脉宽的增宽值)。

2.2.2 实验测量展宽值

记录通过不同直径积分球后在示波器上累计 256 个脉冲的曲线数据, 分别作出激光通过单个积分球后的脉冲曲线, 如图 7 所示。由于积分球的衰减率数量级相差较大, 原图 5 条曲线画在一张图上没有可比性, 在这里不考虑衰减, 即对 5 条曲线分别做面积归一化处理(即 5 条曲线的能量相等)。

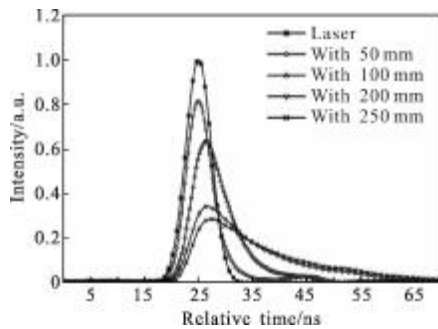


图 7 实验测量的出射激光功率波形图

Fig.7 Power of laser from exit port in experiment

由图 7 所得的脉冲宽度值如表 2 所示。

表 2 积分球对激光脉冲展宽的实验值

Tab.2 Broadening of laser pulse width through integrating sphere in experiment

Diameter/mm	50	100	200	250
Width/ns	6.28	8.56	12.64	15.54
Difference/ns	0.68	2.96	7.04	9.94

由实验值与理论值的比较可知, 实验中单个积分球对入射激光的脉冲展宽量与理论值接近。

2.3 光斑均匀性比较

图 8 为激光脉冲的出射脉冲光斑图, 其中图 8(a)

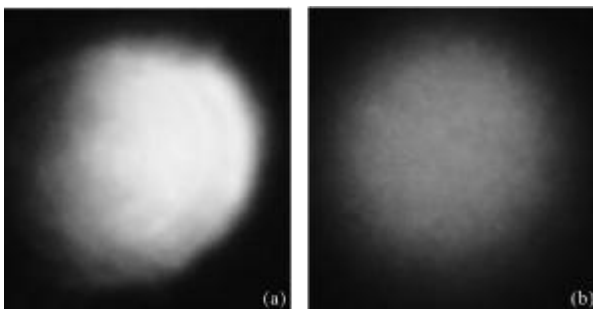


图 8 光斑比较

Fig.8 Comparison of light spots

为原来的激光脉冲光斑图, 图 8(b)为通过积分球后的出射脉冲光斑, 可以看出光斑均匀性显著提高了。

3 应用

通过上述实验中积分球对激光脉冲的展宽情况选择合适大小及展宽程度的积分球(250 mm), 将发射激光脉冲通过积分球后的脉冲宽度变为 15.54 ns, 利用示波器可采集到的数据点约为 38 个。这样, 在三个通道进行透过率扫描时, 测量脉冲能量的信噪比大大提高, 同时由于通过积分球后的光斑均匀性提高了, 从而提高透过率扫描的精确度。在图 1 所示的测风激光雷达系统结构中, 激光进扩束装置之前分出很小一部分由光纤耦合进入光学接收机的锁定通道, 用来锁定发射激光频率与标准具的位置关系以及获得初始激光的相对频率。在进入锁定通道之前, 激光脉冲先通过积分球, 利用积分球的两个作用来提高锁定的精确度。

4 多普勒反演误差分析

使用积分球扫描标准具三个通道的透过率曲线, 图 9 为扫描 11 天的透过率拟合曲线, 即每个通道有 11 条透过率曲线, 这 11 条曲线由于系统的误差略有差异(图中透过率是峰值归一化以后的值)。

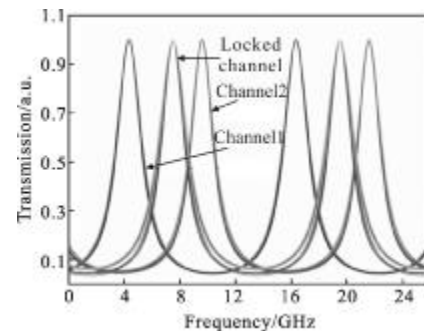


图 9 标准具三个通道的透过率曲线

Fig.9 Transmission curves of three channels for etalon

图 10 为两个信号通道透过率曲线与瑞利谱线。透过率曲线为激光脉冲与标准具透过函数的卷积, 当风速为 0 时, 透过率谱线交点位置即为零频率处, 同时对应瑞利谱线的峰值位置。

图 11 所示为两个信号通道 11 天内测得的透过率曲线分别与瑞利谱线卷积的结果, 即两个信号通道对应的后向散射信号的透过率曲线。

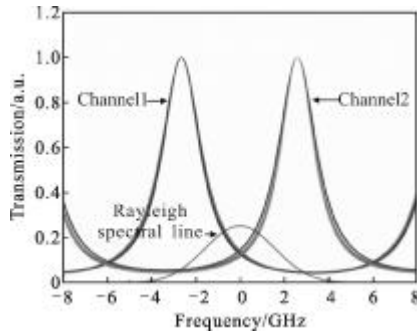


图 10 信号通道透过率曲线与瑞利谱线

Fig.10 Transmission curves of signal channels and Rayleigh spectral line

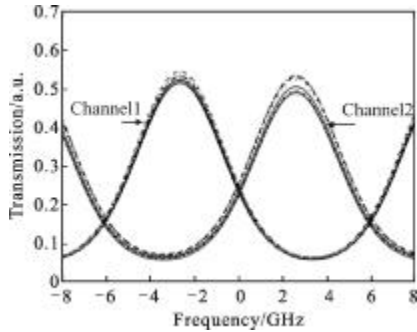


图 11 后向散射信号的透过率曲线

Fig.11 Transmission curves of backscattering signals

计算得两个信号通道透过率的标准差如图 12 所示,由于多普勒频移很小,取横坐标范围为-1~1 GHz。

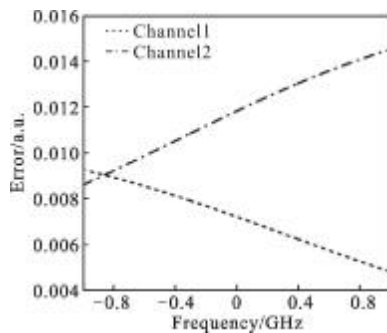


图 12 信号通道透过率曲线的误差

Fig.12 Error of transmission curves of signal channels

用来反演后向散射信号多普勒频移的频率响应函数为:

$$R(v, T) = \frac{T_1(v, T) - T_2(v, T)}{T_1(v, T) + T_2(v, T)} \quad (20)$$

由于多普勒频移很小,频率响应函数 $R(v, T)$ 在要求的范围内近似为线性函数,则 Δv 与 ΔR 存在如下线性关系:

$$\Delta v = \frac{1}{dR(v, T)/dv} \cdot \Delta R(v, T) = \frac{1}{dR(v, T)/R(v, T)dv} \cdot \frac{\Delta R(v, T)}{R(v, T)} \quad (21)$$

其中, dR/Rdv 可由如下公式求得

$$\frac{dR(v, T)}{R(v, T)dv} = \frac{2T_1(v, T)T_2(v, T)}{T_1(v, T)^2 - T_2(v, T)^2} \left[\frac{dT_1(v, T)}{T_1(v, T)dv} - \frac{dT_2(v, T)}{T_2(v, T)dv} \right] \quad (22)$$

由误差传递公式计算得:

$$\frac{\Delta R(v, T)}{R(v, T)} = \frac{2T_1(v, T)T_2(v, T)}{T_1(v, T)^2 - T_2(v, T)^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta T_1(v, T)}{T_1(v, T)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2(v, T)}{T_2(v, T)} \right)^2} \quad (23)$$

则可计算

$$\Delta v = \frac{1}{\left[\frac{dT_1(v, T)}{T_1(v, T)dv} - \frac{dT_2(v, T)}{T_2(v, T)dv} \right]} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta T_1(v, T)}{T_1(v, T)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2(v, T)}{T_2(v, T)} \right)^2} \quad (24)$$

风速反演误差为:

$$\varepsilon = \frac{1}{\theta_v(v, T)} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta T_1(v, T)}{T_1(v, T)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2(v, T)}{T_2(v, T)} \right)^2} \quad (25)$$

风速误差随风速大小的变化如图 13 所示。

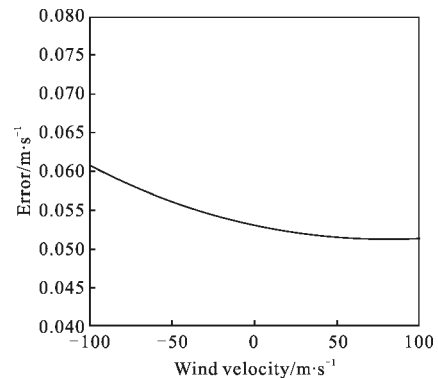


图 13 风速误差

Fig.13 Error of wind velocity

由图 13 中可知,通过积分球后扫描透过率曲线,在风速大小为 ± 100 m/s 的范围内计算得到的风速误差最大值为 0.061 m/s,平均值为 0.054 m/s。此时计算得到的风速误差相对于光斑不均匀时计算出的风速误差要小得多,可见积分球的效果非常好。

5 结论

文中从理论上分析了积分球可以使激光光斑变

均匀并且对激光脉冲有展宽作用,通过实验验证了积分球的作用。将积分球应用在分子散射多普勒测风激光雷达中提高了透过率扫描的稳定性,同理可以提高锁定通道的精度。理论分析光斑不均匀时引起的风速误差在风速大小为 ± 100 m/s 的范围内最大值为 0.712 m/s,平均值为 0.358 m/s。运用积分球后计算得到的风速误差最大值为 0.061 m/s,平均值为 0.054 m/s。可见,积分球的使用大大降低了风速反演的误差。该系统中激光器单脉冲能量为 360 mJ,探测器使用的是 Licel 的光电倍增管探测器,因而入射光经过积分球的漫反射后仍有较强的光被探测器接收到,文中暂且不讨论积分球对激光能量的衰减问题。

参考文献:

- [1] Xia Haiyun, Sun Dongsong, Dong Jingjing, et al. Illumination effects on the dual Fabry-Perot etalon based Doppler wind lidar [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36 (3): 377-381. (in Chinese)
夏海云, 孙东松, 董晶晶, 等. 入射光斑对双 F-P 标准具测风激光雷达的影响 [J]. *红外与激光工程*, 2007, 36(3): 377-381.
- [2] Shu Zhifeng, Tang Lei, Wang Guocheng, et al. Application of triple Fabry-Perot etalon for Rayleigh wind lidar [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(8): 1474-1480. (in Chinese)
舒志峰, 唐磊, 王国成, 等. 三通道 Fabry-Perot 标准具在瑞利测风激光雷达中的应用 [J]. *红外与激光工程*, 2011, 40(8): 1474-1480.
- [3] Shu Zhifeng, Xu Wenjing, Tang Lei, et al. Development of wind lidar based on Rayleigh scattering [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(11): 2153-2157. (in Chinese)
舒志峰, 徐文静, 唐磊, 等. 基于瑞利散射的测风激光雷达研制 [J]. *红外与激光工程*, 2011, 40(11): 2153-2157.
- [4] Jacquez J A, Kuppenheim H F. Theory of the integrating sphere [J]. *Opt Soc Am*, 1955, 45(6): 460-470.
- [5] Geobel D J. Generalized integrating sphere theory [J]. *Appl Opt*, 1967, 6(1): 125-128.
- [6] Li Fang, Ye Guanrong. Theory of integrating sphere by converging series approaches [J]. *Acta Optica Sinica*, 1985, 5 (1): 61-68. (in Chinese)
李芳, 叶关荣. 积分球理论的级数收敛法 [J]. *光学学报*, 1985, 5(1): 61-68.
- [7] McGill M, Hlavka D, Hart W. Cloud physics lidar: instrument description and initial measurement results [J]. *Applied Optics*, 2002, 42(18): 3725-3734.
- [8] Gao Xueyan, Zhou Dianhua, Zhou Shan, et al. Transformation theory of light power waveform by an integrating sphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, 22(4): 465-469. (in Chinese)
高学燕, 周殿华, 周山, 等. 积分球的光功率波形变化理论 [J]. *光学学报*, 2002, 22(4): 465-469.