

双边缘瑞利测风技术中信号通道分光比对 风速反演的影响

上官明佳 夏海云 舒志峰 孙东松 张飞飞 胡冬冬 韩於利 高园园

(中国科学技术大学地球与空间科学学院, 安徽 合肥 230026)

摘要 理论分析表明,双边缘瑞利测风激光雷达技术中,信号通道分光精度影响风速测量精度。因此,在风速误差计算上,需考虑分光比误差,且尽量选择分光稳定性好的仪器。在激光雷达中,常常利用光纤分束器与分束片进行分光。分束片的分光受大气退偏振效应影响,分光不稳定;而光纤分束器分光比需测量,存在测量误差。分析可得,在纯分子散射环境下,由于退偏振效应引起分光片的相对变化为 0.07%~0.63%;实验测得多模光纤分束器分光比均值为 1.018,标准偏差为 0.4%,分析比较后选用分光稳定较好的光纤分束器。最后,进行了瑞利多普勒激光雷达与探空气球的联合测风实验,实验结果表明两者风场分布吻合得较好。

关键词 激光遥感;测风;瑞利散射;光纤分束器;分束片

中图分类号 TN958.98 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201441.0714001

Effect of Splitting Ratio on the Inversion of Wind in the Dual Edge Rayleigh Wind Measurement Technology

Shangguan Mingjia Xia Haiyun Shu Zhifeng Sun Dongsong Zhang Feifei
Hu Dongdong Han Yuli Gao Yuanyuan

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

Abstract Theoretical analysis shows that splitting ratio of signal paths affects the accuracy of wind speed measurement in dual edge Rayleigh wind measurement technology. Therefore, the splitting error should be calculated when evaluating the wind speed error, and one suitable spectroscopic instrument should be selected as much as possible. Multimode optical fiber beamsplitter and beamsplitter are usually used in lidar. As for beamsplitter, its splitting ratio is affected by the depolarization of the atmosphere. As for the multimode optical fiber beamsplitter, its splitting ratio is affected by the measurement error. According to the analysis, the range of relative beamsplitter change is from 0.07% to 0.63% due to depolarization effects in pure molecular scattering environment. However, the mean value of multimode optical fiber beamsplitter is 1.018, and the standard deviation is 0.4%. Therefore, multimode optical fiber beamsplitter is used in lidar. Finally, the Rayleigh Doppler lidar combined with balloon wind test, the test results show the wind field in good agreement.

Key words laser remote sensing; wind measurement; Rayleigh scattering; multimode optical fiber beamsplitter; beamsplitter

OCIS codes 010.0280; 010.1080; 010.1310; 010.1350; 010.3640

收稿日期: 2013-11-24; 收到修改稿日期: 2014-02-11

基金项目: 国家自然科学基金(41174130,41227804,41174131,41274151)、自然科学基金青年基金(41304123)、中央高校基本科研业务费专项(WK2080000048)

作者简介: 上官明佳(1988—),男,硕士研究生,主要从事瑞利散射激光雷达等方面的研究。

E-mail: mingjia@mail.ustc.edu.cn

导师简介: 夏海云(1980—),男,博士,副教授,主要从事激光雷达等方面的研究。

E-mail: hsia@ustc.edu.cn(通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

1 引 言

风场数据主要来自地面站、浮标、无线电探空仪网络、风廓线仪、辐射计及卫星数据等,但它们存在覆盖面不足、低时空分辨率等问题。同以上风场探测手段相比,多普勒测风激光雷达是目前唯一能够实现对全球范围三维风场进行高精度、高时空分辨率探测的工具^[1]。测风激光雷达可分为相干探测与直接探测,直接探测又分条纹技术与边缘技术。边缘技术是将激光频率锁定在鉴频器的陡峭边缘上,从而较小的多普勒频移引起较强的信号强度变化。双边缘技术在继承边缘技术优点的同时,提高了测量速度灵敏度并且可以分别反演回波信号中的瑞利与气溶胶成分^[2-5]。

直接探测测风激光雷达对大气风场测量主要利用了气溶胶及分子为后向散射目标。在气溶胶较强区域,米散射测风激光雷达提供了高频率分辨率与高灵敏度测量的可能性。但在南半球大部分地区和海洋中部,自由对流层的气溶胶浓度较低,并多在高层大气(高对流层至平流层顶区域),米散射测风激光雷达就无能为力了,此时就需要利用基于分子散射的瑞利测风激光雷达。

瑞利测风激光雷达中,信号通道分光精度将影响风速测量精度。在以往激光雷达接收机设计中,常利用分束片进行分光,而分束片分光易受退偏振效应影响,虽采用镀膜方法减小该影响,但其带来的分光误差仍不可忽视。Korb 等^[4]计算风速误差时,因假定两个信号通道接收到的入射信号相等,而忽略了分光误差;Gentry 等^[6]利用同样方法详细分析了风速误差,但在分析过程中也未考虑信号通道分光误差对风速误差的影响。针对这种情况,首先应对风速误差公式进行修正,瑞利激光雷达的风速误差是以反演公式为依据,利用误差传递公式计算而得;其次,由于多模光纤分束器不受大气退偏振效应的影响,分光稳定,

故提出利用光纤分束器代替分束片。

2 理论分析

首先,简要回顾原理:出射激光束以设定方向指向大气中的探测区域,大气风场使大气气溶胶和分子整体平移,平移的气溶胶及分子后向散射信号会发生多普勒频移,而出射激光频率的多普勒频移与径向风速成正比,如(1)式所示。因此,若测出激光频率与其多普勒频移便可确定径向风速。瑞利多普勒测风激光雷达应用三通道法布里-珀罗(Fabry-Perot)标准具作为鉴频器,两个信号通道位于热展宽分子后向散射谱的两翼,锁定通道的半高处与两信号通道的交点对齐。因为两信号通道关于出射激光频率对称,多普勒频移使两信号通道接收到的信号一个增加,一个减小。因此,两个信号比值对风速与风向敏感,这也就成了测风的独特方法。由于分子后向散射强度与发射激光波长的负四次方成正比,所以发射激光通常选用波长为 355 nm 的紫外光。

$$V_r = \frac{\lambda}{2} \nu_d, \quad (1)$$

式中 V_r 为径向风速, λ 为发射激光的频率, ν_d 为出射激光频率的多普勒频移。

瑞利测风激光雷达接收机原理如图 1 所示,假定望远镜接收到的后向散射光中,瑞利光强为 I_R ,米散射光强为 I_M ,则两个标准具输出的光强分别为

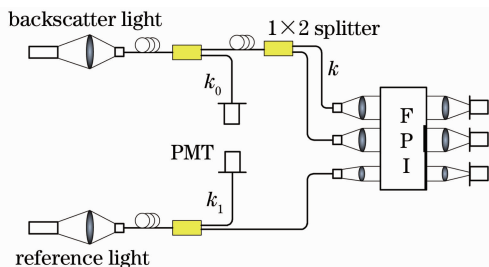


图 1 瑞利多普勒测风激光雷达接收机原理图
Fig. 1 Schematic of Rayleigh Doppler lidar receiver

$$I_1 = \frac{1}{1+k_0} \frac{1}{1+k} [I_M T_{M1}(\nu_0 + \nu_d) + I_R T_{R1}(\nu_0 + \nu_d, T_a)], \quad (2)$$

$$I_2 = \frac{1}{1+k_0} \frac{k}{1+k} [I_M T_{M2}(\nu_0 + \nu_d) + I_R T_{R2}(\nu_0 + \nu_d, T_a)], \quad (3)$$

式中 $T_{Mi}(\nu)$ 为米后向散射信号经过标准具 i 的透射率,即激光发射谱线与标准具透射率函数的卷积; $T_{Ri}(\nu)$ 为瑞利后向散射信号经过标准具 i 的透射率,即激光发射光谱、瑞利散射增宽谱线和标准具透

射率曲线的卷积; T_a 为实际大气温度; k_1 与 k 为分光比,如图 1 所示。定义频率响应函数为

$$R(\nu, T) = \frac{T_{R1}(\nu, T) - T_{R2}(\nu, T)}{T_{R1}(\nu, T) + T_{R2}(\nu, T)}. \quad (4)$$

如果气溶胶后向散射信号相对于分子后向散射

信号很小,可忽略其影响,或者设计合理的标准具参数使其满足 $T_{M1}/T_{M2} = T_{R1}/T_{R2}$,又或者采用合理的算法能将气溶胶后向散射信号从总的接收信号中扣除,则将(2)式与(3)式代入(4)式可得

$$R(\nu_0 + \nu_d) = \frac{kI_1 - I_2}{kI_1 + I_2}. \quad (5)$$

一般情况下,发射激光频率并不严格位于两个标准具透射率曲线的交点处,必须对其进行测量。如图1所示,在进入大气之前,发射激光先分出光强 I_0 作为参考光通过光纤耦合进入接收机。在进入标准具之前先分出一部分作为能量监测信号,其余入射到标准具作为频率检测信号,锁定能量 I_{Le} 与锁定信号 I_{Ls} 分别为

$$I_{Le} = \frac{k_1}{1+k_1} I_0, \quad (6)$$

$$I_{Ls} = \frac{1}{1+k_1} I_0 T_L(\nu_0). \quad (7)$$

根据(6)式和(7)式可得到锁定通道的透射率 $T_L(\nu_0)$ 为

$$T_L(\nu_0) = k_1 I_{Ls} / I_{Le}. \quad (8)$$

$T_L(\nu)$ 、 $T_{M1}(\nu)$ 和 $T_{M2}(\nu)$ 可以通过脉冲光扫描标准具得到,通过与瑞利谱卷积进而可以得到 $T_{R1}(\nu)$ 和 $T_{R2}(\nu)$,利用 $T_{R1}(\nu)$ 与 $T_{R2}(\nu)$ 可得函数 $R(\nu, T)$ 。在风速测量的动态范围内 $T_L(\nu)$ 与 $R(\nu, T)$ 都是单值函数,因此,通过(8)式可求得激光频率 ν_0 ;如果模式温度与实际大气温度 T_a 相等,则可通过(5)式求得 $\nu_0 + \nu_d$ 。多普勒频率 ν_d 为两者的差值。则根据(1)式,径向风速可表示为

$$V_r = \frac{\lambda}{2} [R^{-1}(\nu_0 + \nu_d, T_a) - T_L^{-1}(\nu_0)], \quad (9)$$

式中 $R^{-1}(\nu, T_a)$ 和 $T_L^{-1}(\nu)$ 分别为 $R(\nu, T_a)$ 和 $T_L(\nu)$ 的反函数。

根据(9)式可进行风速误差推导,式中 $T_L(\nu)$ 、 $R(\nu, T)$ 及 $T_L(\nu_0)$ 是出射激光直接进入接收机计算得到的,信噪比高,可假定不存在误差;但 $R(\nu_0 + \nu_d, T_a)$ 为测量后向散射信号中获得,后向散射信号弱,信噪比低,从而引起 $R(\nu_0 + \nu_d, T_a)$ 测量存在误差,根据(5)式及误差传递公式可得 $R(\nu_0 + \nu_d, T_a)$ 的测量误差为

$$\Delta R = R \frac{2T_{R1}T_{R2}}{T_{R1}^2 - T_{R2}^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2}\right)^2}, \quad (10)$$

式中 Δk 、 ΔI_1 、 ΔI_2 为其各自对应的测量误差。

假定 ν_d 很小,在 $\nu_0 \sim \nu_0 + \nu_d$ 范围内,频率响应函数 R 近似为线性函数,则频率误差 $\Delta \nu$ 与 ΔR 存在线

性关系

$$\Delta \nu = \frac{1}{R'} \Delta R, \quad (11)$$

式中 R' 可对(4)式求导得到:

$$R' = R \frac{2T_{R1}T_{R2}}{T_{R1}^2 - T_{R2}^2} \left(\frac{dT_{R1}}{T_{R1} d\nu} - \frac{dT_{R2}}{T_{R2} d\nu} \right), \quad (12)$$

定义(12)式中等号右项括号内的量为速度灵敏度,它表示为单位速度引起的(5)式中两信号比的变化,

$$\theta_V = \frac{dT_{R1}}{T_{R1} dV} - \frac{dT_{R2}}{T_{R2} dV}. \quad (13)$$

根据(11)式和(12)式及其频率和风速之间的关系(1)式,可得风速误差为

$$\epsilon = \frac{1}{\theta_V} \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2}\right)^2}, \quad (14)$$

(14)式等式右边根号内的后两项可写成

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{SN1} = \frac{I_1}{\Delta I_1}, \end{array} \right. \quad (15a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{SN2} = \frac{I_2}{\Delta I_2}, \end{array} \right. \quad (15b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{SN} = [R_{SN1}^2 + R_{SN2}^2]^{-1/2}. \end{array} \right. \quad (15c)$$

风速误差公式可表示为

$$\epsilon = \frac{1}{\theta_V} \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2 + \frac{1}{R_{SN}^2}}. \quad (16)$$

当 $k=1, \Delta k=0$, (14)式转化为

$$\epsilon = \frac{1}{\theta_V R_{SN}}. \quad (17)$$

这与 Korb 及 Gentry 的风速误差计算公式一致^[2,6],即在计算风速误差时假定两个边缘通道接收到的信号相等。但根据实际情况,这个假设不成立。因为,实际应用分光片与光纤分束器对信号通道分光时,受大气退偏振效应影响,分束片的分光存在不稳定性;通过测量得到的光纤分束器的分光比通常不为1,且存在测量误差。

(16)式中 R_{SN1} 与 R_{SN2} 可按(18)式进行计算,假定系统采用单光子计数探测器,在散粒噪声极限,信噪比可表示为

$$R_{SNi} = N_i / (N_i + N_{b,i} + N_{d,i})^{1/2}, \quad (18)$$

式中 $i=1,2$, N_i 为探测通道 i 探测到的瑞利和米散射总的信号光子数; $N_{b,i}$ 为探测通道 i 接收到的天空背景光子数; $N_{d,i}$ 为探测通道 i 对应探测器的暗计数。该式假定了设计的标准具参数使瑞利和米散射信号的速度灵敏度相等,从而米散射信号可以和瑞利散射信号一样作为有用信号。

根据以上风速误差反演公式推导,分析了在不同 Δk 情况下,风速误差随信噪比的变化廓线。由

于风速误差与速度灵敏度成反比关系,因此,仅考虑速度灵敏度为 $0.76\%(\text{m/s})^{-1}$ 时的风速误差曲线。

图 2 是速度灵敏度为 $0.76\%(\text{m/s})^{-1}$, 光纤分束器分光误差为 $0, 0.5\%, 1\%$ 时, 风速误差随信噪比的变化曲线。信噪比越低, 引起的风速误差越大, 无法细节观察信号通道分光比误差对风速误差的影响, 故最低信噪比定为 50; 信噪比越大, 信号通道分光比误差逐渐成为影响风速误差的主要因素, 而分光比误差是系统误差, 当其起主要作用时, 风速误差接近一固定值, 这时信噪比接近 500, 故信噪比最大值取至 500。因此, 信噪比定在 $50\sim 500$ 范围内。

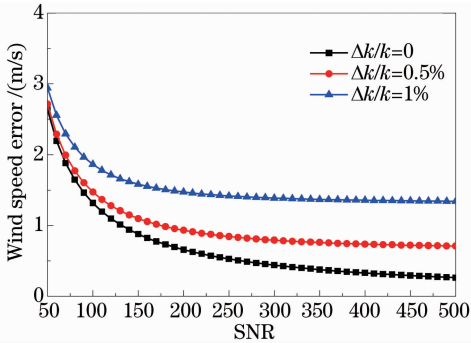


图 2 速度灵敏度为 $0.76\%(\text{m/s})^{-1}$ 的情况下, 风速误差随距离的变化

Fig. 2 Wind speed error varies with distance when sensitivity is $0.76\%(\text{m/s})^{-1}$

从图 2 可以清楚地看出, 当信噪比较小时, 可以通过(14)式算得, 即当 $R_{\text{SN}} < \frac{k}{\Delta k}$ 时, 信噪比是影响风速误差的主要因素; 信噪比高时, 即 $R_{\text{SN}} > \frac{k}{\Delta k}$ 时, 信号通道分光比误差是影响风速误差的主要因素。并且, 当信噪比足够大时, 风速误差大小趋于稳定。

3 大气退偏振效应对分束片的影响

瑞利激光雷达接收机一般采用空间光路结构, 利用分光片进行分光。使用分光片会带来以下问题: 光路调节困难较大, 分光受大气退偏振效应影响。为使两信号通道分光尽量相等, 应选择透射率与反射率尽量相等的分束片。因此, 选择紫外熔融二氧化硅平板分光片 BSW27 进行分光, 此分束片响应波长为 $350\sim 1100\text{ nm}$, 其 P 偏振方向, S 偏振方向及无偏振下的反射与透射百分比如图 3 所示。在 355 nm 处, P 偏振方向的透射率为 60% , 反射率为 40% ; S 偏振方向的透射率为 45% , 反射率为 55% , 对非偏振光的透反比为 1。众所周知, 由于激光介质的特性及产生巨脉冲的方法, 应用于激光雷

达中的激光多为线偏振光。其经过大气中粒子后向散射会发生退偏振效应, 即在忽略传播介质影响时, 对于非球形粒子, 其后向散射电磁波除与入射波偏振状态相关的主量外, 还有不同正交分量。退偏振效应可用退偏振比进行量化, 退偏振比计算公式为

$$\delta(R) = [P_{\perp}(R)/P_{\parallel}(R)]K - \chi, \quad (19)$$

式中 K 为校准常数, 是在用非偏振光源扫描整个探测通道时, 各探测通道的差异; χ 为修正项, 是发射与接收偏振面的轻微不匹配, 加上激光偏振态的不纯净; $P_{\perp}(R)$ 为垂直于激光偏振态的激光雷达信号强度; $P_{\parallel}(R)$ 为平行于激光偏振态的激光雷达信号强度。

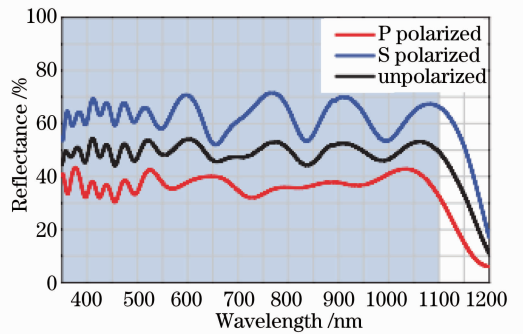


图 3 50:50 分束片的反射系数 ($350\sim 1100\text{ nm}$)
Fig. 3 Reflection coefficient of 50:50 beamsplitter ($350\sim 1100\text{ nm}$)

在纯净分子散射环境下, 实验测得的分子退偏振比在百分之几的数量级上^[7], 在计算退偏振比对分束片分光影响时, 假定校准常数 $K=1$, 即对非偏振光扫描探测通道时, 探测通道接收到的信号相等, 且不考虑发射与接收偏振面的轻微不匹配以及激光偏振态的不纯净, 即 $\chi=0$ 。当退偏振比为 1% 时, 利用 BSW27 参数, 计算得到引起分光比(透射率比反射率)的相对变化为 0.07% ; 当退偏振比为 9% 时, 计算得到引起的分光比的相对变化为 0.63% 。

4 光纤分束器分光比测量实验

根据理论分析, 对理论分光比为 50:50 的光纤分束器的分束比进行测量。实验光路如图 4 所示, 由 Nd:YAG 激光器发出的激光, 其经过衰减片、滤光片及直径为 250 mm 的积分球后进入多模光纤分束器, 光纤分束器两端的能量由 PMT 探测器探测, 数据采集与显示由示波器完成。首先, 利用衰减片调节输出信号, 使得在仪器正常使用范围内尽量保证输出光强较大, 这样做为了使实验在信噪比较高的情况下完成; 其次, 由于激光脉宽较窄, 进入分束

器前经由直径为 250 mm 的积分球进行脉冲展开处理；最后，为方便统计研究，利用示波器的数学计算功能，对每个通道进行 512 次累加求平均值，并在这一次光强下记录 100 组波形，如图 5 所示。

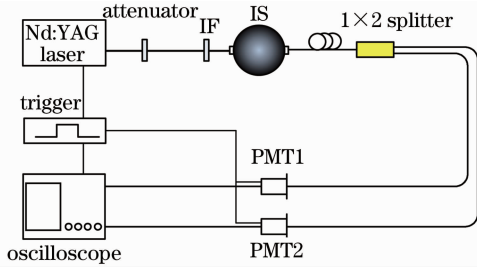


图 4 多模光纤分束器分束比测量实验光路图

Fig. 4 Diagram of multimode fiber splitting ratio of beam splitter measurement experiment

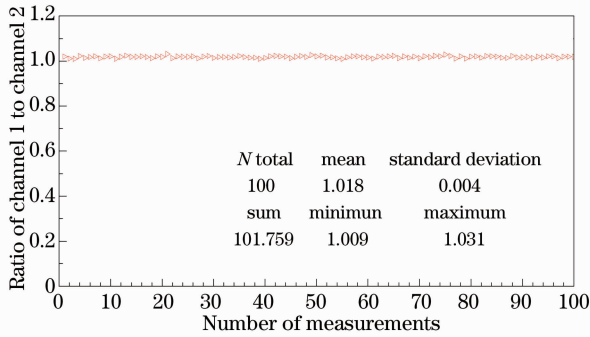


图 5 多模光纤分束器分束比的分布

Fig. 5 Distribution of beamsplitter multimode fiber splitting ratio

图 4 中 IS 为口径 250 mm 的积分球。比较分束片与光纤分束器的分光比可以看出，光纤分束器的分光效果比分束片好，且节省接收机空间，降低调节光路难度，避免各光路间相互干扰。因此，双边缘瑞利测风激光雷达接收机是应用光纤分束器来进行分光。根据分光误差对风速误差廓线的影响分析，如图 2 所示，当光纤分束器分光比标准偏差为 0.4%，考虑速度灵敏度为 $0.76\%(\text{m/s})^{-1}$ ，信噪比为 50 时，风速误差小于 3 m/s，信噪比为 500 时，风速误差小于 1 m/s。

5 瑞利多普勒激光雷达与探空气球的联合测风试验

为了进一步验证光纤分束器分光的稳定性，在宁夏省平罗县(N38°48', E106°23')开展了激光雷达测风及其同探空气球的对比实验。其探测原理为非相干 FP 标准具双边缘技术，其原理已在第 1 部分说明。瑞利多普勒激光雷达参数如表 1 所示。

表 1 瑞利多普勒激光雷达参数

Table 1 Parameters of Rayleigh Doppler lidar

	Item	Parameter
Transmitter	Wave length	354.7 nm
	Laser line width	200 MHz
	Laser energy/pulse	350 mJ
	Laser repetition rate	50 Hz
Transceiver	Telescope aperture	100 cm
	Field of view	0.1 mrad
	Scan range	$360^\circ \times 90^\circ$
	Zenith angle	30°
Receiver	Etalon FSR	12 GHz
	Etalon FWHM	1.7 GHz
	Edge channel separation	5.1 GHz
	Locking separation	1.7 GHz
	Etalon peak transmission	60%
	CPM quantum efficiency	21%
	Filter bandwidth	0.15 nm
	Filter peak transmission	$>54\%$

从图 6 可以看出利用瑞利多普勒激光雷达测得的风速与风向与探空气球测得的吻合得较好，由于探空气球运行高度的限制，只在 10~27 km 进行对比。

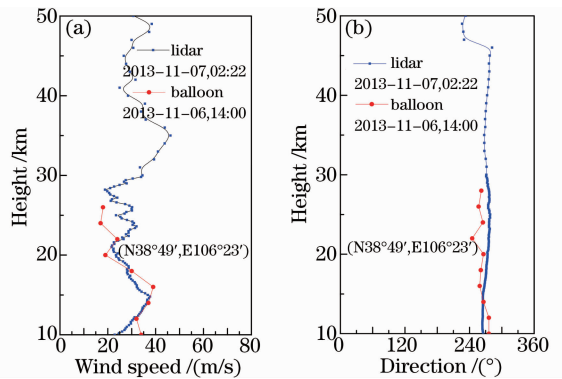


图 6 瑞利多普勒激光雷达测得风场同探空气球数据的对比

Fig. 6 Rayleigh Doppler lidar measured wind field with balloon comparative test

6 结 论

针对信号通道分光存在误差这一事实，在理论计算上重新修正和推导了风速误差计算公式；在分光仪器上，通过分析比较，最终选择了分光效果较好的光纤分束器。光纤分束器的使用不仅提高了风速测量精度，也节省了接收机空间，降低调节光路的难度，避免各光路间相互干扰。

通过分析计算，当使用光纤分束器用于信号通道分光时，根据实际测得的光纤分束器分光标准差

0.4%, 计算了当考虑速度灵敏度为 0.76% ($\text{m/s})^{-1}$, 信噪比为 50 时, 风速误差小于 3 m/s , 信噪比为 500 时, 风速误差小于 1 m/s 。为了进一步验证光纤分束器作为分光器件的优越性和稳定性, 在宁夏省平罗县进行了瑞利多普勒测风激光雷达与探空气球的联合测风实验, 实验表明, 激光雷达测得的风场与探空气球测得的风场吻合较好。

参 考 文 献

1 Stoffelen A, Pailleux J, Källen E, *et al.*. The atmospheric dynamics mission for global wind field measurement[J]. Bull Am Meteorol Soc, 2005, 86(1): 73–87.
 2 Korb C L, Gentry B M, Li S, *et al.*. Theory of the double-edge technique for Doppler lidar wind measurement[J]. Appl Opt,

1999, 38(3): 432–440.

- 3 Xia Haiyun, Dou Xiankang, Sun Dongsong, *et al.*. Mid- | altitude wind measurements with mobile Rayleigh Doppler lidar incorporating system level optical frequency control method[J]. Opt Express, 2012, 20(14): 15286–15300.
 4 Gentry B M, Chen H, Li S X. Wind measurements with 355-nm molecular Doppler lidar[J]. Opt Lett, 2000, 25(17): 1231–1233.
 5 Shen F, Cha H, Dong J. Design and performance simulation of a molecular Doppler wind lidar[J]. Chin Opt Lett, 2009, 7(7): 593–597.
 6 Gentry B M, Chen H. Performance validation and error analysis for a direct detection molecular Doppler lidar[C]. SPIE, 2003, 4893: 287–294.
 7 Weitkamp C, Walther H, Sassen K. Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere [M]. Heidelberg: Springer, 2005. 19–42.

栏目编辑: 殷建芳