

基于单固体 F-P 标准具的双频率多普勒激光雷达研究

沈法华¹, 孙东松², 刘成林¹, 仇成群¹

(1. 盐城师范学院 物理系, 江苏 盐城 224002;
2. 中国科学技术大学 地球和空间科学学院, 安徽 合肥 230026)

摘要: 提出了基于单固体 Fabry-Perot(F-P)标准具的双频率多普勒激光雷达技术。介绍了系统结构,并分析了系统的风场探测原理。根据探测指标要求,对系统各单元参数,特别是 F-P 标准具参数进行了详细的优化设计。利用得到的优化参数对雷达系统的探测性能进行了仿真。仿真结果表明:采用 100 mm 口径的望远镜和脉冲能量 50 μJ 、重复频率 6 kHz 的半导体激光器,在发射激光仰角 60°、距离分辨率 60 m 和脉冲累积时间 1 min 的情况下,晴天时,系统在 3 km 高度处的径向风速误差小于 0.75 m/s;有薄雾时,系统在 1.5 km 高度处的径向风速误差小于 0.58 m/s。在发射激光仰角 8°、距离分辨率 60 m 和脉冲累积时间 10 s 的情况下,不同的能见度天气时,系统在 4 km 处的径向风速误差都小于 1 m/s。

关键词: 多普勒激光雷达; 半导体激光器; 固体 Fabry-Perot 标准具; 边缘技术; 双频率
中图分类号: TN958.98 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2013)11-2944-07

Single solid F-P etalon-based dual-frequency Doppler lidar

Shen Fahua¹, Sun Dongsong², Liu Chenglin¹, Qiu Chengqun¹

(1. Department of Physics, Yancheng Teachers University, Yancheng 224002, China;
2. School of Space and Earth Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: The single solid Fabry-Perot (FP) etalon-based dual-frequency Doppler lidar technology was proposed. Its structure is introduced, and the principle of wind field measurement with that Doppler lidar system is analyzed. According to the detection requirements, each unit of system parameters, especially the F-P etalon parameters are carefully optimized. Furthermore, the detection performance of the lidar system with optimized parameters is simulated. The simulation results show that the radial velocity errors is less than 0.75 m/s at 3 km altitude on sunny days and less than 0.58 m/s at 1.5 km altitude on hazy days for 60° elevation angle, 60 m range resolution and 1min temporal resolution, and is less than 1m/s at 4 km range under different visibility conditions for 8° elevation angle, 60 m range resolution and 10 s temporal resolution with a 100 mm diameter telescope and a 50 μJ pulse energy, 6 kHz repetition rate semiconductor laser.

Key words: Doppler lidar; semiconductor laser; solid Fabry-Perot etalon; edge technique; dual-frequency

收稿日期:2013-03-10; 修订日期:2013-04-25

基金项目:江苏省自然科学基金青年基金项目(BK2012246);江苏省高校自然科学基金项目(12KJB170014,10KJB170012)

作者简介:沈法华(1981-),男,讲师,博士,主要从事多普勒测风激光雷达的研究。Email: sfh81914@tom.com

0 引言

多普勒激光雷达是近 30 年来发展起来的一种新型大气风场遥感探测设备,在空间分辨率、角度方位、积分时间和机动性等方面比传统的声雷达和微波雷达有较大的提高,而且可以探测晴天条件下的三维风场,因此是目前对三维风场进行高精度、高时空分辨率连续遥感探测的最有效工具之一^[1]。它不仅可用于气象学研究、气候研究和大气科学研究,而且还可广泛应用于风力发电、航空航天等领域^[2-3]。

多普勒激光雷达分为相干探测^[3-4]和直接探测两种^[5-10]。相干探测多普勒激光雷达虽然具有很高的探测灵敏度,但它同时要求窄线宽脉冲激光技术和具有衍射极限的光学接收机,而直接探测多普勒激光雷达对光学系统和激光器的频谱要求则明显降低。同时,由于大气湍流对激光相干性的破坏,相干多普勒激光雷达测风的有效探测距离受到限制。直接探测多普勒激光雷达分为边缘技术^[5-9]和条纹技术^[10]两种,而基于 F-P 标准具的双边缘技术是目前成熟度好、国际上最为普遍采用的技术。但是,传统的基于双边缘技术的直接探测测风激光雷达的主要器件,如可调谐 F-P 标准具和种子注入的调 Q 二极管泵浦 YAG:Nd 激光器价格十分昂贵,且二极管泵浦 YAG:Nd 激光器体积很大,所以整个雷达系统不仅成本高而且体积庞大,限制了其向实用化和商业化方向发展,极大地限制了其实际的应用范围^[5-8]。文中将 F-P 标准具单边缘技术与双频率技术相结合,利用固体 F-P 标准具和小型窄线宽可调谐半导体激光器代替传统的可调谐标准具和二极管泵浦 YAG:Nd 激光器,在同样满足实际探测要求的前提下,不仅可使整个雷达系统的体积大大减小,而且研制成本也大大降低。

1 测量原理

基于单固体 F-P 标准具的双频率多普勒激光雷达风速测量原理如图 1 所示。系统采用单个固体 F-P 标准具作为鉴频器,可调谐半导体激光器作为发射源。通过调节半导体种子激光器的注入电流,使由脉冲二极管激光放大器放大后的发射激光频率在标准具透过率曲线前后两个半腰附近的频率 ν_{01} 和 ν_{02}

之间交替发射。由于风场作用,不同发射频率的大气后向散射信号发生多普勒频移,它们通过标准具的透过率将一个增大一个减小,而透过率的变化量与多普勒频移量是相对应的。根据两个透过率的变化量可以得到多普勒频移量,从而获得径向风速的大小和方向。系统采用双频率技术一方面是为充分利用标准具的两个边缘,提高系统的测量精度;另一方面是可获得关于多普勒频移量和后向散射比的两个方程式,为消除分子后向散射信号的影响提供足够的已知条件。

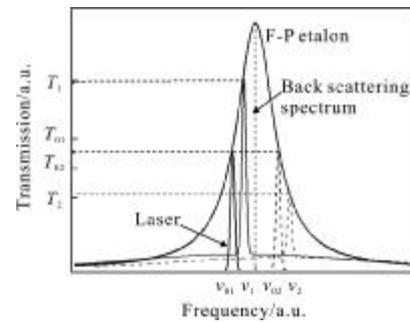


图 1 基于双频率与边缘技术的多普勒激光雷达系统风速测量原理
Fig.1 Wind speed measurement principle of Doppler lidar based on dual frequency and edge technique

频率为 ν 的激光由光纤耦合至准直系统后,全发散角为 $2\theta_0$, 其入射到 Fabry-Perot 标准具的透过率函数为^[8]:

$$h(\nu) = \frac{2T_{pe}}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} \left\{ 1 + 4 \left(\frac{\nu_{FSR}}{\pi \Delta \nu_{1/2}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\pi \nu \theta}{\nu_{FSR}} \right) \right\}^{-1} \sin \theta d\theta \quad (1)$$

式中: T_{pe} 为标准具的峰值透过率; ν_{FSR} 为标准具自由谱间距; $\Delta \nu_{1/2}$ 为标准具带宽。

发射激光在大气中传输时将受到气溶胶粒子和大气分子的散射,气溶胶和分子后向散射信号经过标准具的透过率分别为:

$$T_M(\nu) = h(\nu) \otimes f_M(\nu) \quad (2)$$

$$T_R(\nu) = h(\nu) \otimes f_L(\nu) \otimes f_R(\nu) \quad (3)$$

式中: \otimes 为卷积; $f_L(\nu)$ 、 $f_M(\nu)$ 和 $f_R(\nu)$ 分别为发射激光谱线、气溶胶后向散射谱和分子后向散射谱,可表示为:

$$f_L(\nu) \approx f_M(\nu) = (1/\pi \Delta \nu_L^2)^{1/2} \exp(-\nu^2 / \Delta \nu_L^2) \quad (4)$$

$$f_R(\nu, T_a) = (1/\pi \Delta \nu_R^2)^{1/2} \exp(-\nu^2 / \Delta \nu_R^2) \quad (5)$$

式中: $\Delta \nu_L = \delta \nu / (4 \ln 2)^{1/2}$, $\delta \nu$ 为激光发射谱宽; $\Delta \nu_R = (8kT_a /$

$M\lambda^2)^{1/2}$ 为瑞利谱线的 $1/e$ 高度处的宽度; λ 为激光波长; k 为玻耳兹曼常数; T_a 为大气温度; M 为分子质量。

假定发射激光频率为 ν_{01} 时, 望远镜接收到的后向散射光中米散射光强为 I_{M1} , 瑞利散射光强为 I_{R1} , 则标准具的输出光信号为:

$$I_1 = a_1 [I_{M1} T_M(\nu_{01} + \nu_d) + I_{R1} T_R(\nu_{01} + \nu_d, T_a)] \quad (6)$$

式中: a_1 为校准常数; ν_d 为多普勒频率。

与其相应的能量检测通道接收到的信号为:

$$I_{E1} = a_2 (I_{M1} + I_{R1}) \quad (7)$$

式中: a_2 为校准常数。同理可得发射激光频率为 ν_{02} 时, 标准具的输出和相应的能量检测通道接收到的信号为:

$$I_2 = a_1 [I_{M2} T_M(\nu_{02} + \nu_d) + I_{R2} T_R(\nu_{02} + \nu_d, T_a)] \quad (8)$$

$$I_{E2} = a_2 (I_{M2} + I_{R2}) \quad (9)$$

一般情况下, 发射激光频率并不是严格被锁定在标准具透过率曲线的半腰处, 所以必须对其进行准确测量并锁定。如果发射激光为 ν_{01} 时, 一小部分光强为 I_{M01} 的发射激光作为参考光直接通过光纤耦合进入接收机, 则其经过标准具的输出光信号和相应的能量检测通道接收到的信号分别为:

$$I_{01} = a_1 I_{M01} T_M(\nu_{01}) \quad (10)$$

$$I_{E01} = a_2 I_{M01} \quad (11)$$

则:

$$\nu_{01} = T_M^{-1} (a_2 I_{01} / a_1 I_{E01}) \quad (12)$$

式中: T_M^{-1} 为 $T_M(\nu)$ 的反函数。同理可以得到 ν_{02} 。

定义频率响应函数为:

$$R(\nu_d) = T_M(\nu_{01} + \nu_d) / T_M(\nu_{02} + \nu_d) \quad (13)$$

如果大气分子后向散射信号相对于气溶胶后向散射信号很小, 可以忽略其影响, 或者采用合理的算法能将分子后向散射信号从总的接收信号中扣除, 则将公式(6)~(9)中关于瑞利散射信号项略去得到:

$$\nu_d = R^{-1} (I_1 I_{E2} / I_2 I_{E1}) \quad (14)$$

式中: R^{-1} 为 $R(\nu)$ 的反函数。

利用误差传递公式得到径向风速测量绝对误差为:

$$\varepsilon_{\nu} = [\theta_{\nu} \cdot \text{SNR}]^{-1} \quad (15)$$

式中: θ_{ν} 为响应函数速度灵敏度; SNR 为雷达系统探测信号总的信噪比。假定参考信号很强, 对激光发射频率的测量可忽略噪声的影响, 则 θ_{ν} 和 SNR 分别表

示为:

$$\theta_{\nu} = \left| \frac{2}{\lambda} \left[\frac{1}{T_M(\nu)} \frac{dT_M(\nu)}{d\nu} \right]_{\nu=\nu_{01}} - \frac{1}{T_M(\nu)} \frac{dT_M(\nu)}{d\nu} \right|_{\nu=\nu_{02}} \quad (16)$$

$$\text{SNR} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{N_{M,i}}{\sqrt{N_{M,i} + N_{R,i} + N_{b,i} + N_{d,i}}} \right)} \quad (17)$$

式中: $i=1, 2, E_1, E_2$ 。当 $i=1$ 和 E_1 时, $N_{M,i}$ 、 $N_{R,i}$ 、 $N_{b,i}$ 和 $N_{d,i}$ 分别表示发射频率为 ν_{01} 时边缘通道和能量通道接收到的气溶胶散射信号光电子数、瑞利散射信号光电子数、天空背景光电子数和探测器的暗计数; 当 $i=2$ 和 E_2 时, 则表示发射频率为 ν_{02} 时边缘通道和能量通道接收到的相应光电子数。

2 系统结构及探测指标

基于单固体 F-P 标准具的双频率多普勒激光雷达系统结构如图 2 所示, 它分为四个子系统: 发射系统、接收系统、发射接收光学系统和控制系统。发射机采用 MOPA 结构的稳频小型窄线宽可调谐半导体激光器, 产生高重复频率的、波长为 850 nm 的激光用于低层大气风场探测。每累积一定的脉冲数后, 激光发射程序将控制并调节种子光的注入电流, 使发射脉冲激光频率在 ν_{01} 、 ν_{02} 之间交替变化。发射激光首先经过扩束镜压缩光束发散角, 然后通过导光镜、望远镜副镜、扫描反射镜, 最终以预设的方位角和天顶角指向大气被测区域。大气后向散射信号光由望远镜接收, 先经过 0.5 nm、中心波长为 850 nm 的干涉滤光片, 再经过 200 m 长的光纤延时

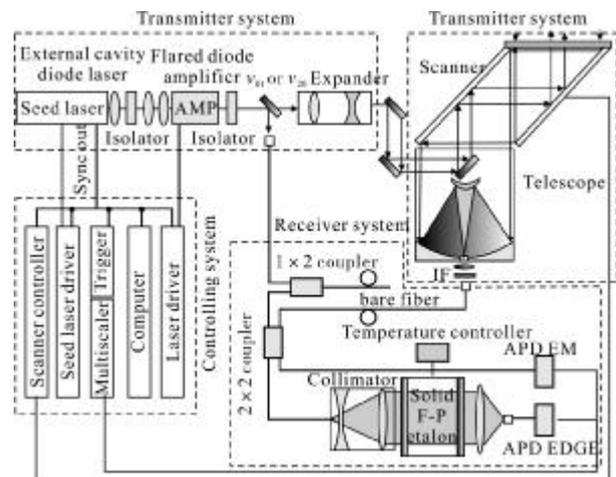


图 2 多普勒激光雷达系统结构图
Fig.2 Structure of Doppler lidar system

后,耦合进入 2×2 多模光纤耦合器一输入端,出射光被分成两束,一束经过准直镜准直后正入射到 F-P 标准具,出来的光信号通过透镜会聚后由 APD 光子计数探测器接收;另一束直接由 2×2 光纤耦合器输出端的光纤耦合进入 APD 光子计数探测器。发射激光在扩束之前,由分束镜分出一小部分作为参考光进入 1×2 光纤耦合器的一端,在经过 90 m 长的裸光纤之后,其后向散射光由同侧另一端口输出并进入 2×2 多模光纤耦合器另一输入端,出射光同样被分成两束,经过与发射激光相同的路径后,分别由两个 APD 光子计数探测器接收。两个光子探测器的输出信号进入到双通道光子计数卡,再由计算机进行数据处理、存储以及风速反演及结果显示。雷达系统的激光器、扫描仪、光子计数卡等均通过 RS232 口由计算机控制。

系统选用固体 F-P 标准具一方面是因为相对可调谐标准具其价格要便宜得多,同时与空气隙 F-P 标准具相比,其两镜面的平行度已在制作过程中得到保证,不需作平行度调节,使用特别方便,同时结构小巧坚实,占据空间很小。固体标准具采用零膨胀系数玻璃材料制作,同时对标准具周围温度进行控制以减小其频谱漂移,提高系统的风速测量精度。

系统的主要探测技术指标如表 1 所示。该探测技术指标的提出主要考虑了风电机组附近的风场探测要求,并兼顾了风切变和飞机尾流的探测要求,同时

表 1 多普勒激光雷达系统探测技术指标

Tab.1 Detection technical specifications of Doppler lidar

Parameter	Value
Detection range	50 - 3000 m
Range resolution	60 m(adjustable)
Wind accuracy	1 m/s@3 km clear; 1 m/s@1.5 km
Dynamic range	25 m/s
Vertical/horizontal scan range	0 - 180°/0 - 360°
Scan mode	RHI, PPI or four - beam directional stare
Cycle for radial velocity detection	1 min(adjustable)

参考了 WindTracer^[3]、WindCube^[4]、Galion 和 ZephIR 等系统的探测指标。

3 系统参数优化设计

3.1 标准具的带宽

径向风速 V_r 动态范围为±25 m/s,对应的要求标准具带宽至少为:

$$\Delta v = 2 \times 2V_r / \lambda = 100 / 850 \times 10^9 \approx 118 \text{ MHz}$$

由于带宽越窄速度灵敏度越大,测量精度越高,故 Fabry-Perot 标准具的带宽定为 120 MHz。

3.2 标准具的自由谱范围

米散射测风激光雷达利用气溶胶后向散射信号进行多普勒频率测量,此时的分子后向散射信号需当作噪声加以扣除。为不让分子信号进入标准具通过率邻级而导致漏扣,要求分子后向散射谱集中在标准具的一个自由谱间距内。温度取 280 K 得到瑞利高斯散射谱的均方根 $\delta_f \approx 667 \text{ MHz}$ 。对于瑞利高斯谱线,98.8%的瑞利信号集中在 $5\delta_f$ 的频率范围内,则要求标准具最小的自由谱间距 $\nu_{FSR} \approx 3.34 \text{ GHz}$ 。另一方面,当标准具的谱宽确定之后, ν_{FSR} 增大,要求标准具的有效精细度 F_e 也增大,而 F_e 越大标准具越难加工,所以 ν_{FSR} 应尽量取小。综合以上两点,标准具自由谱间距取 3.5 GHz。

3.3 双频率间隔

在只考虑量子散粒噪声的情况下,利用公式(1)、(2)、(4)及(15)-(17)得到发射激光频率 ν_{01} 和 ν_{02} 间隔 $\nu_{01} - \nu_{02}$ 与风速测量的相对误差关系如图 3 所示。图中假定了入射到标准具的光束发散角为 1 mrad。从图中可以看出:当 $\nu_{01} - \nu_{02} = 120 \text{ MHz}$ 时,风速测量误

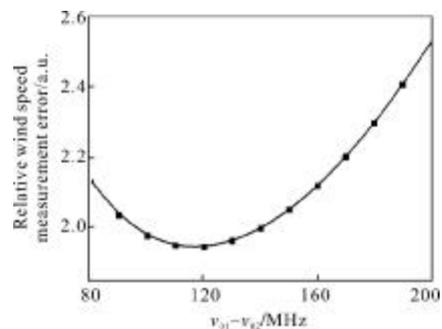


图 3 发射激光频率间隔与风速测量相对误差的关系

Fig.3 Relationship between emitted laser frequency interval and relative wind speed measurement error

差最小。因此,发射激光频率 ν_{01} 和 ν_{02} 的间隔取为 120 MHz。

3.4 标准具的口径

入射到标准具的光束采用光纤耦合得到,非理想的平行光存在一定的发散角。利用公式(1)得到不同发散角的光束入射到标准具的透过率,如图 4 所示。随着光束发散角的增大,不仅透过率曲线的频谱被展宽,而且峰值透过率也下降。利用公式(1)、(2)、(4)及(15)~(17)得到零多普勒频移时的风速测量误差随发散角的变化曲线,如图 5 所示。可以看出:当发散角小于 1 mrad,由发散角引起的系统测量误差变化缓慢;当发散角增至 1 mrad 后,由发散角引起的系统测量误差将迅速增大。因此,系统要求光束发散角应控制在 1 mrad 以内。

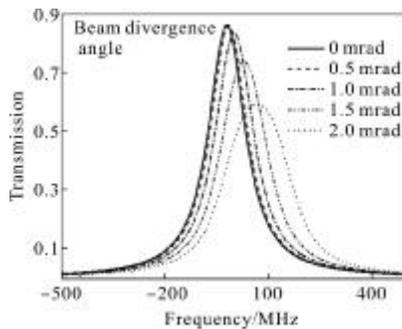


图 4 标准具透过率频谱与光束发散角的关系
Fig.4 Relationship between etalon transmittance and beam divergence angle

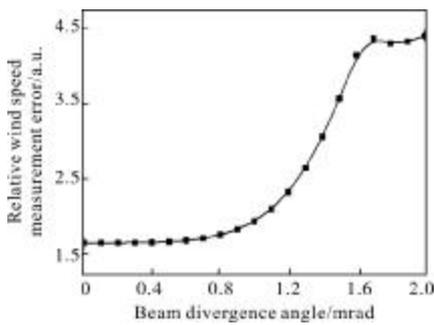


图 5 零多普勒频移时的风速测量误差随发散角的变化关系
Fig.5 Relationship between wind speed measurement error and beam divergence angle for zero Doppler frequency shift

如前所述,入射到标准具的光束是通过光纤耦合得到的。为了保证信号的接收效率,标准具的通光面积和立体角的乘积需要满足以下条件:

$$\Omega_e \cdot A_e \geq \Omega_f \cdot A_f \quad (18)$$

式中: Ω_e 、 Ω_f 分别为标准具和光纤的接收立体角; A_e 、 A_f 分别为标准具和光纤的通光面积。上式可进一步简化得到:

$$d_e \geq 2 \arcsin(\text{N.A.}) \cdot d_f / 2\theta_0 \quad (19)$$

式中: $2\theta_0$ 为标准具最大接收角; N.A. 为光纤的数值孔径; d_f 为光纤芯径; d_e 为标准具有效口径。系统希望标准具的口径越小越好,因为口径越小价格越便宜,而且与标准具耦合的相关镜片尺寸也可变小,价格也会便宜。由上式可知,标准具接收角取最大值 1 mrad,而光纤参数尽可能取小,在 850 nm 波段文中取市场上较为普遍的参数 $\text{N.A.}=0.2$ 、 $d_f=50 \mu\text{m}$,由此得到标准具有效口径 $d_e \approx 20 \text{mm}$ 。

3.5 激光器和望远镜参数选取

多普勒激光雷达接收到垂直高度 $z \sim z + \Delta z$ 之间的的气溶胶和分子后向散射回波信号的光电子数分别为:

$$N_M(z) = nY(z) \eta_0 \eta \frac{E_0 \lambda_L}{hc} \frac{A_0}{z^2} \Delta z \cos(\phi) \beta_M(\lambda_L, z) \times \exp[-2 \sec(\phi) \cdot \int_0^z \alpha(\lambda_L, z') dz'] \quad (20)$$

$$N_R(z) = nY(z) \eta_0 \eta \frac{E_0 \lambda_L}{hc} \frac{A_0}{z^2} \Delta z \cos(\phi) \beta_R(\lambda_L, z) \times \exp[-2 \sec(\phi) \cdot \int_0^z \alpha(\lambda_L, z') dz'] \quad (21)$$

式中: n 为脉冲累积数; $Y(z)$ 是激光雷达的几何重叠因子; $\eta_0 = T_t T_r$, T_t 和 T_r 分别是发射和接收光学单元的总透过率; η 为探测器的量子效率; E_0 为发射激光脉冲能量; λ_L 为发射激光波长; $h=6.626 \times 10^{-34} \text{J}$ 为普朗克常量; c 为光速; A_0 为接收望远镜的接收面积; z 为垂直高度; Δz 为垂直距离分辨率; ϕ 为发射激光天顶角; $\beta_M(\lambda_L, z)$ 和 $\beta_R(\lambda_L, z)$ 分别为气溶胶和大气分子后向散射系数; $\alpha = \alpha_M + \alpha_R$ 为总的消光系数, α_M 为气溶胶消光系数, α_R 为大气分子消光系数。

激光雷达在接收到大气后向散射光的同时也接收到天空背景光 N_b , 还有探测器产生的暗计数 N_d , 它们可分别表示为:

$$\begin{cases} N_b = n \left(\frac{\eta \lambda}{hc} \right) P_b \pi \left(\frac{\theta}{2} \right)^2 \Delta \lambda A_r T_r \Delta \tau \\ N_d = n \text{CPS} \cdot \Delta \tau \end{cases} \quad (22)$$

式中: $P_b=0.34 \times (f_s/\pi)$ 为白天天空背景光亮度, $\text{WSr}^{-1} \text{m}^{-2} \text{nm}^{-1}$,

(其中 F_s 为太阳的直接辐照度, 夜晚可视为零); θ 为望远镜的接收视场, rad; $\Delta\lambda$ 为滤光片的半宽度, nm; CPS 是探测器的暗计数, s^{-1} ; $\Delta\tau$ 为激光雷达时间分辨率。

由公式(20)和公式(21)可知, 望远镜口径大小、激光器脉冲能量、重复频率以及累积时间直接决定了系统探测信噪比的大小, 从而决定系统测量误差。而望远镜口径和激光器的选取是相互制衡的, 即实现特定的风速测量精度, 望远镜口径选大一些, 激光能量可以小一些; 反之亦然。为使整个雷达系统的结构小巧, 望远镜口径应尽可能小。通过综合分析, 设计系统望远镜口径为 100 mm, 采用脉冲能量为 50 μ J、脉冲重复频率为 6 kHz 的半导体激光器。

下面采用美国标准大气模型和上述的设计参数和表 2 中的接收系统参数, 利用公式(1)~(9)、(15)~

表 2 多普勒激光雷达接收系统参数

Tab.2 Parameters of Doppler lidar receiver

Parameter	Value
Field view	0.2 mrad
Optical efficiency η_p	>80%
Detector quantum efficiency η	70% @850 nm
Detector dark count	100 counts/s
Filterpeak transmission	>40%
2x2 fiber coupler coupling ratio	0.61/0.39

(17)及(20)~(22)模拟雷达系统探测性能。图 6 给出了实际径向风速为 0 m/s 和 25 m/s、在晴天和薄雾

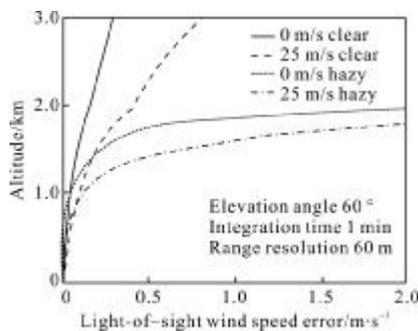


图 6 采用四波束定向扫描时, 米散射多普勒激光雷达径向风速测量误差随高度的变化

Fig.6 For four-beam directional scanning mode, radial velocity measurement errors of Mie Doppler lidar change with height

两种天气情况时, 采用四波束定向扫描的情况。当发射激光仰角为 60°、距离分辨率为 60 m、累积时间为 1 min 时, 在晴天天气条件下, 在 3 km 高度处的径向风速误差小于 0.75 m/s; 在薄雾天气条件下, 1.5 km 高度处的径向风速误差小于 0.58 m/s。这说明该雷达系统可用于边界层水平风场测量。图 7 给出了实际径向风速为 0 m/s 和 25 m/s、在不同能见度天气情况下, 采用 PPI 扫描的情况。当发射激光仰角为 8°、距离分辨率为 60 m、累积时间为 10 s 时, 在不同的能见度条件下, 在 4 km 距离处的径向风速误差都小于 1 m/s。这表明该雷达系统不仅可满足风电场风机前方的风场测量, 同时还满足中小型机场上空风切变探测预警的需求。

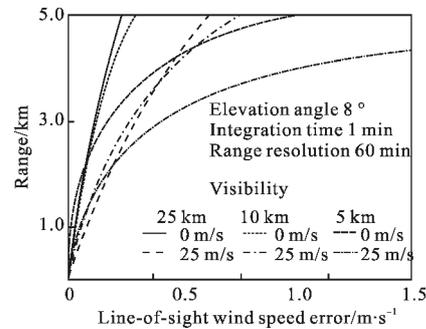


图 7 采用 PPI 扫描时, 米散射多普勒激光雷达径向风速测量误差随距离的变化

Fig.7 For PPI scanning mode, radial wind speed measurement errors of Mie Doppler lidar vs range change

4 结 论

针对目前基于双边缘技术的直接探测测风激光雷达体积大、成本高, 导致应用范围受限的问题, 文中对基于半导体激光器和固体 F-P 标准具的小型化、低成本的多普勒激光雷达系统进行了研究。对雷达系统的各单元参数进行了详细的优化设计, 给出了最佳设计值。并对所设计的雷达系统的探测性能进行了数值模拟, 结果表明: 该系统能够满足根据实际情况所设定的探测指标的要求。该小型化、低成本的多普勒激光雷达系统有着广泛的应用。如在风能发电领域, 它可用于风机叶片前方的风场测量; 在航空航天领域, 它可用于低空风切变探测和飞机尾流的跟踪探测; 在大气科学研究领域, 它可用于边界层三维风场的常规探测, 促进对边界层大气热力学、动力学的研究等。

参考文献:

- [1] Cordes J J. Economic benefits and costs of developing and deploying a space-based wind lidar [R]. Final Report for NWS, NOAA and US DoC, 1995.
- [2] Mikkelsen T, Hansen K, Angelou N, et al. Lidar wind speed measurements from a rotating spinner [R]. Danish Research Database & Danish Technical University, 2010.
- [3] Huffaker R M, Paul A R. Solid-state coherent laser radar wind field measurement systems [J]. *Pure Appl Opt*, 1998, 7: 863-873.
- [4] Cariou J P, Parmentier R, Valla M, et al. An innovative and autonomous 1.5 μm coherent lidar for PBL wind profiling [C]//14th Coherent Laser Radar Conference, 2007.
- [5] Souprayen C, Garnier A, Hertzog A, et al. Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation and first climatological results [J]. *Appl Opt*, 1999, 38(12): 2410-2421.
- [6] Gentry B, Chen H. Profiling tropospheric winds with the Goddard Lidar Observatory for Winds (GLOW)[C]//Proc of the 21st International Laser Radar Conference, 2002.
- [7] Shen F H, Cha H K, Sun D S, et al. Low tropospheric wind measurement with Mie Doppler lidar [J]. *Opt Rev*, 2008, 15 (4): 204-209.
- [8] Shen F H, Cha H K, Dong J H, et al. Design and performance simulation of a molecular Doppler Wind Lidar [J]. *Chin Opt Lett*, 2009, 7(7): 593-597.
- [9] Liu Z S, Liu B Y, Wu S H, et al. High spatial and temporal resolution mobile incoherent Doppler lidar for sea surface wind measurements [J]. *Opt Lett*, 2008, 33 (13): 1485-1487.
- [10] Dehring M, Nardell C, Pavlich J, et al. Performance and comparison of 532 nm and 355 nm GroundWinds lidars[C]//SPIE, 2003, 4893: 337-347.