

## 瑞利散射多普勒激光雷达风场反演方法\*

沈法华<sup>1)</sup> 舒志峰<sup>2)†</sup> 孙东松<sup>3)</sup> 王忠纯<sup>1)</sup> 薛向辉<sup>3)</sup>陈廷娣<sup>3)</sup> 窦贤康<sup>3)</sup>

1) (盐城师范学院物理系, 盐城 224002)

2) (中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

3) (中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026)

(2010年8月13日收到; 2010年9月24日收到修改稿)

介绍了瑞利散射多普勒激光雷达的风场探测原理和系统结构. 给出了 Fabry-Perot (FP) 标准具透过率曲线的校准方法. 指出对透过率采用 Lorentz 或 Voigt 拟合会产生较大误差, 特别是采用 Lorentz 拟合最大将引起 8% 的误差. 提出了采用非线性最小二乘法拟合标准具的透过率函数, 该方法可以有效消除拟合误差, 提高风速测量精度. 考虑到温度不确定度在风场反演过程中的主导影响, 提出了同时反演风速和大气温度的非线性迭代算法. 风场反演仿真试验结果表明: 在不考虑米散射信号的影响下, 该反演算法与传统的反演方法相比能够有效提高风场反演精度; 在考虑了米散射信号的影响下, 该方法反演精度会降低, 但仍优于传统的风速反演方法.

**关键词:** 激光雷达, 瑞利散射, 多普勒, 风

**PACS:** 07.07.Df, 42.68.Wt, 42.79.Qx, 92.60.Gn

## 1. 引言

高精度、高分辨率的全球大气风场观测在气象研究、天气预报、大气环境监测等方面都具有广泛的应用. 目前, 直接探测多普勒测风激光雷达是能够实现全球范围 3 维风场测量的最有效工具. 直接探测测风激光雷达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. 在气溶胶散射较强的区域, 一般在低对流层或边界层附近, 米散射测风激光雷达提供了高频谱分辨率和高灵敏度测量的可能性<sup>[1-3]</sup>. 但是在对流层上端至平流层顶区域以及南半球的大部分地区和海洋中部地区的自由对流层内, 气溶胶浓度一般很低, 此时就需要利用瑞利散射测风激光雷达. 虽然较宽的分子后向散射频谱限制了风速测量的灵敏度, 但是分子散射提供了一个全球范围内相对稳定可靠的散射源, 这对于高层大气风速测量以及星载风场测量是特别重要的<sup>[4-8]</sup>.

然而, 瑞利散射谱宽与温度有关, 同时激光与大气分子相互作用时还存在着与压强有关的布里

渊散射, 这使得瑞利散射测风激光雷达的风速反演变得较为复杂<sup>[9]</sup>, 选择合适的风速反演方法对提高风速测量精度具有重要的意义. 瑞利-布里渊散射的谱线形状与大气温度和压强有关, 它通常采用 Tenti S6 模型描述<sup>[10]</sup>. 模型中的参量  $y$  为激光波长与平均自由程的比,  $y$  越小瑞利-布里渊散射谱线形状越接近瑞利-高斯谱线. 图 1 是利用 Tenti S6 模型得到的 355 nm 瑞利-布里渊散射归一化谱线. 可以看出, 在 10 km 以上该谱线与瑞利-高斯谱线在测风所用到的区域已基本重合, 此时布里渊散射的影响可以忽略. 而本文瑞利散射多普勒测风激光雷达的探测指标为 10—40 km, 故分析中不考虑布里渊散射的影响.

## 2. 测量原理及系统结构

如图 2 所示, 利用频谱分布相同而中心频率分开的两个 FP 标准具 (标准具 1 和标准具 2) 作为边缘滤波器, 它们的透过率位于瑞利散射谱的两翼. 假定输入光强相同并且发射激光频率严格位于透过率的交点处, 若大气后向散射信号由于风场作用

\* 江苏省高校自然科学基金 (批准号: 10KJB170012) 和安徽省国际科技合作计划 (批准号: 09080703032) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: shuzhif@mail.ustc.edu.cn

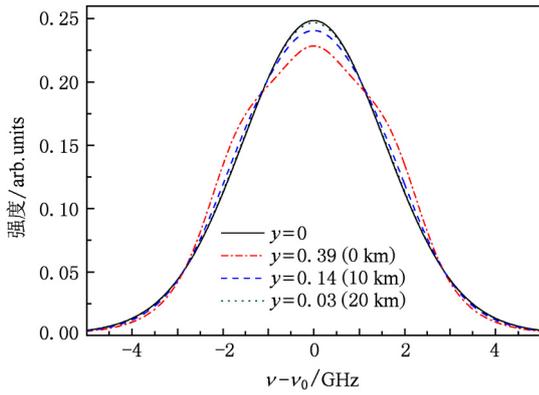


图1 参数  $\gamma$  取不同值时的瑞利布里渊归一化谱线

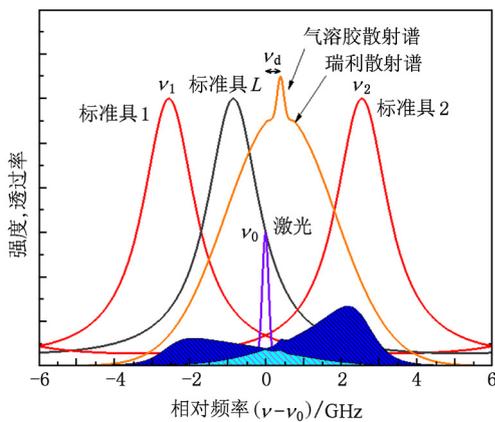


图2 基于 FP 标准具的瑞利散射多普勒测量原理

产生了多普勒频移,则标准具 1 和标准具 2 的输出光强中一个减小,另一个增大,如图 2 中阴影部分的面积. 通过这两个边缘通道信号的比值可以反演出后向散射光的频率  $\nu$ . 另外,为了提高测量精度,采用第 3 个 FP 标准具(标准具 L)作为单边缘滤波器测量并锁定发射激光频率. 该标准具的频谱分布与其他两个相同,而半峰高宽的位置正好位于其他两个标准具频谱的交叉点处. 实际测量时将发射激光频率锁定在标准具 1 和标准具 2 透过率的交叉点附近,并根据标准具 L 的透过率准确测出发射激光频率  $\nu_0$ ,则多普勒频率  $\nu_d = \nu - \nu_0$ .

根据探测原理,安徽光机所初步搭建的系统结构如图 3 所示. 采用 Continuum 公司生产的 Powerlite9050 型种子激光注入稳频 Nd:YAG 激光器产生三倍频激光. 实际风场测量时,发射激光经过扩束镜、导光反射镜和望远镜副镜后,由二维扫描系统以预设的方位角和天顶角指向大气被测区域. 该二位扫描系统可以实现光束的半球空间扫描. 大气后向散射信号光由 Cassegrain 反射式望远镜接

收,然后通过多模光纤耦合进入接收机. 进入接收机的信号光经过准直镜和窄带宽滤光片之后,被分束片分为 3 束,其中两束入射到三通道 FP 标准具的两个边缘通道,另一束作为能量检测通道,分别由 PerkinElmer 公司生产的 3 个 CPM 光子计数探测器接收. 激光在扩束前,分出一小部分耦合至  $1 \times 2$  光纤一端,进入 200 m 的散射光纤,利用光纤后向散射将脉冲光展宽成准连续光作为参考光,然后从  $1 \times 2$  光纤另一端耦合进入接收机. 进入接收机的参考光经过准直镜、滤光片之后,被分束片分为两束,其中一束入射到三通道 FP 标准具的锁定通道,另一束作为能量检测通道,分别由 Hamamatus 公司生产的两个 PMT 模拟探测器接收. 光子探测器和模拟探测器的输出信号分别进入到光子计数卡和进行模数转换,再由计算机进行数据处理、存储以及风速反演和结果显示. 雷达系统的激光器、扫描仪、探测器、FP 标准具的 PZT 等均通过 RS232 串口由计算机控制. 其中双通道标准具的设计考虑了测量误差最小和气溶胶影响最小的要求. 3 个通道 FP 标准具的自由谱间距都为 12 GHz,带宽都为 1.7 GHz,透过率峰值都大于 60%;两个边缘通道频谱间距为 5.1 GHz,锁定通道与一个边缘通道的频谱间距为 1.7 GHz.

### 3. 标准具透过率曲线校准

#### 3.1. 透过率函数

频率为  $\nu$  的激光由光纤耦合至准直系统后,全发散角为  $2\theta_0$ ,其垂直入射到标准具的透过率函数为<sup>[11]</sup>

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

其中  $T_{pe}$  为峰值透过率,  $\nu_{FSR}$  为自由谱间距,  $\Delta\nu_{1/2} = \nu_{FSR}/F_e$  为标准具带宽,  $F_e = \pi R_e^{1/2}/(1 - R_e)$  为有效精细度,  $R_e$  为有效反射率. 将 (1) 式级数展开并将 sinc 函数中的  $\nu$  用  $\nu_0$  代替,得到

$$h(\nu) = T_{pe} \left( \frac{1 - R_e}{1 + R_e} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos \left[ \frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos \theta_0}{2} \right] \times \text{sinc} \left[ \frac{2n \nu_0}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos \theta_0}{2} \right] \right\}. \quad (2)$$

其中  $\nu_0 = c/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 354.7 \text{ nm}$ .

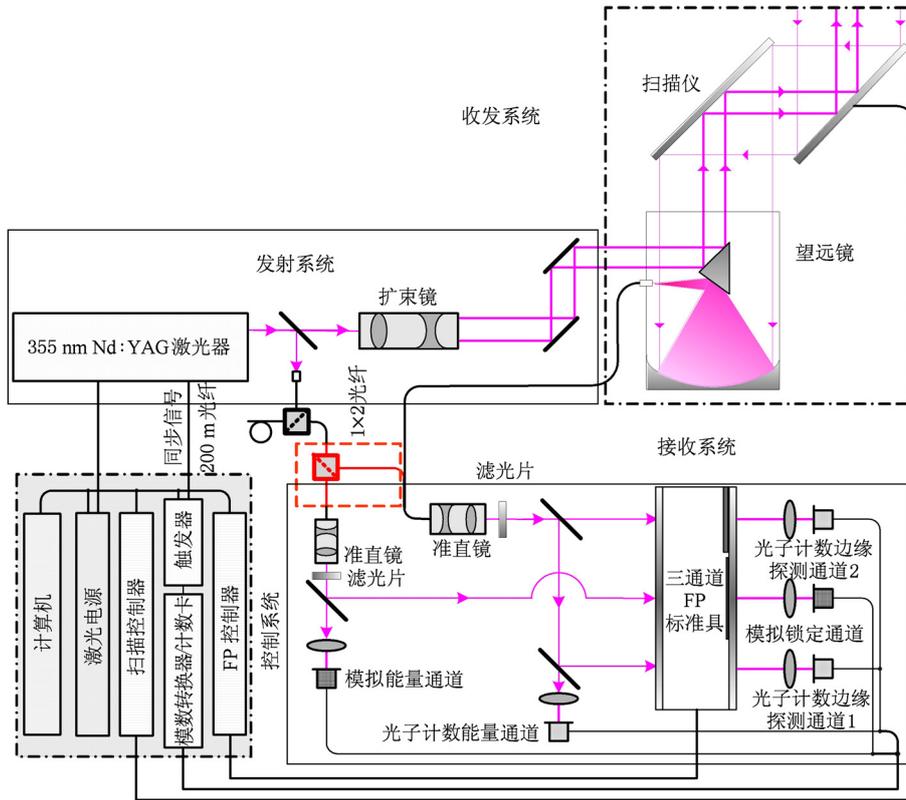


图3 瑞利散射测风激光雷达系统结构示意图 实线为实测光路,虚线为校准光路

米散射信号(或参考光)、瑞利后向散射信号经过标准具的透过率分别为

$$T_L(\nu) = T_M(\nu) = h(\nu) \otimes f_{\text{Mie}}(\nu), \quad (3)$$

$$T_R(\nu, T) = h(\nu) \otimes f_L(\nu) \otimes f_{\text{Ray}}(\nu, T), \quad (4)$$

其中,  $\otimes$  表示卷积;  $f_L(\nu) = f_{\text{Mie}}(\nu)$  和  $f_{\text{Ray}}(\nu, T)$  分别为激光发射谱线和瑞利散射增宽谱线, 可近似用高斯函数表示为

$$f_{\text{Mie}}(\nu) = (1/\pi\Delta\nu_l^2)^{1/2} \exp(-\nu^2/\Delta\nu_l^2), \quad (5)$$

$$f_{\text{Ray}}(\nu, T) = (1/\pi\Delta\nu_r^2)^{1/2} \exp(-\nu^2/\Delta\nu_r^2), \quad (6)$$

其中  $\Delta\nu_l = \delta\nu/(4\ln 2)^{1/2}$ ,  $\delta\nu$  为激光发射谱宽(FWHM),  $\Delta\nu_r = (8k_B T/M\lambda^2)^{1/2}$  为瑞利谱线 1/e 高度处的宽度,  $\lambda$  为激光波长,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为大气温度,  $M$  为大气分子质量. 如果需要考虑布里渊散射的影响, 只要将  $f_{\text{Ray}}(\nu, T)$  用瑞利-布里渊光谱函数  $f_{\text{R-B}}(\nu, T, P)$  代替即可, 其中  $P$  为大气压强.

将(2), (5) 和(6) 式分别代入(3) 和(4) 式得

$$T_M(\nu) = T_{\text{pe}} \left( \frac{1 - R_e}{1 + R_e} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos\left(\frac{2\pi n \nu}{\bar{\nu}_{\text{FSR}}}\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{\pi n \Delta\nu_l}{\bar{\nu}_{\text{FSR}}}\right)^2\right] \text{sinc}\left(\frac{2n\nu_0}{\bar{\nu}_{\text{FSR}}} \frac{1 - \cos\theta_0}{1 + \cos\theta_0}\right) \right\}, \quad (7)$$

$$T_R(\nu) = T_{\text{pe}} \left( \frac{1 - R_e}{1 + R_e} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos\left(\frac{2\pi n \nu}{\bar{\nu}_{\text{FSR}}}\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{\pi n \Delta\nu_r}{\bar{\nu}_{\text{FSR}}}\right)^2\right] \text{sinc}\left(\frac{2n\nu_0}{\bar{\nu}_{\text{FSR}}} \frac{1 - \cos\theta_0}{1 + \cos\theta_0}\right) \right\}, \quad (8)$$

其中  $\Delta\nu_e = (\Delta\nu_l^2 + \Delta\nu_r^2)^{1/2}$ ,  $\bar{\nu}_{\text{FSR}} = 2\nu_{\text{FSR}}/(1 + \cos\theta_0)$ .

### 3.2. 校准方法

采用图3的校准光路, 即激光不进入大气, 直接将一小部分发射激光分成5束, 进入5个探测通道.

在风速测量之前, 利用脉冲光扫描3个标准具的透过率曲线, 得到原始数据列  $I_1(\nu_i), I_2(\nu_i), I_e(\nu_i), I_{Ls}(\nu_i)$  及  $I_{Le}(\nu_i)$ , 并算得

$$T_1(\nu_i) = \frac{a_3 I_1(\nu_i)}{a_1 I_e(\nu_i)},$$

$$T_2(\nu_i) = \frac{a_3 I_2(\nu_i)}{a_2 I_e(\nu_i)},$$

$$T_L(\nu_i) = \frac{a_5 I_{Ls}(\nu_i)}{a_4 I_{Le}(\nu_i)},$$

其中  $i$  为扫描标准具腔长的步数,  $\nu_i$  为第  $i$  步对应的频率,  $a_1 - a_5$  为校准常数.

对  $T_1(\nu_i)$ ,  $T_2(\nu_i)$  和  $T_L(\nu_i)$  采用非线性最小二乘法拟合, 拟合方程为

$$T_{\text{fit}}(\nu) = C + T_M(\nu - \nu_p), \quad (9)$$

其中,  $C$  为背景常数,  $\nu_p$  为中心频率. 拟合得出标准具自由谱宽  $\nu_{\text{FSR}}$ 、有效反射率  $R_e$ 、峰值  $T_{\text{pe}}$  和峰值位置  $\nu_p$ . 根据 Rogers 判据<sup>[12]</sup>, 透过率相对误差小于  $\Delta T$ , 要求  $n \approx \lg(\Delta T)/2\lg(R)$ . 若取  $\Delta T = 0.1\%$ ,  $R = 0.9$ , 则  $n \approx 33$ , 本文取  $n = 50$ .

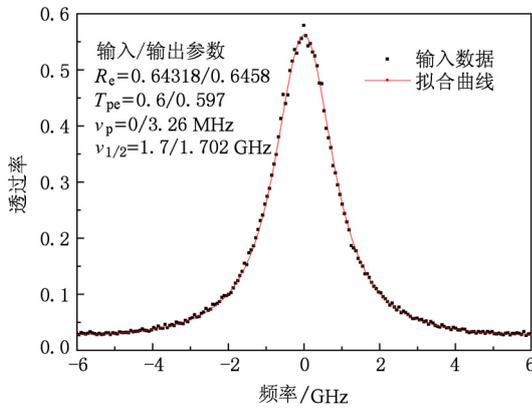


图4 非线性最小二乘法拟合透过率的结果

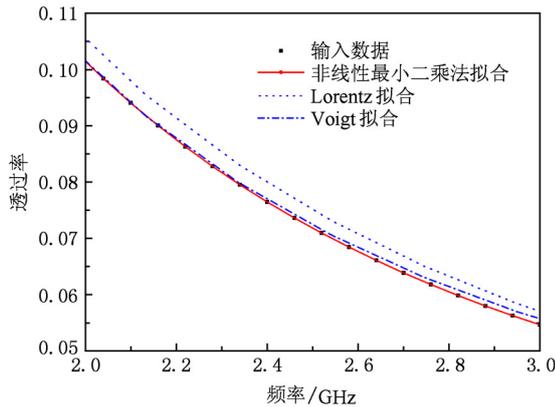


图5 3种拟合方法结果比较

为验证拟合方法的可行性, 输入初始值:  $\nu_{\text{FSR}} = 12 \text{ GHz}$ ,  $R_e = 0.6431$ ,  $T_{\text{pe}} = 0.6$ ,  $\nu_p = 0$ ,  $\Delta\nu_{1/2} = 1.7 \text{ GHz}$  后, 采用 Monte Carlo 方法模拟信号  $I_1(\nu_n)$ ,  $I_2(\nu_n)$ ,  $I_e(\nu_n)$ ,  $I_{Ls}(\nu_n)$  及  $I_{Le}(\nu_n)$ , 然后利用非线性

最小二乘法拟合透过率. 拟合结果如图 4 所示, 可以看出采用非线性最小二乘法拟合透过率是可行的. 图 5 给出了采用非线性最小二乘法、Lorentz 和 Voigt 拟合结果的比较, 容易看出在风速测量应用到的透过率范围内  $2.55 \pm 0.282 \text{ GHz}$ , Lorentz 拟合和 Voigt 拟合都会引起较大的误差, 特别是 Lorentz 拟合最大将引起 8% 的误差, 而采用非线性最小二乘拟合方法则消除了这一拟合误差.

#### 4. 风场反演

定义边缘通道的速度和温度响应函数分别为

$$R(\nu_d, T) = T_{R1}(\nu_0 + \nu_d, T) / T_{R2}(\nu_0 + \nu_d, T), \quad (10)$$

$$R_T(\nu_d, T) = T_{R1}(\nu_0 + \nu_d, T) + T_{R2}(\nu_0 + \nu_d, T). \quad (11)$$

实际风场测量时采用图 3 所示的实测光路, 获得两个模拟通道的信号  $I_{Ls}(\nu_0)$  和  $I_{Le}(\nu_0)$ , 以及不同高度 3 个光子计数通道的光子数  $N_1, N_2$  和  $N_e$ .

考虑到径向风速测量的动态范围  $\pm 50 \text{ m/s}$  ( $\pm 282 \text{ MHz}$ ), 为反演方便将校准过程拟合得到的  $T_L(\nu)$  在  $\nu_{in} \pm 300 \text{ MHz}$  内采样 600 点, 得到  $(\nu_n, T_L(\nu_n))$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots, 600$ , 其中  $\nu_{in} = \nu_{p,r} - (\Delta\nu_{1/2})_r / 2$ , 而  $\nu_{p,r}$  和  $(\Delta\nu_{1/2})_r$  分别为锁定通道透过率曲线峰值位置和带宽;  $\nu_n = (\nu_{in} - 300 + n) \text{ MHz}$ . 对  $(T_L(\nu_n), \nu_n)$  采用多项式拟合得到  $T_L(\nu)$  的反函数为

$$\nu(T_L) = \sum_{i=1}^5 C_i T_L^i, \quad (12)$$

其中  $\nu$  的单位为 MHz, 则发射激光频率为

$$\nu_0 = \nu [a_5 I_{Ls}(\nu_0) / a_4 I_{Le}(\nu_0)]. \quad (13)$$

多普勒频率可由下面的非线性迭代方程求解

$$R(\nu_d, T) - a_2 N_1 / (a_1 N_2) = 0,$$

$$R_T(\nu_d, T) - [(a_3/a_1) N_1 + (a_3/a_2) N_2] / N_e = 0. \quad (14)$$

具体迭代步骤如下.

1) 根据大气模式设定初始温度  $T^{(0)}$  和多普勒频率  $\nu_d^{(0)}$ , 将其和  $\nu_0$  代入 (9) — (11) 式得到  $R(\nu_d^{(0)}, T^{(0)})$  和  $R_T(\nu_d^{(0)}, T^{(0)})$ .

2) 利用 (9) 式, 对 (10), (11) 式求偏导得到  $\partial R(\nu_d, T) / \partial \nu_d$ ,  $\partial R(\nu_d, T) / \partial T$ ,  $\partial R_T(\nu_d, T) / \partial \nu_d$ ,  $\partial R_T(\nu_d, T) / \partial T$ , 然后将  $T^{(0)}$ ,  $\nu_d^{(0)}$  和  $\nu_0$  代入, 得到  $\partial R(\nu_d^{(0)}, T^{(0)}) / \partial \nu_d$ ,  $\partial R(\nu_d^{(0)}, T^{(0)}) / \partial T$ ,  $\partial R_T(\nu_d^{(0)}, T^{(0)}) / \partial \nu_d$  以及  $\partial R_T(\nu_d^{(0)}, T^{(0)}) / \partial T$ .

3) 根据(14)式建立方程

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial R(\nu_d^{(0)}, T^{(0)})}{\partial \nu_d} & \frac{\partial R(\nu_d^{(0)}, T^{(0)})}{\partial T} \\ \frac{\partial R_T(\nu_d^{(0)}, T^{(0)})}{\partial \nu_d} & \frac{\partial R_T(\nu_d^{(0)}, T^{(0)})}{\partial T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta \nu_d \\ \delta T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{a_2 N_1}{a_1 N_2} - R(\nu_d^{(0)}, T^{(0)}) \\ \frac{(a_3/a_1)N_1 + (a_3/a_2)N_2}{N_e} - R_T(\nu_d^{(0)}, T^{(0)}) \end{pmatrix},$$

解得  $\delta \nu_d$  和  $\delta T$ , 得到

$$\begin{pmatrix} \nu_d^{(1)} \\ T^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_d^{(0)} \\ T^{(0)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta \nu_d \\ \delta T \end{pmatrix}.$$

4) 将步骤3算得新的  $\nu_d^{(1)}$  和  $T^{(1)}$  代入步骤1和2, 再由步骤3列方程组. 重复上述步骤继续迭代, 直到  $\max(|\delta \nu_d|, |\delta T|) < \epsilon$  为止最终得到多普勒频率和大气温度为

$$\begin{pmatrix} \nu_d^{(k+1)} \\ T^{(k+1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_d^{(k)} \\ T^{(k)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta \nu_d \\ \delta T \end{pmatrix},$$

则径向风速为  $V_r = \lambda \nu_d / 2$ .

### 5. 风场反演仿真

设定径向风速为 20 m/s, 大气温度为 210 K, 其余大气参数采用美国标准大气模型得到, 采用 Monte Carlo 方法模拟对应 30 km 高度处各个探测器所接收到的光子数, 再利用风速反演程序反演径向风速和温度. 图6为不考虑气溶胶信号的影响, 对信号进行 2000 次模拟, 假定模式温度与实际温度偏差 20 K, 采用非线性迭代方法反演得到的径向风速和温度的统计结果, 平均值分别为 19.97 m/s 和 210.16 K, 均方差分别为 1.02 m/s 和 4.3 K. 这表明在忽略气溶胶信号影响的情况下, 采用非线性迭代法能够很好地反演出真实的径向风速和温度值. 图7为考虑了气溶胶信号的影响, 经过 2000 次模拟得到的反演结果. 图7(a)为采用通常的反演方法得到的径向风速, 平均值为 20.89 m/s, 均方差为 1.06 m/s; 图7(b)为采用非线性迭代方法得到的径向风速, 平均值为 19.85 m/s, 均方差为 1.03 m/s. 可以看出: 在考虑了气溶胶信号的影响后, 采用非线性迭代法得到的径向风速和温度值相对于真值有所偏离, 但是仍明显优于传统反演方法得到的结果. 这说明气溶胶信号对非线性迭代法的反演结果有一定的影响, 下面将在 10—40 km 高度范围对这一

影响作定量分析.

大气参数(包括温度)采用美国标准大气模型得到, 并设定径向风速为 20 m/s, 不考虑随机噪声的影响, 由激光雷达方程得到 10—40 km 不同高度层各个探测器所接收到的光子数. 假定实际反演时所采用的温度模型与实际大气温度偏差 20 K, 采用传统方法和非线性迭代方法反演得到的 10—40 km 高度的径向风速如图8(a)所示, 非线性迭代方法反演得到的 10—40 km 高度的温度如图8(b)所示. 迭代的温度初始值采用温度模型值, 速度初始值采用传统方法得到的结果. 从图8(a)可以看出采用非线性迭代方法获得的风速反演结果更接近 20 m/s 的真值, 同时它还能附带反演出温度廓线. 采用传统方法反演径向速度偏差在 10—40 km 高度范围均超过了 0.9 m/s; 而采用非线性迭代方法反演 10—40 km 高度的速度最大偏差为 0.38 m/s, 温度最大偏差为 8.76 K, 这一偏差是由于气溶胶信号的影响造成的. 因此, 可以看出非线性迭代方法明显优于传统方法.

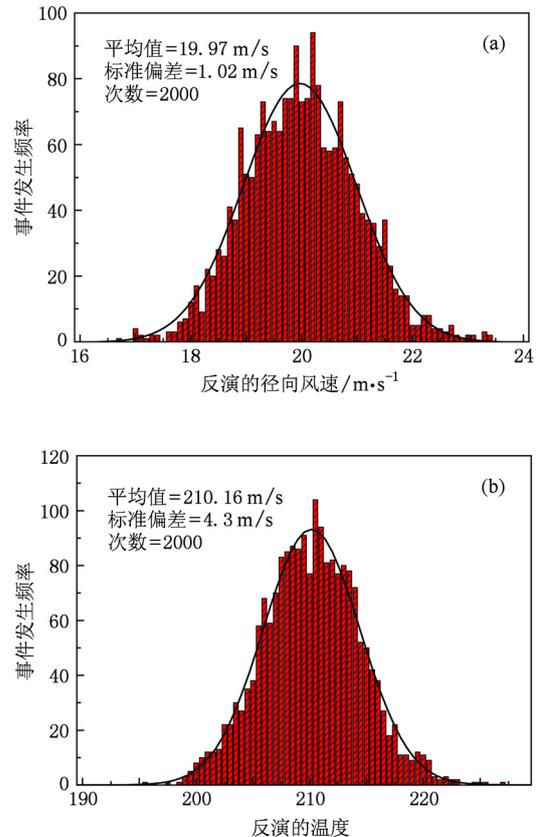


图6 未考虑气溶胶的影响, 采用非线性迭代方法反演结果 (a) 径向风速; (b) 温度

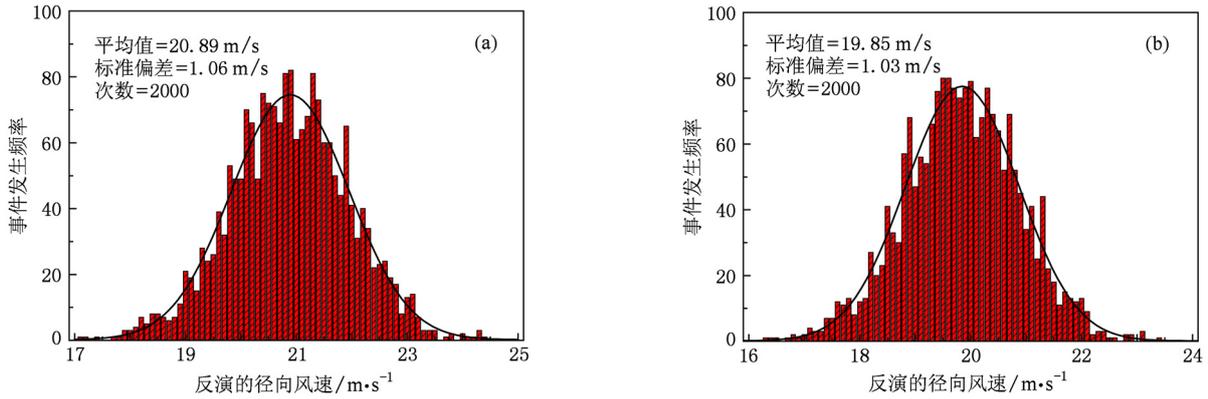


图7 考虑了气溶胶的影响,反演径向风速的结果 (a) 通常反演方法;(b) 非线性迭代法

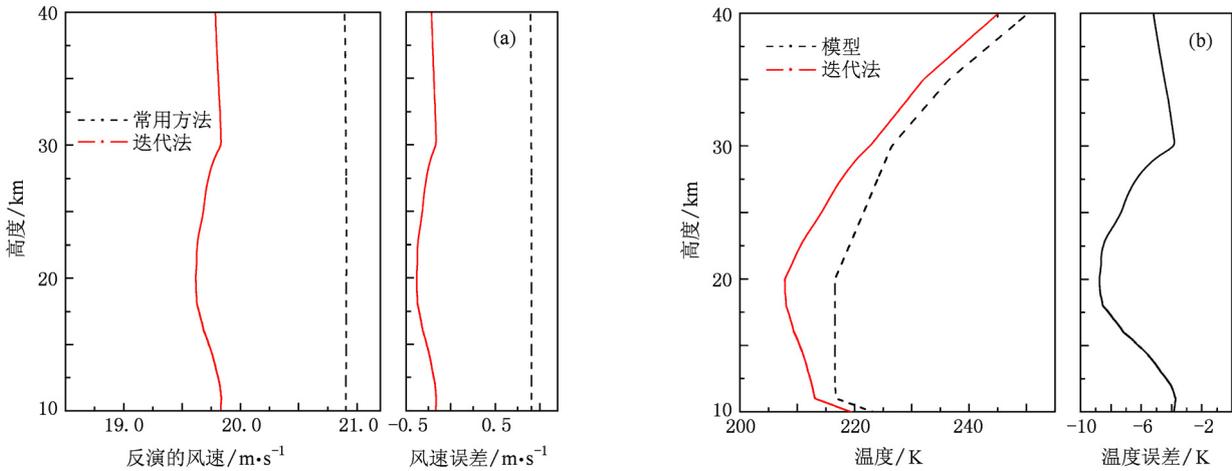


图8 采用非线性迭代法反演10—40 km高度径向风速和温度的结果 (a) 径向风速;(b) 温度

## 6. 结 论

本文给出了 Fabry-Perot 标准具透过率曲线的具体校准方法. 提出了采用非线性最小二乘法拟合标准具的透过率函数, 比较结果表明该方法优于 Lorentz 或

Voigt 拟合, 能够有效提高风速测量精度. 此外, 提出了一套同时反演风速和大气温度的非线性迭代算法. 仿真试验结果表明该方法与传统的反演方法相比能够有效提高风场反演精度. 另一方面, 该方法反演结果的准确性一定程度上受到气溶胶信号干扰的影响, 如何消除这一影响是下一步要做的工作.

[1] Korb C L, Gentry B M, Li S X, Flesia C 1998 *Appl. Opt.* **37** 3097  
 [2] Liu Z H, Liu B Y, Wu S H, Li Z G, Wang Z J 2008 *Opt. Lett.* **33** 1485  
 [3] Shen F H, Cha H K, Sun D S, Kim D H, Kwon S O 2008 *Opt. Rev.* **15** 204  
 [4] Korb C L, Flesia C 1999 *Appl. Opt.* **38** 432  
 [5] Gentry B M, Chen H L, Li S X 2000 *Opt. Lett.* **25** 1231  
 [6] Flesia C, Korb C L, Hirt C 2000 *Opt. Lett.* **25** 1466  
 [7] Souprayan C, Garnier A, Hertzog A, Hauchecorne A,

Porteneuve J 1999 *Appl. Opt.* **38** 2410  
 [8] Shen F H, Cha H K, Dong J H, Kim D H, Sun D S, Kwon S O 2009 *Chin. Opt. Lett.* **7** 593  
 [9] Dabas A, Denneulin M L, Flamant P, Loth C, Garnier A, Bouteyre A D 2008 *Tellus. A* **60** 206  
 [10] Tenti G, Boley C D, Desai R C 1974 *Can. J. Phys.* **52** 285  
 [11] Hua D X, Uchida M, Kobayashi T 2005 *Appl. Opt.* **44** 1305  
 [12] Kajava T T, Lauranto H M, Salomaa R E 1993 *Opt. Soc. Am. B* **10** 1980

## Wind retrieval algorithm of Rayleigh Doppler lidar\*

Shen Fa-Hua<sup>1)</sup> Shu Zhi-Feng<sup>2)†</sup> Sun Dong-Song<sup>3)</sup> Wang Zhong-Chun<sup>1)</sup>

Xue Xiang-Hui<sup>3)</sup> Chen Ting-Di<sup>3)</sup> Dou Xian-Kang<sup>3)</sup>

1) (*Department of Physics, Yancheng Teachers University, Yancheng 224002, China*)

2) (*Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

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

(Received 13 August 2010; revised manuscript received 24 September 2010)

### Abstract

The wind measurement principle and the structure of Rayleigh Doppler lidar are introduced. The method for Fabry-Perot (FP) etalon transmission curve calibration is given. The problem is pointed out that to fit the transmission curve by using Lorentz or Voigt function may induce large error; the relative error would be up to 8% by Lorentz fitting especially. A least-square nonlinear fitting procedure is proposed, which can eliminate the fitting error and improve the wind precision. After the dominant role that the temperature uncertainty plays in wind retrieval process is considered, a nonlinear iterative algorithm is proposed, which can retrieve both wind temperature and atmospheric temperature. Simulation results show that the algorithm proposed can improve wind retrieval accuracy effectively compared with the traditional method without the Mie-induced effect, and the wind retrieval accuracy of the algorithm proposed will be degraded with Mie-induced effect but still better than that of traditional method.

**Keywords:** lidar, Rayleigh scattering, Doppler, wind

**PACS:** 07.07.Df, 42.68.Wt, 42.79.Qx, 92.60.Gn

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of the Higher Education Institutions of Jiangsu Province, China (Grant No. 10KJB170012) and the International Science and Technology Joint Program of Anhui province, China (Grant No. 09080703032).

† Corresponding author. E-mail: shuzhif@mail.ustc.edu.cn