

星载激光多普勒测风雷达鉴频系统仿真(I): 基于 Fizeau 干涉仪的 Mie 通道大气风速反演研究*

张日伟¹⁾ 孙学金^{1)†} 严卫¹⁾ 刘磊¹⁾ 李岩¹⁾²⁾
赵剑¹⁾ 颜万祥¹⁾ 李浩然¹⁾

1) (解放军理工大学气象海洋学院, 南京 211101)

2) (西北核技术研究所, 西安 710024)

(2013 年 12 月 25 日收到; 2014 年 4 月 2 日收到修改稿)

研究了星载激光多普勒测风雷达系统结构, 构建了基于 Fizeau 干涉仪的鉴频仿真系统, 仿真研究了 Mie 通道风速反演算法, 并利用无线电探空数据集仿真结果统计分析了 Mie 通道大气水平视线 (HLOS) 风速反演误差. 仿真和统计结果表明, 基于 Fizeau 干涉仪的 Mie 通道可反演低对流层大气风速; 低对流层 HLOS 风速误差和标准差分别小于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; 气溶胶和云的分布影响星载激光多普勒测风误差, 可使风速最大偏差增大一倍.

关键词: 激光多普勒测风雷达, 鉴频系统, Fizeau 干涉仪, 大气风速

PACS: 07.07.Df, 42.62.-b, 42.68.Wt, 92.60.Gn

DOI: 10.7498/aps.63.140702

1 引言

风是描述大气状态的基本参数之一. 全球大气风场是热量交换、水汽交换、污染物输送的主要动力源, 在大气动力学、天气、气候研究中具有极其重要的地位. 全球大气风场的观测是开展天气预报和长期气候变化预测的重要基础. 各国气象学者已清楚地认识到全天候、高精度、高分辨率风场探测的重要性. 目前, 通过无线电探空、微波多普勒雷达等传统手段和方法获得的空中风场信息, 存在覆盖范围和测量能力上的不足, 赤道附近、南半球以及北半球洋面上风场资料严重缺少^[1]. 星载激光多普勒测风雷达具有提供全球覆盖的高分辨率、高精度三维风场信息的能力, 已经引起世界多个国家、地区的关注和重视. 激光多普勒测风雷达按探测方式分为相干探测和非相干探测^[2], 从星载要求来看, 非相干探测相对于相干探测更有优势^[3]. 条纹技

术^[4,5]和边缘技术^[6,7]是目前非相干探测激光多普勒测风雷达最主要的两种多普勒频移测量技术.

目前, 国外地基/车载激光多普勒测风雷达理论和技术非常成熟^[8-11], 机载激光多普勒测风雷达处在试验应用阶段^[12-15], 星载激光多普勒测风雷达只有欧空局的 ADM-Aeolus 计划正在进行中, 几经推迟仍未发射^[16-20]. 我国也正在积极开展地基/机载激光多普勒测风雷达技术研究^[2,6,7,21-28], 但对星载激光多普勒测风雷达技术的研究仍未见相应报道.

星载激光多普勒测风雷达利用大气分子、气溶胶粒子后向散射信号的多普勒频移进行风场探测. 由于大气中分子和气溶胶粒子运动速度不同、浓度分布不均匀, 它们产生的后向散射信号谱分布和强度差异较大, 星载激光多普勒测风雷达为实现全球大气风场探测, 需要根据大气分子和气溶胶粒子的分布情况选择不同的探测对象. 基于地基激光多普勒测风雷达技术并借鉴欧空局 Aeolus 卫星研究经

* 国家自然科学基金 (批准号: 41205125) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: SUNXJ2013@sina.cn

验, 本文首先给出了一种星载激光多普勒测风雷达系统结构及参数, 并仿真研究了大气 Mie 散射信号获取及其风速反演算法, 最后利用高分辨率无线电探空数据集仿真结果统计分析了该通道的风速反演误差.

2 系统结构

星载激光多普勒测风雷达拟采用非相干探测体制, 主要包括激光器、发射接收系统和鉴频系统等, 其结构如图 1 所示.

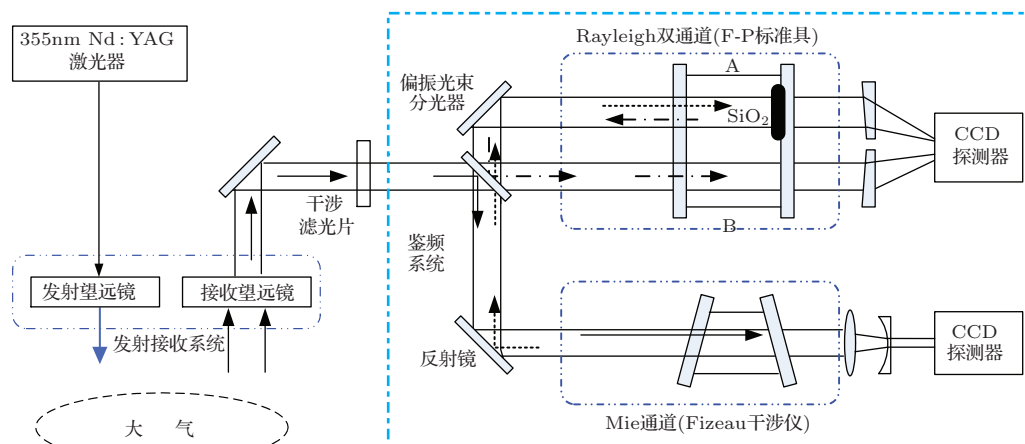


图1 星载激光多普勒测风雷达系统

激光器: 采用355 nm 注入锁定Nd:YAG激光器. 355 nm人眼安全性能高, 低层气溶胶Mie后向散射系数大, 中高层大气分子Rayleigh后向散射系数大, 激光技术较为成熟, 相关光电器件齐全, 容易实现小巧轻便的结构. 采用355 nm激光器作为激光雷达系统的光源, 可以探测整层大气风速廓线.

发射接收系统: 采用扩束望远系统作为激光发射系统, 采用反射式卡塞格林望远镜为激光回波信号接收系统, 实现对激光信号的发射和接收. 通过单模保偏光纤连接各个分离的光学器件, 这样不但可以保持发射激光的频率、偏振态和模场特性, 还可以减小系统的体积重量.

鉴频系统: 借鉴欧空局Aeolus的鉴频系统结构^[20], 采用基于Fizeau干涉仪的Mie通道和基于连续双通道Fabry-Perot (F-P) 标准具的Rayleigh通道来处理接收望远镜收集到的大气散射回波信号. 回波信号先通过前置干涉滤光片, 将背景光滤除, 随后信号被偏振光束分光器反射进入Mie通道. Mie散射回波信号通过Fizeau干涉仪后, 在CCD单元上形成与风速直接相关的线条纹, 而较宽的Rayleigh光谱大部分被干涉仪和反射镜反射后, 进入Rayleigh通道. Rayleigh通道采用连续双通道F-P标准具, 从Mie通道反射回的Rayleigh散射回波信号先进入通道A, 并将其中大部分光再次反射到通道B, 它们分别由CCD单元来探测接收

到的光子数.

由于激光多普勒测风雷达是主动遥感设备, 且355 nm波段激光在大气中衰减严重, 因此采用极轨低轨道 (高度一般为400—800 km). 采用固定激光发射方向的扫描方式将激光沿天底角35°—50°发射, 在卫星经过区域形成线形扫描带, 沿轨道运行方向可连续探测大气风场. 利用不同高度大气中的分子和气溶胶散射回波信号, 进行多普勒频移检测, 处理后得到视线(LOS)风速, 进而反演得到HLOS风速. 本文采用表1^[29]给出的有关参数对星载激光多普勒测风雷达系统进行仿真.

由图1知, 在对鉴频系统进行仿真研究时, 采用基于Fizeau干涉仪的条纹技术和基于连续双通道F-P标准具的双边缘技术相结合实现全球大气风场测量. Mie通道以气溶胶粒子为探测对象, Fizeau干涉仪作鉴频器, 反演低对流层大气风速; Rayleigh通道以大气分子为探测对象, 连续双通道F-P标准具作鉴频器, 反演中高层大气风速. 本文将在第3节利用Gaussian回波主要对Mie通道信号及其风速反演算法进行理论建模和仿真研究.

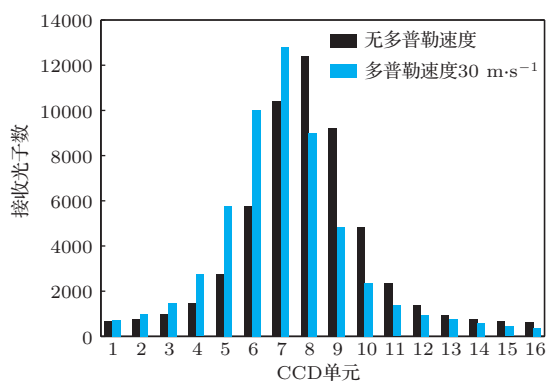
3 理论建模与仿真研究

Fizeau干涉仪是条纹技术中测量多普勒频移的关键部件, 其测量原理见文献^[22—24, 26], 本文

表1 星载激光多普勒测风雷达系统仿真参数设置

参数	标记符号	参考值
激光波长	λ	355 nm
重复频率	PRF	100 Hz
激光线宽	$\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$	50 MHz
单脉冲能量	E	120 mJ
发射光学透过率	T_{TX}	0.66
接收光学透过率	T_{RX}	0.42
望远镜口径	D	1.5 m
望远镜视场角	$\Delta\theta$	3.5×10^{-4} rad
探测器量子效率	η	0.82
Mie 通道探测器等效带宽	$\Delta\lambda$	0.039 pm
Fizeau 干涉仪 Rayleigh 等效带宽	$\Delta\lambda_{\text{ray}}$	0.15 pm
Fizeau 干涉仪背景辐射等效带宽	$\Delta\lambda_{\text{bkg}}^{\text{Fiz}}$	83.75 pm
累积脉冲数	N_s	700
卫星轨道高度		400 km
地球表面入射角	$\tilde{\phi}$	35°
距离分辨率	Δz	1000 m

将不再阐述. 当有多普勒频移时, 干涉条纹重心会发生位移, CCD 探测器可检测到干涉条纹的重心移动, 通过风速反演算法, 即可得到大气视线风速. 图2为无多普勒速度和多普勒速度为 $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, Mie 散射回波信号透过干涉仪后, 被 CCD 各单元接收到的光子数示意图. 由图可知, 多普勒速度不同时, 各单元接收到的光子数不同, 其条纹重心位移不一致, 故可通过检测条纹重心移动来得到多普勒频移.

图2 无多普勒速度和多普勒速度为 $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, CCD 各单元接收到的光子数示意图

本节将分别从 Gaussian 回波信号透过率、CCD 各单元透过率函数、CCD 各单元接收光子

数等方面入手对 Mie 通道信号获取及其风速反演算法进行仿真研究.

3.1 Mie通道信号仿真

激光多普勒测风雷达接收望远镜收集的大气散射回波信号, 不仅有 Mie 和 Rayleigh 散射信号, 还有背景辐射及各种噪声等. 这些信号首先进入 Mie 通道, 部分透过干涉仪后, 在 CCD 单元上形成干涉条纹, 当多普勒速度不等于零时, 干涉条纹相对于无多普勒速度时会发生位移, 通过检测条纹重心的移动来获得多普勒频移, 进而反演得到大气视线风速.

在仿真过程中, 发射激光波长等参数设置如表1所示. 结合国内刘继桥等^[23]、杨春沪等^[26]的做法, 并参考文献^[29, 30], 我们将 CCD 单元接收的信号离散化.

3.1.1 Gaussian 回波信号透过率函数

若用 Gaussian 函数表示入射到干涉仪的归一化 Mie 后向散射回波信号光谱, 则标准差为 $\sigma = \Delta\lambda_{\text{FWHM}}/(2\sqrt{2\ln 2})$ 的光谱函数表示为

$$G(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(c/\lambda - c/\lambda_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

其中, $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ 为发射激光线宽, c 为光速, λ_0 为激光中心波长. 将干涉仪透过率函数与 Gaussian 函数做卷积, 得到归一化 Mie 散射信号入射到干涉仪后的透过率函数 RS , 用下式表示:

$$RS(\lambda) = T(\lambda) * G(\lambda), \quad (2)$$

式中, T 为用 Airy 函数^[23] 或 Lorentz 函数^[30] 描述的 Fizeau 干涉仪透过率. 本文选用 Lorentz 函数来模拟干涉仪透过率, 其表达式为

$$T(\lambda) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{1/2R_{\text{FWHM}}} \right)^2}, \quad (3)$$

式中, R_{FWHM} 为半高宽 (FWHM) 对应的波宽, 仿真参数设置见表 2.

表 2 Mie 通道部分仿真参数设置

参 数	参考值
干涉仪透过率峰值 ($T_{\text{p}}^{\text{Fiz}}$)	0.6
半高宽 (FWHM)	184 MHz
有效光谱范围 (USR)	1502 MHz
自由光谱范围 (FSR)	2150 MHz
CCD 探测器单元数	16

3.1.2 CCD 各单元透过率

CCD 探测器单元 i 接收的归一化 Mie 散射信号透过率^[30] 为

$$T_{\text{CCD}}(i) = \int_{\lambda_i}^{\lambda_i + \Delta\lambda} RS(\lambda) d\lambda, \quad (4)$$

式中, λ_i 为 CCD 第 i 个单元对应的起始波长, 下标 i 的取值为 1—16 之间的整数; $\Delta\lambda$ 为 CCD 单元的等效带宽 (单位: pm); $T_{\text{CCD}}(i)$ 表示 CCD 单元 i 的接收 Mie 散射信号透过率 (无量纲).

联合公式 (1)—(4) 并离散后, $T_{\text{CCD}}(i)$ 可用如下公式^[30] 表示:

$$T_{\text{CCD}}(i) \approx \Delta\tilde{\lambda}\Delta x \sum_{k=1}^{N_k} G(x_k) \sum_{j=1}^{N_j} T(x_k, \lambda_j), \quad (5)$$

式中, N_j 为每个 CCD 单元包含的像元数, 取 $N_j = 10$, 每个像元对应的起始波长

$$\lambda_j = \lambda_i + (j - 1)\Delta\tilde{\lambda} \quad (\Delta\tilde{\lambda} = \Delta\lambda/N_j);$$

N_k 为大气散射回波信号离散分数, 取 $N_k = 1000$. 无多普勒频移时, x_k 与 USR、 N_k 的关系为: $x_k = -\text{USR}/2 + (k - 1)\Delta x$ 和 $\Delta x = \text{USR}/N_k$, 相关参数

见表 2. 因此, 单元 i 上接收的透过干涉仪后 Mie 散射信号透过率为

$$T_{\text{Fiz}}(i) = \mathbf{F}G(\lambda), \quad (6)$$

式中, $\mathbf{F}$ 为 CCD 各单元上的干涉仪透过率, 维数为 16×1000 ; $G(\lambda)$ 的维数为 1000×1 ; $T_{\text{Fiz}}(i)$ 的维数为 16×1 .

图 3 为模拟得到的 CCD 各单元干涉仪透过率曲线及无多普勒速度和多普勒速度 $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, CCD 各单元上归一化 Mie 回波信号分布. 由图可知, 各单元的干涉仪透过率曲线不一致, 不同的多普勒频移对应不同的曲线; 有多普勒速度时, CCD 单元上的 Mie 回波信号分布与无多普勒速度时不同, 可通过确定干涉条纹的重心位移来获得多普勒速度.

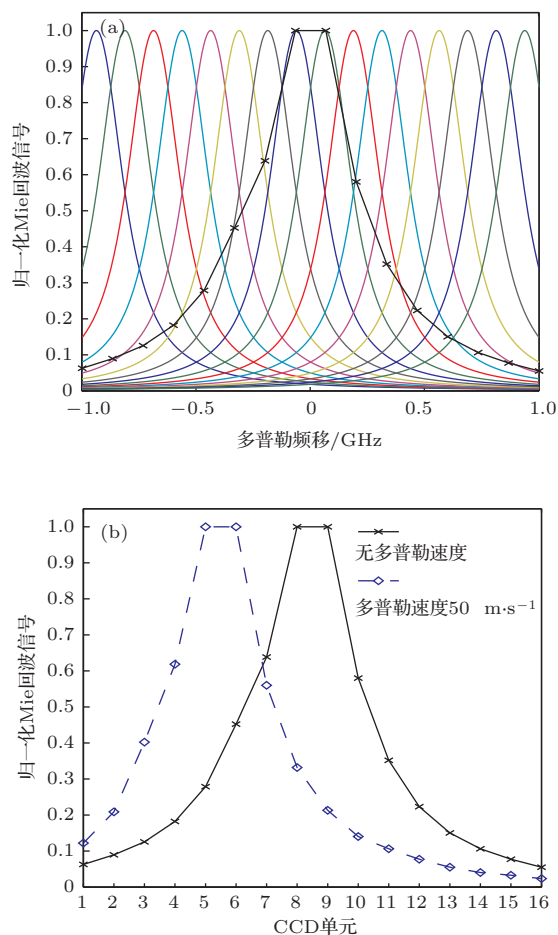


图 3 CCD 各单元上干涉仪透过率曲线及无多普勒速度和多普勒速度 $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的归一化 Mie 回波信号分布 (a) 干涉仪透过率曲线; (b) 无多普勒速度和多普勒速度 $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的归一化 Mie 回波信号分布

3.1.3 CCD 各单元接收光子数

激光雷达向晴空大气发射一定数量的激光脉冲后, 接收望远镜能同时收集到气溶胶散射信号、

大气分子散射信号及背景辐射等. 由于风速测量精度及实时性等要求, 反演每一个高度上的大气风速非常困难, 通常将大气分为若干层, 垂直分辨率一般为0.25—2 km^[31]. CCD单元*i*接收到的Mie后向散射光子数可由下式^[30]得到:

$$N_{\text{Mie}}(i) = \eta N_s \xi \frac{1}{N} \frac{1}{\Delta\lambda} T_{\text{P}}^{\text{Fiz}} T_{\text{Fiz}}(i) S_{\text{tot_Mie}}, \quad (7)$$

式中, η 为探测器的量子效率; N_s 为激光器累积脉冲数; ξ 为小孔截断比, 定义为CCD探测到的光子数与透过干涉仪的光子数之比, 值等于 $2/\pi$; N 为CCD单元数; $T_{\text{P}}^{\text{Fiz}}$ 为干涉仪透过率峰值; $T_{\text{Fiz}}(i)$ 为CCD单元的接收Mie散射信号透过率, 由(6)式计算得到; $S_{\text{tot_Mie}}$ 为发射一个激光脉冲后, 高度 z 处大气总Mie散射回波信号, 由下式^[29]得到:

$$S_{\text{tot_Mie}}(\lambda, z) = \Delta z_{\text{LOS}} T_{\text{RX}} T_{\text{TX}} \frac{E\lambda}{hc} \frac{\pi D^2}{4} T^2(\lambda, z) \frac{\beta_a(\lambda, z)}{R(z)^2}, \quad (8)$$

式中, 有效照射深度 $\Delta z_{\text{LOS}} = \Delta z / \cos(\tilde{\phi})$, Δz 为距离分辨率, $\tilde{\phi}$ 为散射回波信号入射角; T_{TX} 和 T_{RX} 分别为发射和接收光学透过率; E 为发射激光脉冲能量; D 为望远镜口径; $T(\lambda, z)$ 为卫星和高度 z 处大气层之间的单程大气透射率; $\beta_a(\lambda, z)$ 为气溶胶后向散射系数; $R(z)$ 为卫星到大气层的距离. 相关参数见表1.

CCD单元可同时探测到透过干涉仪的Mie散射信号、Rayleigh散射信号、背景辐射及其他噪声等, 在仿真时假设Rayleigh散射光谱在干涉仪的有效光谱范围内且背景辐射在CCD单元上均匀分布. CCD单元*i*接收到的某一高度大气层的分子后向散射总光子数 $N_{\text{Ray}}(i)$ 及背景辐射总光子数 $N_{\text{BKG}}(i)$, 分别由以下两式^[29,30]计算得到:

$$N_{\text{Ray}}(i) = \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} 2\eta N_s \xi \frac{1}{N} \times \left[\frac{\Delta\lambda_{\text{ray}} + \Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\text{FWHM_ray}}} \right] T_{\text{P}}^{\text{Fiz}} S_{\text{tot_ray}}, \quad (9)$$

$$N_{\text{BKG}}(i) = \eta N_s \xi \frac{1}{N} \Delta\lambda_{\text{bkg}}^{\text{Fiz}} T_{\text{P}}^{\text{Fiz}} S_{\text{BKG}}, \quad (10)$$

式中, $\Delta\lambda_{\text{ray}}$ 为干涉仪Rayleigh等效带宽; $\Delta\lambda_{\text{FWHM_ray}}$ 是Rayleigh后向散射光谱半高宽; $\Delta\lambda_{\text{bkg}}^{\text{Fiz}}$ 为背景辐射等效带宽; $S_{\text{tot_ray}}$ 为发射一个激光脉冲, 接收到的高度 z 处总Rayleigh散射回波信号; S_{BKG} 为总背景辐射. 参数设置见表1和表2. $\Delta\lambda_{\text{FWHM_ray}}$ 表示为

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM_ray}} = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{8 \ln(2) k_{\text{B}} T}{(M_{\text{air}}/N_{\text{Avo}})}}, \quad (11)$$

其中, k_{B} 为玻尔兹曼常数, M_{air} 为大气分子质量, N_{Avo} 为阿伏伽德罗常数. 由(11)式可知, $\Delta\lambda_{\text{FWHM_ray}}$ 是波长和温度的函数. 大气常量参数设置见表3.

表3 大气常量参数设置

参 数	标记符号	参考值
光速	c	$2.9979 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
Planck 常数	h	$6.62 \times 10^{-34} \text{ Js}$
玻尔兹曼常数	k_{B}	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$
阿伏伽德罗常数	N_{Avo}	$6 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
大气分子质量	M_{air}	$29 \times 10^{-3} \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$

高度 z 处大气层总Rayleigh散射回波信号 $S_{\text{tot_ray}}$ 由下式^[29]计算得到:

$$S_{\text{tot_ray}}(\lambda, z) = \Delta z_{\text{LOS}} T_{\text{RX}} T_{\text{TX}} \frac{E\lambda}{hc} \times \frac{\pi D^2}{4} T^2(\lambda, z) \frac{\beta_m(\lambda, z)}{R(z)^2}, \quad (12)$$

其中, $\beta_m(\lambda, z)$ 为大气分子后向散射系数. 总背景辐射 S_{BKG} , 其表达式^[29]为

$$S_{\text{BKG}}(\lambda, z) = L_{\text{BKG}}(\lambda) T_{\text{RX}} \frac{\lambda}{hc} \times \frac{2\Delta z_{\text{LOS}}}{c} \left[\frac{\pi\Delta\theta D}{25 \times 4} \right]^2, \quad (13)$$

其中, $L_{\text{BKG}}(\lambda)$ 为白天的地球辐射率,

$$L_{\text{BKG}}(355 \text{ nm}) = 260 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1};$$

$\Delta\theta$ 为接收视场角. (12)和(13)式的相应参数见表1. 因此, Mie通道CCD单元*i*接收到的总光子数为

$$N_{\text{tot}}(i) = N_{\text{Mie}}(i) + N_{\text{Ray}}(i) + N_{\text{BKG}}(i). \quad (14)$$

此外, CCD单元还接收到很小的探测器暗电流等噪声, 本文不再考虑.

3.2 风速反演算法研究

图4为利用参考模式大气(RMA)^[31]和1976美国标准大气得到的355 nm波段的气溶胶和大气分子的后向散射系数/消光系数随高度变化曲线. 由图可知, 气溶胶和大气分子的后向散射系数和消光系数随高度增加而减小^[32,33]; 在5 km以下,

气溶胶后向散射系数和消光系数随高度增加迅速减少, 5 km 以上变缓; 大气分子后向散射系数和消光系数随高度增加以近对数线性关系减少; 在 2 km 以下气溶胶消光系数比大气分子消光系数大, 而 2—20 km 之间则相反, 到 6 km 以上两者相差达 1—2 个量级. 因此, 在 Mie 通道可反演低对流层大气风速, 而在对流层顶及以上, 由于 Mie 回波信号很弱, 干涉条纹重心确定困难.

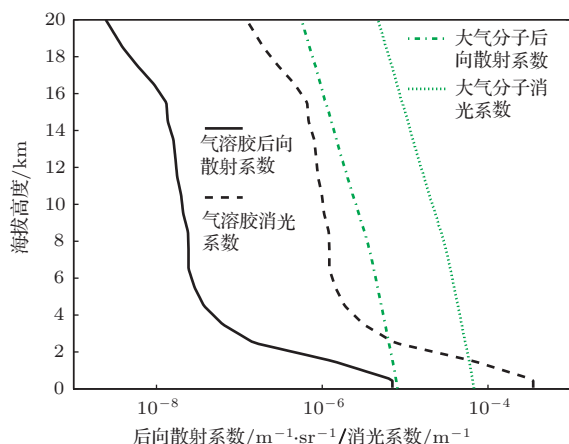


图4 大气分子和气溶胶后向散射系数/消光系数随高度变化

目前利用 Fizeau 干涉仪反演大气风速时, 条纹中心位置确定一般采用最小二乘拟合法、重心法、Voigt 函数拟合法. 它们的优缺点分别为: 最小二乘拟合法假设的条件是风速很小, 重心法误差随速度增大而增大, 因此它们在大风速情况下, 产生较大的误差; 而 Voigt 函数拟合法虽风速反演精度高, 但处理数据复杂费时, 不利于测量数据的实时化处理[24]. 当条纹重心和中心不重合时, 杨春沪等[26]提出修正重心法来提高风速反演精度. 本文在重心法的基础上, 采用文献[29]提出的方法确定条纹重心位置.

假设 Mie 回波信号在所有 CCD 单元上均有分布, 并设置关于 Rayleigh 散射信号和背景辐射的阈值, 当 CCD 各单元上接收到的信号低于该阈值, 无法检测条纹重心, 否则通过下式来获得条纹重心:

$$L_c = \frac{\sum_{k=i_{\max}-2}^{i_{\max}+2} k N'_{\text{tot}}(k)}{\sum_{k=i_{\max}-2}^{i_{\max}+2} N'_{\text{tot}}(k)}, \quad (15)$$

式中, $i_{\max}$ 为检测到的 Mie 回波信号峰值所在的单元. 由(16)式可知, 本文仿真时, 当大气风速大于 $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 即 $i_{\max} < 2$ 或 $i_{\max} > 14$ 时, 利用该方

法无法确定条纹重心. 假设无多普勒速度时, 条纹重心在 CCD 第 8.5 个单元附近, 则大气视线风速 v_{LOS} 可由下式计算得到:

$$v_{\text{LOS}} = -(L_c - 8.5) \times v_{\text{USR}}/16, \quad (16)$$

其中, v_{USR} 为 CCD 16 个单元对应的大气视线风速, 当有效光谱范围 USR 为 1502 MHz, $v_{\text{USR}} = 266.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 因此, HLOS 风速 v_{HLOS} 的表达式为

$$v_{\text{HLOS}} = \frac{v_{\text{LOS}}}{\sin(\phi)}. \quad (17)$$

4 结果分析

4.1 无线电探空数据集建立

研究实际大气情况下风速测量误差需要高垂直分辨率的温度、风速及后向散射系数/消光系数廓线, 目前没有星载激光多普勒测风雷达实测资料, 而无线电探空资料只能给出温度、压强、风速、湿度廓线, 没有气溶胶、云等垂直分布信息及相应的后向散射系数/消光系数廓线, 文献[31]研究了利用 RS92 探空资料和 RMA 的气溶胶资料建立高垂直分辨率后向散射系数/消光系数廓线的方法, 流程图如图 5 所示. 所使用的原始资料为 De Bilt (52.1007°N , 5.1774°E) 地区 2007 年全年的 RS92 探空资料 (12 UTC), 该资料的有效天数为 307 d, 其中 271 d 的探测高度超过 20 km, 占 88.3%, 晴空天数为 80 d, 有云天数为 227 d. 建立的无线电探空数据集包含了温度、压强、相对湿度、风速及大气分子/气溶胶/云后向散射系数和消光系数等参数.

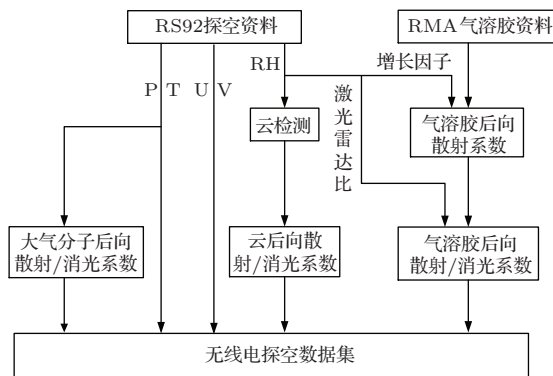


图5 无线电探空数据集建立流程图

图 6 为无线电探空数据集中 2007 年 12 月 27 日温度、压强、风速、相对湿度、大气分子、气溶胶、云等参数随高度变化曲线. 图 6(a) 和 (b) 分别为温度、

压强随高度变化曲线. 图 6(c) 为纬向风速(U)和经向风速(V)随高度变化曲线, 可以用来验证激光多普勒测风雷达的风速反演结果. 图 6(d) 为利用文献 [34] 提出的改进相对湿度阈值法得到的云检测结果, 由图可知, 当日有三层云存在, 从下往上其云底(云顶)高分别为 0.1 (2.1) km, 4.9 (7.9) km 和 8.9 (12.1) km, 通过云检测可以有效区分晴空和有云. 图 6(e) 为大气分子后向散射系数(β_m)、大气分子消光系数(α_m)、气溶胶后向散射系数(β_a)和气溶胶消光系数(α_a)随高度变化曲线, 其中, 大气分子的后向散射系数和消光系数是利用探空资料提供的温度和压强参数计算得到; 气溶胶后向散射系数是在 RMA 气溶胶资料的基础上通过湿度修正得到的; 用于计算气溶胶消光系数的激光雷达比考虑了研究地区的气溶胶类型和相对湿度 [31]; 需要注意的是云形成过程中, 气溶胶粒子起着凝结核、凝华核和冻结核的作用, 导致云内气溶胶粒子浓度非常低, 因此本文将云内的气溶胶后向散射系数和消光系数分别设为 $10^{-10} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ 和 10^{-10} m^{-1} . 图 6(f) 为大气分子后向散射系数(β_m)、大气分子消光系数(α_m)、气溶胶+云后向散射系数(β_{a+cld})和

气溶胶+云消光系数(α_{a+cld})随高度变化曲线, 其中云的后向散射系数和消光系数是在考虑云的类型和高度的基础上根据模式结果给出, 云的存在将会严重改变大气消光系数垂直分布廓线, 并对多普勒频移提取产生影响, 进而影响测风精度. 高垂直分辨率无线电探空数据集的建立为仿真研究激光多普勒测风雷达的风速反演误差和验证风速反演算法奠定了基础.

4.2 风速误差与检测概率

Mie 通道信噪比 SNR 的表达式 [29] 为

$$\text{SNR} = 10 \log \times \left[\frac{N_{\text{Mie}}}{\sqrt{N_{\text{Mie}} + N_{\text{Ray}} + N_{\text{BKG}} + N \cdot (N_{\text{Noise}}^2 + N_{\text{DC}}^2)}} \right] \quad (18)$$

采用 Monte-Carlo 方法对关于信噪比 SNR 的 HLOS 风速误差和检测概率进行仿真研究, 其结果如图 7 所示. 由图可知, 随信噪比增加, 风速误差减小而检测概率增大, 直至 100%. 因此, 为反演得到更精确的 HLOS 风速, 信噪比越大越好.

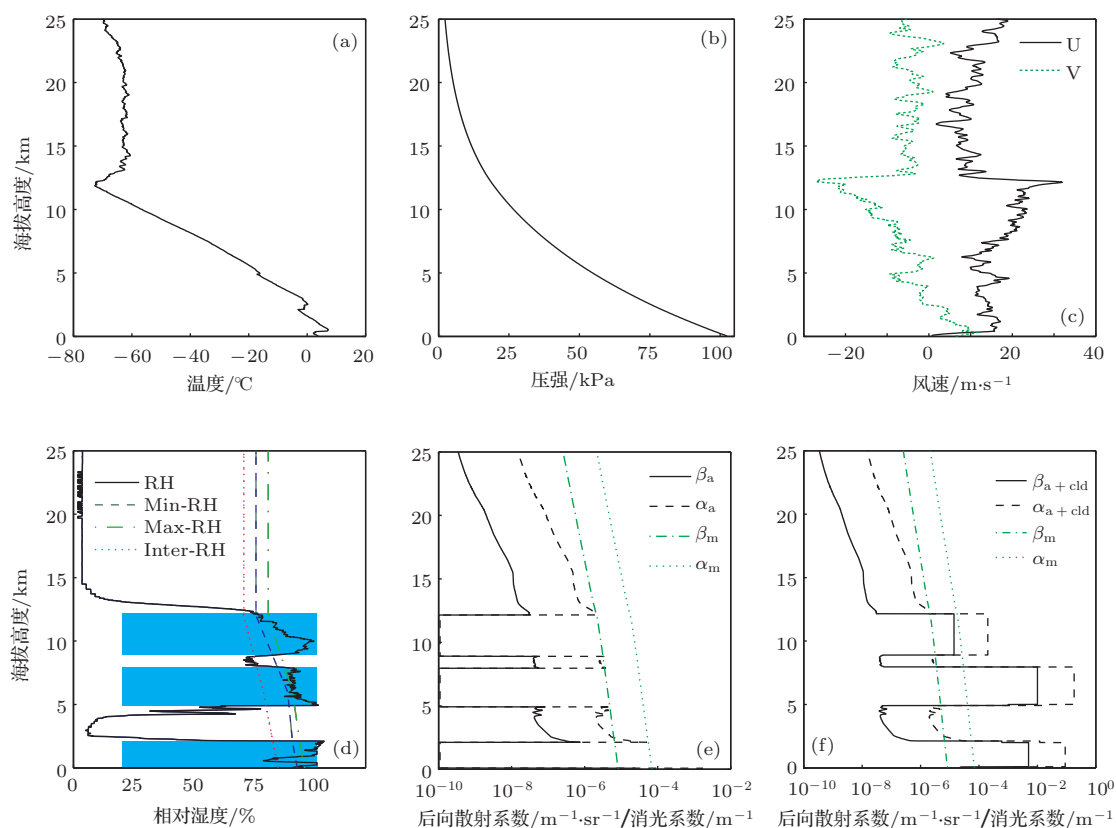


图 6 2007 年 12 月 27 日温度、压强、风速、大气分子/气溶胶/云后向散射和消光系数等参数随高度变化

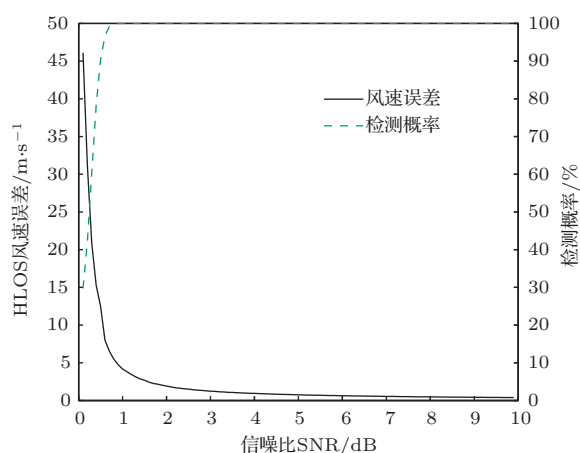


图7 HLOS 风速误差和检测概率随 SNR 的变化

4.3 风速反演分析

本节将建立的无线电探空数据集应用于仿真系统, 并进行 Mie 通道风速误差统计分析. 由于无线电探空数据集建立时, 考虑了相对湿度对气溶胶后向散射系数和消光系数的影响, 并进行了云检测, 因此本节将分析气溶胶和云对 Mie 通道风速反演的影响.

若大气垂直分层如下: 高度 0—2 km 为 0.5 km; 高度 2—16 km 为 1 km; 高度 16—30 km 为 2 km^[35]. 图 8 为应用无线电探空数据集所有有效数据 (包含晴空和有云) 获得的 Mie 通道 HLOS 风速反演误差及其标准差的统计结果, 其中图 8(a) 为 HLOS 风速误差, (b) 为 HLOS 风速标准差. 由图

可知, 在 Mie 通道, 除两个分层外, 其他分层反演的 HLOS 风速误差均小于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; HLOS 风速标准差随高度升高而增大, 最大超过 $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 在 Mie 通道 HLOS 风速反演依赖于气溶胶粒子的散射, 气溶胶浓度随海拔高度增加而减少, 因此对流层 2 km 以下, Mie 通道反演的 HLOS 风速误差及其标准差较小. 在 3—12 km 之间, 同样可反演得到 HLOS 风速, 但是风速标准差增大, 其原因可能有两个: 一是分层尺度比低对流层大, 信号累积时间变长增加了信噪比; 二是激光波束可能穿过了某些薄云 (如卷云), 使 Mie 回波信号增强. 在 12 km 以上, 由于气溶胶的浓度和云发生概率均很小, Mie 通道无法反演得到 HLOS 风速. 图 8(b) 中, 在 14 km 左右有两个分层的风速标准差为 $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 主要是由于这两个分层仅得到了一次有效 HLOS 风速.

本文仿真采用的激光波长为 355 nm, 其在大气中传播时衰减严重且无法穿透水云, 可能导致测风误差增大. 因此, 需要考虑大气气溶胶和云的分布可能对激光多普勒雷达测风的影响. 图 9 为大气垂直分层尺度 1 km 时, RMA 模式 (相对湿度小于 30%, 不考虑气溶胶吸湿作用)、无线电探空 + 无云 (仅考虑气溶胶吸湿作用) 和无线电探空 + 云 (同时考虑气溶胶吸湿作用和云) 三种情况下 Mie 通道反演的 HLOS 风速最大偏差和标准差的统计结果. 由图可知, 当考虑气溶胶吸湿作用或云时, 高度 15 km 以下, Mie 通道反演的 HLOS 风速最大偏

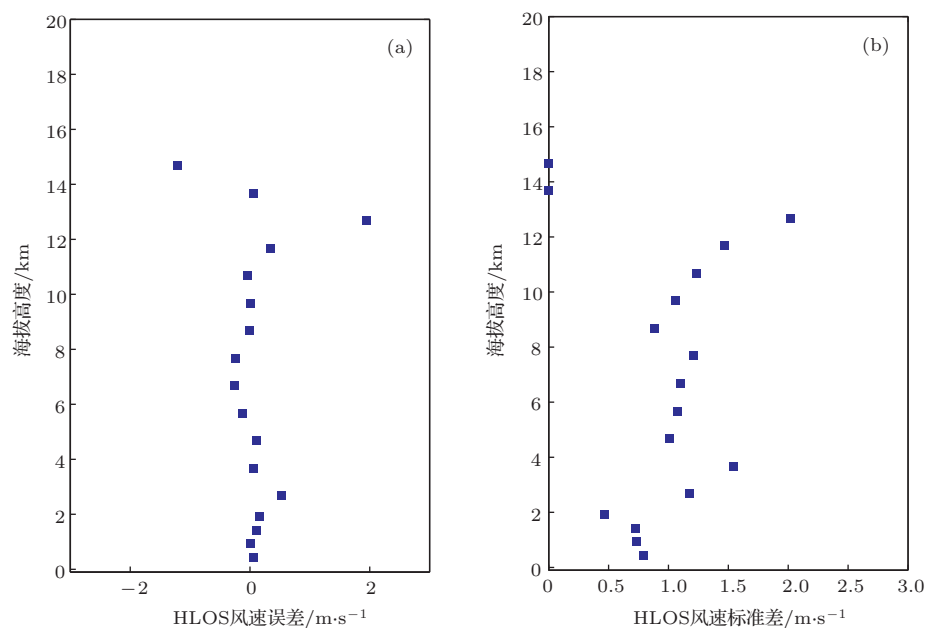


图8 Mie 通道 HLOS 风速误差及标准差随高度变化 (a) HLOS 风速误差; (b) HLOS 风速标准差

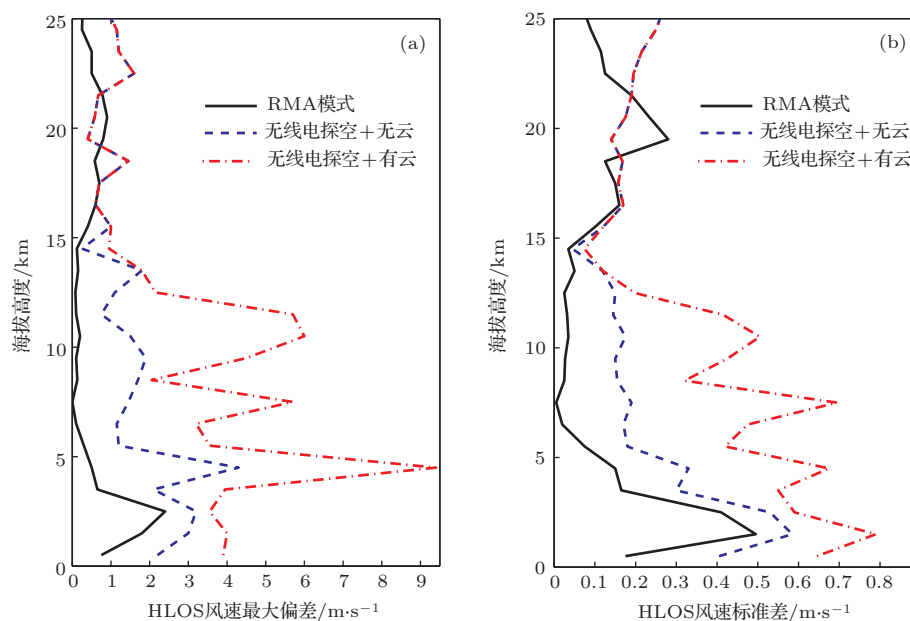


图9 Mie通道HLOS风速最大偏差及标准差随高度变化(大气垂直分层为1 km) (a) HLOS风速最大偏差; (b) HLOS风速标准差

差和标准差均增大; 三种情况下, HLOS最大偏差(标准差)极值分别为 $2.4(0.49) \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $4.3(0.58) \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $9.4(0.79) \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 因此, 星载激光多普勒测风雷达的风速反演必须考虑气溶胶和云的分布, 文献[31]已深入研究了大气垂直不均匀性对星载激光多普勒测风雷达测风精度的影响, 本文将不再讨论.

5 结 论

本文利用Fizeau干涉仪和连续双通道F-P标准具设计了测量整层大气风速廓线的星载激光多普勒测风雷达系统, 重点研究了基于Fizeau干涉仪测风技术的Mie通道信号获取及其风速反演算法, 最后利用无线电探空数据集仿真结果统计分析了Mie通道反演的HLOS风速误差. 仿真和统计结果表明: Mie通道可反演低对流层大气HLOS风速; 风速误差随信噪比增加而减小; 反演的HLOS风速误差小于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 风速标准差随高度升高而增大, 最大超过 $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; 气溶胶和云的分布导致反演的HLOS风速最大偏差和标准差增大. 本文的研究工作为进一步开展大气不均匀性对星载激光多普勒测风精度的影响奠定了基础, 并为发展我国的星载激光雷达测风技术提供了依据.

感谢荷兰皇家气象协会 Marseille 博士和爱因霍芬科技大学 Houchi 博士提供的帮助和支持.

参考文献

- [1] Gruber C, Haimberger L 2008 *Meteorol. Z.* **17** 631
- [2] Du J, Ren D M, Zhao W J, Qu Y C, Chen Z L, Geng L J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024211
- [3] Flesia C, Korb C L 1999 *Appl. Opt.* **38** 432
- [4] Abreu V J 1979 *Appl. Opt.* **18** 2992
- [5] McGill M J, Skinner W R, Irgang T D 1997 *Appl. Opt.* **36** 1253
- [6] Tang L, Wang Y T, Shu Z F, Dong J H, Wang G C, Xu W J, Hu D D, Chen T D, Dou X K, Sun D S, Cha H 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 114207
- [7] Tang L, Wang C R, Wu H B, Dong J H 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 014213
- [8] Chanin M L, Garnier A, Hauchecorne A, Porteneuve J 1989 *Geophys. Res. Lett.* **16** 1273
- [9] McGill M J, Skinner W R, Irgang T D 1997 *Appl. Opt.* **36** 1928
- [10] Souprayen C, Garnier A, Hertzog A 1999 *Appl. Opt.* **38** 2422
- [11] Gentry B M, Chen H 2002 *Proceedings of SPIE* **4484** San Diego, CA, July 29, 2001 p74
- [12] Weissmann M, Busen R, Dörnbrack A, Rahm A, Reitebuch O 2005 *J. Atmos. Ocean. Technol.* **22** 1706
- [13] Reitebuch O, Lemmerz C, Nagel E, Paffrath U, Durand Y, Endemann M, Fabre F, Chaloupy M 2009 *J. Atmos. Ocean. Technol.* **26** 2501
- [14] Reitebuch O, Werner C, Volkert H, Dabas A, Delville P, Flamant P H, Drobinski P, Richard E <http://elib.dlr.de/10517/1/reitebuch.pdf> [2013-12-9]
- [15] Marksteiner U, Reitebuch O, Rahm S, Nikolaus I, Lemmerz C, Witschas B 2011 *Proceedings of SPIE* **8182** Prague, Czech Republic, September 19, 2011 81820J
- [16] Schillinger M, Morancais D, Fabre F, Culoma J 2003 *Proceedings of SPIE* **4881** Crete, Greece, September 23, 2002 p40

- [17] Endemann M, Dubock P, Ingmann P, Wimmer R, Morancais D, Demuth D 2004 *Proceedings of 22nd International Laser Radar Conference (ILRC)* Matera, Italy, July 12–16, 2004 p953
- [18] Stoffelen A, Marseille G J, Bouttier F, Vasiljevic D, Haan S D, Cardinali C 2006 *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **132** 1927
- [19] Straume-Lindner A G, Ingmann P 2007 *Proceedings of International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)* Barcelona, Spain, July 23–28, 2007 p4969
- [20] Tan D G H, Andersson R, Kloe J D, Marseille G J, Stoffelen A, Poli P, Denneulin M L, Dabas A, Huber D, Reitebuch O, Flamant P, Rille O L, Nett H 2008 *Tellus* **60A** 191
- [21] Liu Z S, Wu D, Liu J T, Zhang K L, Chen W B, Song X Q, Hair J W, She C Y 2002 *Appl. Opt.* **41** 7079
- [22] Sun D S, Yang Z, Fang J X 2003 *Chin. J. Lasers* **30** 943 (in Chinese) [孙东松, 杨昭, 方建兴 2003 中国激光 **30** 943]
- [23] Liu J Q, Chen W B, Hu Q Q 2004 *Chin. J. Atmos. Sci.* **28** 762 (in Chinese) [刘继桥, 陈卫标, 胡企铨 2004 大气科学 **28** 762]
- [24] Shen F H, Sun D S, Chen M, Xia H Y, Dong J J, Wang B X, Zhong Z Q, Zhou X L 2006 *Infrared Laser Eng.* **35** 691 (in Chinese) [沈法华, 孙东松, 陈敏, 夏海云, 董晶晶, 王邦新, 钟志庆, 周小林 2006 红外与激光工程 **35** 691]
- [25] Xiao H Y, Sun D S, Yang Y H, Shen F H, Dong J J, Kobayashi T 2007 *Appl. Opt.* **46** 7120
- [26] Yang C H, Shen F H, Song D S 2009 *Laser & Infrared* **39** 724 (in Chinese) [杨春沪, 沈法华, 孙东松 2009 激光与红外 **39** 724]
- [27] Shen F H, Shu Z F, Sun D S, Wang Z C, Xue X H, Chen T D, Dou X K 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 060704 (in Chinese) [沈法华, 舒志峰, 孙东松, 王忠纯, 薛向辉, 陈廷娣, 窦贤康 2011 物理学报 **60** 060704]
- [28] Shen F H, Shu Z F, Sun D S, Wang Z C, Xue X H, Chen T D, Dou X K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 030702 (in Chinese) [沈法华, 舒志峰, 孙东松, 王忠纯, 薛向辉, 陈廷娣, 窦贤康 2012 物理学报 **61** 030702]
- [29] Marseille G J, Stoffelen A 2003 *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **129** 3079
- [30] Kloe J D, Marseille G J, Stoffelen A 2009 http://www.knmi.nl/publications/fulltexts/vamp_tn3_v0_3_20090421.pdf [2014-03-11]
- [31] Sun X J, Zhang R W, Marseille G J, Stoffelen A, Donovan D, Liu L, Zhao J 2014 *Atmos. Meas. Tech. Discuss.* **7** 1393
- [32] Zhang G X, Zhao Y F, Zhang Y C, Zhao P T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7390 (in Chinese) [张改霞, 赵曰峰, 张寅超, 赵培涛 2008 物理学报 **57** 7390]
- [33] Liu H T, Chen L F, Su L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 064204 (in Chinese) [刘厚通, 陈良富, 苏林 2011 物理学报 **60** 064204]
- [34] Zhang J Q, Chen H B, Li Z Q, Fan X H, Peng L, Yu Y, Cribb M 2010 *J. Geophys. Res.* **115** D00K30
- [35] ESA Communication Production Office, Clissold P http://esamultimedia.esa.int/docs/SP-1311_ADM-Aeolus_FINAL_low-res.pdf [2014-03-11]

Simulation of frequency discrimination for spaceborne Doppler wind lidar (I): Study on the retrieval of atmospheric wind speed for Mie channel based on Fizeau interferometer^{*}

Zhang Ri-Wei¹⁾ Sun Xue-Jin^{1)†} Yan Wei¹⁾ Liu Lei¹⁾ Li Yan¹⁾²⁾
Zhao Jian¹⁾ Yan Wan-Xiang¹⁾ Li Hao-Ran¹⁾

1) (College of Meteorology and Oceanography, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101, China)

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

(Received 25 December 2013; revised manuscript received 2 April 2014)

Abstract

System structure of spaceborne Doppler wind lidar is investigated. Simulation system of frequency discrimination is built based on Fizeau interferometer. The wind retrieval algorithm of Mie channel is simulated and studied. The horizontal line-of-sight (HLOS) wind error is analysed using the simulated result of the radiosonde dataset. The result shows that the wind speed of lower troposphere can be retrieved in Mie channel based on Fizeau interferometer. The average values of HLOS wind error deviation and standard deviation in lower troposphere are less than $1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, respectively. Distributions of aerosol and cloud have an influence on wind error for spaceborne Doppler wind lidar, and the maximum wind deviation will increase twice.

Keywords: Doppler wind lidar, frequency discrimination, Fizeau interferometer, wind speed

PACS: 07.07.Df, 42.62.-b, 42.68.Wt, 92.60.Gn

DOI: 10.7498/aps.63.140702

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41205125).

[†] Corresponding author. E-mail: SUNXJ2013@sina.cn