

测风激光雷达鉴频器的性能研究

刘延文, 孙学金, 张传亮, 李绍辉
(国防科技大学气象海洋学院, 江苏 南京 211101)

摘要: F-P 标准具作为测风激光雷达 Rayleigh 通道的鉴频器, 其性能决定了测风精度和测风激光雷达的性能, F-P 标准具通过将频率变化转化为能量变化来进行鉴频, 不同频率的回波信号具有不同的透过率, 但标准具的透过率受到诸多因素的影响, 文章从 Airy 曲线出发, 研究了不同因素对标准具透过率的影响, 峰值透过率随不同因素的变化规律和变化速率, 为测风激光雷达的仿真、设计和研究仪器测量误差提供参数依据。

关键词: 标准具; 透过率; 峰值透过率

中图分类号: TN249 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-5078.2018.02.007

Study on the performance of Doppler wind lidar discriminator

LIU Yan-wen, SUN Xun-jin, ZHANG Chuang-liang, LI Shao-hui

(College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Nanjing 211101, China)

Abstract: As an optical frequency discriminator for the Rayleigh channel of the Doppler wind lidar, the performance of F-P etalon determines the accuracy of the wind measurement and the performance of the Doppler wind lidar. The F-P etalon converts the frequency change into energy change for frequency discrimination, echo signals with different frequencies have different transmittances, and the transmittance of the etalon is affected by many factors. From the Airy curve, the influence of different factors on the transmittance of the etalon is studied, and the change rule of peak transmittance with different factors is obtained. It provides the parameter basis for the simulation, design and the measuring error of Doppler wind lidar.

Key words: F-P interferometer; transmittance; peak transmittance

1 引言

风是表征大气运动状态的重要的气象要素,影响着大气能量循环,化学污染物的扩散,以及水汽和气溶胶粒子输送,更是大气环流的根本动力,对天气和气候有着重要的影响。由于洋面和沙漠地区风场资料的缺失在一定程度上影响了数值天气预报的预报结果,其主要原因在于无法提供全球高精度的风场初始值。风还和人类的生活息息相关,对飞机起飞和军事活动都有重要的影响,然而获取全球风场是一件非常具有挑战的事。海洋上空的风场探测主要依赖于星载仪器,根据探测得到的气压场和地转风调整理论,间接得到风场信息。但地转理论在热

带地区并不适用,所以需要直接探测资料来对大气流动有更精确的认识和分析。当前能够进行大气廓线探测的仪器有无线电探空仪、微波雷达、多普勒声雷达探空火箭和多普勒激光雷达等。无线电探空仪是探测风场垂直廓线的最主要的探测系统,其通过雷达追踪探空气球的位置,根据气球随时间的位移来获取风廓线,然而根据欧空局报道,近年来无线电探空网正在不断弱化^[1];微波风廓线雷达因为波长较长的原因,无法和大气分子及气溶胶粒子相互作用产生回波,导致在晴空条件或气溶胶粒子浓度较低时,会形成探测盲区;多普勒雷达主要是对边界层的风场进行探测,探测范围是从几十米到一公里

作者简介: 刘延文(1993-),男,硕士研究生,研究方向为大气辐射与遥感。E-mail:liuyw@yeah.net

通讯作者: 孙学金(1964-),男,教授,研究方向为大气遥感及大气物理。E-mail:SUNXJ2013@sina.cn

收稿日期: 2017-05-31

左右,可以探测风廓线、大气湍流和污染物扩散等,但受其探测范围的限制,多普勒雷达一般不用于遥感探测;探空火箭是探测 25 ~ 60 km 高空风场的有效工具,但由于安全性和成本等问题,火箭探空站的数目和发射次数都有限。

多普勒激光雷达使用激光作为其载波信号,通过测量大气中随风场移动的气溶胶和分子后向散射信号的多普勒频移,来实现晴空条件下大气风场的探测,星载激光雷达是目前实现全球风场高精度探测的最佳方案^[2]。相比于其他探测设备,多普勒激光雷达有较高的时间分辨率、空间分辨率和探测精度,而且探测范围广,响应速度快,可以得到三维风场信息^[3]。欧空局的 ADM-Aeolus 卫星计划于 2018 年 1 月 5 日发射,其搭载的 ALADIN 激光雷达主要用于探测全球大气风场(ESA, 2016)。作为星载多普勒测风雷达 Rayleigh 通道的鉴频器,F-P 标准具的透过率直接影响了测量精度和激光雷达的系统性能,所以透过率曲线校准参量十分重要,主要包括:峰值透过率、峰值位置、半高全宽、自由谱间距和有效反射率等^[4-6],而标准具的透过率将会影响速度灵敏度,进而会影响测风精度,本文基于测风激光雷达的原理和 F-P 标准具的透过率函数,将分析不同因素对 F-P 标准具透过率和峰值位置的影响和峰值透过率随不同因素的变化规律。

2 测风原理

多普勒测风激光雷达是主动遥感仪器,激光雷达向大气中发射激光脉冲并接收大气各层的后向散射信号,测量出回波信号中由于大气分子和气溶胶粒子与遥感仪器的相对运动造成的多普勒频移,分子和气溶胶粒子的平均运动速度等于探测体积内的风速,根据获取的多普勒频移算出径向风速:

$$\nu_{LOS} = \frac{\nu_d \lambda}{2} \quad (1)$$

式中, ν_d 为多普勒频移; ν_{LOS} 为探测目标与系统的相对运动速度; λ 为波长。从式(1)可以看出,目标物的多普勒频移与两个因素有关:一是目标物的运动速度;二是激光雷达的工作波长。当波长选定后,多普勒频移就只和目标的运动速度有关。

测风激光雷达接收到的回波信号包括分子后向散射信号和气溶胶粒子后向散射信号,分子布朗运动引起了后向散射信号的多普勒展宽,所以分子的后向散射信号的光谱比气溶胶后向散射信号的光谱宽很多,分子整体的平均运动速度引起了后向散射信号的多普勒频移,通过边缘技术获取分子后向散射信号的多普勒频移,边缘技术包括单边缘技术和双边缘技术,这两种技术的原理

相同,但双边缘技术的精度比单边缘技术的精度高 1.6 倍^[3],双边缘技术利用双通道的 F-P 标准具,将大气分子的后向散射信号中的多普勒频移转化为两个边缘通道上的能量变化,通过测量回波信号分别通过两个通道后的光强,便可以反演出回波信号的多普勒频移,根据光的多普勒效应,就可以计算出径向风速。

双边缘技术所用的 F-P 标准具是由两块平行的平板玻璃构成,中心以一定间隔分开,通过改变平板上镀膜厚度将其分为两个通道,两个通道的分辨率、精度、频谱分布形状相同,但最大透过率对应的中心频率不相同,具有一个固定的频率间隔,其值与干涉仪周围的温度涨落无关,且它们的透过率曲线具有陡峭的边缘,不同频率的光透过后强度会有较大的差别,如图 1 所示,F-P 标准具具有两个边缘通道(两侧实线)和一个锁频通道(虚线),两个边缘通道分别位于回波信号谱线(中间实线)的两侧且斜率相反,将两个透射率曲线交叉位置所对应的频率作为参考光频率,当回波信号(点划线)的频率等于参考光频率时,回波信号分别通过 F-P 标准具的两个通道后的光强相等。激光雷达的发射频率等于参考频率,所以在径向风速为零时,多普勒频移为零,回波信号分别通过 F-P 标准具的两个通道后的光强相等,当径向风速不为零时,回波信号频率与激光发射频率不相等,产生多普勒频移,回波信号分别通过 F-P 标准具的两个通道后,两个边缘通道的透过率会发生明显的变化,一个通道的光强将会增大,而另一个通道的光强将会减小,因此,可以利用回波信号通过两个通道后的能量差异计算多普勒频移,然后利用公式(1)求出风速。

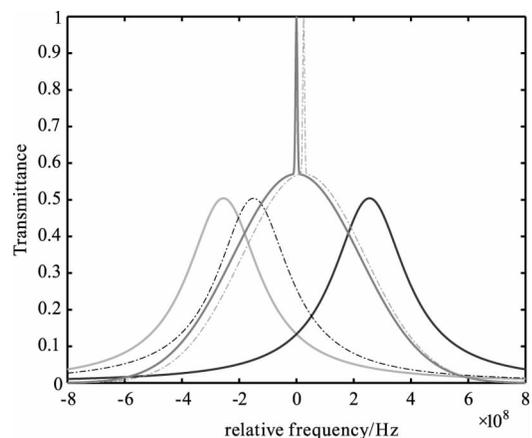


图 1 双边缘技术原理

Fig. 1 Schematic of double-edge technique

多普勒激光雷达通过检测回波信号的频移量来计算风速,而回波信号的频移由两部分组成,一

是发射激光频率的漂移和抖动,二是随大气运动的分子造成回波信号频率变化,后者是探测径向风速所需要的部分,而前者则为叠加在准确值上的误差,出射激光的频率会随外界的温度变化发生连续的频移,当温度变化 1 K 时频率变化可以达到 1 GHz,和径向风速为 180 m/s 时的频移相当^[7],连续 3 h 的观测引起的温度变化可以达到 1.5 K,其频移量级与风场产生的频移量级相当,会使探测结果失真,加入锁频通道就是为了追踪出射激光的频率,消除出射激光频移对测风精度的影响,由于在标准具透过率曲线半宽点处的速度灵敏度最大,所以锁频通道的半宽点处对应的频率与发射激光的频率相等。

若两个标准具输出信号强度分别为 N_1 和 N_2 ,将 N_1 和 N_2 的差和比定义为接收器的响应函数 $R(z, \theta)$ ^[11] :

$$R = \frac{CN_1(z, \theta) - N_2(z, \theta)}{CN_1(z, \theta) + N_2(z, \theta)} \quad (2)$$

式中, z 为高度; θ 为径向与 z 轴的夹角; C 为因通道 1 和通道 2 不平衡而引起的修正因子,不随方向和高度变化。响应函数廓线反映了回波信号相对标准具透过率曲线的频率位置的改变,利用系统标定函数与大气温度廓线,可以计算出不同高度的多普勒频移,因此,根据公式(1)求出径向风速。

由于双边缘技术是将频率变化转化为能量变化,从而通过能量变化反演出频移量,而 F-P 标准具就是将频率变化转化为能量变化的器件,径向风速测量精度极大地依赖于标准具的透过率曲线,主要包括峰值透过率、透过率峰值所对应的频率,半高全宽、自由谱间距和反射率等,所以 F-P 标准具的透过率的变化会引起风速测量的误差, F-P 标准具的透射曲线的一个定量描述关系式为:当透射率变化 1% 时,对应的频率变化为 33.3 MHz,对应的风速测量误差为 6 m/s^[8]。

3 F-P 标准具透过率函数

3.1 理想状况下的透过率函数

理想状况下标准具的透过率用 Airy 函数来表示:

$$h(\nu) = \tau^2 [1 - 2R \cos(\frac{2\pi\nu c \cos\theta}{\nu_{FSR}})]^{-1} \quad (3)$$

式中, τ 和 R 分别表示 F-P 标准具镀膜玻璃平板的透过率与反射率; ν 为频率; θ 为入射光与标准具反射表面的法线的夹角; $\nu_{FSR} = c/2nd$ 为干涉仪自由谱间距,即两个相邻峰值之间的频率差^[9],如图 2 所示, c 为真空中的光速; d 是标准具的腔长; n 为标准具平板间介质的折射率。

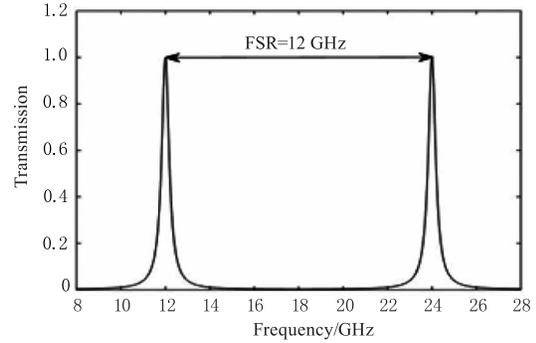


图2 F-P 标准具的透过率与相位差的关系

Fig. 2 Transmission of F-P etalon versus phase difference

将式(3)进行转换得到:

$$h(\nu) = \frac{\tau^2}{1 - R^2} [1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2(\frac{2\pi nd\nu}{c} \cos\theta)]^{-1} \quad (4)$$

根据能量守恒定律 $R + \tau = 1$, 所以透过率函数转换为:

$$h(\nu) = \frac{1}{1 + R} [1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2(\frac{2\pi nd\nu}{c} \cos\theta)]^{-1} \quad (5)$$

3.2 平板的吸收损耗的影响

标准具平板上的金属膜对光有吸收作用,假设金属膜的吸收率为 A ,根据能量守恒定律: $R + A + \tau = 1$, 所以透过率函数可以改写为:

$$h(\nu) = T_p \left(\frac{1 - R}{1 + R}\right) \cdot [1 + \frac{4F_e^2}{\pi^2} \sin^2(\frac{2\pi nd\nu}{c} \cos\theta)]^{-1} \quad (6)$$

式中, $T_p = [1 - A/(1 - R)]^2$ 为干涉仪的峰值透过率, $F_e = \pi R^{1/2}/(1 - R)$ 是标准具的有效精细度,即标准具自由谱间距和透过率曲线的半高全宽(FWHM)之比,是反射率 R 的函数,其物理意义为干涉条纹的锐利程度^[9]。

3.3 光束发散角对透过率的影响

在利用边缘技术对风速进行探测时,通常理论推导和设计都是在入射光为平行光且为单色光的假设下进行的,但是实际情况中不可能满足这个条件,虽然收到回波信号后,会进行准直和滤光处理,但进入鉴频器的入射光还是具有一定的发散角。假设入射到标准具的光的发散角为 $2\theta_0$, 则经过 F-P 标准具后的透过率函数为:

$$h_1(\nu) = \frac{\int_0^{2\theta_0} h(\nu) \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{2\theta_0} \sin(\theta) d\theta} \quad (7)$$

为方便处理,将式(6)化为级数表达式^[10]:

$$h(\nu) = T_p \left(\frac{1 - R}{1 + R}\right) [1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \cos\theta)] \quad (8)$$

将式(8)代表式(7)得到发散角为 $2\theta_0$ 的入射

光的透过率函数:

$$h_1(\nu) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos \left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2} \right) \sin \left(\frac{2n\nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2} \right) \frac{\nu_{FSR}}{\nu(1 - \cos\theta_0)} \right] \quad (9)$$

利用非归一化辛格函数 $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$ 将式

(9) 转化为:

$$h_1(\nu) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos \left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2} \right) \text{sinc} \left(\frac{2n\nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2} \right) \right] \quad (10)$$

3.4 回波谱宽的影响

现实中并不存在真正的单色光,且经过大气的散射后会使得激光具有一定的展宽,假设入射光谱宽呈高斯分布:

$$f(v, v') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta v_l} \exp \left(-\frac{(v' - v)^2}{2\Delta v_l^2} \right), \quad \Delta v_l = \frac{\Delta v_{FWHM}}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (11)$$

其中, v 为入射光的中心频率; Δv_{FWHM} 为入射光频谱的半高全宽,则透过标准具后的透过率函数为:

$$h_2 = h_1 \otimes f(v, v') \quad (12)$$

其中,符号“ \otimes ”表示为卷积,从而得到透过率函数为:

$$h_2(v) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos \cdot \left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2} \right) \text{sinc} \left(\frac{2n\nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2} \right) \cdot \exp \left[-\left(\frac{\pi n \Delta v_l}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2} \right)^2 \right] \right\} \quad (13)$$

3.5 标准具平板缺陷对透过率的影响

为了得到高精度的测风结果,激光雷达对标准具的表面平整度有着极高的要求,但实际中干涉仪的表面不可能做到严格平整,在加工过程中存在一定的缺陷,设 σ 为平板缺陷的标准差,假设由于干涉仪缺陷造成的腔长误差 Δd 服从高斯分布:

$$f(\Delta d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left(-\frac{\Delta d^2}{2\sigma^2} \right) \quad (14)$$

式中, σ 表示干涉仪表面的平整程度,数值越大表示干涉仪表面越不平整; Δd 为干涉仪腔长的改变量。由此可以计算得到考虑缺陷因子后的透过率函数:

$$h_3(\nu) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h_2(\Delta d) f(\Delta d) d(\Delta d)}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(\Delta d) d(\Delta d)} \quad (15)$$

将公式(13)和公式(14)代入公式(15)中得到:

$$h_3(\nu) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos \cdot \right.$$

$$\left. \left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2} \right) \cdot \text{sinc} \left(\frac{2n\nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2} \right) \cdot \exp \left[-\left(\frac{\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2} \right)^2 (\Delta v_l^2 + \left(\frac{\sigma}{d} \right)^2) \right] \right\} \quad (16)$$

3.6 平板夹角对透过率的影响

理想 Fabry-Perot 标准具由两个完全平行平板组成,当平行光入射时,出射光会产生干涉条纹^[9]。但在加工过程中或在后期使用中很难保证两平板处于严格意义上平行,而存在一个很小的角度,这对透过率也会产生一定的影响,该角度用 ϕ 来表示,并假设干涉仪的玻璃板为圆形,半径为 r ,则由于两平板不平行而造成的干涉仪腔长误差的归一化分布函数为:

$$f(\Delta d) = \frac{2}{\pi\phi r} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta d}{\phi r} \right)^2} \quad (17)$$

考虑干涉仪两平板不平行后的透过率函数为:

$$h_4(v) = \frac{\int_{-\beta r}^{+\beta r} h_3(v, \Delta d) f(\Delta d) d(\Delta d)}{\int_{-\beta r}^{+\beta r} f(\Delta d) d(\Delta d)} \quad (18)$$

则考虑干涉仪两平板不平行后的透过率分布函数:

$$h_4(v) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos \cdot \left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2} \right) \text{sinc} \left(\frac{2n\nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2} \right) \cdot \exp \left\{ -\left(\frac{\pi n}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2} \right)^2 \left[\Delta v_l^2 + \left(\frac{v}{d} \right)^2 (\sigma^2 + \frac{\phi^2 r^2}{2}) \right] \right\} \right\} \quad (19)$$

4 结果分析

由于标准具的反射率会影响透过率曲线的斜率,如图3所示,为了使透过率曲线具有陡峭的边缘,所以要选择较大的反射率,假定干涉仪平板的反射率 $R=0.9$,干涉仪的腔长 $d=12.5$ mm,干涉仪玻璃平板为圆形且半径 $r=49$ mm,并且根据 ADM-Aeolus 的设计,激光的波长选择 355 nm。

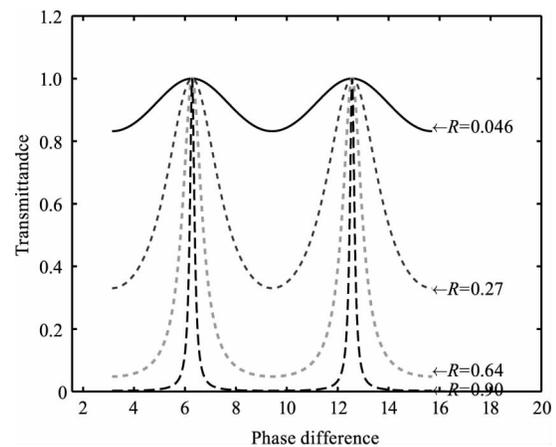


图3 不同反射率下的透过率曲线

Fig. 3 Transmittance with different reflection

保持其他影响因素不变,通过改变 F-P 标准具平板金属膜的吸收率 A 来研究平板吸收对透过率的影响,透过率曲线如图 4 所示。图 5 为理想状况下的透过率与不同吸收率下的透过率之差,从图中可以看出峰值透过率变化最大, F-P 标准具透过率随着吸收率的增大而整体减小,且峰值透过率减小速率最快。图 6 为峰值透过率随吸收率的变化曲线,图 7 为峰值透过率随吸收率减小的速率(图中纵坐标表示的是相对的减小速率,并不是真实的数值,下同),从图中可以看出随着吸收率的增大,峰值透过率的减小速率在不断减小,即峰值透过率曲线的斜率在减小。

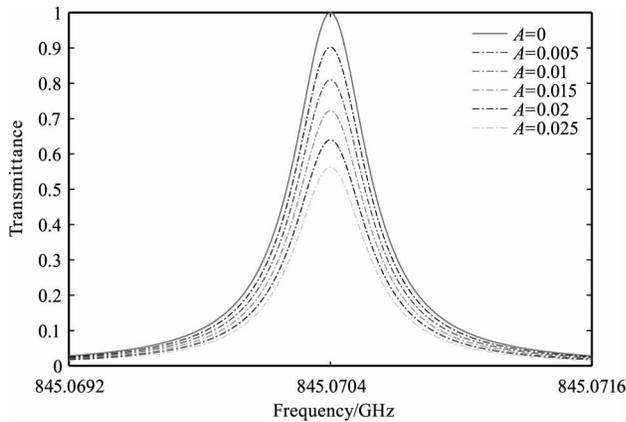


图 4 不同平板吸收率时的透过率曲线

Fig. 4 Transmittance curve with different absorption

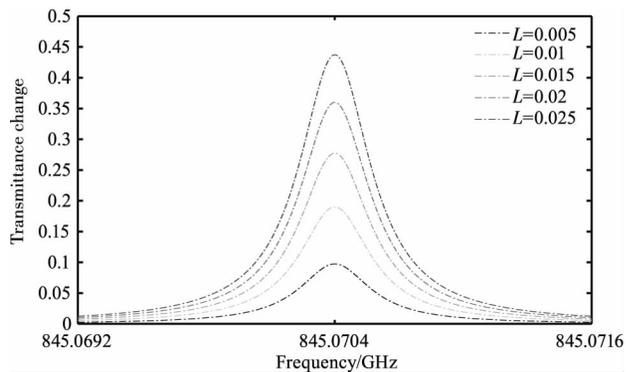


图 5 不同平板吸收率时的透过率改变量

Fig. 5 Transmittance change with different reflection

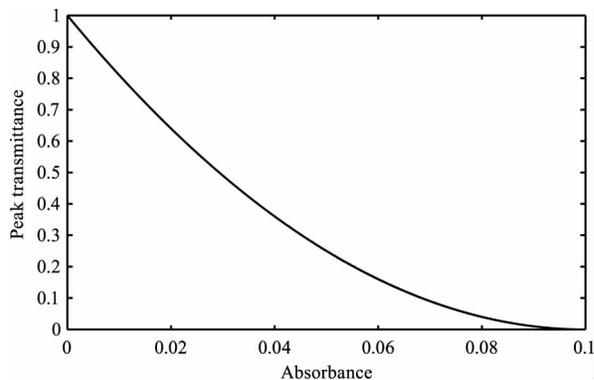


图 6 不同平板吸收率下的峰值透过率

Fig. 6 Peak transmittance with different absorption

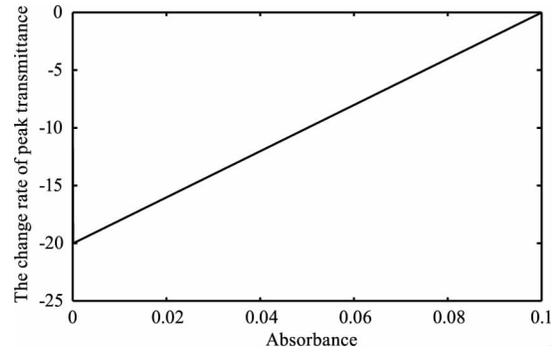


图 7 不同平板吸收率时峰值透过率的变化率

Fig. 7 The change rate of transmittance with different absorption

保持其他影响因素的数值不变,通过改变入射光的发散角来研究入射光发散角对于透过率曲线的影响,透过率曲线如图 8 所示,从图中可以看出随着发散角的增大,不仅使得透过率减小、线宽增大,并且使得透过率峰值对应的频率向高频移动,发散角越大,偏移程度越大。如图 9 所示峰值透过率随着发散角的增大而减小,在发散角小于 0.5 mrad 时,峰值透过率的变化很小,发散角为 0.5 mrad 时峰值透过率仅仅减小 0.0344,发散角大于 0.5 mrad 时,峰值透过率迅速减小,发散角为 2 mrad 时峰值透过率已经减小到 0.26,当发散角为 1.5 mrad 时,透过率曲线已经变得较为平滑,透过率峰值对应的频率增大了 0.45 GHz,且发散角越大,透过率峰值对应的频率的增大越快,当发散角为 2 mrad 时,频移量已经达到 0.8 GHz 以上。

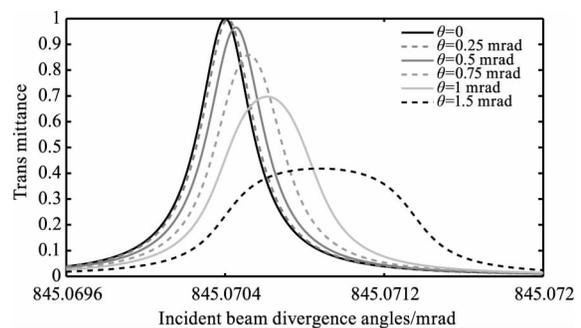


图 8 不同入射光发散角下的透过率曲线

Fig. 8 Transmittance with different incident beam divergence angles

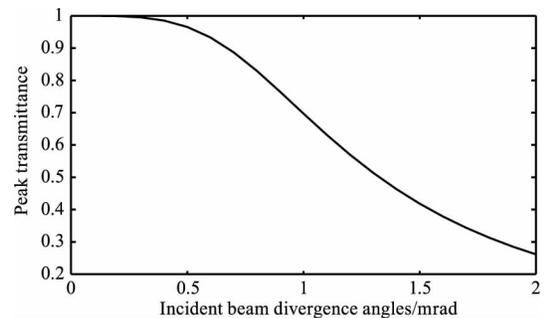


图 9 不同入射光发散角时的峰值透过率

Fig. 9 Peak transmittance with different incident beam divergence angles

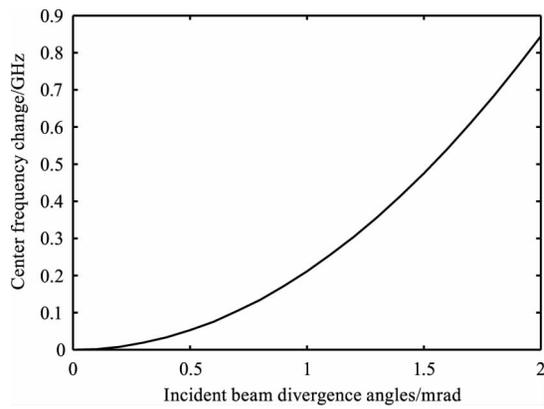


图 10 不同发散角时引起的中心频率的偏移
Fig. 10 Frequency change with different incident beam divergence angles

保持吸收率和光束发散角不变,不同入射光谱宽时的透过率曲线如图 11 所示,随着入射光谱宽的增大,峰值透过率不断减小,在中心频率附近透过率变化一直保持这种趋势,但频率变化达到一定的范围后,在透过率曲线的边缘处,不同入射光谱宽的透过率和入射光谱为零时的透过率相比反而有所增大,如图 12 所示为理想状况下的透过率和不同入射光谱宽下的透过率之差,从图中可以看出,在不同的入射光谱下,峰值透过率变化最大,随着频率的增大或减小,该差值不断减小,并变为负数,即存在一定的入射光谱时的透过率大于理想状况下的透过率,到达一定范围后又开始减小,最后趋近于零,从图中可以清楚地看出中心透过率的变化明显大于边缘透过率的变化。从图 13 和 14 可以看出在入射光谱宽小于 50 MHz 时,峰值透过率减小的速率在并不断增大,在 60 MHz 时,减小的速率趋于不变,大于 60 MHz 时,减小的速率稍有减小。

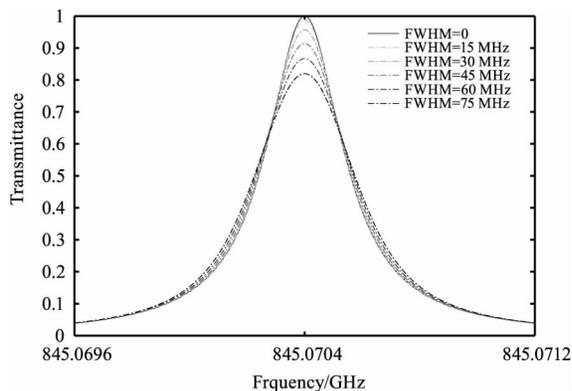


图 11 不同入射光谱时的透过率曲线
Fig. 11 Transmittance curve with different incident beam width

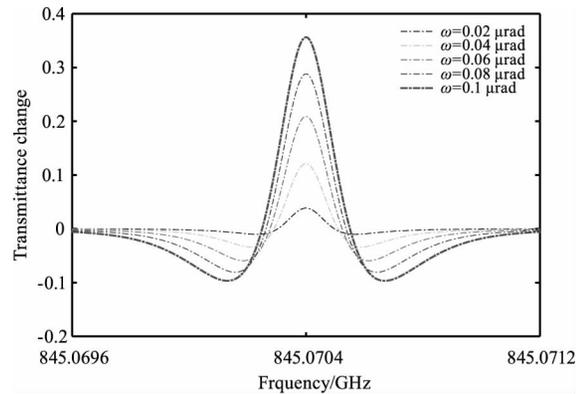


图 12 不同入射光谱时的透过率变化

Fig. 12 Transmittance change with different incident beam width

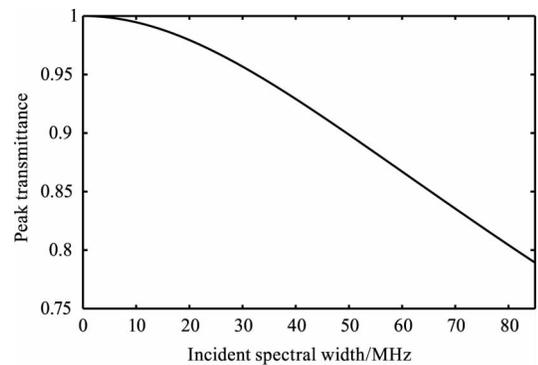


图 13 不同入射光谱时的峰值透过率

Fig. 13 Peak transmittance with different incident beam width

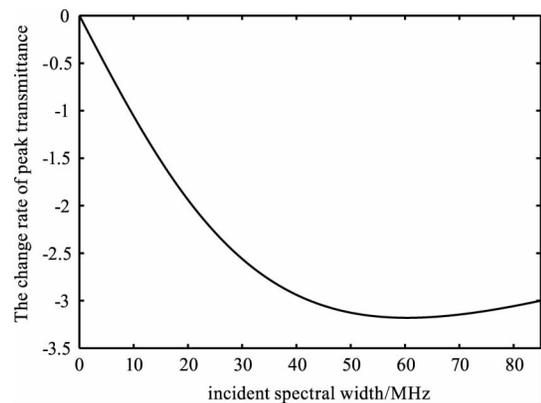


图 14 不同平板吸收率时的峰值透过率的变化率

Fig. 14 The change rate of peak transmittance with different incident beam width

如图 15 ~ 图 18 所示,干涉仪表面缺陷和干涉仪两平板之间的夹角对透过率的影响和入射光谱宽对透过率的影响相似,随着表面缺陷和干涉仪两平板之间的夹角的增大,峰值透过率不断减小,并在峰值透过率对应频率附近透过率都呈减小的趋势,但当超过一定范围后,透过率大于理想状况下的透过率,但从图 19 ~ 图 22 可以看出峰值透过率的减小的速率和不同入射光谱宽下峰值透过率减小速率并不不同,峰值透过率随入射光谱的变化趋势是入

射光频谱越大,峰值透过率降低的越快,但峰值透过率随干涉仪平板表面缺陷和干涉仪两平板之间的夹角的变化趋势是在干涉仪表面缺陷和干涉仪两平板之间的夹角很小(表面缺陷小于 1.54 nm,干涉仪两平板之间的夹角小于 0.014 μrad)时,峰值透过率的减小速率迅速增大,当表面缺陷大于 1.54 nm,干涉仪两平板之间的夹角大于 0.014 μrad 时,峰值透过率的变化速率开始减小,当干涉仪表面缺陷大于 30 nm 和干涉仪两平板之间的夹角大于 0.3 μrad 时,峰值透过率迅速减小,减小的速率几乎为常数,峰值透过率变化很小。

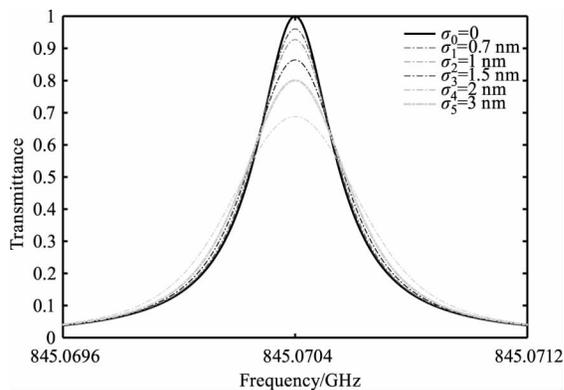


图 15 不同平板缺陷时的透过率曲线

Fig. 15 Transmittance with different flat surface defects

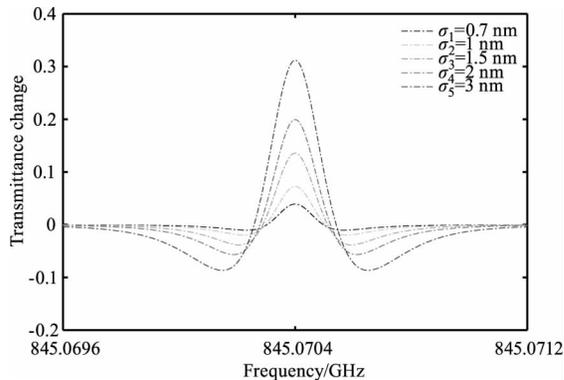


图 16 不同平板缺陷时的透过率的变化量

Fig. 16 Transmittance change with different flat surface defects

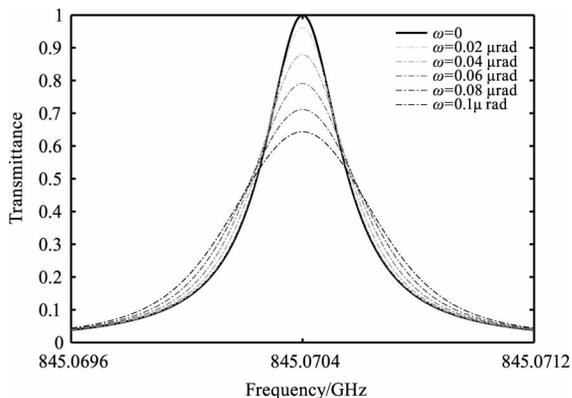


图 17 不同平板夹角时的透过率曲线

Fig. 17 Transmittance with different angles between the two plates

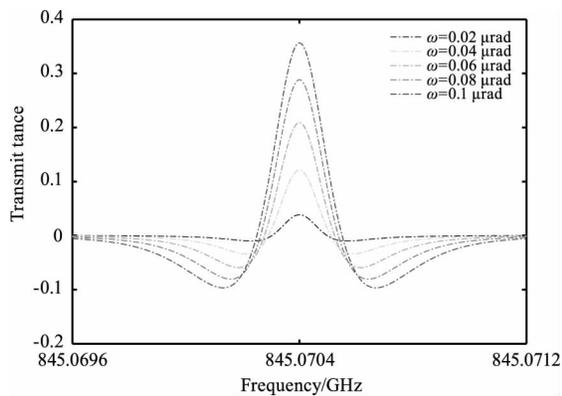


图 18 不同平板夹角时的透过率变化量

Fig. 18 Transmittance change with different angles between the two plates

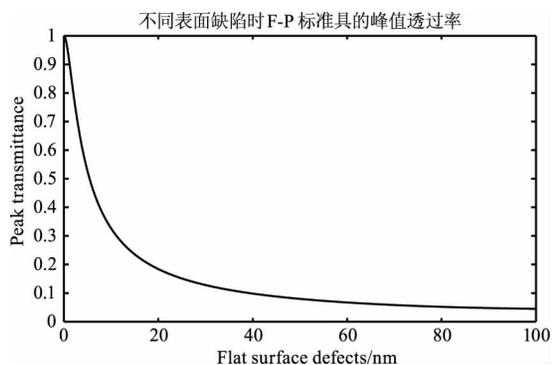


图 19 不同平板缺陷时的峰值透过率

Fig. 19 Peak transmittance with different flat surface defects

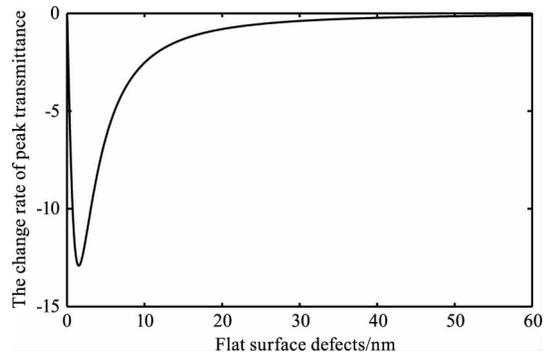


图 20 不同平板缺陷时的透过率的变化率

Fig. 20 The change rate of transmittance with different flat surface defects

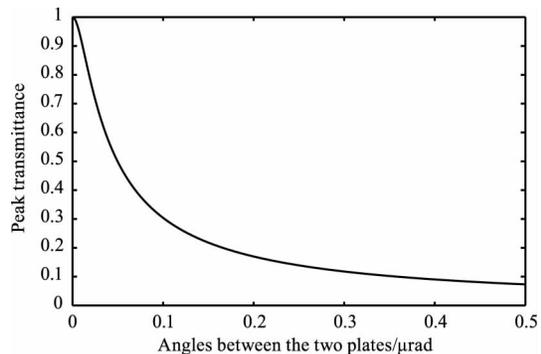


图 21 不同平板夹角时的峰值透过率

Fig. 21 Peak transmittance with different angles between the two plates

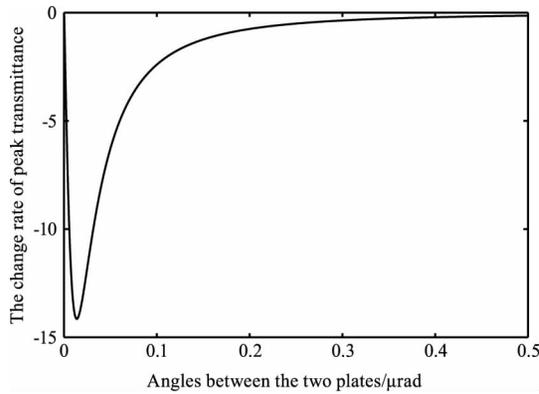


图 22 不同平板夹角时的峰值透过率的变化速率

Fig. 22 The change rate of transmittance with different angles between the two plates

从图 16、图 18、图 19 和图 21 可以看出标准具的平板缺陷和平板夹角引起透过率的变化非常相似,其实质都是相同的,即都是改变了标准具腔长的大小,从而改变了标准具的透过率。

5 结论

F-P 标准具平板的反射率会影响标准具透过率曲线的斜率,所以作为测风激光雷达的鉴频系统,为了使透过率曲线具有陡峭的边缘,标准具要选择反射率较大的平板,以提高灵敏度;平板吸收率会影响标准具的透射率,随着吸收率的增大,透过率曲线会整体降低;入射光发散角不仅会使峰值透过率降低,还会使透过率峰值所对应的频率发生变化,且随着发散角的增大,透过率峰值对应频率的变化也越大,峰值透过率减小的速率先增大后减小;入射光频谱、干涉仪表面缺陷和干涉仪两平板之间的夹角对透过率的影响结果相似,都是使峰值透过率减小,并且在边缘处的透过率大于理想情况下的透过率,但峰值透过率减小的速率并不相同,随着入射光频谱的增加,峰值透过率减小的速率先增大后趋于常数甚至有微弱的减小,但平板缺陷和两平板之间的夹角的微弱增加会使峰值透过率急速减小,减小的速率迅速增大,大于 1.54 nm 和 $0.014 \text{ } \mu\text{rad}$ 后,透过率减小的速率开始缓慢减小,最后趋于 0。F-P 标准具透过率曲线的斜率决定了速度灵敏度,而速率灵敏度的大小直接影响了激光雷达的测量误差,且透过率的变化将会改变接收信号光子数,即影响接收信噪比,会间接地影响系统测量精度。ADM-Aeolus 上搭载的 ALADIN 激光雷达的标准具的峰值透过率为 0.6,对于接下来研究测风激光雷达仿真工作中参数选择和误差分析提供理论支撑。

参考文献:

- [1] G J Marseille, A Stoffelen. Simulation of wind profiles from a space-borne doppler wind lidar [J]. Meteorol. Soc. 2003, 129: 3079 - 3098.
- [2] ZHANG Riwei, SUN Xuejin, YAN Wei, et al. Simulation of frequency discrimination for spaceborne doppler wind lidar 2. Study on the retrieval of atmospheric wind speed for Rayleigh channel based on Fabry-Perot interferometer [J]. Acta Phys. Sin., 2014, 14: 147 - 156. (in Chinese) 张日伟, 孙学金, 严卫, 等. 星载激光多普勒测风雷达鉴频系统仿真(II): 基于 Fabry-Perot 标准具的 Rayleigh 通道大气风速反演[J]. 物理学报, 2014, 14: 147 - 156.
- [3] C Laurence Korb, Bruce M Gentry, S Xingfu Li, et al. Theory of the double-edge technique for Doppler lidar wind measurement [J]. Applied Optics, 1998, 15: 3098 - 3104.
- [4] A Garnier, M L Chanin. Description of a doppler rayleigh lidar for measuring winds in the middle atmosphere [J]. Appl. Phys., 1992, (B55): 35 - 40.
- [5] S M Khaykin, A Hauchecorne, J Porteneuve, et al. Ground-based rayleigh-mie doppler lidar for wind measurements in the middle atmosphere [R]. EPJ Web of Conferences, 2016: 13005.
- [6] Liu Zhishen, Sun Dapeng, Wu Dong, et al. Development and potential of space-borne doppler wind lidar [J]. Journal of Ocean University of Qingdao: Oceanic and Coastal Sea Research, 2003, 2: 89 - 94.
- [7] ZHANG Feifei, WANG Guocheng, SUN Dongsong, et al. Research on the radial velocity bias in doppler wind lidar based on fabry-perot Interferometer [J]. Chinese Journal Of Lasers, 2015, (8): 328 - 335. (in Chinese) 张飞飞, 王国成, 孙东松, 等. 基于法布里-珀罗干涉仪多普勒测风激光雷达径向风速漂移研究[J]. 中国激光, 2015, (8): 328 - 335.
- [8] WANG Guocheng, ZHANG Feifei, QIAN Zhengxiang, et al. Frequency stabilization method in direct detection Doppler wind lidar under field experiment conditions [J]. Infrared and Laser Engineering, 2016, 45 (9): 121 - 128. (in Chinese) 王国成, 张飞飞, 钱正祥, 等. 直接测风激光雷达外场实验稳频方法 [J]. 红外与激光工程, 2016, 45 (9): 121 - 128.
- [9] XUE Junwen, PEI Xuedan, SU Binghua, et al. Study of F-P etalon using in lasers [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, (3): 104 - 107. (in Chinese) 薛竣文, 裴雪丹, 苏秉华, 等. 激光器中 F-P 标准具的研究 [J]. 激光与光电子学进展, 2012, (3): 104 - 107.
- [10] SHEN Fahua, XIA Yiqi, YU Aiai, et al. Transmission spectral characteristics of F-P interferometer under multi-factors [J]. Infrared and Laser Engineering, 2015, 44 (6): 1800 - 1805. (in Chinese) 沈法华, 夏益祺, 於爱爱, 等. 多因素影响下法布里-珀罗干涉仪透射频谱特性 [J]. 红外与激光工程, 2015, 44 (6): 1800 - 1805.