

大气遥感高光谱分辨率激光雷达研究进展

刘东, 杨甬英, 周雨迪, 黄寒璐, 成中涛, 罗敬, 张与鹏, 段绿林, 沈亦兵, 白剑, 汪凯巍

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 浙江杭州 310027)

摘要: 高光谱分辨率激光雷达由于可实现对大气参数的精确反演, 在大气遥感领域具有较好的发展前景。介绍了高光谱分辨率激光雷达探测气溶胶、大气温度以及风速的基本原理以及目前国内外的研究进展, 并重点介绍了高光谱分辨率激光雷达系统中的鉴频技术、激光技术、锁频技术以及数据处理技术等几项关键技术。

关键词: 高光谱分辨率激光雷达; 气溶胶探测; 温度测量; 风速测量; 高光谱分辨率滤光器
中图分类号: TN958.98 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)09-2535-12

High spectral resolution lidar for atmosphere remote sensing: a review

Liu Dong, Yang Yongying, Zhou Yudi, Huang Hanlu, Cheng Zhongtao, Luo Jing, Zhang Yupeng,
Duan Lvlin, Shen Yibing, Bai Jian, Wang Kaiwei

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: High spectral resolution lidar can realize accurate measurement of atmosphere parameters, which has good development prospect in the field of atmosphere remote sensing. In this paper, the detection principles of atmosphere aerosols, temperature and wind velocity of high spectral resolution lidar and its domestic and abroad research progress were introduced. Moreover, the technologies of frequency-discriminating, laser, frequency-locking and data processing in high spectral resolution lidar were also especially emphasized.

Key words: high spectral resolution lidar; aerosol detection; temperature measurement;
wind measurement; high spectral resolution filter

收稿日期: 2015-09-05; 修订日期: 2015-09-22

基金项目: 国家自然科学基金(41305014); 教育部博士点基金(20130101120133); 中央高校基本科研业务费专项资金(2013QNA5006);
浙江省教育厅科研项目(Y201329660); 浙江省‘仪器科学与技术’重中之重学科开放基金(JL130113);
现代光学仪器国家重点实验室创新基金(MOI201208); 遥感科学国家重点实验室开放基金(OFSLRSS201412)

作者简介: 刘东(1982-), 男, 副教授, 博士生导师, 博士, 主要从事光学传感与信息处理技术方面的研究。Email: liudongopt@zju.edu.cn

0 引言

大气是人类赖以生存的主要环境,而大气环境的状态变化对人类的生产生活,乃至生存与发展都会产生直接的影响。因此,对大气的探测与研究具有重要的科学和现实意义。激光雷达作为一种主动式光学遥感设备已有 50 多年的历史^[1],目前已广泛应用于激光大气传输、全球气候预测、气溶胶辐射效应及大气环境等研究领域。随着激光技术、信号探测技术和数据采集及控制技术的发展,激光雷达在探测距离、时空分辨率、连续监测和测量精度等方面越来越显示出其他探测手段无法比拟的优势^[2]。

后向散射激光雷达通过发射激光束与大气中各种粒子相互作用,接收产生的后向散射信号,可以反演得到大气参数,如气溶胶系数、大气温度、大气风场(风速和风向)等。但由于接收到的大气后向散射信号中一般同时包含有由气溶胶粒子产生的米散射信号以及由大气分子产生的瑞利散射信号,使得无光谱鉴别能力的普通后向散射激光雷达,如米散射激光雷达等反演大气参数的精度有限。拉曼激光雷达利用额外的振动拉曼散射回波信号实现精确反演,但其散射截面小,受背景噪声影响大,不适合白天测量。高光谱分辨率激光雷达 (High Spectral Resolution Lidar, HSRL)则利用了气溶胶散射谱和大气分子散射谱的谱宽不同,通过使用滤光器将两者分离开来,从而提高了大气参数的反演精度。

文中介绍了 HSRL 测量气溶胶参数、大气温度以及风速的基本原理,分析了其相对于其他激光雷达的优势所在,并重点讲述了 HSRL 的鉴频技术及国内外的研究进展,列举了 Fabry-Perot(F-P)干涉仪、原子/分子吸收滤光器以及视场展宽迈克尔逊干涉仪作为 HSRL 滤光器时的系统以及优缺点。同时还介绍了 HSRL 激光技术以及锁频技术的发展。

1 HSRL 测量原理

1.1 普通后向散射激光雷达探测基本原理

普通后向散射激光雷达的原理图如图 1 所示,主要是利用脉冲激光器作为光源,向大气发射高功率的激光脉冲,利用光与大气中物质(气溶胶,大气分子)的相互作用所产生的散射现象(由气溶胶粒子

引起的米散射,分子引起的瑞利散射等),通过望远镜收集大气散射的回波信号,对大气回波光信号进行光谱或能量分析,之后进行光电转换后送入计算机进行数据处理,从而获得大气参数的高度分布。

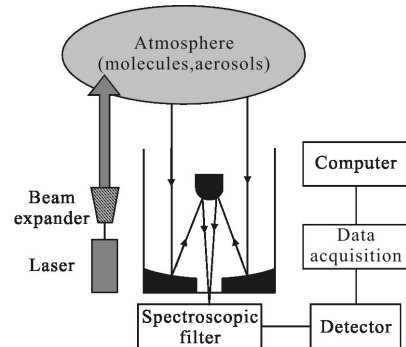


图 1 普通后向散射激光雷达探测基本原理图

Fig.1 Schematic diagram for ordinary backscattering lidar

接收到的后向散射信号的功率可用雷达方程表示^[3]:

$$P(r)=P_0\eta\left(\frac{A}{r^2}\right)O(r)\left(\frac{ct}{2}\right)\beta(r)\times\exp\left[-2\int_0^r\alpha(r')dr'\right] \quad (1)$$

式中: $P(r)$ 为高度 r 处散射信号的功率; P_0 为发射激光脉冲的平均功率; η 为接收器的效率; A 为接收面积; $O(r)$ 为发送器与接收器光路的几何重叠系数; c 为光速; t 为激光脉冲的宽度; $\beta(r)$ 和 $\alpha(r)$ 分别为高度 r 处的大气后向散射系数和消光系数。

公式(1)中包含了 β 和 α 两个未知参量。而大气中与激光脉冲相互作用产生后向散射信号的成分包括了大气气体分子和气溶胶粒子,因此实际大气后向散射系数和大气消光系数就包含了两个部分:分子散射部分和气溶胶散射部分。由于激光在传播过程中的衰减不仅由发散造成,还包括被大气吸收的部分。因此,这两个参数可以分别表达为:

$$\beta=\beta_{\text{mol}}+\beta_{\text{aer}} \quad (2)$$

$$\alpha=\alpha_{\text{mol,sca}}+\alpha_{\text{mol,abs}}+\alpha_{\text{aer,sca}}+\alpha_{\text{aer,abs}} \quad (3)$$

根据瑞利散射原理可得, β_{mol} 和大气密度成比例关系,只需通过标准大气模型或观测点上空的大气温度、压力分布数据即可获得^[4]。而且 $\alpha_{\text{mol,sca}}$ 和 β_{mol} 之间成严格的比例关系,

$$\alpha_{\text{mol,sca}}=\beta_{\text{mol}}(r)\times(8/3)\pi\text{sr} \quad (4)$$

式中: $\alpha_{\text{mol,sca}}$ 在通常情况下可以假设为 0。

气溶胶散射则相对而言要复杂很多, β_{aer} 、 $\alpha_{\text{aer,sca}}$ 和 $\alpha_{\text{aer,abs}}$ 取决于气溶胶粒子的大小、形状以及折射率

等^[3],不能用简单的式子来表示。将 $\alpha_{aer, sca}$ 和 $\alpha_{aer, abs}$ 合为一个参数 $\alpha_{aer} = \alpha_{aer, sca} + \alpha_{aer, abs}$, 因此公式(1)中还剩下两个未知参数 β_{aer} 和 α_{aer} 。为了求解该方程, 科研工作者提出了很多方法, 其中主要的有以下几种:

(1) 斜率法^[5]。

假设大气均匀, 整个后向散射系数 β 和消光系数 α 在激光传输路径上是常数, 则 $d\beta(r)/dr = d\alpha(r)/dr = 0$ 。再利用公式(1), 进行简单的数学变化, 即可求得未知量的表达式。该方法通常用于大气气溶胶散射很强且分布均匀的情况, 但实际情况中, 大气均匀几乎是不可能的, 这限制了此类方法的应用。

(2) Klett 法^[6]。

假设 β 和 α 之间满足关系 $\beta = B \cdot \alpha^k$, 其中, B 和 k 是与激光雷达波长和气溶胶的折射率以及粒径分布有关的系数。在只需要考虑单一大气成分的情况下, 该方法较为有效。但在该算法中, 要确定激光雷达探测范围内的消光系数分布, 首先需要确定最大有效距离的消光系数, 但目前对这一边界值的计算方法误差都较大。

(3) Fernald 法^[7]。

假设大气后向散射信号中的气溶胶消光系数与其后向散射系数之比 $S_{aer} = \alpha_{aer} / \beta_{aer}$ 为常数, 再结合公式(1~4)即可求得方程的解。该方法更加适用于气溶胶散射和大气分子散射同时存在的情况。

从以上三种方法中可以看出, 它们在原有条件的基础上都添加了新的假设, 而这些假设与事实并不完全相符, 从而使得反演得到的结果不够精确。

为了实现大气参数的精确反演, 目前普遍认为拉曼激光雷达法^[8]以及 HSRL 法是两种可行的方法, 因为它们分别都测量了两种信号数据用于数据反演。对于气溶胶拉曼激光雷达来说, 它利用了氮气或者氧气的振动拉曼散射回波信号只与气溶胶消光系数有关, 而与后向散射系数无关这一特性进行测量和计算。而 HSRL 则是将回波信号中气溶胶散射信号与大气分子散射信号进行了分离, 获得两个或两个以上的已知量, 从而实现对大气参数的精确反演。拉曼散射法虽然同样可以实现精确反演的目的, 但是振动拉曼散射信号太弱, 大多情况下只适合在晚上进行探测。HSRL 法克服了以上的问题, 不仅可以实现精确反演, 同时具有较高的能量利用率。

1.2 HSRL 探测大气气溶胶的基本原理

高光谱分辨率激光雷达的基本概念最早由 Fiocco 和 DeWolf 于 1968 年提出^[9]。由于气溶胶散射的光谱宽度依赖于大气气溶胶粒子的布朗运动, 因而展宽较小, 一般可以近似为发射激光脉冲的谱线宽度。而分子散射光谱是由于大气分子的热运动造成的多普勒展宽, 谱线宽度可以达到 GHz 数量级。因此, 大气后向散射信号的光谱图如图 2(a)所示。不难理解, 如果将气溶胶散射和分子散射光谱分离开, 则可以得到气溶胶的散射特性了。图 2(b)就是一种分离示意图, 利用一个矩形带阻光谱函数的窄带滤光器在透过信号中滤除了气溶胶信号。

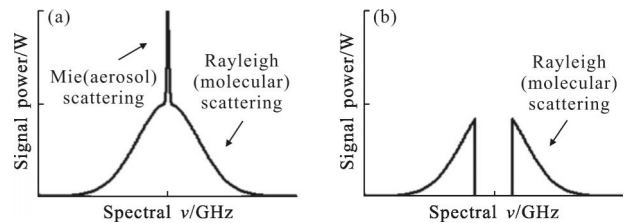


图 2 大气后向散射信号光谱和经带阻滤光器后的光谱

Fig.2 Spectral diagram for the atmosphere backscatter signal and spectral diagram for output signal through a band-stop filter

分离后的大气分子信号和气溶胶信号光子数为:

$$N_{mol}(r) = K_{mol} r^{-2} O(r) [f_{am} \beta_{aer}(r) + f_{mm} \beta_{mol}(r)] \times \exp(-2 \int_0^r \alpha(r') dr') \quad (5)$$

$$N_{aer}(r) = K_{aer} r^{-2} O(r) [f_{aa} \beta_{aer}(r) + f_{ma} \beta_{mol}(r)] \times \exp(-2 \int_0^r \alpha(r') dr') \quad (6)$$

式中: K_{mol} 和 K_{aer} 包含了所有与测量高度无关的系统常数; f_{am} 和 f_{mm} 分别为分子通道中气溶胶信号和分子信号的通过率; f_{aa} 和 f_{ma} 分别为气溶胶通道中气溶胶信号和分子信号的通过率, 这些参数均可通过实验前的校准过程获得。又因为 β_{mol} 可以根据大气密度直接计算得到, 所以通过公式(5)和(6)即可反演得到 β_{aer} 以及 α_{aer} 的值。

1.3 HSRL 测量温度的基本原理

目前, 利用瑞利散射进行温度测量在中上层大气中取得了较大的成功。大气密度与激光雷达接收的光子数之间的关系可以表示为 $\rho(r) = K r^2 N(r)$, 其中, $\rho(r)$ 为大气密度, K 与系统本身、大气散射、大气透过

率有关, $N(r)$ 是高度 r 处接收到的光子数。根据静压方程和理想气体方程, 可以得出接收光子数、大气温度、探测距离三者之间的关系。因此, 利用此关系以及激光雷达探测到的光子数 $N(r)$, 即可计算得到大气温度的值^[10]。Stanford 利用红宝石激光器对大气温度进行了测量^[11]。Hauchecorne 和 Chanin 基于相同的测量原理, 搭建了瑞利散射激光雷达实现对大气温度常规的数据采集^[12]。但瑞利散射激光雷达的探测高度为 30~90 km, 在 30 km 以下的高度中, 由于大气中气溶胶的存在, 干扰了对大气分子瑞利散射的测量, 从而难以对大气温度进行精确反演。

HSRL 通过高光谱分辨率滤光器滤除了回波信号中的米散射信号, 从而解决低空大气中温度反演的问题。假设滤光器的透过曲线为 $F(\nu)$, 则滤光器对米散射信号和瑞利散射信号的透过率分别为:

$$f_{am} = \int F(\nu) \delta(\nu - \nu_0) d\nu = F(\nu_0) \quad (7)$$

$$f_{nm} = \int R(\nu - \nu_0, T) F(\nu) d\nu \quad (8)$$

式中: $R(\nu - \nu_0, T)$ 表示归一化的瑞利散射光谱, 与大气温度有关, 米散射信号则近似为单位冲激函数 $\delta(\nu - \nu_0)$ 。在 HSRL 中设置两个具有不同透过函数的滤光器, 可得其透过光子数分别为:

$$\begin{cases} N_{mol}(r) = \varepsilon K_{mol} r^2 O(r) [f_{am} \beta_{aer}(r) + f_{nm} \beta_{mol}(r)] \exp(-2 \int_0^r \alpha(r') dr') \\ N_{mol}'(r) = \varepsilon' K_{mol} r^2 O(r) [f_{am}' \beta_{aer}(r) + f_{nm}' \beta_{mol}(r)] \exp(-2 \int_0^r \alpha(r') dr') \end{cases} \quad (9)$$

式中: ε 和 ε' 分别是入射两个滤光器的信号分光比。

通常认为 f_{am} 和 f_{am}' 相对于 f_{nm} 和 f_{nm}' 足够小, 在计算中可以被忽略。由此可以得到:

$$\frac{f_{nm}(T)}{f_{nm}'(T)} \approx \frac{N_{mol} \varepsilon'}{N_{mol}' \varepsilon} \quad (10)$$

所以, 只需事先测得 $f_{nm}(T)/f_{nm}'(T)$ 关于 T 之间的关系, 再利用激光雷达计算得到 $N_{mol} \varepsilon'/N_{mol}' \varepsilon$ 的值, 则可以得到对应的大气温度的值。

1.4 HSRL 测量风速的基本原理

运动目标的速度测量通常是通过测量目标运动的多普勒频移得到的。对于多普勒频移的探测方式主要分为两种: 相干(外差检测)^[13-15]和非相干(直接检测)^[16-19]测量。相干测量需要利用气溶胶或大粒子的散射信号, 因此在气溶胶浓度很低的清洁大气和中高空很难获得大气风速信息。而非相干探测方

法则可以同时利用大气气溶胶和分子散射信号。HSRL 测量风速利用的就是非相干多普勒鉴频技术, 它通过滤光器把激光雷达接收到的回波信号的多普勒频移检测转换为信号强度的检测, 即频率的微小变化转换成较强的信号强度的变化^[20](其测量原理图如图 3 所示)。将激光频率锁定在滤光器透过曲线侧翼的中部, 此时透过曲线的斜率最大, 即当频率发生变化时, 透过的信号强度变化最大。

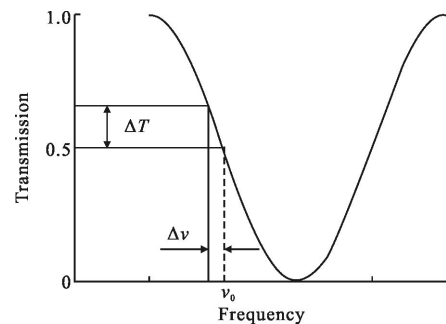


图 3 HSRL 测风原理图

Fig.3 Schematic diagram for wind measurement

在 HSRL 接收器中, 将回波信号分成两束: 一束直接被探测器接收, 用以监测激光能量; 另一束通过滤光器后被另一探测器接受, 用以监测回波信号的多普勒频移。设 $H(\nu)$ 为激光能量的归一化频谱分布, $F(\nu)$ 为滤光器的频谱响应曲线, 则该束激光经滤光器后的频谱响应函数为:

$$f(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\nu - \nu') F(\nu') d\nu' \quad (11)$$

通过滤光器被探测器接收的信号强度为:

$$I(\nu) = GgI_0 f(\nu) \quad (12)$$

式中: I_0 为入射信号强度; G 为探测器的增益; g 为探测器量子效率与有关光学元件效率(不包括滤光器)的乘积。不经过滤光器直接被探测器接收的信号强度为:

$$I_{EM} = G_0 g_0 I_0 \quad (13)$$

式中: G_0 和 g_0 分别为该通道中探测器的增益以及探测器量子效率与有关光学元件效率的乘积。

将一小部分的出射激光直接导入探测器中, 取公式(12)和(13)的比值, 可得

$$I_N(\nu) = Cf(\nu) \quad (14)$$

其中

$$C = \frac{Gg}{G_0 g_0} \quad (15)$$

式中: C 的值是一个常数, 可以事先经过标定得到。

由存在 $\Delta\nu$ 多普勒频移的回波信号可计算得到:

$$I_N(\nu+\Delta\nu)=Cf(\nu+\Delta\nu) \quad (16)$$

将公式(16)和(14)相减, 可得

$$\Delta I_N=C[f(\nu+\Delta\nu)-f(\nu)] \quad (17)$$

由此可得, 多普勒频移

$$\Delta\nu=\frac{\Delta I_N}{Ck(\nu, \Delta\nu)} \quad (18)$$

其中

$$k(\nu, \Delta\nu)=\frac{f(\nu+\Delta\nu)-f(\nu)}{\Delta\nu} \quad (19)$$

可见, $k(\nu, \Delta\nu)$ 为函数曲线边缘的平均斜率。由公式(18)和(19)计算得到 $\Delta\nu$ 后, 再利用运动速度 V 和多普勒频移 $\Delta\nu$ 之间的关系

$$\Delta\nu=2V/\lambda \quad (20)$$

即可测量得到风场速度 V 的大小。

上述测风基本原理只采用了单滤波器的单边缘, 因而又被称为单边缘直接探测技术。之后一种双边缘直接探测技术被提出^[21-23], 用于增强测风的灵敏度。

在测量风速的过程中, 回波信号中瑞利散射信号的存在会对风速的测量精度造成一定的影响。因此, 为了获得更精确的风速, 可以先将滤光器的中心锁定在激光频率处, 测得后向散射比, 再对回波信号中的瑞利散射信号进行一定的修正即可。

2 HSRL 中的鉴频技术

鉴频技术是 HSRL 实现对大气参数精确探测的关键所在。HSRL 中采用了高光谱分辨率滤光器来分离回波信号中的气溶胶散射和分子散射信号, 滤光器的滤光性能将会直接对反演精度造成影响^[24]。目前可用于 HSRL 鉴频的器件主要有 F-P 干涉仪滤光器、原子/分子吸收滤光器以及视场展宽迈克尔逊干涉滤光器等。

2.1 Fabry-Perot 干涉仪

Fabry-Perot 干涉仪按照工作方式可分为扫描式和固定式。扫描式 F-P 干涉仪于 1971 年由 Fiocco 等人^[9]首次用于激光雷达中, 对大气温度等参数进行了测量。扫描式 F-P 干涉仪与后面将提出的几种器件相比, 在测量原理上有较大的不同。扫描式 F-P 干涉仪在 HSRL 中是作为光谱仪使用的, 对接收到

的大气后向散射信号进行波长扫描, 从而得到信号的光谱图。再利用分子散射光谱模型计算得到后向散射中分子散射信号的强度, 从而可以得到气溶胶散射信号的光谱强度。

由于扫描式 F-P 干涉仪需要对波长进行依次扫描才能得到信号光谱图, 因此每次测量的时间较长, 并且对每个波长的扫描不是同时进行的, 会导致光谱图存在一定的误差。

固定式 F-P 干涉仪与扫描式 F-P 干涉仪不同, 它通过将干涉滤波器的中心锁定在某一固定的波长上, 从而达到所需的测量目的。这种鉴频方式在 HSRL 中得到了较多的应用。1983 年, Shipley 等^[25]报道了 Wisconsin 大学的第一台基于 F-P 干涉仪的 HSRL, 并由 Sroga 等^[26]报道了该系统对气溶胶的光学参数测量的结果; Dengxin Hua 等人^[27]则在 355 nm 波段设计了一个多通道的 F-P 干涉仪测量对流层白天温度; Fukui 大学的 Imaki 等^[28]也以 355 nm 作为激励波长, 使用高精度 F-P 干涉仪实现对大气气溶胶及云的光学特性的精细探测。基于 F-P 干涉仪的 HSRL 接收器示意图如图 4 所示。回波信号经望远镜收集后先通过前置滤光器抑制背景辐射光的干扰, 然后再用一个窄带 F-P 干涉仪, 使得大部分的米散射信号以及部分的瑞利散射信号通过该干涉仪, 由光电倍增管(PMT₁)接收, 该通道称为气溶胶通道。剩余的瑞利散射信号则被 F-P 干涉仪反射回来, 由 PMT₂ 接收, 该通道称为分子通道。

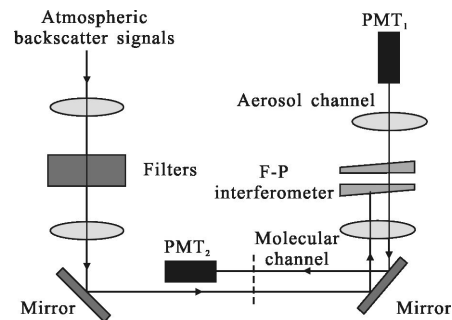


图 4 基于平板 F-P 干涉仪的 HSRL 接收器示意图

Fig.4 Schematic diagram for HSRL receiver based on flat F-P interferometer

除了采用上面所述的平板 F-P 干涉仪作为 HSRL 滤光器之外, Hoffman 等人^[29]还利用共焦 F-P 干涉仪成功搭建了 HSRL 系统, 其结构示意图如图 5 所示。该系统的工作原理和平板 F-P 干涉仪构成的

HSRL 系统类似,系统中用于探测的激光波长是 532 nm,经合束器(BC₁)与回波信号合成的 1 064 nm 激光则是用于系统锁频。接收到的回波信号中,中心波长为 532 nm 的米散射信号与少部分的瑞利散射信号透过共焦 F-P 干涉仪,由 PMT₃ 接收,因此该通道为气溶胶通道。而剩余的回波信号则被干涉仪反射,由 PMT₂ 接收,故该通道为分子通道。共焦 F-P 干涉仪采用了两面共焦凹面镜,相对于平板 F-P 干涉仪而言,共焦 F-P 干涉仪可以使得多个空间模式的光同时在干涉仪中产生共振,在一定程度上解决了平板 F-P 干涉仪对角度失调过于敏感的问题。

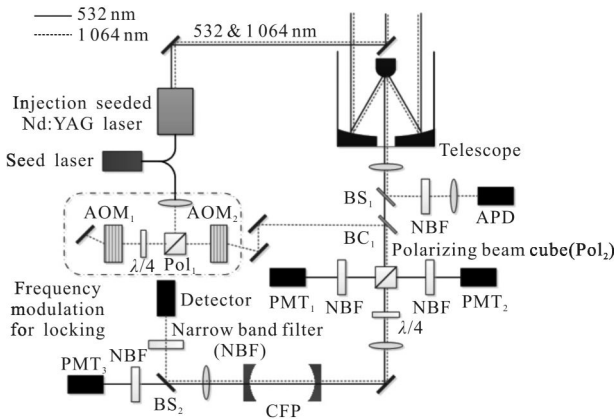


图 5 基于共焦 F-P 干涉仪的 HSRL 系统结构示意图

Fig.5 HSRL system diagram based on confocal F-P interferometer

F-P 干涉仪的优点在于滤光器的中心波长可调,所以对激光器波长的限制较少。并且,若 F-P 干涉仪对一个波长能够产生共振,那么对该波长的二次、三次谐波也同样可以产生共振,因此该结构适合用于实现多波长探测^[29]。但 F-P 干涉仪还存在很多缺点,比如其光路较为复杂,视场角较小,受周边环境压力、温度的影响较大等,并且 F-P 干涉仪不能够充分地滤除大气中的气溶胶产生的米散射信号^[30]。

2.3 原子/分子吸收滤光器

除了 F-P 干涉仪,1983 年,Shimizu 等人^[31]提出了在 HSRL 中使用窄带原子吸收滤波器测量大气参数的概念,利用原子或分子的特征吸收峰实现对米散射和瑞利散射的分离。She 等^[32]报道了利用两个钡原子吸收滤光器测量大气温度和气溶胶消光系数的测量方法。钡原子在 553.7 nm 处有显著的吸收峰,因此采用了染料激光器作为激光发射源,同时还需将

钡原子吸收池加热到 700~800 °C,才能使其有较强的吸收效果。而后,Wisconsin 大学的 Piironen 和 Eloranta^[30]于 1994 年第一次报道了基于碘分子吸收滤光器的 HSRL 测量结果,虽然探测精度不够高,但说明了该方法是可行的。Zhaoyan Liu^[33]、John Hair^[34-35]等人也分别利用碘分子吸收滤光器搭建了 HSRL 对大气参数进行测量。中国海洋大学^[10,36-37]在该领域也做了许多深入细致的研究工作。与钡原子吸收滤光器相比,利用碘分子吸收滤光器的 HSRL 不再使用染料激光器,而是利用窄带倍频 Nd:YAG 激光器作为激光发射源,并且碘分子吸收滤光器在室温的情况下就能进行正常工作,使得操作更加简便。所以,碘分子吸收滤光器是目前使用最多的 HSRL 滤光器。

基于原子/分子吸收滤光器的 HSRL 接收器示意图如图 6 所示。望远镜收集到的回波信号经滤光设备去除背景噪声后通过分束镜,一部分信号先通过原子或分子吸收池,再被 PMT₁ 所接收,此通道称为分子通道,其中米散射信号大部分已被吸收,剩余的瑞利散射信号进入 PMT₁。透过分束镜的另一部分信号则直接被 PMT₂ 接收,此通道称为组合通道,其中同时包含了米散射和瑞利散射信号。根据 PMT 获得的信息,再通过雷达方程即可反演得到所需要的参数。

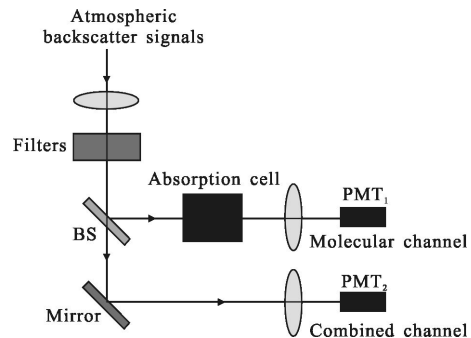


图 6 基于原子/分子吸收滤光器的 HSRL 接收器示意图

Fig.6 Schematic diagram for HSRL receiver based on atomic/molecular absorption filter

相对于 F-P 干涉仪而言,原子/分子吸收滤光器具有许多优点。首先,吸收滤光器能提供非常高的气溶胶散射抑制作用,在多云的情况下也同样可以实现精确探测。同时,滤光器的吸收特性非常稳定,并且其透射特性不依赖于机械准直或入射光的角分布,可以较为方便地获得非常广的气溶胶散射抑制动态范围^[30]。但原子/分子吸收滤光器对激光波长的

要求较为苛刻,目前可利用的激光波长非常少,大部分常用的激光波长都没有合适的原子或分子特征吸收峰,从而在一定程度上限制了原子/分子吸收滤光器的发展。

2.4 视场展宽迈克尔逊干涉仪

视场展宽迈克尔逊干涉仪(Field-widened Michelson Interferometer, FWMI)在测量大气温度和风场的激光雷达中也有应用^[38-39]。Dong Liu 等人^[40]于2012年提出使用FWMI作为HSRL的滤光器,后续的一些研究也探讨了该方案的可行性^[41-43]。FWMI本质上就是一个迈克尔逊干涉仪,通过给两个干涉臂选择合适尺寸的不同玻璃材料,使得当入射角或温度发生变化时,其光程差的变化情况相对于传统迈克尔逊干涉仪要缓慢许多。

基于FWMI的HSRL接收器示意图如图7所示。其中回波信号在经过前置处理后(图中省略了这部分),经分束镜分光:一部分信号进入FWMI,此时FWMI透过率的最低点锁定在激光波长上,因此大部分的米散射信号被滤除,剩下的信号被PMT₁接收(该通道是分子通道);经分束镜后的另一部分信号则直接被PMT₂接收,其中同时包含有米散射和瑞利散射信号(该通道为组合通道)。

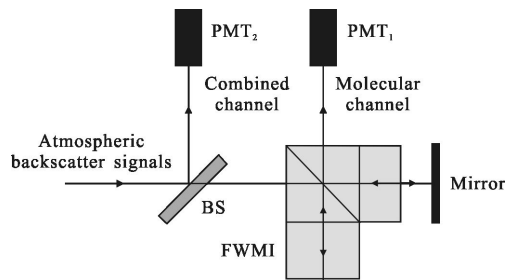


图7 基于FWMI的HSRL接收器示意图

Fig.7 Schematic diagram for HSRL receiver based on FWMI

FWMI和F-P干涉仪同为干涉型滤光器,相对于原子/分子滤光器而言,其对米散射信号的抑制效果有限,因此在反演时还需要进行一定的修正^[41],但是该滤光器可以针对任意激光波长进行设计,对激光器的限制较少。并且由FWMI的特性可知,FWMI不仅具有较好的温度稳定性,同时具有较大的视场范围,可用于近红外HSRL的探测。由于米散射信号的强度与激光波长的(1~2)次方成反比,而瑞利散射信号的强度与激光波长的4次方成反比,因此激光

波长越长,接收到的回波信号越弱。F-P干涉仪可接收的视场范围太小,导致接收到的信号能量不够强,不能用于近红外探测;原子/分子吸收滤光器则受到特征吸收峰以及激光波长的限制,目前也不能用于近红外探测^[44]。由此可见,FWMI在近红外HSRL探测领域将具有较好的发展前景。

3 HSRL中的激光技术

HSRL中所用的激光器要求具有高功率、窄线宽、频率稳定等特点。高功率是为了使得接收器能够获得足够的能量,保证信噪比。而窄线宽则是为了使得气溶胶散射和分子散射能够被分离开来,因此激光线宽必须要比分子散射的展宽小很多^[35](一般要为100 MHz左右或更窄),所以激光器必须工作在单纵模状态。

目前使激光光谱变窄的有效手段包括以下几种^[45]:(1)干涉选模。将一个F-P标准具放入到激光器光学谐振腔的两反射镜之间,对谐振腔中间隔很近的纵模产生很强的幅度调制,从而抑制了大部分其他模式的放大。(2)纵模加强。通过改变激光器的某些参量,例如介质冷却、消除空间烧孔效应^[46]、缩短腔长、延长脉冲建立时间等,可进一步加强谐振腔原有的选模过程。(3)种子注入技术。

种子注入技术^[47]是使激光器具有窄线宽、高频率稳定、高脉冲功率特性的一种有效手段。目前,种子注入技术已经广泛应用于HSRL激光发射系统中。该技术将一个光谱宽度远小于脉冲激光器谐振腔纵模间隔的单频注入光信号,在调Q脉冲激光器脉冲建立期间注入到脉冲谐振腔中,当种子激光频率在脉冲激光器谐振模的带宽范围内,且注入的种子能量比激光谐振腔内的自发辐射强几个数量级以上时,最靠近种子信号的纵模受到激发,就可比其他纵模先达到饱和而从增益介质中提取能量得到放大,抑制了自发辐射产生的脉冲,从而实现脉冲激光的单模工作。

而高功率激光二极管的出现,使得激光技术又获得了重大的突破。相对于之前使用的灯泵方式,激光二极管泵浦使得激光器的效率大幅提高,保证了对种子光束质量、输出功率和振荡频率的要求,并且激光器稳定可靠,寿命长,结构简单,可制成小体积

全固化器件^[47]。

用于 HSRL 系统中的激光器主要有染料激光器^[25, 32]以及固体激光器。由于染料激光器的功率一般较小且线宽较大等原因,目前主要使用的还是固体激光器,并且固体激光器中尤以种子注入式 Nd:YAG 激光器(基频、倍频、三倍频)为主。

种子注入式倍频 Nd:YAG 激光器的示意图如图 8 所示。将种子激光器发出的 1 064 nm 的激光输出注入到高能量调 Q 半导体泵浦的脉冲 Nd:YAG 激光器的谐振腔内,通过 Q 开关建立时间最小化反馈系统,使得脉冲激光器的谐振腔与种子激光保持共振,从而得到高功率、窄线宽、稳频的脉冲激光光源。目前较为常用的 HSRL 种子激光器有激光二极管泵浦的单片非平面环形腔 Nd:YAG 固体激光器^[45],功率可达上百毫瓦,而种子激光器的单片非平面环形谐振腔结构则避免了空间烧孔效应,使其能够产生稳定的单纵模激光。此外,还可利用光纤激光器作为种子激光,如由半导体激光器泵浦的DFB 光纤激光器等。

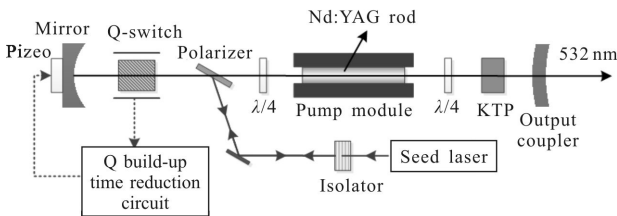


图 8 基于种子注入技术的 HSRL 发射系统结构示意图
Fig.8 Schematic diagram for HSRL transmitter based on seed-injection technique

通过测量并最小化 Q 开关建立时间来使得脉冲激光器谐振腔的共振频率与种子激光频率保持一致的方法,在当脉冲激光谐振腔只变化很小的一个范围时可以工作得很好,但是当周边环境在发生较为剧烈的变化时就显得不太实用^[48]。这个时候则可以采用“ramp and fire”^[49-50]的方法或者 Ramp Hold-Fire 方法来进行稳定的单频运转^[51]。这种方法是通过扫描脉冲激光谐振腔的腔长,观察种子激光在谐振腔内的干涉条纹,达到干涉峰值,触发 Q 开关或者保持后再触发 Q 开关,输出巨脉冲。该方法弥补了 Q 开关建立时间最小化方法的缺点,在噪声较大、环境恶劣的情况下也能实现激光稳频。

4 HSRL 中的锁频技术

由于 HSRL 技术利用了激光雷达回波信号中气溶胶散射信号与大气分子散射信号光谱分布不同的特点,通过极窄带滤光器对其进行分离,从而可以不依赖于对大气状态关键参数的假设而实现其高精度反演。HSRL 技术的这一特点要求其极窄带滤光器与脉冲激光器的频率关系始终保持一致,从而引出了所谓的“锁频”问题。

由 HSRL 的探测原理可知,发射激光的频率需锁定于所需的频率处才能实现较好的参数反演结果。而 HSRL 中的锁频问题实际上就是努力将极窄带滤光器与脉冲激光器的频率满足某种稳定的关系,至于到底以谁为基准则要取决于两者中谁更稳定。

4.1 基于原子/分子吸收特征谱线的锁频技术

对于采用原子/分子吸收滤光器的 HSRL 系统来说,一般都直接在锁频系统中采用同样的吸收池,将激光频率锁定在接收系统中所使用的特征吸收峰处,以达到锁频的目的。锁频系统结构和方式有很多种。较为常见的如 Zhaoyan Liu 等人^[33]在其基于碘分子吸收滤光器的 HSRL 中所搭建的锁频系统(如图 9 所示)。该系统由一个声光调制器(AOM),一个碘分子吸收池以及两个可读取最大值的探测器组成。从出射光中分离出一小部分激光通过声光调制器,取其零级和第一衍射级入射碘分子吸收池。当零级衍射的波长,即发射激光波长处于碘分子吸收滤光器中心时,一级衍射光的频率处于光谱吸收线的边缘中部,在该位置,光强的变化随激光频率的变化最为灵敏。利用该特点以及两个探测器的输出变化情况即可将发射激光的频率锁定于吸收峰的中心频率。

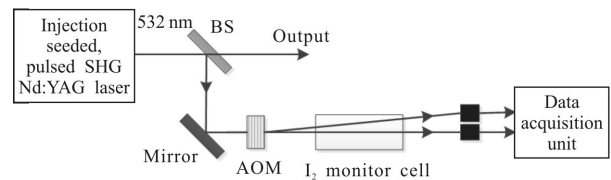


图 9 基于声光调制器的碘分子吸收锁频技术

Fig.9 Frequency locking technique based on iodine absorption filter using AOM

另外,John Hair 等人^[35]在其 HSRL 系统中采用了相位调制的方法来进行锁频,其原理图如图 10 所

示。该系统由一个 240 MHz 的相位调制器,一个碘分子吸收池以及探测和控制电路组成。与其他的一些锁频系统不同的是,在这个系统用来探测的激光是波长为 532 nm 的连续激光,而并非是脉冲激光,这可以使得锁频结果更加精确可靠。少量的激光入射相位调制器后,变成一对拍频信号,该信号经由碘分子吸收池后,如果调制前的信号频率接近于碘分子吸收滤光器中心,则最后探测器探测得到的两个信号之和的幅度应该为零。因此可以通过这个方法将激光频率锁定于滤光器的中心。

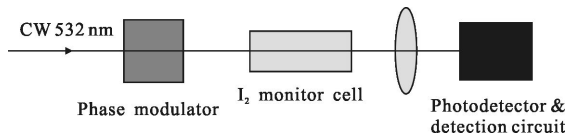


图 10 基于相位调制的碘分子吸收锁频技术

Fig.10 Frequency locking technique based on iodine absorption filter using phase modulation technique

4.2 基于干涉仪的锁频技术

由于干涉仪受周边环境等因素的影响较大,会使得干涉仪本身的固有频率发生漂移,因此在对以干涉仪为滤光器的 HSRL 系统进行锁频时,通常是通过调节干涉仪使得其透过曲线的中心锁定在激光波长上。

在 Hoffman 等人^[29]搭建的基于共焦 F-P 干涉滤光器的 HSRL 系统中(结构图如图 5 所示),利用了共焦 F-P 干涉仪可以同时对于 1 064 nm 以及 532 nm 产生共振的特点,在系统中使用了两种波长,其中倍频 532 nm 用于承载大气回波信号,而由激光发射系统通过 BC₁ 耦合进 HSRL 接收系统的基频 1 064 nm 则用来进行锁频工作。从种子激光器中分离出来的一部分 1 064 nm 的连续激光,经由 AOM₂ 调制,再由 AOM₁ 校正后,通过共焦 F-P 干涉仪并由光电二极管接收。通过改变 AOM 上的电压可以改变激光的调制频率,从而扫描得到干涉仪的透过函数,再对该数据进行一些处理,即可得到干涉滤光器的中心波长与激光波长的偏差,从而通过调节腔长实现锁频。

另外,如图 11 所示,浙江大学提出了一种迈克尔逊干涉型光谱滤波器谐振频率锁定装置及方法^[32],利用了迈克尔逊干涉型光谱滤波器谐振频率与入射激光的入射角的依赖关系,通过改变分束器(BS₂)和反射镜(M₃)的角度产生两束入射角相匹配的探针光

束,分别利用 PMT₁ 和 PMT₂ 实时探测两束光束的干涉信号,一旦存在频率失锁定,则差分放大器能产生误差信号并反馈给滤波器的频率谐调设备以将其重新谐调到频率锁定状态。由于不需要高频调制和同步解调,故极大降低了电路、光路的复杂程度。

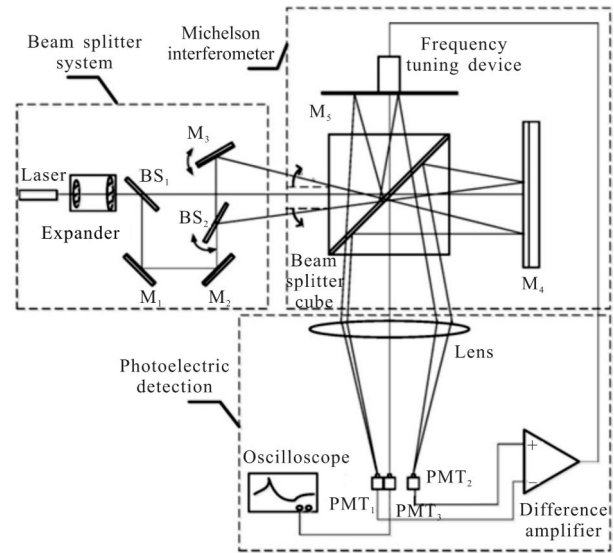


图 11 基于入射角的迈克尔逊干涉型光谱滤波器谐振频率锁定装置及方法

Fig.11 Device and method of resonant frequency locking for Michelson interferometric spectral filter based on incident angle

5 HSRL 中的数据预处理技术

HSRL 相对于标准后向散射激光雷达最大的优势即在于其无需假设激光雷达比即可得到所关心大气的参数。从公式(5)和(6)可以很容易得到大气的后向散射系数和消光系数^[35,41]。

当然,虽然没有假设激光雷达比,但 HSRL 技术在反演大气光学参数时,还是应用了很多假设,如假设大气为标准大气、窄带滤光器本身的滤光特性及其与发射激光之间的锁频特性不变等。实际上,被测大气很难是标准大气^[53],窄带滤光器本身的滤光特性也会有微小变化,并且发射激光会有频率及功率上的漂移,而它们之间的锁频特性也可能不断变化。Cheng 等从鉴频效果出发,将大气模型、滤光特性及锁频特性等的变化进行综合考虑,对 HSRL 用于气溶胶遥感进行了精度评估^[43],类似的方法也可用于评估测风及测温型 HSRL 的精度。

6 结束语

激光雷达以其在时空分辨率、探测范围等方面的优异特性在大气遥感等领域得到了广泛的应用,对笔者的生活起到了巨大的影响。但由于激光雷达接收到的大气后向散射信号中同时存在有由大气分子造成的瑞利散射和气溶胶粒子造成的米散射,使得普通激光雷达不能精确反演大气气溶胶参数以及低层大气温度。拉曼激光雷达虽然能实现大气参数的精确反演,但是由于振动拉曼散射信号的强度太弱,并不适合用于白天探测。HSRL 通过利用滤光器将回波信号中的分子散射和米散射分离开来,从而可以在不需要假设的前提下实现对大气参数的精确反演。

滤光器是 HSRL 关键的器件之一。碘分子吸收池滤光器是目前应用最多、性能最好的滤光器。然而,像碘分子吸收池滤光器这样对米散射信号具有稳定、强烈的抑制作用而其透射特性对机械准直、入射角、温度、压强等均要求不高的原子/分子吸收滤光器实在太少,使得在大多数常用的激光波长附近并没有可用的特征吸收峰。相对而言,F-P 干涉仪滤光器由于理论上可以用于任意激光波长,应用得也较多。但其视场角实在太小,导致后向散射光信号的搜集能力有限,仅能应用于较短波长的激光雷达系统中,如 Nd:YAG 三倍频的 355 nm 激光雷达系统。可喜的是,共焦 FP 滤光器可能是第一个成功用于 Nd:YAG 二倍频的基于 FP 的滤光器,而其是否可用于更长波段还有待验证。为了获得更好的波长适应性和更高效率的回波信号搜集,FWMI 或马赫-曾德干涉仪(MZI)似乎是一个好办法。但 FWMI 及 MZI 相对于 F-P 干涉仪来说,结构更复杂,更容易受环境影响,其稳定性方面还有工作需要做。

除了鉴频技术之外,激光技术也是 HSRL 的关键技术之一,目前最为常用的方法为种子注入法,并配合以一定的稳频技术即可获得高功率、窄线宽、频率稳定的激光脉冲。然而,目前基于种子注入技术的激光器的体积往往较大,能否有效降低激光器的体积和复杂度对 HSRL 系统的小型化及应用推广非常关键。

由 HSRL 的探测原理可知,发射激光的频率需

锁定于所需的频率处才能实现较好的参数反演结果,因此在 HSRL 系统中,锁频也是不可或缺的技术之一。

限于篇幅,文中仅对 HSRL 的初期数据处理进行了简要综述。随着 HSRL 的更广泛应用,HSRL 的数据反演工作也将是一个研究重点。

虽然 HSRL 系统的结构相对于普通激光雷达要复杂一些,但随着各类技术的不断进步,HSRL 凭借着其内在的优势,将会得到越来越多的发展和应用。

致谢:

感谢中国科学院上海光学精密机械研究所陈卫标研究员,中国科学院安徽光学精密机械研究所刘东研究员、谢晨波研究员,中国海洋大学刘智深教授、吴松华教授,西安理工大学华灯鑫教授,武汉大学龚威教授在此文成稿过程中给予的指导和建议。

参考文献:

- [1] Hua Dengxin, Song Xiaoquan. Advances in lidar remote sensing techniques [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2008, 37(S3): 21-27. (in Chinese)
华灯鑫, 宋小全. 先进激光雷达探测技术研究进展[J]. 红外与激光工程, 2008, 37(S3): 21-27.
- [2] Ji Chengli, Tao Zongming, Hu Shunxing, et al. Cirrus measurement using three-wavelength lidar in Hefei [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(4): 0401001.
季承荔, 陶宗明, 胡顺星, 等. 三波长激光雷达探测合肥地区卷云特性[J]. 光学学报, 2014, 34(4): 0401001.
- [3] Eloranta E E. High spectral resolution lidar [M]. Springer New York, 2005.
- [4] Ansmann A, Muller D. Lidar and Atmospheric Aerosol Particles [M]. New York: Springer, 2005.
- [5] Collis R T H, Russell P B. Lidar Measurement of Particles and Gases by Elastic Backscattering and Differential Absorption[M]. Berlin Heidelberg: Springer, 1976: 71-151.
- [6] Klett J D. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns[J]. *Applied Optics*, 1981, 20(2): 211-220.
- [7] Fernald F G. Analysis of atmospheric lidar observations: some comments[J]. *Applied Optics*, 1984, 23(5): 652-653.
- [8] Ansmann A, Riebesell M, Weitkamp C. Measurement of atmosphere aerosol extinction profiles with a Raman lidar[J]. *Optics Letters*, 1990, 15(13): 746-748.

- [9] Fiocco G, Benedetti-Michelangeli G, Maischberger K, et al. Measurement of temperature and aerosol to molecule ratio in the troposphere by optical radar [J]. *Nature*, 1971, 229(3): 78–79.
- [10] Zhu Jinsham, Liu Zhisheng, Guo Jinjia. A simulation of a high spectral resolution lidar system for atmosphere temperature measurement[J]. *Journal of Ocean University of Qingdao*, 2005, 35(5): 863–867. (in Chinese)
朱金山, 刘智深, 郭金家. 高光谱分辨率激光雷达(HSRL)大气温度测量模拟[J]. *中国海洋大学学报(自然科学版)*, 2005, 35(5): 863–867.
- [11] Stanford M C W. Laser scatter measurements in the mesosphere and above [J]. *Atmos H Terr Phys*, 1967, 29(12): 1657–1662.
- [12] Hauchecorne A, Chanin M. Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km [J]. *Geophys Res Lett*, 1980, 7(8): 565–568.
- [13] Kopp F, Schwiesow R L, Werner C H. Remote measurements of boundary-layer wind profiles using a CW doppler lidar[J]. *J Appl Meteorol*, 1984, 23(1): 148–154.
- [14] Post M J, Richter R A, Hardesty R M, et al. National Oceanic and Atmospheric Administration's (NOAA) pulsed, coherent, infrared Doppler LIDAR—characteristics and data [C]//25th Annual Technical Symposium. International Society for Optics and Photonics, 1982: 60–65.
- [15] Kane T J, Kozlovsky W J, Byer R L, et al. Coherent laser radar at 1.06 μm using Nd:YAG lasers [J]. *Optics Letters*, 1987, 12: 239–241.
- [16] Abreu V J. Wind measurement from an orbital platform using a lidar system with incoherent detection: an analysis [J]. *Applied Optics*, 1979, 18(17): 2992–2997.
- [17] Souprayan C, Garnier A, Hertzog A, et al. Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation, and first climatological results [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(12): 2410–2421.
- [18] Flesia C, Korb C L. Theory of the double-dege molecular technique for Doppler lidar wind measurement [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(3): 432–440.
- [19] Liu Zh Sh, Chen W B, Zhang T L, et al. An incoherent Doppler lidar for ground-based atmospheric wind profiling [J]. *Applied Physics B Lasers & Optics*, 1997, 64(5): 561–566.
- [20] Korb C L, Gentry B M, Weng C Y. Edge technique: theory and application to the lidar measurement of atmospheric wind [J]. *Applied Optics*, 1992, 31(21): 4202–4213.
- [21] She C Y, Yue J, Yan Z A, et al.. Direct-detection Doppler wind measurements with a Cabannes-Mie lidar: B. Impact of aerosol variation on iodine vapor filter methods [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(20): 4444–4454.
- [22] She C Y, YueJ, Yan Z A, et al. Direct-detection Doppler wind measurements with a Cabannes-Mie lidar: a comparison between iodine vapor filter and Fabry-Perot interferometer methods [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(20): 4434–4443.
- [23] Xia H Y, Sun D S, Yang Y H, et al. Fabry-Perot interferometer based Mie Doppler lidar for low tropospheric wind observation[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(29): 7120–7131.
- [24] Cheng Zhongtao, Liu Dong, Luo Jing, et al. Influences analysis of the spectral filter transmissions on the performance of high-spectral-resolution lidar[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0801003. (in Chinese)
成中涛, 刘东, 罗敬, 等. 光谱滤光器透过率参数对高光谱分辨率激光雷达反演大气气溶胶光学属性精度的影响研究[J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0801003.
- [25] Shipley S T, Tracy D H, Eloranta E W, et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: Theory and instrumentation [J]. *Applied Optics*, 1983, 22(23): 3716–3724.
- [26] Sroga J T, Eloranta E W, Shipley S T, et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 2: Calibration and data analysis [J]. *Applied Optics*, 1983, 22(23): 3725–3732.
- [27] Hua D, Uchida M, Kobayashi T. Ultraviolet high-spectral-resolution Rayleigh-Mie lidar with a dual-pass Fabry-Perot etalon for measuring atmospheric temperature profiles of the troposphere[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(10): 1063–1065.
- [28] Imaki M, Kobayashi T. Ultraviolet high-spectral-resolution Doppler lidar for measuring wind field and aerosol optical properties[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(28): 6023–6030.
- [29] Hoffman D S, Repasky K S, Reagan J A, et al. Development of a high spectral resolution lidar based on confocal Fabry-Perot spectral filters[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(25): 6233–6244.
- [30] Piironen P, Eloranta E W. Demonstration of a high-spectral-resolution lidar based on an iodine absorption filter [J]. *Optics Letters*, 1994, 19(3): 234–236.
- [31] Shimizu H, Lee S A, She C Y. High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters [J]. *Applied Optics*, 1983, 22(9): 1373–1381.
- [32] She C Y, Alvarez R J, Caldwell L M, et al. High-spectral-

- resolution Rayleigh-Mie lidar measurement of aerosol and atmospheric profiles[J]. *Optics Letters*, 1992, 17(7): 541-543.
- [33] Liu Z, Matsui I, Sugimoto N. High-spectral-resolution lidar using an iodine absorption filter for atmospheric measurements[J]. *Optical Engineering*, 1999, 38(10): 1661-1670.
- [34] Hair J W, Caldwell L M, Krueger D A, et al. High-spectral-resolution lidar with iodine-vapor filters: measurement of atmospheric-state and aerosol profiles [J]. *Applied Optics*, 2001, 40(30): 5280-5294.
- [35] Hair J W, Hostetler C A, Cook A L, et al. Airborne high spectral resolution lidar for profiling aerosol optical properties [J]. *Applied Optics*, 2008, 47(36): 6734-6752.
- [36] Liu ZH SH, Wu D, Liu J T, et al. Low-altitude atmospheric wind measurement from the combined Mie and Rayleigh backscattering by Doppler lidar with iodine filter[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(33): 7079-7086.
- [37] Liu Zh Sh, Bi D C, Song X Q, et al. Iodine-filter-based high spectral resolution lidar for atmospheric temperature measurements[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(18): 2712-2714.
- [38] Shepherd G G. Application of Doppler Michelson imaging to upper atmospheric wind measurement: WINDII and beyond [J]. *Applied Optics*, 1996, 35(16): 2764-2773.
- [39] Gao H Y, Tang Y H, Hua D X, et al. Ground-based airglow imaging interferometer. Part 1: instrument and observation[J]. *Applied Optics*, 2013, 52(36): 8650-8660.
- [40] Liu D, Hostetler C, Miller I, et al. System analysis of a tilted field-widened Michelson interferometer for high spectral resolution lidar[J]. *Optics Express*, 2012, 20(2): 1406-1420.
- [41] Liu D, Yang Y Y, Cheng ZH T, et al. Retrieval and analysis of a polarized high-spectral-resolution lidar for profiling aerosol optical properties [J]. *Optics Express*, 2013, 21(11): 13084-13093.
- [42] Huang Hanlu, Liu Dong, Yang Yongying, et al. Design of a field-widened Michelson interferometer for a high spectral resolution lidar[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(9): 0913003. (in Chinese)
黄寒璐, 刘东, 杨甬英, 等. 基于视场展宽迈克尔逊干涉仪的高光谱分辨率激光雷达滤光器设计研究 [J]. *中国激光*, 2014, 41(9): 0913003.
- [43] Cheng Zh T, Liu D, Yang Y Y, et al. Interferometric filters for spectral discrimination in high-spectral-resolution lidar: performance comparisons between Fabry-Perot interferometer and field-widened Michelson interferometer [J]. *Applied Optics*, 2013, 52(32): 7838-7850.
- [44] Liu D, Yang Y Y, Cheng Zh T, et al. Development of the ZJU polarized near-infrared high spectral resolution lidar[C]//ISPDI 2013 -Fifth International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging. International Society for Optics and Photonics, 2013, 8905: 89052W.
- [45] Wu Songhua. Key technologies of high spectral resolution wind measurement by laser with high stability [D]. Qingdao: Ocean University of China, 2004. (in Chinese)
吴松华. 高稳定性高光谱分辨率激光测风系统关键技术 [D]. 青岛: 中国海洋大学, 2004.
- [46] Grund C J, Eloranta E W. University of Wisconsin high spectral resolution lidar [J]. *Optical Engineering*, 1991, 30(1): 6-12.
- [47] Wang Tao. The mechanism and technology of the injection seeded, Q-switched laser system [D]. Xi'an: Chinese Academy of Sciences, Xi'an Institute of Optical Precision Machinery, 2001. (in Chinese)
王涛. 种子注入电光调Q激光器系统机理与技术研究[D]. 西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所, 2001.
- [48] Hovis F E, Rhoades M, Bunnham R L, et al. Single-frequency lasers for remote sensing [C]//Lasers and Applications in Science and Engineering. International Society for Optics and Photonics, 2004: 263-270.
- [49] Fry E S, Hu Q, Li X. Single frequency operation of an injection-seeded Nd:YAG laser in high noise and vibration environments[J]. *Applied Optics*, 1991, 30(9): 1015-1017.
- [50] Henderson S W, Yuen E H, Fry E S. Fast resonance-detection technique for single-frequency operation of injection-seeded Nd:YAG lasers [J]. *Optics Letters*, 1986, 11(11): 715-717.
- [51] Zhou J, Yu T, Bi J Z, et al. Diode Pumped Injection seeded Nd:YAG laser[J]. *Chinese Optics Letters*, 2006, 4(5): 292-293.
- [52] Liu Dong, Yang Yongying, Cheng Zhongtao. A device and method of resonant frequency locking for Michelson interferometric spectral filter, Chinese Patent: 2014100252869 [P]. 2014-05-21. (in Chinese)
刘东, 杨甬英, 成中涛. 一种迈克尔逊干涉型光谱滤波器谐振频率锁定装置及方法, 中国专利: 2014100252869 [P]. 2014-05-21.
- [53] Liu B Y, Esselborn M, Wirth M, et al. Influence of molecular scattering models on aerosol optical properties measured by high spectral resolution lidar[J]. *Applied Optics*, 2009, 48(27): 5143-5154.