

分类号_____密级_____

UDC_____编号_____

中国科学院 博士学位研究生学位论文

车载式 Raman-Mie 散射激光雷达的研制

谢 晨 波

指导教师姓名 周 军 研究员

中国科学院安徽光学精密机械研究所

申请学位级别 博 士 学科专业名称 光 学

论文提交日期 2005年 5月 论文答辩日期 2005年 6月

培养单位名称 中国科学院安徽光学精密机械研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 傅云飞 教授

二〇〇五年五月

Development of the Mobile Raman-Mie Scattering Lidar

ABSTRACT

XIE Chenbo (Optics)

Directed by Professor ZHOU Jun

This paper is divided into two sections.

The first section includes the overview on the physical fundament of laser remote sensing atmosphere. The application and developing progress of lidar in atmospheric detecting are introduced. Meanwhile, the basic properties of aerosol and water in atmosphere are described as well as their effects on the global environment and climatic radiation forcing research. Typical lidar systems and new developing trends in domestic and external countries are given briefly.

The second section of this paper is the practical research of developing the Mobile Raman-Mie Scattering Lidar system (*RML* lidar). It consists of five parts. Firstly, the target and idea of design are introduced in brief. Meantime, to get the well arrangement of Lidar's components, the simulation of return signal and its signal to noise ratio are taken in advance. Secondly, the main structure and key parameters, and the function of every parts of *RML* lidar are shown detailedly. Thirdly, the data processing and measurement in practice are described. Fourthly, some typical results gained by *RML* lidar are analyzed and discussed. Fifthly, the error analysis of measurement is taken from two aspects of theory and experiment. The final result shows that the *RML* lidar system reaches the desire of project well. *RML* lidar holds multifunction of measuring horizontal visibility, vertical aerosol extinction and water vapor mixing ratio. The height of detecting aerosol and water in nighttime is 18km and 8km, respectively. In the daytime, it's 8km for aerosol. Water vapor in boundary layer is measured by *RML* lidar in the time of sunrise and sundown. The error of measurement is less than 20% for horizontal visibility, and do not exceed 30% for aerosol and water vapor. Moreover, the flexibility, stability and reliability of *RML* lidar are proved in the experience of transportation from Hefei to Mianyang city.

Finally, this paper is summarized, and the further work is presented.

Key words: lidar, Mie, Raman, aerosol, water vapor

摘要

全文主要分为两篇。

第一篇系综述部分。主要叙述了激光雷达大气探测的物理基础、介绍了激光雷达在大气遥感中的应用及其研究进展，概述了大气中水汽和大气气溶胶的基本特性，以及它们在大气环境和气候辐射研究中的重要作用，并简单给出了国内外在激光雷达探测大气气溶胶和水汽方面的最新发展动态。

第二篇系车载式拉曼-米散射激光雷达 (*RML* 激光雷达) 的具体研究部分。主要包括五部分工作：首先，简单介绍 *RML* 激光雷达的设计指标，设计思路以及对大气气溶胶和水汽激光雷达探测进行的数值模拟计算；其次，详细描述研制成功的 *RML* 激光雷达的总体结构和主要技术参数；第三，给出实际 *RML* 激光雷达的数据处理方法；第四，对实际测量结果进行分析和讨论；第五，从理论推导和实际对比两方面入手，对 *RML* 激光雷达的测量性能和测量误差进行分析。最终的分析结果表明：*RML* 激光雷达较好的完成了项目总体的测量要求。该激光雷达可以同时用于测量大气水平能见度、垂直大气气溶胶消光系数和水汽混合比。夜晚大气气溶胶和水汽的探测高度分别达到 18km 和 8km 以上，白天大气气溶胶可探测到 8km 高度，凌晨或傍晚可探测到边界层以上 3km 高度的水汽。大气水平能见度的测量误差小于 20%，而大气气溶胶和水汽的测量误差最大不超过 30%。并且从合肥到绵阳两地运输和测量数据上显示，该激光雷达具有很好的机动性和稳定性及可靠性。

本文最后对 *RML* 激光雷达的研究结果进行了总结，并给出将来进一步的工作展望。

关键词：激光雷达，米散射，拉曼散射，大气气溶胶，水汽

目 录

摘 要	I
Abstract	II
目 录	III

第一篇 激光雷达大气遥感概述

第一章 激光雷达大气遥感原理与分类

§ 1.1 激光雷达大气遥感的物理基础	1
1.1.1 激光辐射与大气介质的相互作用	1
1.1.2 相互作用的分类	2
§ 1.2 激光雷达的工作原理	7
1.2.1 激光雷达工作原理和组成	7
1.2.2 一般激光雷达方程	9
§ 1.3 激光雷达的主要分类与发展动态	10
1.3.1 激光雷达的主要分类	10
1.3.2 激光雷达的发展动态	13

第二章 大气气溶胶和水汽的激光雷达探测

§ 2.1 大气气溶胶的激光雷达探测	16
2.1.1 大气气溶胶的类型和物理参数	16
2.1.2 大气气溶胶的探测意义	19
2.1.3 大气气溶胶的激光雷达观测方法	20
§ 2.2 水汽的激光雷达探测	23
2.2.1 大气中水汽的分布和物理参数	23
2.2.2 水汽的探测意义	27
2.2.3 水汽的激光雷达观测方法	28
§ 2.3 Raman-Mie 散射激光雷达的国内外最新进展	33

第二篇 车载式 Raman-Mie 散射激光雷达的研制

第三章 车载式 Raman-Mie 散射激光雷达的设计方案

§ 3.1 Raman-Mie 散射激光雷达的性能指标与模拟计算	37
----------------------------------	----

3.1.1 Raman-Mie 散射激光雷达的性能指标	37
3.1.2 Raman-Mie 散射激光雷达探测信号的模拟计算	38
§ 3.2 Raman-Mie 散射激光雷达的设计方案	47
第四章 Raman-Mie 散射激光雷达的结构与技术参数	
§ 4.1 Raman-Mie 散射激光雷达的总体结构	50
§ 4.2 Raman-Mie 散射激光雷达的激光发射单元	53
4.2.1 Nd:YAG 激光器	53
4.2.2 发射光学单元	55
4.2.3 对光装置	56
§ 4.3 Raman-Mie 散射激光雷达的接收光学单元	56
4.3.1 接收望远镜	56
4.3.2 后继光学单元	57
§ 4.4 Raman-Mie 散射激光雷达的信号探测与采集及控制单元	60
4.4.1 信号探测与采集单元	60
4.4.2 控制单元	62
第五章 Raman-Mie 散射激光雷达的数据处理方法	
§ 5.1 Raman-Mie 散射激光雷达的测量方法	64
§ 5.2 Raman-Mie 散射激光雷达的数据处理方法	65
5.2.1 大气水平能见度的数据处理方法	65
5.2.2 大气气溶胶消光系数垂直分布的数据处理方法	66
5.2.3 水汽混合比的数据处理方法	69
第六章 Raman-Mie 散射激光雷达的典型测量结果	
§ 6.1 大气水平能见度的测量结果	75
§ 6.2 大气气溶胶消光系数垂直分布的测量结果	76
§ 6.3 水汽混合比的测量结果	78
第七章 Raman-Mie 散射激光雷达探测大气气溶胶和水汽的误差分析	
§ 7.1 测量大气水平能见度的误差分析	82
§ 7.2 测量大气气溶胶消光系数垂直廓线的误差分析	83
§ 7.3 测量大气水汽混合比的误差分析	87

论文总结和下一步的工作展望.....	93
参考文献.....	96
发表文章目录.....	101
致 谢.....	103

第一篇 激光雷达大气遥感概述

第一章 激光雷达大气遥感原理与分类

§ 1.1 激光雷达大气遥感的物理基础

激光雷达是一种通过探测激光与大气中各种分子和大气气溶胶粒子等介质相互作用的辐射信号来反演大气性质的主动遥感工具，其工作的主要物理基础涉及激光辐射与大气介质间相互作用所产生的各种物理过程^[1]。

1.1.1 激光辐射与大气介质的相互作用

当激光光束在大气介质中传播时，首先和传播路径上大气介质中的各种气体分子与大气气溶胶粒子发生能量转换，然后根据不同的转换机制将能量以不同的形式进行重新分配。按照分配结果主要存在三种物理过程：散射 (*Scattering*)、吸收 (*Absorption*) 和发射 (*Emission*)。散射是指激光传播路径上的粒子—任何一点物质—连续地从入射波中吸收能量，然后把吸收的能量再发射到以粒子为中心的全部立体角中。该粒子便成为散射能量(再辐射)的一个点源。吸收则是大气中的分子将吸收的能量全部以旋转、振动和能级跃迁三种内能形式附加在分子平均动能上，并不形成能量再发射。然而，由于大多数的较高能级为不稳定状态，因此具有这种能级的分子要发射辐射能量而跃迁到较低能级，这便是上述第三种物理过程—发射。可以看出，散射是由光的波动理论来解释，它不产生分子内能状态的净变化。相反，吸收和发射则需要量子理论来解释，它使得分子内能发生改变。在分子空间和分子活动的小范围内，每种形式的内能都被量子化为不连续的许可值或级，因此吸收和发射过程具有光谱的选择性和不连续性^[2]。

大气介质中粒子与激光辐射的相互作用使得粒子在影响激光辐射的同时也附加上许多粒子本身物理、化学和光学特征方面的信息，这就为激光雷达探测奠定了理论基础。而自然状态下，大气介质中的粒子与光辐射发生的散射、吸收和发射三种物理过程是相互影响，同时发生的，但其外在的表现却很微弱不易观测。由于激光本身具有诸如单色性好、相干性强、方向性好以及高亮度等不同于普通光源的一些特征，因而当激光在大气中传输时，使得散射、吸收和发射过程在一定条件下得到加强，有利于实际探测的要求。因此可以说，激光的产生是实现激光雷达遥感大气的基础。

针对不同类型的介质，其与激光辐射间的相互作用可细分为：球形气溶胶粒子对入射光的米(Mie)散射和分子的瑞利(Rayleigh)散射, 由于它们的散射并不改变入射激光波长, 属于弹性散射(Elastic Scattering)；大气成分对入射光产生的拉曼(Raman)散射、原子或分子的共振荧光(Fluorescence)散射及粒子运动产生的多普勒频移(Doppler)效应等, 这些相互作用改变了入射激光波长, 称为非弹性散射(Inelastic scattering)；吸收(Absorption)过程主要指微量气体成分的光谱吸收效应。表1.1大体给出了激光与大气介质的相互作用截面数值与其可探测大气成分类型^[3]：

表 1.1 激光与大气介质相互作用的典型截面数值与相应可探测大气成分
(λ_0 为入射波长, λ_r 为散射波长)

作用过程	介质类型	波长关系	作用截面 (cm^2/sr)	可探测大气成份
瑞利散射	分子	$\lambda_r = \lambda_0$	10^{-27}	大气密度、温度
米散射	气溶胶	$\lambda_r = \lambda_0$	$10^{-26}-10^{-8}$	气溶胶、烟羽、云等
拉曼散射	分子	$\lambda_r \neq \lambda_0$	10^{-30} (非共振)	痕量气体(H_2O , SO_2 , CH_4)、 气溶胶、大气密度、温度等
共振散射	原子、分子	$\lambda_r = \lambda_0$	$10^{-23}-10^{-14}$	高层金属原子和离子 Na^+ 、 K^+ 、 Ca^+ 、 Li 等
荧光散射	分子	$\lambda_r \neq \lambda_0$	$10^{-25}-10^{-16}$	污染气体(SO_2 , NO_2 , O_3 , I_2)
吸收效应	原子、分子	$\lambda_r = \lambda_0$	$10^{-21}-10^{-14}$	痕量气体(O_3 , SO_2 , NO_2)等
多普勒效应	原子、分子	$\lambda_r \neq \lambda_0$		风速风向

表1.1表明，气溶胶Mie散射截面变化较大，而分子散射相对较弱。Raman散射则具有散射波长不同于照射激光波长的特点, 其散射强度要比分子散射还弱3个数量级左右。共振散射具有比分子散射强得多的特点, 但因为在低层大气中分子的数密度较大, 分子的频繁碰撞而引起猝灭效应使共振散射大为减弱, 因此这一特点只适合于高层大气的探测。荧光具有与共振散射类似的特点。分子的吸收截面远大于分子的其它散射作用截面, 因此利用分子的吸收效应是进行大气探测的重要途径之一。

1.1.2 相互作用的分类

如上所说，激光与大气介质间相互作用的物理过程主要和激光波长与粒子的物理、化学、光学特性有着密不可分的联系。对于不同类型的粒子，在不同波长激光激励条件下，将会发生相应以单一作用为主的物理过程。以下将对目前用于激光雷达大气遥感中的各种作用过程进行简单的介绍。

(1). 分子瑞利(Rayleigh) 散射

大气中粒子的尺度谱范围很宽，涉及到几个数量级，这就意味着散射本身也可以有很大的不同，这却是一个事实。将粒子直径远远小于入射波长时的散射称之为“瑞利(Rayleigh)散射”，这个名字是纪念第一个发展了极小的各项均一粒子散射理论的科学家^[2]。这种类型的散射变化正比于粒子体积的二次方，反比于波长的四次方，向前和向后半球的通量是相等的。由于大气中主要的Rayleigh散射体是大气中的气体分子，因此也将此类散射称之为“分子Rayleigh散射”。

根据瑞利散射理论，一个各向同性的分子在线偏振光照射下的总散射截面 σ_{sm} 为^[2]：

$$\sigma_{sm} = \frac{8\pi^3(n^2 - 1)^2}{3N_0^2\lambda^4} \quad (1.1)$$

上式中， n 为大气介质的折射率， N_0 为标准状况下分子的数密度(cm^{-3})， λ 表示入射波长， σ_{sm} 的量纲单位为(cm^2)。由于大气分子散射可认为独立散射，单位体积大气分子的光散射系数为单个大气分子的光散射截面与大气分子数浓度 N 的乘积。因此，对应不同高度上大气分子总的体散射系数 $\beta_m(z)$ 可表示为：

$$\beta_m(z) = \sigma_{sm} \times N(z) = \frac{8\pi^3(n^2 - 1)^2}{3N_0^2\lambda^4} \times N(z) \quad (1.2)$$

上式中 z 代表高度， $N(z)$ 为不同高度上大气分子的数密度(cm^{-3})， $\beta_m(z)$ 单位为(cm^{-1})。此外，若考虑实际大气分子各向异性对大气光散射的影响，即会导致某些退偏效应，则需要对式(1.2)乘以因子 $(6+3\delta)/(6-7\delta)$ 加以订正。 δ 为大气介质对光散射的退偏度。人们早期研究发现 $\delta=0.0035$ ，相应订正项 $(6+3\delta)/(6-7\delta)=1.06$ ，因此它带来的影响并不大。

式(1.2)表明大气分子的体散射系数与照射光波长的四次方成反比。照射光波长越短，分子的散射作用越强。文献^[3,4]给出瑞利散射理论一般适合于散射粒子的尺度参量 $x=2\pi r/\lambda < 0.1 \sim 0.3$ 的范围。在辐射传输工作中还经常用到散射相函数 $F(\theta)$ ，它是描述散射角 θ 方向上单位立体角散射辐射相对大小的一个函数：

$$F(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\theta)) \quad (1.3)$$

在激光雷达遥感大气时，常用到体后向散射系数 $\beta_m(\theta=\pi)$ ，不难证明它与分子总的体散射系数的比值为 $3/8\pi$ 。

(2). 米(Mie)散射

当大气中粒子的直径大于波长的十分之一时，用Rayleigh理论来解释散射现象就不适合了。这种较强的总散射和复杂的散射形式就需要用G. Mie于1908所发展的理

论来解释^[2]。虽然它的理论严格说来只能用于各向同性的球体，但习惯上即使粒子的形状不大规则也仍然使用Mie散射理论。完整的Mie散射理论可表达为一个数学级数，它包含所有粒子尺度，其级数的第一项相当于Rayleigh公式。对于相对尺度大的球体(例如可见光照射的雨滴)，Mie散射理论可以用反射、折射和衍射进行逼近。大气中的每个粒子实际上都是Mie散射体，但实际中只是对大于Rayleigh散射体的粒子使用该理论。

从普遍的麦克斯韦方程组出发，可求得照射光为线偏振平面波时均匀球形粒子的总散射截面 σ_s 和消光截面 σ_e 的解析表达式；然后利用各递推公式，获得便于计算的运算公式。由Mie理论可得到^[2,5]：

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (1.4)$$

$$\sigma_e = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (1.5)$$

式中 λ 为照射波长， Re 表示取实部， a_n 和 b_n 为系数，它们可表示为：

$$a_n = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi_n(y)\psi'_n(x)}{\psi'_n(y)\xi_n(x) - m\psi_n(y)\xi'_n(x)} \quad (1.6)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(y)\psi_n(x) - \psi_n(y)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(y)\xi_n(x) - \psi_n(y)\xi'_n(x)} \quad (1.7)$$

式(1.6)和(1.7)中， m 为散射粒子的光学折射率， $m=n_r+in_i$ ； x 为散射粒子的尺度参数， y 定义为 $y=mx$ ； $\psi_n(x)$ 、 $\psi_n(y)$ 和 $\xi_n(x)$ 称为黎卡提-贝塞耳函数， $\psi'_n(x)$ 、 $\psi'_n(y)$ 和 $\xi'_n(x)$ 分别对应为它们的导数。

由上式可知，气溶胶粒子的米散射特性与粒子的尺度参数 x 和光学折射率 m 密切相关。当尺度参数 x 很小时，即散射粒子的半径远小于照射光波长时，它的散射光强角分布前后对称，为瑞利散射。随着 x 的增大，散射光强的角分布前后向不再对称。一般情况下，前向散射光强要比后向散射光强大的多。另外，米散射光强对于照射光波长具有依赖性，但比分子瑞利散射光强反比于照射光波长的4次方关系弱得多。文献^[2]给出米散射理论一般适合于尺度参数 $x>0.1\sim 0.3$ 的球形粒子。在 $|m-1|<1$ 和 $x>>1$ 情况下，Hulst^[5]给出了较为简单的近似公式，可大大减少计算量。

由于大气气溶胶是由不同尺度大小的粒子组成，因此气溶胶总的消光系数 $\alpha_a(\lambda)$ 和体后向散射系数 $\beta_a(\lambda)$ 分别定义为大气介质中不同尺度气溶胶粒子的消光截面 $\sigma_e(2\pi r/\lambda, m)$ 和后向散射截面 $\sigma_s(2\pi r/\lambda, \theta=\pi, m)$ 之和，可表示为：

$$\alpha_a(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_e(2\pi r/\lambda, m) n(r) dr \quad (1.8)$$

$$\beta_a(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_s(2\pi r / \lambda, \theta = \pi, m) n(r) dr \quad (1.9)$$

其中, $n(r)$ 为气溶胶粒子的尺度谱分布。因此, 对于球形气溶胶粒子而言, 若已知气溶胶的尺度谱分布函数 $n(r)$ 、光学折射率常数 m 和入射波长 λ , 便可根据 *Mie* 散射理论计算出气溶胶消光系数 $\alpha_a(\lambda)$ 和体后向散射系数 $\beta_a(\lambda)$ 。这是联系气溶胶的微物理参数(粒径尺度谱和折射率)和光学参数(消光和后向散射系数)的基本关系式。当气溶胶粒子折射指数虚部不等于零时, 它对入射辐射的衰减作用包括散射和吸收, 吸收的能量会转化为热能。当粒子的吸收作用显著时, 它的折射率必须用复数表示, 其虚部 n_i 和 *Lambert* 吸收系数 K 的关系为^[2,6]:

$$K(\lambda) = 4\pi n_i / \lambda \quad (1.10)$$

式中 K 的量纲为 (m^{-1}) , 波长 λ 的量纲 (m) 。可见, 当气溶胶折射率指数虚部较大时, 其吸收系数也会较大, 而气溶胶折射率指数虚部与其化学成分密切相关。

(3). 拉曼(Raman)散射

以发现者印度科学家 *C. V. Raman* 的名字命名的拉曼散射与瑞利散射类似, 也是因为分子在光辐射照射下产生的电磁极化, 引起多极子电磁振动而形成的光散射过程。然而, 拉曼散射与分子内部的振动和转动效应密切相关。若照射光频率为 ν (波数), 拉曼散射频移量为 $\Delta\nu$, 则拉曼散射频率为 $\nu_p = \nu \pm n\Delta\nu$, 式中取“-”号为拉曼散射斯托克斯(*Stokes*)谱线, 取“+”号为拉曼散射反斯托克斯(*Anti-Stokes*)谱线。斯托克斯谱线强度大于反斯托克斯谱线强度。若 J 表示转动量子数, ν 表示振动量子数, 则对于双原子分子或线性分子, 拉曼散射的选择定则为 $\Delta\nu=0, \pm 1$; $\Delta J=0, \pm 2$ 。当 $\Delta\nu=\pm 1, \Delta J=0$ 时为振动拉曼散射; 当 $\Delta\nu=\pm 1, \Delta J=\pm 2$ 时, 为振转动拉曼散射; 当 $\Delta\nu=0, \Delta J=\pm 2$ 时, 为转动拉曼散射; 当 $\Delta\nu=0, \Delta J=0$ 时, 为瑞利散射。 $\Delta J=0$ 的拉曼散射谱线称为 *Q* 支; $\Delta J=-2$ 时的拉曼散射谱线为 *O* 支; $\Delta J=+2$ 时的拉曼散射谱线为 *S* 支。*Q* 支谱线一般强于 *O* 和 *S* 支。根据 *Placzek* 的极化理论, 若照射光为线偏光, 可获得拉曼散射斯托克斯谱线总的后向散射截面与拉曼散射频率的四次方成正比, 即与拉曼散射波长的四次方成反比。拉曼散射频移量 $\Delta\nu$ 只与散射分子有关, 与其它外界条件及照射光频率等无关。因此, 利用拉曼散射方法可识别并探测大气中某种成分。但是, 拉曼散射截面比米散射和瑞利散射截面小几个量级, 因此其探测能力受到一定的限制。采用较短的入射波长可获得较大的拉曼后向散射截面, 从而有利于提高探测灵敏度。在激光雷达遥感大气中, 常用的拉曼介质有水汽 H_2O 、甲烷 CH_4 、二氧化硫 SO_2 、氮气 N_2 及氧气 O_2 分子等。

(4). 原子的共振 (Vibration Scattering) 散射

若照射光频率与分子或原子的共振散射频率一致时, 将会引起分子或原子的共振散射。分子共振散射光强比分子瑞利散射光强大几个量级, 而原子共振散射光强往往比分子共振散射光强大好几个数量级。因此, 利用原子共振散射进行大气探测更有利。但由于低层大气因密度较大所引起的碰撞猝灭效应使共振散射大为下降, 使得该方法只能用于探测高层大气中某些金属原子的浓度。如钠原子 (Na) 具有波长 589nm 的 D_2 吸收光谱线 (即共振散射谱线), 若激光波长调谐在 D_2 谱线上, 就能利用共振散射激光雷达探测高达 90km 中间层顶附近的钠原子浓度廓线。该原理同样适用于探测高层大气中其它具有共振散射特性的大气成分的浓度廓线, 如钾原子 (K)、锂原子 (Li)、钙离子 (Ca^+)、激发态一氧化氮 (NO^*) 和离子化氮分子 (N_2^+) 等。

(5). 微量成分的吸收 (Absorption) 过程^[3]

当气体分子从较低能级跃迁到较高能级时便形成吸收光谱。分子不同电子能级间跃迁所对应的光谱称为电子光谱, 多位于可见-紫外波段。此外, 分子的同一电子能级中还有不同的振动能级, 振动能级间跃迁所对应的光谱称为振动光谱。当分子的电子能级和振动能级确定后, 还会因不同转动能级间跃迁而形成转动光谱, 多位于远红外和微波波段。激光雷达探测污染气体浓度, 往往利用待测污染气体分子的吸收光谱特性, 因此清洁大气的吸收光谱将影响探测污染气体浓度的能力和精度。污染气体分子的吸收光谱, 通常由吸收光谱中心波长和对应的吸收截面、或由吸收光谱带的波长范围和对应的吸收截面表征。有时, 用吸收系数表征吸收光谱的强度。吸收截面 σ 与吸收系数 α 之间换算关系为:

$$\alpha = N_L \left(\frac{T_0}{T} \right) \left(\frac{P}{P_0} \right) \sigma \quad (1.11)$$

其中, 吸收系数 α 单位为 ($\text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$), 吸收截面 σ 单位为 (cm^2)。 $N_L = 2.687 \times 10^{19} (\text{cm}^{-3})$, 为劳密特常数。 T 和 P 分别为大气温度和压力; $T_0 = 273\text{K}$ 和 $P_0 = 1\text{atm}$ 分别对应标准状态下的气温和气压。

(6). 多普勒 (Doppler) 频移效应

当激光照射到运动的粒子或分子上时, 由于多普勒效应粒子散射辐射的频率会发生频移, 频移量的大小与粒子运动的速度 (即风速) 成正比。若记 f_i 为入射激光的频率, f_s 为粒子散射辐射的频率, 则多普勒频移量 $f_d = f_s - f_i$, 它与风速 v 的关系为^[4]:

$$f_d = v \times (j_s - j_i) / \lambda \quad (1.12)$$

式中 λ 为入射激光波长, j_s 和 j_i 分别为散射辐射和入射辐射的单位矢量。而对通常的

单端多普勒激光雷达系统而言，接收的是气溶胶和分子后向散射光，这时 $j_s = -j_i$ 。于是上式可简化为：

$$f_d = 2v_r j_s / \lambda \quad (1.13)$$

其中 v_r 为风速的径向分量。以风的径向分量与后向散射光方向一致时为正值，否则为负值。从上式可以看出，通过测量多普勒频移量可以得到风速大小。目前，最常用的检测 f_d 的方法有两种：一种是光学外差法(或称相干探测法)，它与无线电外差调制接收基本相似；另一种是光谱分析法，即用高分辨率光谱法直接检测频移量 f_d 的大小，称为非相干法。

§ 1.2 激光雷达的工作原理

1.2.1 激光雷达工作原理和组成

激光雷达是传统雷达技术与现代激光技术相结合的产物。激光问世后的第二年，即1961年，科学家就提出了激光雷达的设想，并开展了研究工作。1962年意大利人 *Fiocco* 等用第一台红宝石激光雷达探测了80~140km高层大气中钠离子的分布，1963年美国 *Stanford* 研究所研制了用于对流层气溶胶探测的激光雷达 *Mark I*。自那时以来，随着激光、光电子、信号探测和数据采集等技术的发展，激光雷达技术及其在大气探测领域的应用得到迅速发展，并因其较高的时空分辨率和大的测量范围等而成为一种非常重要的主动遥感工具。激光雷达系统基本上是由激光发射、信号接收和数据采集及控制三部分组成。图1.1给出了一般激光雷达系统的原理框图。

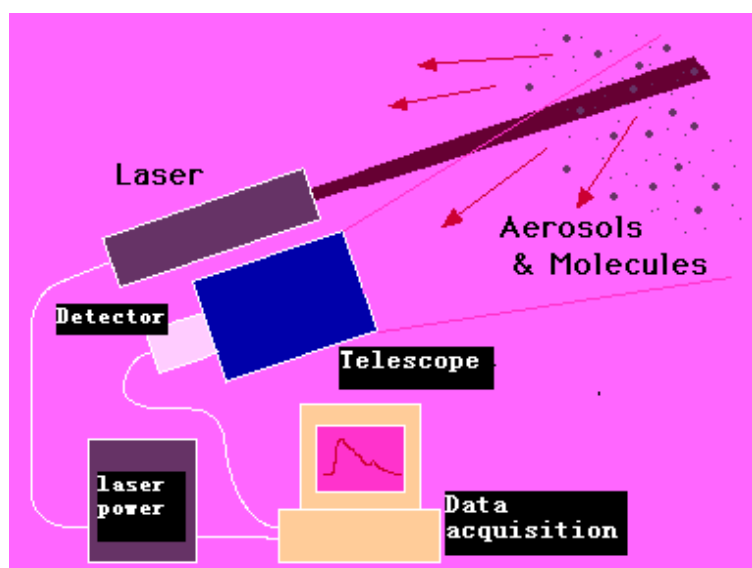


图1.1 激光雷达系统的原理框图

激光发射部分是产生和发射激光束的装置，它主要由激光器和发射镜片组构成。激光器是激光雷达的心脏，它包括三个主要部分：一是能产生激光放大的工作物质；二是为保证振荡所需的谐振腔；三是其激励装置。为获得能量，激励装置一般采用光照射、气体放电和直接通电等方式。到目前为止，许多种激光器已成功用于激光探测大气领域。如固体灯泵激光器(Ruby、Nd:YAG、Ti:Sapphire、Cr:LiSAF及Ho, Tm:YLF/YAG等)、气体激光器(CO₂、准分子XeCl、XeF及KrF等)、染料激光器、光参量OPO、半导体激光器等。随着激光雷达应用领域和产品化的发展，具备高功率、波长可调谐性、窄线宽、小型化、长寿命及人眼安全等特性的激光器越来越受到青睐，尤其是商业化和空间激光雷达更侧重于全固化和小型化系统。表1.2给出了一些常见激光器及其可用于探测的大气成分。

表1.2 激光雷达应用中常用的激光器种类，波长及其可探测大气成分

激光器种类	输出波长(μm)	可探测大气成分及其原理
红宝石Ruby	0.6943	气溶胶(Mie)，云(Mie)，水汽(DIAL)
Nd:YAG	1.064, 0.532, 0.355, 0.266	气溶胶(Mie, Raman)，云(Polarized)，臭氧(DIAL)， 水汽(Raman)，风速(Doppler)
染料Dye(可调)	0.3~1.1	痕量气体(DIAL)，气溶胶(Mie)
二氧化碳CO ₂	9.1~11	痕量气体(DIAL)，气溶胶(Mie)，风速(Doppler)
绿宝石Ti:sapphire	0.7~1.1	痕量气体(DIAL)，气溶胶(Mie)，水汽(DIAL)
Cr:LiSAF	0.25~0.3	
光参量OPO	0.3~4	痕量气体(DIAL)
Excimer(Xecl, XeF, KrF)	0.308, 0.351, 0.248	痕量气体(DIAL)，水汽(Raman)
Ho, Tm:YLF/YAG	2.05	风速(Coherent Doppler)
半导体Nd:YLF	1.47, 0.5235	气溶胶(Mie)，云(Mie+Depolarized)

信号接收部分的主要功能是接收回波光信号，并根据不同波长分别导入相应的探测通道。主要包括接收望远镜、小孔光阑、分光装置、滤光片及探测器等。常用的接收望远镜类型有卡塞格林(Cassegrain)及牛顿式(Newton)反射式系统。卡塞格林系统结构和体积比较紧凑；而牛顿反射式结构和调整比较简单。接收望远镜焦平面处通常放置小孔光阑，以限制接收视场角。分光装置包括普通的光学分色片、光栅光谱仪、标准具及法布里-珀罗(F-P)干涉仪等。探测器前通常放有窄带干涉滤光片或原子蒸汽滤光器等，用来压低天空背景光噪声及其它光的干扰。常用的探测器

有光电倍增管(PMT)及雪崩光电二极管(APD),除要求它们具有较高的量子效率、较低的暗电流和热噪声以及良好的线性度等,还要求其能够覆盖若干个量级动态范围的信号。常用的探测器产品有英国THORN EMI和日本Hamamatsu的光电倍增管及EG&G公司的硅雪崩管等。

数据采集及控制部分主要是用于确保激光发射、回波信号接收、数据采集、传送和存储步调一致地工作。其主要包括前置放大器、A/D模数转换器或多道光子计数器、同步触发控制器、门控控制器及主控计算机。A/D模数转换器的采样精度一般选用8~12bits,采集频率在10~100MHz之间,它比较适合采集低层较强的雷达回波信号,如对流层大气气溶胶和微量成分的探测。而光子计数器通常适用于采集光子量级的弱回波信号,计数频率达几百MHz,通道数较多,相邻两个计数脉冲的死时间仅仅为几个ns。光子计数器常用于平流层及中间层大气探测激光雷达和Raman激光雷达系统。门控控制器的作用是利用光电倍增管的门控功能来控制其响应的时间间隔,进一步对应于探测的高度范围,以适应较大信号动态范围的探测要求。

1.2.2 一般激光雷达方程

激光雷达方程是一个基本关系式,它把回波信号功率跟激光雷达参数及探测目标物的光学特性参数定量的联系起来。

基于考虑:只有目标物的一次散射,且粒子群散射是独立散射;光束为圆锥形状,截面上光能流密度均匀分布;光束发射角、视场角都很小,且发射和接收望远镜光轴相互平行、间隔很小,可以认为接收的是目标物后向散射,不难推出激光雷达方程的一般表达式^[4]:

$$P_r = \frac{P_t c \tau A_0}{8\pi^2} \eta e^{-2 \int_0^z k_t dz} \quad (1.14)$$

式中 $\eta=4\pi\beta_0(z)$,为雷达反射率; $\beta_0(z)$ 是 z 处目标物体后向散射系数($m^{-1} \cdot Sr^{-1}$),它一般是 z 的函数; K_t 是消光系数(m^{-1}); c 是光速($m \cdot s^{-1}$); τ 是光脉冲宽度(t); P_t 是发射脉冲功率(W); A_0 是有效接收面积(m^2); P_r 是回波功率(W)。在激光雷达探测中常把上式改写为:

$$V(z) = \frac{b_A \beta_0(z)}{z^2} e^{-2 \int_0^z k_t dz} \quad (1.15)$$

$$b_A = \frac{A_0 E_T c \chi \xi_0 r_0}{2}$$

式中 $E_T=P_t \tau$ 是发射脉冲能量(J); χ 是激光雷达光学器件(包括接收望远镜、各种分色镜片和滤光片)的光学透过率, $\chi < 1$; ξ_0 是光电倍增管的灵敏度(A/W)和电子系统

放大倍数的乘积； r_0 是光电倍增管的负载电阻 (Ω)。

以上两式是充满区的激光雷达方程，当在过渡区时，需要考虑雷达重迭系数 $\gamma(z)$ 的订正。重迭系数 $\gamma(z)$ 定义为：距离 z 处的有效照射面积与发射光束截面之比。一般重迭系数 $\gamma(z)$ 的数值可以根据具体的激光雷达性能参数或实际水平测量方法得出。

公式 (1. 15) 为激光雷达的基本反演公式，对于实际不同类型的激光雷达，根据其采用的探测原理对该雷达方程进行进一步扩展。

§ 1. 3 激光雷达的主要分类与发展动态

1. 3. 1 激光雷达的主要分类

目前，激光雷达已广泛应用于大气探测领域^[3,4]。根据所探测大气成分和采用的探测原理不同，激光雷达可分为以下几种类型：

(1). 米 (Mie) 散射激光雷达

米 (Mie) 散射激光雷达是最早用于大气探测的激光雷达，主要是利用大气气溶胶的后向 Mie 散射回波信号探测其消光系数或体后向散射系数的分布。常用的激光波长为 Nd:YAG 的二倍频输出 532nm，探测范围从近地面至平流层 30km 高空；并且它还能够白天进行对流层中低层气溶胶的测量。此类激光雷达缺点是回波方程中含有气溶胶体后向散射系数和消光系数两个未知量，定量求解中必须预先假定这两个参数之间的关系。这种激光雷达技术发展比较早且比较成熟，系统结构简单，现在已向小型化和商品化发展，在大气环境及气溶胶相关的气候辐射领域等具有广泛用途。比如，美国 SESI 公司推出的微脉冲激光雷达^[7]。同时该类激光雷达还在向空间平台化发展 (机载、航天飞机载及星载等)，用于监测全球气溶胶和云的空间分布。如 1994 年美国 NASA 成功进行了航天飞机载激光雷达实验 (LITE)^[8]，采用的为多波长 Mie 散射激光雷达系统；日本 NASDA 开展了空间激光雷达实验 (ELISE)^[9]；美国 NASA 正在进行的空间激光雷达项目 (PICASSO-CENA)^[10]。另外，机载 Mie 散射激光雷达已在区域性大气化学物理研究中取得了宝贵观测资料。在国内，中科院大气物理研究所早在上世纪六十年代研制成功红宝石 Mie 散射激光雷达^[11]，中科院安徽光机所也先后研制成功 L625 平流层气溶胶激光雷达、L300 车载式双波长 Mie 散射激光雷达以及便携式 Mie 散射激光雷达 PML 和微脉冲激光雷达 MPL-AI 等，并投入长期大气气溶胶的连续观测^[12,13]。

(2). 差分吸收激光雷达 (DIAL)

该体制的激光雷达发射两种波长非常接近的激光脉冲，待探测气体成分仅对其

中的一个波长具有很强的吸收特性，而对另一种波长则为弱吸收或不吸收。将不同波长回波信号强度进行比较即可确定所含气体的浓度及其所处位置。因为许多气体都是光的吸收体，所以用这种方法测量微量气体具有很高的灵敏度。*DIAL*激光雷达通常用于遥感大气中特定气体，其中最有效地一种应用便是追踪由事故性泄漏、提炼工艺过程的废弃物以及其它污染产生的有毒气体。由于*DIAL*激光雷达要求两个激光波长同时或交替发射，因此可调谐激光器(*Dye*、*Ti:Sapphire*、*Cr:LiSAF*、*OPO*等)得到青睐，并已广泛用于探测大气臭氧、水汽及边界层污染成分(SO_2 、 NO_2 和 NO)等浓度分布^[14,15]。机载*DIAL*激光雷达实验已成功进行了多次^[16]，星载臭氧*DIAL*测量已受到越来越多的关注^[17]。中科院安徽光机所于1994年在原有*L625*激光雷达的基础上，建成我国第一台紫外差分吸收激光雷达，并用于平流层臭氧分布的常规测量^[18]。

(3). 拉曼(Raman)激光雷达

该激光雷达在测量大气中含量较高的气体方面潜力最大。当激光与气体发生拉曼散射时，其拉曼频移等于被测气体分子的振动或转动频移，其强度正比于气体分子的浓度。最初这种技术还不能用于大气分子遥感，而采用与拉曼频移波长相匹配的分光计或干涉滤光片则大大提高拉曼激光雷达的信噪比，用法布里-珀罗干涉仪也可以明显地改造其探测的可选择性，另外傅里叶变换拉曼光谱仪的应用也有助于拉曼激光雷达技术的发挥。现在拉曼激光雷达已成功地运用于大气分子(包括甲烷、二氧化硫、二氧化碳等)的探测^[19,20,21,22]，同时还已用于大气温度、密度以及水汽含量的测量。中科院安徽光机所于1999年在原有*L625*激光雷达的基础上，建成我国第一台拉曼散射激光雷达，主要用于对流层中部水汽混合比的夜晚探测^[23]。

(4). 高光谱分辨率激光雷达(HSRL)

实际大气中，由于分子热运动及分子间碰撞而会对入射激光波长产生加宽效应，其展宽的谱线宽度约为 $0.001\sim 0.1\text{cm}^{-1}$ 。与分子的展宽谱线相比，气溶胶运动产生的加宽效应非常小。故可以用高光谱分辨能力滤光器将分子Rayleigh散射和气溶胶Mie散射信号分开同时接收，直接反演气溶胶的消光和体后向散射系数及空气分子密度温度等。与Raman激光雷达相比，其回波信噪比大大提高。与Mie散射激光雷达相比，其方程求解过程不需要假设气溶胶消光和后向散射系数的关系。但它要求发射激光波长很稳定且线宽要窄，接收通道具有高光谱分辨能力。如常使用种子注入稳频ND:YAG的二倍频输出532nm波长激光作为发射光源，接收系统中使用高光谱分辨能力的碘原子蒸汽滤光器或F-P干涉仪^[24]。

(5). 瑞利(Rayleigh)激光雷达

通常认为30km以上高空气溶胶的含量几乎可被忽略,激光雷达接收的大气回波基本上全是分子的Rayleigh散射信号,而且大气的衰减很小。因此,激光雷达接收的回波与分子的密度成正比,通过归一化回波信号可求出高层大气分子为数密度,然后结合理想气体方程及流体静力学方程可得到大气温度的分布。该类系统还可以通过连续观测大气温度或密度的波动,进一步研究中层大气重力波的活动。由于30km高度以上大气的回波比较弱,故往往采用高功率发射激光器、大口镜接收望远镜和弱信号光子计数技术等。近年来,直径1m和2m的大口镜接收望远镜已先后成功用于瑞利散射激光雷达^[25]。由于全球中层大气温度分布的变化及极地大气物理化学过程受温度的调制,而高空火箭探空因费用较高而使用越来越少,卫星数据的距离分辨率较低,因而瑞利激光雷达探测平流层-中间层温度的分布及重力波等受到重视。

(6). 共振(Resonance)散射激光雷达

共振荧光散射信号比一般的分子散射信号强几个量级,因此利用一些原子的共振散射,可以提高雷达的探测能力。但由于低层大气较高的密度会引起淬灭效应,故共振效应只可以探测中间层中金属碱原子的浓度分布及其活动情况。该类激光雷达系统要求发射激光波长一定要对应某一金属碱原子的共振散射谱线。另外,通过测量金属碱原子的浓度可以递推出中间层大气密度和温度的分布,并从而提取出重力波的信息。如中科院武汉物理与数学所研制的Na原子共振荧光散射激光雷达^[26],发射波长589nm对应于Na原子的D共振谱线。此类激光雷达目前已用于中间层大气钙Ca⁺和铁Fe⁺等原子离子分布的探测。

(7). 荧光(Fluorescence)激光雷达

荧光激光雷达的接收探测部分应设计为可以接收激光感应的荧光,而不是吸收和散射,它是由共振散射技术演变而来的。这种激光雷达主要用于油膜的监测和分类,并可测量油膜的厚度。同时,荧光雷达还可以在航天飞机上遥感OH离子和NO,用于测试水中有机物质的污染,测定叶绿素含量,检测稀有气体(如氙、氩)以及水和空气中的染料示踪物等。加拿大多伦多大学宇航研究所的Measures等于1971年研制出第一台用于探测海洋油污染的激光荧光雷达系统。1980年,美国NASA、NOAA联合研制了AOL(机载海洋激光雷达)系统,此系统可用于探测油污染和多种海水叶绿素荧光。1976~1982年澳大利亚研制了WRELADS-I、II激光雷达系统,主要用于进行浅海水深探测和水下目标探测。加拿大遥感中心于1981年又研制了新型的MK-III型机载激光荧光雷达系统。1980年德国水文研究所和Oldenburg大学研制了机载激光雷达系统,并进行了海水染料示踪实验。意大利电磁波研究所于1987年研制成功

*FLIDAR-II*机载激光雷达系统,曾进行了海水油污染、海水荧光光谱等测量。1987年美国海军研究署(ONR),海军研究实验室及国家空间技术实验室研制成功了新型的*ABS*(机载水深测量)系统。此后,澳大利亚、日本、德国、瑞典、意大利等发达国家不断致力于该类型激光雷达系统的研究,以进一步提高探测性能,扩大其优势和应用领域。

(8). 多普勒(Doppler)激光雷达

由于粒子或分子运动对发射激光波长带来多普勒频移,且频移量大小与风速的大小成正比,因而通过检测频移量大小可以得到风场信息。目前,通常有相干和非相干两种方法进行多普勒激光雷达大气风场的测量。相干多普勒激光雷达需要外差调制,利用大气后向散射与本机振荡光信号同时在探测器上产生的相干迭加效应,然后输出差频量为 $f_s - f_i$ 的射频电信号及直流分量,经过放大和鉴频器,最后获得多普勒频移量 $f_d = f_s - f_i$ 。该类系统探测灵敏度和精度较高,但要求波长稳定的主激光器和本机振荡激光,系统较为复杂,而且其相干效应易受大气湍流的影响而限制了其有效探测距离。而非相干激光雷达用高分辨光谱的方法直接检测多普勒频移量,常用法布里-珀罗(*Fabry-Perot*)干涉仪或标准具及原子滤光器(I_2 蒸汽滤光器)等。该类系统关键是高分辨率光谱器及波长稳定性好的激光光源。由于大气风场及其切变对天气预报及航天器飞行等的重要性,目前美国及欧洲相继开展了机载和星载*Doppler*激光雷达的研制^[27]。我国青岛海洋大学已研制出相干多普勒激光雷达^[28]。中科院安光所也于2002年开始进行非相干多普勒激光雷达的研制,并已进入整机调试和实际测量阶段。

另外,还有一类常见的比较重要的偏振激光雷达,它是利用非球形粒子对线偏振发射激光产生的退偏效应,可以有效地监测云和气溶胶粒子的形态,以区分云和气溶胶粒子的类型。近年来,新型飞秒激光雷达也引起了人们的极大兴趣^[29]。

1.3.2 激光雷达的发展动态

随着激光器、光电子技术及信号探测技术的发展,激光雷达及其在大气探测领域的应用越来越广泛,并逐步在国际大气合作研究计划中得到重视。其未来的发展过程和趋势主要有以下四个方面:

(1). 功能多样化

随着激光雷达技术的发展,激光雷达已从最早的单波长*Mie*散射探测气溶胶的空间分布,发展到现在的多波长多功能化具备同时探测多种大气成分(气溶胶、云、水汽和臭氧等)的空间分布。同时,多波长激光雷达系统还可以提供气溶胶及其它大气

成分的更多信息(它们的光学特性、浓度分布及相互关系)。如A. Althausen等^[30]发展的6个激光波长同时发射和11个接收通道同时接收的激光雷达系统,同时具备Mie-Raman散射和偏振功能,并通过多波长回波反演气溶胶的消光、体后向散射系数、尺度谱分布、有效半径及折射率指数,以及探测卷云与水汽等的分布。

(2). 联网观测

随着大气辐射和环境科学国际合作研究的需要,单站激光雷达观测的数据虽然十分重要,但由于大气气溶胶等重要大气成分的局地性变化较大,远远满足不了区域性乃至全球大气合作研究的需要,而且长期的激光雷达观测及大量的资料积累,对于大气数值模式的检验和发展也十分必要。比如,全球火山灰气溶胶的演变过程、沙尘气溶胶的远距离输送、全球臭氧层的变化及温度分布的变化等均需要布网联合观测。一些国际合作研究计划,象全球平流层变化观测网(NDSC)^[31]、气溶胶特征实验(ACE-I、II)^[32,33]等均使用多个激光雷达对一些重要大气成分的空间分布进行观测。欧洲激光雷达观测网(EARLINET)^[34]包括了欧洲不同国家21个地面激光雷达观测站,亚洲激光雷达观测网(AD-Net)^[35]对亚洲大陆沙尘气溶胶的光学特性及其远距离输送进行联合观测,拉丁美洲激光雷达观测网^[36]则开展了对热带和南半球低纬度地区重要大气成份的合作观测。

(3). 空间平台

地基单点固定式激光雷达的长期观测十分必要,对于研究和统计分析一些重要大气成分的变化规律具有重要价值。但是,象车载、船载、机载以及星载式可移动式平台,其机动性强,将更能发挥激光雷达的功能和作用,而且其观测资料更能代表区域性大气成分的分布。机载式和船载式可以在海洋上空观测,它们在一些区域性乃至全球性大气辐射和环境研究及多种仪器的有效对比实验中发挥了重要作用。如印度洋实验(INDOEX)^[37]、对流层气溶胶辐射强迫观测实验(TARFOX)^[38]、全球对流层实验(GTE)^[39]和太平洋地区微量成分变化(TRACE-P)^[40]等。尤其是星载空间激光雷达,它能够进行全球范围内重要大气成分的主动遥感,并具有较高的时空分辨率和探测精度。Mie散射、差分吸收及Doppler激光雷达等已向星载平台发展。1994年9月美国NASA成功进行了空间激光雷达实验(LITE)^[8],尽管只有十几天的观测,但由于其实验数据的特殊价值而引起了各国科学家的极大关注。随后日本NASDA开展了空间激光雷达项目(ELISE)^[9]。最近,美国NASA已开展研制新一代空间激光雷达系统(PISSCO-CENA)^[10]。

(4). 商品化

由于激光雷达能够监测多种重要大气成分的空间分布，并具有测量范围大和时空分辨率较高等优点，具备其它地基手段不可替代的作用，因此其应用前景比较广阔。目前，单波长Mie散射激光雷达及测污差分吸收激光雷达已成为商品化。如美国SESI公司研制的微脉冲激光雷达系列，德国ELIGHT公司开发的车载测污激光雷达，美国ORCA及加拿大OPTECH公司开发的激光雷达系列以及中科院安光所近年来研制的车载测污激光雷达AML-1、微脉冲激光雷达MPL-A1和便携式激光雷达PML等，都已经开始从实验室研究向商业公司的产品研制开发进行转变。

第二章 大气气溶胶和水汽的激光雷达探测

§ 2.1 大气气溶胶的激光雷达探测

2.1.1 大气气溶胶的类型和物理参数

广义而言,大气气溶胶是指悬浮在大气中的各种固态和液态微粒,如烟灰、尘埃、海盐等微粒的总称^[4]。习惯上,大气气溶胶不包括云雾和降水粒子。大气气溶胶粒子的半径范围一般从 10^{-3} ~ $10^2\mu\text{m}$,按粒子大小分为三类:半径 r 小于 $0.1\mu\text{m}$ 的称为爱根核(*Aitken*),半径 r 为 $0.1\sim 1\mu\text{m}$ 的称为大粒子(*Large particles*),半径 r 大于 $1\mu\text{m}$ 的称为巨粒子(*Giant particles*)。人们通过对城市烟雾的大量细致探测分析得出,大气气溶胶尺度分布有三个分离的模式组成,即核模式($r < 0.05\mu\text{m}$)、积聚模式($0.05\mu\text{m} < r < 1.0\mu\text{m}$)和粗模式($r > 1.0\mu\text{m}$)。此外,半径 r 大于 $5\mu\text{m}$ 的气溶胶因重力沉降而不易滞留在大气中,故称为降尘;半径 r 小于 $5\mu\text{m}$ 的粒子称为飘尘,它能长期悬浮在大气中,并可随呼吸进入人体。

大气气溶胶由自然和人为产生的两种微粒组成,在远离城镇的广大地区大气气溶胶以自然产生的微粒为主;在城市工业区大气气溶胶往往以人为产生的微粒污染物为主。自然产生的气溶胶有火山爆发的喷射物、森林火灾产生的烟灰、被气流携带到大气中的沙尘、土壤和矿物微粒、海水浪沫蒸发后残留的海盐、植物花粉和种子、流星尘埃以及光化氧化和催化而形成的各种盐类。而人类活动产生的气溶胶则有燃烧燃料排放的烟尘、工业生产过程中产生和排放的粉尘、诸多金属元素、盐类和其它固体微粒以及一些污染气体经化学反应后形成的盐类等微粒。

大气气溶胶的分类方式较多,从污染模式、气候模式和气溶胶光学模式考虑,通常分为大陆、海洋、乡村和城市型。*Hegg*^[41]按气溶胶质粒源和出现的地理位置将其细分为九类,即沙漠、远陆、海洋、极地、中高层对流层(背景)、生物、云过程、生物质燃烧和平流层气溶胶,它们的组成和尺度分布具有不同的特征。

在大气和环境科学上,描述大气气溶胶的参数大部分集中在物理,化学和光学性质三个方面,而在每一个方面又包括很多具体的参数。

(1). 物理性质

大气气溶胶粒子的物理参数主要集中在其浓度和粒子谱分布两个方面。单位体积空气中所含的一定尺度范围内粒子的个数、表面积、体积和质量,分别称之为大气气溶胶粒子的数浓度($\text{个}\cdot\text{cm}^{-3}$)、表面积浓度($\mu\text{m}^2\cdot\text{cm}^{-3}$)、体积浓度($\mu\text{m}^3\cdot\text{cm}^{-3}$)和质量浓度($\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$ 或 $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)。

大气气溶胶浓度的变化范围很大，无论在时间上或空间上都是如此。它受地理位置、地形、地表性质、距污染源的远近及气象条件的影响。一般来说，大气气溶胶浓度是城市大于农村，陆地大于海洋，山地越高，浓度越小。由于重力沉降作用，大气气溶胶浓度一般随高度按指数减少，近地面的浓度为最大，到对流层顶处附近为最小。到平流层中部 20km 左右高度，粒子浓度出现新的峰值。

对流层气溶胶粒子浓度随高度分布满足下列经验公式^[4]：

$$N(z) = N(0)e^{-\frac{z}{h_0}} \quad (2.1)$$

式中 $N(z)$ 为高度 z 处的大气气溶胶粒子浓度， $N(0)$ 为地面气溶胶粒子浓度， h_0 为特征高度，它与地区和气候条件有关，一般量级为 10^3m 左右。

粒子谱分布是大气气溶胶另一个重要的物理参数。气溶胶的数密度谱 $n(r)$ 是指单位体积中在单位对数半径间隔上的粒子数 ($\text{个} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$)。即：

$$n(r) = \frac{dN(r)}{d \lg r} \quad (2.2)$$

式 (2.2) 中的 $N(r)$ 是半径在 $\lg r$ 和 $\lg(r+\Delta r)$ 范围里气溶胶粒子的浓度 ($\text{个} \cdot \text{cm}^{-3}$)。大量观测资料表明，由于人类活动造成的大气污染，城市气溶胶粒子数密度谱为最高值，尤其是爱根核比其它环境条件下的浓度要高几个数量级。当沙尘暴形成时，巨粒子浓度明显增大，比正常情况下要大 2~3 个数量级。

(2). 化学性质

大气气溶胶的化学成分与其来源密切相关，因而较为复杂。除含有沙尘、矿物质、烟灰和煤烟等成分外，还常含有硫酸盐、硝酸盐、铵盐和海盐等，从而导致大气气溶胶的光学折射率指数各不相同，进一步影响气溶胶的吸收和散射特性。大陆性气溶胶主要与源地地表土壤成分有关，大部分由矿物质组成，如硅 Si 、铁 Fe 、钙 Ca 和铝 Al 等；城市性气溶胶大部分来源于工业和交通等排放的固体微粒及气相转化物，其元素成分以硫 S 、碳 C 、铅 Pb 、锌 Zn 、镁 Mg 、镍 Ni 和铬 Cr 等为主；而海洋性粒子主要有 $NaCl$ 和 KCl 等吸湿性粒子组成。

大气气溶胶的光学折射率指数可表示为 $m = n_r + n_i i$ 。其中实部 n_r 描述了气溶胶粒子对辐射的散射特性；虚部 n_i 决定于其化学成分，与气溶胶粒子的吸收系数直接相关，它不仅是影响气候辐射强迫的一个关键参数，而且对定量化卫星遥感气溶胶光学厚度非常重要^[42]，但其有效的观测方法比较少。观测结果表明，在可见光波段干粒子的折射指数实部 n_r 随波长变化不大，一般为 1.5~1.6， n_i 一般为 0.001~0.1。而在红外波段，气溶胶的光学折射率与波长密切相关，尤其是折射指数虚部。并且折射指数虚部变化较为复杂，对于煤烟性气溶胶，由于碳含量较

高而虚部较大，其折射指数的实部和虚部随波长增大而变大。因水的折射率为 1.33，故对于吸湿性粒子而言，随着相对湿度的增大，其折射指数将接近于水的值。^[43] Hanel 给出了气溶胶折射指数实部 n_r 和虚部 n_i 在不同相对湿度 RH 下的修正值：

$$\begin{cases} n_r = n_{rw} + (n_{r0} - n_{rw}) \left[\frac{r(RH)}{r(0)} \right]^{-3} \\ n_i = n_{iw} + (n_{i0} - n_{iw}) \left[\frac{r(RH)}{r(0)} \right]^{-3} \end{cases} \quad (2.3)$$

式中下标 w 和 0 分别指水和干粒子， $r(RH)$ 和 $r(0)$ 分别为相应湿度为 RH 和 0 时的粒子半径。

(3). 光学性质

表示大气气溶胶粒子光散射特性的参数有角散射系数、体散射系数、消光系数、散射相函数及非对称因子等。角散射系数定义为在散射角 θ 方向上单位立体角内散射的辐射通量与入射通量密度之比值，单位为 $(\text{cm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1})$ ；而体散射系数定义为单位体积中气溶胶在整个空间散射的总辐射通量与入射通量密度之比值，单位为 (cm^{-1}) 。消光系数表示为总的散射系数与吸收系数之和，单位为 (cm^{-1}) 。考虑到大气气溶胶由不同尺度大小的微粒组成，因此根据 Mie 散射理论，大气气溶胶的消光系数 $\alpha_a(\lambda)$ 和体散射系数 $\beta_a(\lambda)$ 的表达式如下：

$$\alpha_a(\lambda) = \int_0^\infty \pi^2 Q_e(2\pi r / \lambda, m) n(r) dr \quad (2.4)$$

$$\beta_a(\lambda) = \int_0^\infty \pi^2 Q_s(2\pi r / \lambda, m) n(r) dr \quad (2.5)$$

其中 Q_e 和 Q_s 分别为消光和散射效率因子， m 和 $n(r)$ 分别为气溶胶粒子的折射率指数和其尺度谱分布。因此，若已知气溶胶的尺度谱分布和折射率指数，便可以由方程 (2.4) 和 (2.5) 计算出它在波长 λ 处的消光系数和体散射系数。

散射角为 θ 的散射相函数 $P(\theta)$ 表征散射辐射按角度的分布：

$$P(\theta) = \frac{\theta \text{ 方向上的散射辐射能量}}{\text{各项同性散射时该方向散射辐射能量}} = \frac{\sigma(\theta)}{\sigma_s / 4\pi} \quad (2.6)$$

其中， $\sigma(\theta)$ 和 σ_s 分别为角散射截面和总散射截面。辐射传输计算中还常用到单次反照率 ω ，它定义为气溶胶的体散射系数与消光系数之比，该参数相对表征了气溶胶的散射能力与吸收能力， $\omega \leq 1.0$ 。当 ω 较大时表示气溶胶的体散射能力强；对于吸收系数较大的气溶胶，相应的 ω 变小。

根据散射相函数，可以计算出非对称因子 g ，它可表示为：

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\theta) \cos \theta d\cos \theta \quad (2.7)$$

一般 $g \leq 1.0$ ，它表示了粒子散射的各向同性。对于云粒子而言，它的单次反照率和非对称因子较大。由于实际大气中气溶胶粒子形状并不完全等同于理想的球形，而非球形与球形粒子的光散射特性存在较大差别，因此近年来非球形粒子散射的理论分析和数值计算受到人们的重视。但非球形粒子的理论分析和计算比较复杂，如沙尘粒子和云粒等。

大气气溶胶对太阳辐射光具有散射和吸收作用，因而对大气透过率和气象能见度等产生重要影响。对气溶胶的消光系数进行距离积分，可得到气溶胶的光学厚度 $\tau_a(\lambda, z)$ 。由于气溶胶的衰减作用而带来的单程大气透过率 T_a 可由式(2.8)表示，其中 λ 表示波长， z 为距离：

$$T_a(\lambda, z) = \exp[-\tau_a(\lambda, z)] = \exp\left[-\int_0^z \alpha_a(\lambda, z') dz'\right] \quad (2.8)$$

根据气象能见度的定义，人们得到近地面大气气溶胶消光系数与气象能见度 VIS 的关系^[4]：

$$VIS = \frac{3.912}{\alpha_a(\lambda) + \alpha_m(\lambda)} \left(\frac{\lambda}{0.55}\right)^q \quad (2.9)$$

上式中， $\alpha_a(\lambda)$ 和 $\alpha_m(\lambda)$ 分别是大气气溶胶和气体分子在波长 λ 处的消光系数，单位为 (km^{-1}) ， λ 单位为 (μm) ； q 为波长修正因子，视能见度不同而取不同值：

$$q = \begin{cases} 0.585 & VIS < 6km \\ 1.3 & \text{中等能见度} \\ 1.6 & \text{能见度好} \end{cases} \quad (2.10)$$

2.1.2 大气气溶胶的探测意义

大气气溶胶在影响全球气候、环境及辐射传输等扮演着十分重要的角色。一方面，大气气溶胶具有自身的污染特性，即它可以被人们直接吸入呼吸道内而影响人们的身体健康。并且通过对太阳光的散射和吸收而影响地面能见度，并与酸雨的形成、烟雾事件的发生及臭氧层破坏等密切相关。同时大气气溶胶还可以通过吸收和散射太阳辐射直接扰动地-气系统的辐射平衡，产生所谓的直接气候效应^[44]；另一方面，气溶胶粒子又可作为云的凝结核影响云的光学特性，云量以及云的寿命，产生所谓的间接效应^[45]。众所周知，云的辐射气候效应最为明显，它的分布变化和不确定性也最大。平流层气溶胶往往受强火山爆发喷射物的影响，

并对臭氧层和全球辐射强迫带来较大影响^[46]。由于它的滞留时间较长且扩散至全球，因此对中层大气环境和气候变化具有重要影响。人们研究已发现极地地区平流层云(PSC)与平流层臭氧的减少密切相关，因而对南北极地区大气气溶胶的研究也比较活跃。

此外，大气气溶胶粒子对入射激光的散射作用使它成为激光大气传输的重要消光因子，同时它对入射激光的吸收作用会加热大气从而导致热晕发生，严重影响激光在大气中的传输，因此气溶胶粒子也是激光大气传输研究中的一个重要的大气光学参数。

所有上述这些影响的程度主要依赖于大气气溶胶的物理、化学和光学特性。而不同地区、不同季节以及在不同的高度上气溶胶的物理、化学和光学性质有着显著的差异。因此，为了研究大气气溶胶的辐射效应、气候效应和环境效应，研究激光在大气中的传输规律，进行大气气溶胶的含量、尺度谱、散射和吸收特性及其时空分布的精确测量与研究是气候学家、环境学家和大气科学家共同关心的问题，已为各国所重视。

近年来，人们考虑到大气气溶胶在大气环境和气候辐射中的重要地位，开展了大量有效的国际合作研究。其中大气气溶胶的观测及其物理化学过程和辐射强迫效应成为研究重点。比如，气溶胶特征实验(ACE-I、II、III)^[32,33]，先后在欧洲、美洲和亚太地区开展，投入了地基、飞机和卫星等多种观测手段并与数值模式相结合，用以了解区域性气溶胶粒子的微物理化学及光学特性、来源、输送过程、气溶胶和云相互作用及对气候和环境带来的影响。类似的研究项目还有全球对流层实验(GTE)^[39]和对流层辐射强迫(TARFOX)^[38]等；另一个热点研究是沙尘(矿物)气溶胶，如频繁发生的非洲和亚洲沙尘暴，它的远距离输送及物理化学特性和气候辐射强迫研究引起了人们的极大兴趣。

2.1.3 大气气溶胶的激光雷达观测方法

对于大气气溶胶的激光雷达探测方法主要有三种：其一为 Mie 散射 Fernald 方法，其二为 Raman 散射方法，第三为 Raman-Mie 两者的结合。它们各自具有各自的优缺点，以下将一一介绍。

(1). Mie 散射方法测量大气气溶胶消光系数

激光雷达的弹性散射(包括 Mie 散射和 Rayleigh 散射)回波信号方程可写为：

$$P(z) = \frac{C[\beta_m(z) + \beta_a(z)] \exp\{-2 \int_0^z [\alpha_m(z') + \alpha_a(z')] dz'\}}{z^2} \quad (2.11)$$

其中， $P(z)$ 为距离 z 处的大气后向散射信号(W)； C 为激光雷达仪器常数

($W \cdot km^3 \cdot sr$)，它与激光的发射能量、接收系统的光学效率、望远镜有效接收面积和探测器量子效率等有关； $\alpha(z)$ 和 $\beta(z)$ 分别为距离 z 处大气的消光系数(km^{-1})和后向散射系数($km^{-1} \cdot sr^{-1}$)，下标 m 和 a 分别代表空气分子和气溶胶粒子。

由于Mie散射激光雷达方程(2.11)同时含有气溶胶消光系数 $\alpha(z)$ 和后向散射系数 $\beta(z)$ 两个未知数，故为了能够求解方程，根据Mie散射理论及大量的实际观测资料，人们假设气溶胶的消光系数和后向散射系数存在以下关系：

$$\alpha_a(z) = S_1 \beta_a(z)^K \quad (2.12)$$

其中， S_1 假定为常数， K 取常数1.0，这样就简化了方程(2.11)的求解。同时，由于激光雷达系统常数 C 不易直接准确测量，故常通过对回波信号进行归一化或相对定标的办法求解方程。

目前，Fernald方法^[47]较为普遍的用于Mie散射激光雷达反演对流层气溶胶消光系数或后向散射系数。该方法中，首先由探空资料或大气模式得到空气分子的后向散射系数 $\beta_m(z)$ 和消光系数 $\alpha_m(z)$ ；其次将气溶胶消光后向散射系数比 S_1 取某一经验常数；最后假设一标定高度 z_c 。至此利用上述条件，便可以由激光雷达方程式(2.11)得到气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ ：

①. 后向积分式：($z < z_c$)

$$\alpha_a(z) = -\frac{S_1}{S_2} \alpha_m(z) + \frac{X(z) \cdot \exp[2(S_1/S_2 - 1) \int_z^{z_c} \alpha_m(z') dz']}{\frac{X(z_c)}{\alpha_a(z_c) + (S_1/S_2) \alpha_m(z_c)} + 2 \int_z^{z_c} X(z'') \exp[2(S_1/S_2 - 1) \int_z^{z_c} \alpha_m(z') dz'] dz''} \quad (2.13)$$

②. 前向积分式：($z > z_c$)

$$\alpha_a(z) = -\frac{S_1}{S_2} \alpha_m(z) + \frac{X(z) \cdot \exp[-2(S_1/S_2 - 1) \int_z^{z_c} \alpha_m(z') dz']}{\frac{X(z_c)}{\alpha_a(z_c) + (S_1/S_2) \alpha_m(z_c)} - 2 \int_z^{z_c} X(z'') \exp[-2(S_1/S_2 - 1) \int_z^{z_c} \alpha_m(z') dz'] dz''} \quad (2.14)$$

上式中， S_2 为分子的消光后向散射系数比，等于 $8\pi/3$ ； $X(z)=P(z)z^2$ ； z_c 为标定高度，并假设已知 z_c 处气溶胶的消光系数或散射比(边界值)。Fernald方法假定气溶

胶消光体后向散射系数比 S_I 为某一常数；但实际上它与气溶胶尺度谱和化学成份有关，随高度具有一定的变化。在前向积分式(2.14)中，当分母中两项接近时，方程的解往往具有不稳定性，而后向积分式(2.13)的解相对比较稳定。

(2). Raman方法测量大气气溶胶消光系数

由氮气 N_2 的Raman散射雷达方程看出^[48]，Raman散射回波与大气气溶胶的后向散射无关，而主要受气溶胶消光系数的影响。同时由于 N_2 分子在0~100km高度范围内大气中的混合比可视为常数，因此可以从激光雷达接收的氮气Raman散射回波信号中获取大气气溶胶的消光系数 $\alpha_a(\lambda_0, z)$ ，其表达式为^[49]：

$$\alpha_a(\lambda_0, z) = \frac{1}{1 + (\frac{\lambda_{N_2}}{\lambda_0})^{-\nu}} \left\{ \frac{d}{dz} \left[\ln \frac{N(z)}{P(\lambda_{N_2}, z) z^2} \right] - \alpha_m(\lambda_0, z) \left[1 + (\frac{\lambda_{N_2}}{\lambda_0})^{-4} \right] \right\} \quad (2.15)$$

式中 λ_0 为激光雷达发射波长； λ_{N_2} 为氮气的Raman散射波长； $P(\lambda_{N_2}, z)$ 为激光雷达接收不同探测高度 z 处的氮气Raman散射回波信号； ν 称气溶胶消光波长指数，通常假设气溶胶消光系数随波长的关系为： $\alpha_a(\lambda) \propto \lambda^{-\nu}$ ， ν 值一般在0.5~2.0之间，常常假设为常数1.0^[48]； $N(z)$ 为大气分子的数密度，可由探空或模式数据给出。

(3). Raman-Mie散射方法测量大气气溶胶散射比及后向散射系数

利用氮气 N_2 分子Raman散射回波和大气气溶胶及气体分子的Mie-Rayleigh散射回波，可以方便地得到气溶胶散射比 $R(\lambda_0, z)$ 和后向散射系数 $\beta_a(\lambda_0, z)$ ^[50]：

$$\begin{aligned} R(\lambda_0, z) &= \frac{\beta_a(\lambda_0, z) + \beta_m(\lambda_0, z)}{\beta_m(\lambda_0, z)} \\ &= \frac{p(\lambda_0, z)}{p(\lambda_{N_2}, z)} R_c \frac{p(\lambda_{N_2}, z_c)}{p(\lambda_0, z_c)} \frac{\exp \left\{ - \int_z^{z_c} [\alpha_a(\lambda_0, z') + \alpha_m(\lambda_0, z')] dz' \right\}}{\exp \left\{ - \int_z^{z_c} [\alpha_a(\lambda_{N_2}, z') + \alpha_m(\lambda_{N_2}, z')] dz' \right\}} \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\beta_a(\lambda_0, z) = (R(\lambda_0, z) - 1) \beta_m(\lambda_0, z) \quad (2.17)$$

其中， $\beta_a(\lambda_0, z)$ 和 $\beta_m(\lambda_0, z)$ 分别为大气气溶胶及气体分子在发射激光波长 λ_0 和高度 z 处的后向散射系数； z_c 为参考高度， R_c 为 z_c 高度上的散射比，称为散射比参考值。引入 R_c 的目的是归一化激光雷达系统常数，该常数不易准确测量得到。通常对流层中上部气溶胶的含量较少，故在6~12km范围内透过率校正后的Mie散射和Raman散射回波比值为最小的地方设为 z_c ，并取波长355nm处的 $R_c=1.002$ ^[50]。分子消光系数由探空数据或模式算出。实际上由于式(2.16)中透过率项为两个波长的透过率比值，且两个波长相差不大，故它们对气体分子消光并不敏感。这里采用迭代方法计算散射比，即气溶胶消光系数初值先由Mie散射回波算出^[47]，并代

入方程(2.16)~(2.17)计算出 $R(z)$ 和后向散射系数；假定气溶胶消光散射比为常数并得到新的气溶胶消光系数，然后再代入方程(2.16)计算出新的 $R(z)$ 和后向散射系数；直至前后两次计算出的大气气溶胶消光系数相对差异小于1%为止。由式(2.16)看出，当气溶胶消光系数初值偏大时，计算出相应的气溶胶散射比和消光系数会偏小；当气溶胶消光系数初值偏小时，计算出相应的气溶胶散射比和消光系数会偏大。因此，该迭代方法有利于降低气溶胶消光系数初值的不确定性带来的影响。

由散射比可以方便地求出气溶胶的后向散射系数，然后利用方程(2.15)已得到的消光系数可得到气溶胶的消光与后向散射系数比，以下简称气溶胶消光散射比 S_r 。它在单波长Mie散射激光雷达准确定量求解气溶胶消光系数时是非常重要的，同时它对于气溶胶的不同参数(后向散射系数、消光系数、质量浓度等)之间的相互转换也是必要的。研究也发现该参数与气溶胶粒子尺度谱分布、成分、浓度及波长等密切相关。近年来，一些研究小组开始关注参数 S_r ^[51,52]，甚至在气溶胶光学模式中也考虑了该参数。

§ 2.2 水汽的激光雷达探测

2.2.1 大气中水汽的分布和物理参数

大气中的水汽含量很少，仅约 $2 \times 10^4 ppm$ ，占整个空气的体积比约为 0.1~3%，但它却是大气中时空变化最活跃的成分，随着温度、气压的不同有显著的变化。

大气中的水以气、液、固三种相态存在。能够蒸发到一给定气块里水的数量仅依赖该空气的温度，“饱和水汽压”就是给定温度下液态或固态水蒸发所能产生的最大水汽压。达到这一水汽压时，水分子进入气相的速率正好和它返回另一相态的速率相等，这时两相态达到了平衡，空间包含的水汽达到“饱和”。如果空气冷却，使得饱和水汽压低于实际水汽压，空气就“过饱和”。当存在可湿性表面或微小的核心物质以使水汽分子能碰撞合并时，水汽就会发生凝结。也就是说，通常水汽分子不会自发地聚合而开始凝结。当空气饱和或过饱和时，凝结通常会发生在可湿性表面上，象在一杯冰水的表面上就会产生凝结。水汽的这些性质使它成为在大气温度范围内唯一产生相变的气体。

以下将对描述大气中水汽的各种物理参数，以及相互间的转换公式进行逐一介绍。

(1). 水汽的物理参数

①. 水汽压(e)

大气中水汽所产生的那一部分压力称为水汽压，它是大气压力的一部分，因

此它的概念与大气压力的概念是一致的，单位为 hPa 。水汽压是间接表示大气中水汽含量的一个物理量，大气中水汽含量多时，水汽压大；反之，水汽压小。

②. 饱和水汽压 (E)

一定温度条件下，当空气中的水汽含量达到饱和状态时，称为饱和空气。饱和空气中的水汽压叫做饱和水汽压 E ，也叫最大水汽压，单位为 hPa 。当空气中水汽含量超过饱和水汽压时，且存在可湿性表面或微小的核心物质以使水汽分子能碰撞合并时，水汽就开始发生凝结。

饱和水汽压是温度的函数，通常采用经验公式计算饱和水汽压，如马格努斯公式：

$$E_w = E_0 \cdot 10^{\frac{7.5t}{237.3+t}} \quad (2.18)$$

$$E_I = E_0 \cdot 10^{\frac{9.5t}{265.5+t}} \quad (2.19)$$

上式中： E_w 和 E_I 是清洁水面和清洁冰面的饱和水汽压； E_0 是温度为 $0^\circ C$ 时的饱和水汽压； t 为摄氏温度。

③. 绝对湿度 (a)

绝对湿度是单位体积湿空气中含有的水汽质量，即水汽密度 ρ_w ，单位为 ($g.cm^{-3}$ 或 $g.m^{-3}$)。它表征了空气中水汽的绝对含量，空气中水汽含量愈多，绝对湿度愈大。

④. 相对湿度 (f)

空气中实际水汽压 e 与同温度下饱和水汽压 E 之比值 (用百分数表示) 称为相对湿度，即：

$$f = \frac{e}{E} \times 100\% \quad (2.20)$$

相对湿度 f 的大小间接地表示了空气距离饱和的程度。

⑤. 比湿 (q)

在一定体积的湿空气中，水汽的质量与该体积内空气总质量之比值称为比湿，单位为 (g/kg)。

⑥. 水汽混合比 (w)

包含在同一体积内的水汽质量 m_w 与干空气质量 m_d 之比，即 $w=m_w/m_d$ ，称为水汽混合比，单位为 (g/kg)。从水汽混合比的定义可以看出，水汽混合比不随湿空气体积的膨胀或缩减而改变。所以湿空气在上升和下降的运动过程中如无水汽凝结或水滴蒸发，水汽混合比是不变的，仅是一个保守量。在中纬度地区水汽混合比一般在几 g/kg ，但在赤道地区可高达几十 g/kg 。

⑦. 饱和差 (d)

在某一温度下, 空气的饱和水汽压与实际水汽压之差称为饱和差, 即:

$$d = E - e \quad (2.21)$$

饱和差的单位为 (hPa), 它直接表示了实际空气距离饱和的程度, 与水面蒸发能力密切相关, 是水面蒸发计算中常用的湿度参量。

⑧. 露点 (t_d)

当空气中水汽含量不变且气压一定时, 若气温不断降低则空气将逐渐接近饱和, 在气温降低致使空气刚好达到饱和时的温度称为露点温度, 简称露点, 其单位与气温相同。显然, 实际空气的水汽压 $e(t)$ 等于其露点温度时的饱和水汽压 $E(t_d)$, 即:

$$e(t) = E(t_d) \quad (2.22)$$

在气压一定时, 露点的高低仅与空气中的水汽含量有关, 水汽含量愈多, 露点温度愈高, 故而可以用露点温度表示空气的湿度。空气实际温度和露点温度之差 ($t - t_d$) 称为温度露点差。温度露点差也是描述空气距离饱和程度的参量, 在饱和空气中 $t - t_d = 0$, 在未饱和空气中 $t - t_d > 0$, 温度露点差越大即相对湿度愈小, 反之相对湿度愈大。

⑨. 大气中水汽的柱含量

任一单位截面积大气垂直气柱中所含的水汽质量称为该气柱的水汽含量, 单位为 ($g \cdot cm^{-2}$), 亦可以用可降水量 (*precipitable water*) 来表示, 单位为 (cm), 它表示如果气柱内的水汽全部凝结并沉降后, 在气柱底部所形成的水层深度。

对气柱任意截取一段 dz , 其中所含水汽质量为 $d_w = \rho_w dz$, 应用流体静力学方程 $d_p = -\rho g dz$ 并注意到比湿 $q = \rho_w / \rho$, 则可得到自地面 (气柱底部) 至任一高度 z 的气柱内水汽含量 W 为:

$$W = -g^{-1} \int_{p_s}^{p_z} q dp \quad (2.23)$$

式中 p_s 为地面气压, p_z 为高度 z 处的气压。当取比湿 q 的单位为 ($g \cdot kg^{-1}$)、重力加速度的单位为 ($cm \cdot s^{-2}$) 时, 式 (2.23) 可写为:

$$W = -0.01 \int_{p_s}^{p_z} q dp \quad (2.24)$$

实际应用时采用式 (2.24) 的差分形式, 计算气层常取地面、850hPa、700hPa、500hPa、400hPa 等。

任一气柱的水汽含量都随时间变化, 若以 $W(t)$ 表示某气柱在任一时刻的水汽含量, 则该气柱在时段 $\Delta t = t_2 - t_1$ 的平均水汽含量 W_a 为:

$$W_a = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} W(t) dt \quad (2.25)$$

当 Δt 分别取为月、年或 n 年时, W_a 分别称为月平均水汽含量、年平均水汽含量和多年平均水汽含量。

(2). 湿空气状态方程及湿度参量表达式

①. 湿空气状态方程

假设有一团湿空气, 它的气压为 P , 温度为 T , 体积为 V , 密度为 ρ , 质量为 m , 其中干空气的气压、密度和质量分别为 P_d 、 ρ_d 和 m_d , 而水汽的气压、密度和质量分别为 e 、 ρ_w 和 m_w , 则有

$$m = m_d + m_w \quad (2.26)$$

两边同除以 V , 有

$$\rho = \rho_d + \rho_w \quad (2.27)$$

根据干空气和水汽的状态方程, 可分别得到以下表达式,

$$\rho_d = \frac{P_d}{R_d T} = \frac{P - e}{R_d T} \quad (2.28)$$

和

$$\rho_w = \frac{e}{R_w T} \quad (2.29)$$

式中 R_d 和 R_w 分别为干空气和水汽的比气体常数, 它们的关系为: $R_d = 0.622 R_w$, 将上面各式代入湿空气的密度表达式中, 有

$$\rho = \frac{P - e}{R_d T} + \frac{e}{R_w T} = \frac{1.608(P - e) + e}{1.068 R_d T} = \frac{P}{R_d T} \left(1 - 0.378 \frac{e}{P} \right) \quad (2.30)$$

将上式两边乘以 $\left(1 + 0.378 \frac{e}{P} \right)$, 由于 $e \ll P$, $\left(0.378 \frac{e}{P} \right)^2$ 很小可以忽略不计, 有:

$$P = \rho R_d T \left(1 + 0.378 \frac{e}{P} \right) \quad (2.31)$$

上式即为湿空气的状态方程。

通常令 $T_v = T \left(1 + 0.378 \frac{e}{P} \right)$, 称为虚温, 则上式可化简为:

$$P = \rho R_d T_v \quad (2.32)$$

②. 湿度参量表达式

a. 绝对湿度 (a)

计算绝对湿度的公式可由水汽状态方程直接得到:

$$a = \frac{e}{R_w T} = 217 \frac{e}{T} \quad (2.33)$$

上式中, e 的单位为 (hPa), T 的单位为 (K), a 的单位为 (g/m^3)。

b. 水汽混合比 (w)

将水汽和干空气的状态方程分别代入水汽混合比定义中, 有:

$$w = \frac{m_w}{m_d} = \frac{\rho_w}{\rho_d} = \frac{e/R_w T}{(p-e)/R_d T} \quad (2.34)$$

以 $R_w = 1.608 R_d$ 代入上式, 作运算得:

$$w = 622 \frac{e}{p-e} \quad (2.35)$$

上式中 w 的单位为 (g/kg)。

空气饱和时的混合比称为饱和混合比, 用 w_s 表示:

$$w_s = 622 \frac{E}{p-E} \quad (2.36)$$

③. 比湿 (q)

根据比湿的定义, 有:

$$q = \frac{m_w}{m_w + m_d} = \frac{\rho_w}{\rho_w + \rho_d} = \frac{\rho_w}{\rho} \quad (2.37)$$

利用湿空气状态方程, 可导出比湿的计算公式:

$$q = 622 \frac{e}{P \left(1 - 0.378 \frac{e}{P} \right)} \quad (2.38)$$

在一般情况下, $e \ll P$, $1 - 0.378e/P \approx 1.0$, 所以近似有:

$$q = 622 \frac{e}{p} \quad (2.39)$$

2.2.2 水汽的探测意义

大气中的水汽主要来自于水面的蒸发。由水面蒸发而来的水分, 经垂直气流输送到大气, 在大气中又凝结形成云, 再经云中各微物理过程形成降水。这种水

分在地球-大气系统中的周转称为水分循环。虽然水汽仅占全球总水量的 0.001%，但是在水分循环中，水汽却扮演了一个十分重要的角色，它使大陆和海洋之间实现了水分交换。

潮湿的空气在上升过程中发生冷却，使其中的水汽达到饱和或过饱和状态而形成水滴或冰晶。这种水滴和冰晶是云的重要组成成分，因此水汽是生成云和降雨过程中必不可少的条件。它对天气和气候的变化产生了重要的影响。

另外，水汽在 $0.7\mu\text{m}$ 、 $0.8\mu\text{m}$ 、 $0.94\mu\text{m}$ 、 $1.1\mu\text{m}$ 、 $1.38\mu\text{m}$ 、 $1.87\mu\text{m}$ 、 $2.7\mu\text{m}$ 和 $3.2\mu\text{m}$ 附近均有吸收带，它能吸收相当一部分太阳辐射能，从而使它成为平衡整个地气系统辐射收支的重要因素。同时水汽对于激光在大气中的传输也起了不可忽视的作用。在大气动力学、气象学、全球水文循环和大气化学等有联系的一系列大气过程中，水汽也扮演了很重要的角色。而水汽的这些重要影响又与其含量及其垂直分布特征有着密切的关系。

2.2.3 水汽的激光雷达观测方法

拉曼 (Raman) 激光雷达作为探测大气中水汽含量垂直分布的一种重要手段，在近十几年来中已得到了广泛的应用^[53-57]。它根据 Raman 散射频移只取决于散射分子的成分，而与入射光波长无关的特点，由 Raman 散射回波强度的大小确定大气中水汽的浓度。为更好的了解激光雷达探测大气水汽的方法，以下分别从 Raman 散射效应和 Raman 激光雷达方程两方面进行详细介绍。

(1). Raman 散射效应

当一束光照射到物质上时，将有一部分光被散射。如果散射光的波长未发生改变，这种散射被称为弹性散射。在光散射中还有另一种效应，即散射光的波长发生了改变。这种散射很弱，一般不易观察到。A. Smekal 在 1923 年首先从理论上预见了这种效应，1928 年印度物理学家拉曼 (C. V. Raman) 等人通过实验加以证实，故把它称之为 Raman 散射效应。

图 2.1 给出了 Raman 效应的量子解释图。假设能量为 $h\nu$ 的入射光子与一个分子碰撞时，光子给予分子一部分能量，或者从分子取到一部分能量，由于分子内部能量是量子化的，所以光子给予或取到的能量必须等于分子内部能级能量之差，令其为 $\Delta E = E_2 - E_1$ 。若分子在散射前处于 E_1 态（低态），经散射后，能量升高到 E_2 ，差值是从光子中取得的，那么散射的光子能量就只有 $h\nu - \Delta E$ ，也就是频率为 $\nu - \Delta E/h$ ；反之若分子在散射前处于高态 E_2 ，散射后降为 E_1 ，给予光子的能量为差值 ΔE ，则散射的光子能量变成 $h\nu + \Delta E$ ，即频率为 $\nu + \Delta E/h$ 。前后两个过程分别产生了斯托克斯谱线和反斯托克斯谱线。

其数学表达式如下：

$$\nu_r = \nu_0 \pm \Delta\nu_r \quad (2.40)$$

上式中, ν_r 为 *Raman* 散射频率 (*Hz*); ν_0 为入射光的频率 (*Hz*); $\Delta\nu_r$ 为被照射分子的振动-转动频率 (*Hz*)。 $\nu_0 - \Delta\nu_r$ 为斯托克斯线, $\nu_0 + \Delta\nu_r$ 为反斯托克斯线。

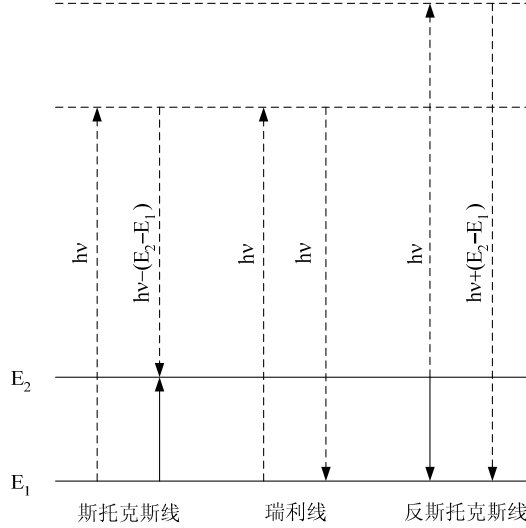


图 2.1 *Raman* 效应的量子解释图

对于双原子分子和线性分子来说, *Raman* 跃迁的选择定则为 $\Delta\nu = 0, \pm 1$ 和 $\Delta J = 0, \pm 2$, 其中 ν 和 J 分别表示分子振动量子数和转动量子数。 $\Delta\nu = +1$ 时将产生斯托克斯线, $\Delta\nu = -1$ 时, 产生反斯托克斯线。

属于 $\Delta\nu = 0, \Delta J = \pm 2$ 的跃迁对应于纯转动 *Raman* 散射; 属于 $\Delta\nu = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 2$ 的跃迁对应于振动-转动 *Raman* 散射; 这样, 对于给定的振动 *Raman* 谱带, 存在着 *Q*、*O*、*S* 三个分支。 $\Delta J = 0$ 的跃迁称为 *Q* 支; $\Delta J = +2$ 的跃迁称为 *S* 支; $\Delta J = -2$ 的跃迁称为 *O* 支。

一般说来, 原子、分子和粒子对辐射的散射不是各向同性的, 因而其截面用单位立体角的微分截面 $\sigma(\theta, \phi) = d\sigma/d\Omega$ 表示, 式中 θ 是散射角, ϕ 是偏振角。分子第 j 个振动模的 *Raman* 频带在单位立体角内的总散射功率 $P_{\Omega j}$ 与入射强度 I_0 (单位面积上的功率) 之间的关系可通过 *Raman* 微分散射截面联系起来: $P_{\Omega j} = (d\sigma/d\Omega)I_0$ 。按照 *Placzek* 偏振理论, 在垂直于线偏振入射光偏振方向的某个方向观察 *Raman* 散射时, 振动-转动跃迁的微分后向散射截面由下列表达式给出:

①. *Q* 支 ($\Delta\nu = +1, \Delta j = 0$) 的振动 *Raman* 后向散射截面

$$\left(\frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right)^Q = \frac{(2\pi)^4 b_j^2 \left(\tilde{\nu}_0 - \Delta\tilde{\nu}_j \right)^4}{1 - \exp\left(-hc \Delta\tilde{\nu}_j / KT \right)} g_j \left(\hat{i}_j^2 + \frac{7}{180} \hat{a}_j^2 \right) \quad (2.41)$$

②. O 支和 S 支 ($\Delta v=+1$, $\Delta j=\pm 2$) 的振动 Raman 后向散射截面

$$\left(\frac{d\sigma_j}{d\Omega}\right)^{O+S} = \frac{(2\pi)^4 b_j^2 \left(\tilde{\nu}_0 - \Delta\tilde{\nu}_j\right)^4}{1 - \exp\left(-hc\Delta\tilde{\nu}_j/KT\right)} g_j \frac{7}{60} \hat{a}_j^2 \quad (2.42)$$

③. 由式 (2.41) 与 (2.42) 相加得到的总振动 Raman 后向散射截面

$$\left(\frac{d\sigma_j}{d\Omega}\right)^T = \frac{(2\pi)^4 b_j^2 \left(\tilde{\nu}_0 - \Delta\tilde{\nu}_j\right)^4}{1 - \exp\left(-hc\Delta\tilde{\nu}_j/KT\right)} g_j \left(\hat{i}_j^2 + \frac{7}{45} \hat{a}_j^2\right) \quad (2.43)$$

式中 $\tilde{\nu}_0$ 为入射光的波数 (cm^{-1}), $\Delta\tilde{\nu}_j$ 为分子第 j 个振动模的波数, $b_j = h/8\pi^2 c \Delta\tilde{\nu}_j$ 为该模的零点振动振幅, g_j 为第 j 个振动模的简度, $\hat{i}_j^2$ 和 $\hat{a}_j^2$ 为简正坐标 Q_j 中偏振张量的各向同性和各向异性部分, T 为绝对温度。

表 2.1 列出了 N_2 分子的 Raman 频移 $\Delta\tilde{\nu}_r$ (cm^{-1}) 以及按 (2.41)~(2.43) 计算的 N_2 分子三类微分 Raman 后向散射截面数值。这些结果已按正比于 λ_r^{-4} 的关系归算至所需的 337.1nm 的入射波长, 其中 λ_r 是 Raman 频移的波长。

表 2.1 以波长 337.1nm 激励时 $v=0 \rightarrow 1$ 振动跃迁的 Q 支、 O 支和 S 支与这三者总和的微分 Raman 后向散射截面的理论值

分子	$\Delta\tilde{\nu}_r$	Q 支 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^Q$	O 支和 S 支 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^{O+S}$	总 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^T$
N_2	2331(cm^{-1})	$2.9 \times 10^{-30}(\text{cm}^2/\text{sr})$	$0.55 \times 10^{-30}(\text{cm}^2/\text{sr})$	$3.5 \times 10^{-30}(\text{cm}^2/\text{sr})$

表 2.2 给出了 N_2 分子 Rayleigh 后向散射、纯转动 Raman 后向散射和总散射的微分截面数值。

表 2.2 以波长 337.1nm 激励的 N_2 分子的 Rayleigh 后向散射、纯转动 Raman 后向散射及其总后向散射的微分截面数值

分子	Rayleigh $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$	纯转动 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$	总 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^T$
N_2	$3.9 \times 10^{-27}(\text{cm}^2/\text{sr})$	$1.14 \times 10^{-28}(\text{cm}^2/\text{sr})$	$4.01 \times 10^{-27}(\text{cm}^2/\text{sr})$

在高分辨率光谱的情况下, 可观察到在斯托克斯线的两旁有许多强度较弱的等间距谱线, 这就是振动-转动 Raman 谱带的精细结构。

图 2.2 表示了 N_2 分子在温度 300K 时的典型振动-转动 Raman 光谱的理论分布, 该分布以对应斯托克斯频移的波数为函数。纵坐标给出以波长为 337.1nm 的入射辐射激励时的微分散射截面值。在这张与 $v=0 \rightarrow 1$ 振动跃迁相对应的图中,

Q 支中所有谱线彼此靠得很紧, 除非用极高分辨率的光谱仪, 不然这些谱线无法分辨。但是, S 支和 Q 支在能量上差别相当大, 并作为强 Q 支两边的边带出现。

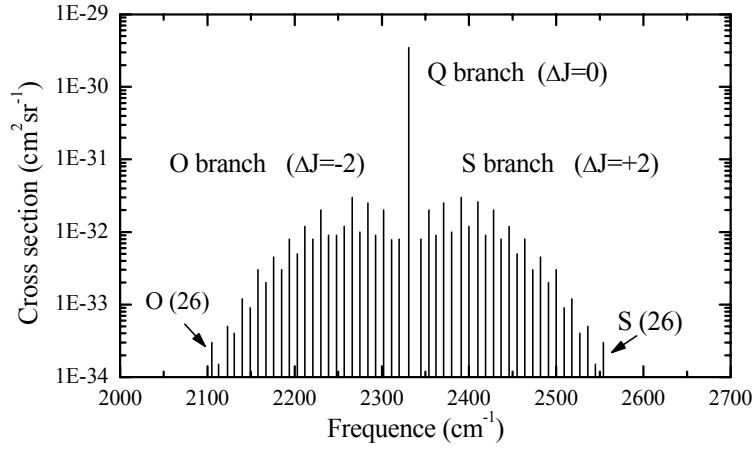


图 2.2 以波长 337.1nm 激励时 N_2 分子在温度 300K 时的典型振动-转动 Raman 光谱分布

图 2.3 表示以 337.1nm 入射光束激励的 N_2 分子在 300K 时计算得到的典型转动 Raman 散射光谱分布, S 支和 O 支这两个分量也对称分布在位于中心的 Rayleigh 分量的两边。

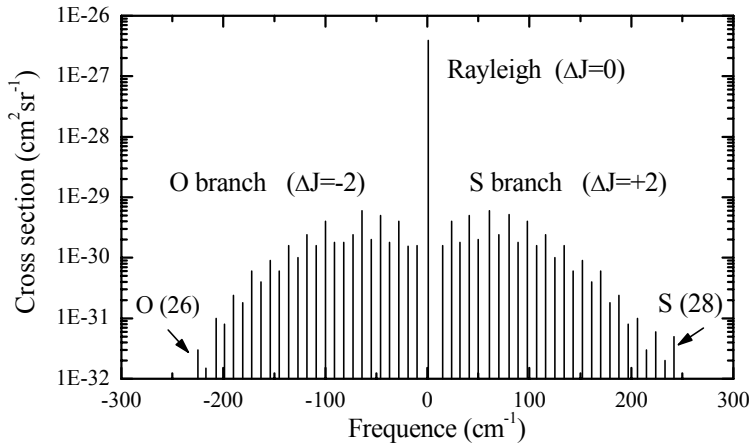


图 2.3 以 337.1nm 入射光束激励的 N_2 分子在 300K 时的典型转动 Raman 散射光谱分布

在水汽分子的振动 Raman 光谱中起主要贡献的是 Q 支, 其 Raman 频移范围从 3630cm^{-1} 到 3658cm^{-1} , 中心频移约为 3654cm^{-1} 。在 3650cm^{-1} 以上的 Raman 光谱带, Q 支强度随着温度的增加而减小, 在 3650cm^{-1} 以下的 Raman 光谱带, Q 支强度随着温度的增加而增加。但如果在 Q 支的整个光谱范围内进行探测, 测量信号将对温度的变化不敏感, 这也就是意味着在 Q 支整个光谱范围内水汽分子的 Raman 后向散射截面基本上不随温度变化。

表 2.3 给出了 C. M. Penney 和 M. Lappy 等人用两种不同的激励波长对水汽 Raman 后向散射截面与氮气 Raman 后向散射截面比值的测量结果^[58]。

表 2.3 两种不同的激励波长下水汽与氮气 Raman 后向散射截面比值的测量结果

激励波长(nm)	Raman 散射波长(nm)	后向散射截面的比值(H_2O/N_2)
488.0	593.9	$2.5 \pm 10\%$
514.5	633.6	$2.5 \pm 10\%$

知道同一激励波长下水汽和氮气 Raman 后向散射截面的比值后, 即可通过氮气 Raman 后向散射截面计算获得相对应的水汽 Raman 波长后向散射截面的绝对值。利用 Raman 后向散射截面与波长四次方成反比的关系可以得到不同波长下的 Raman 后向散射截面值。

表 2.4 给出了氮气和水汽分子以波长 355nm 激励时 $v=0 \rightarrow 1$ 振动跃迁的 Q 支, O 支和 S 支三者总和的微分 Raman 后向散射截面值以及它们的 Raman 波长和 Raman 频移 $\Delta \tilde{\nu}$ 。表中总微分 Raman 后向散射截面值是通过 $(1/\lambda_r^4)$ 的关系转化而获得的。

表 2.4 微分 Raman 后向散射截面的理论值以及 Raman 频移(激励源波长为 355nm)

分 子	Raman 散射波长 (nm)	Raman 频移 $\Delta \tilde{\nu}$ (cm^{-1})	总微分 Raman 后向散射截面 (cm^2/Sr)
N_2	386.7	2331	2.8×10^{-30}
$H_2O(v_1)$	407.8	3654	6.92×10^{-30}

(2). Raman 激光雷达方程

Raman 激光雷达接收到的水汽分子和氮气分子的 Raman 后向散射回波信号分别表示如下^[56]:

$$S_{\lambda H}(z) = \frac{k_{\lambda H}}{z^2} \sigma_H(\pi) n_H(z) q(\lambda_0, z_0, z) q(\lambda_H, z_0, z) \quad (2.44)$$

$$S_{\lambda N}(z) = \frac{k_{\lambda N}}{z^2} \sigma_N(\pi) n_N(z) q(\lambda_0, z_0, z) q(\lambda_N, z_0, z) \quad (2.45)$$

$$\begin{cases} q(\lambda_0, z_0, z) = \exp\left(-\int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_0}(z') dz'\right) \\ q(\lambda_H, z_0, z) = \exp\left(-\int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_H}(z') dz'\right) \\ q(\lambda_N, z_0, z) = \exp\left(-\int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_N}(z') dz'\right) \end{cases} \quad (2.46)$$

式中, $S_{\lambda H}(z)$ 、 $S_{\lambda N}(z)$ 分别为高度 z 处水汽和氮气 Raman 后向散射回波信号; λ_0 、 λ_H 、 λ_N 分别为发射激光波长、水汽和氮气的 Raman 散射波长; $K_{\lambda H}$ 和 $K_{\lambda N}$ 为 Raman

激光雷达中水汽和氮气 *Raman* 通道的仪器常数； $\sigma_H(\pi)$ 和 $\sigma_N(\pi)$ 为水汽和氮气分子的 *Raman* 后向散射微分截面； $n_H(z)$ 和 $n_N(z)$ 为高度 z 处水汽和氮气分子的数密度； z_0 是 *Raman* 激光雷达所在的高度； $\alpha_{\lambda 0}(z)$ 为发射激光波长 λ_0 的大气消光系数； $\alpha_{\lambda H}(z)$ 为水汽分子 *Raman* 散射波长 λ_H 的大气消光系数； $\alpha_{\lambda N}(z)$ 为氮气分子 *Raman* 散射波长 λ_N 的大气消光系数。

根据以上水汽混合比 $w(z)$ 的定义，其数值随高度 z 的分布可表示如下：

$$w(z) = \frac{n_H(z)}{n_{dry}(z)} \frac{M_H}{M_{dry}} \quad (2.47)$$

式中， $n_H(z)$ 和 $n_{dry}(z)$ 为高度 z 处的水汽和干空气数密度； M_H 和 M_{dry} 分别为水汽和干空气的分子量。

由于在对流层范围内氮气分子数密度与干空气分子数密度的比值 n_N/n_{dry} 是一个常数，约为 78%，所以可以用氮气的 *Raman* 后向散射回波信号代替干空气。这样，水汽混合比就可以用水汽分子和氮气分子的 *Raman* 后向散射信号计算获得。

$$w(z) = \frac{n_H(z)}{n_N(z)} \frac{M_H}{M_{dry}} \frac{n_N(z)}{n_{dry}(z)} \quad (2.48)$$

将 (2.44) 和 (2.45) 两式代入 (2.48) 式即可得到：

$$w(z) = C_w \Delta_q^w(z_0, z) \frac{S_H(z)}{S_N(z)} \quad (2.49)$$

式中， C_w 为 *Raman* 激光雷达探测水汽混合比的系统标定常数； $\Delta_q^w(z_0, z)$ 为大气透过率修正函数，两者的表达式分别为：

$$\begin{cases} C_w = \frac{k_N}{k_H} \frac{\sigma_N(\pi)}{\sigma_H(\pi)} \frac{M_H}{M_{dry}} \frac{n_N}{n_{dry}} \\ \Delta_q^w(z_0, z) = \frac{q(\lambda_N, z_0, z)}{q(\lambda_H, z_0, z)} \end{cases} \quad (2.50)$$

由 (2.49) 式可以看出，如果已知标定常数 C_w ，大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ ，通过 *Raman* 激光雷达测量的水汽和氮气 *Raman* 后向散射信号的比值 $S_H(z)/S_N(z)$ 就可以计算出水汽混合比 $w(z)$ 。

§ 2.3 Raman-Mie 散射激光雷达的国内外最新进展

由于在利用出射激光的 *Raman* 散射来探测大气中水汽的同时，也可以利用其出射波长的 *Mie* 散射信号来探测大气气溶胶，因此一般常常将两种功能合而为

一，即所谓的 *Raman-Mie* 散射激光雷达。以下将简要介绍国内外用于测量水汽和大气气溶胶的 *Raman-Mie* 散射激光雷达的最新发展状况。

上世纪六十年代末到七十年代初，*Melfi* 等人^[59,60]使用 *Q* 开关红宝石激光器的倍频光束(波长 347.2nm , 输出能量 40mJ)和一台直径为 40cm 的牛顿式接收望远镜，观测了大气中水汽和氮气的 *Raman* 后向散射信号，获得了地面至 3km 的水汽混合比垂直廓线。随后，*Cooney*^[61]使用了一台倍频 *Q* 开关红宝石激光器和一台直径为 75cm 的接收望远镜，探测了大气绝对湿度的垂直分布。



参 数	指 标
激光器:	XeF
波长	351 nm
脉冲能量	60 mJ
重复频率	400 Hz
发散角	0.05 mrad
望远镜:	Dall-Kirkham
口径	0.76 m , $f/4.8$
FOV	0.25 mrad
滤光片带宽	0.25 nm
测量范围	夜晚 $0\text{-}13\text{ km}$ 白天 $0\text{-}6\text{ km}$
完成时间	1990 年

图 2.4 美国 NASA Goddard 空间飞行中心的 SRL 激光雷达系统

美国 NASA Goddard 空间飞行中心(*Space Flight Center*)的 SRL^[57](*Scanning Raman Lidar*)激光雷达，如图 2.4 所示。该雷达始建于 1990 年初，具有直径为 0.76m ，相对孔径为 $f/4.8$ 的 *Dall-Kirkham* 望远镜系统，激光器采用 XeF，激光波长为 351nm ，重复频率为 400Hz ，功率为 24W 。SRL 激光雷达接收系统能够同时接收主激光波长、水汽、氮气和氧气的一级 *Stokes Raman* 波长等四个波长的回波信号，可以对大气气溶胶和水汽进行白天和夜晚连续观测。SRL 激光雷达于 1991 年秋季参加了 *SPECTRE/FIRE* 测量实验计划^[55]。

图 2.5 显示的为美国能源部(DOE/ARM)于 1995 年建成的 *Raman* 激光雷达 CART^[62]。CART 使用 Nd:YAG 激光器，输出三倍频激光 355nm ，重复频率为 30Hz ，单脉冲能量为 400mJ ，接收望远镜口径为 0.61m 。它同时接收三个波长(主激光波长、水汽 *Raman* 波长和氮气 *Raman* 波长)。该雷达的最大优点是利用不同的接收视场分别对高层和低层的水汽进行探测，较小接收视场有利于雷达白天的水汽探测。

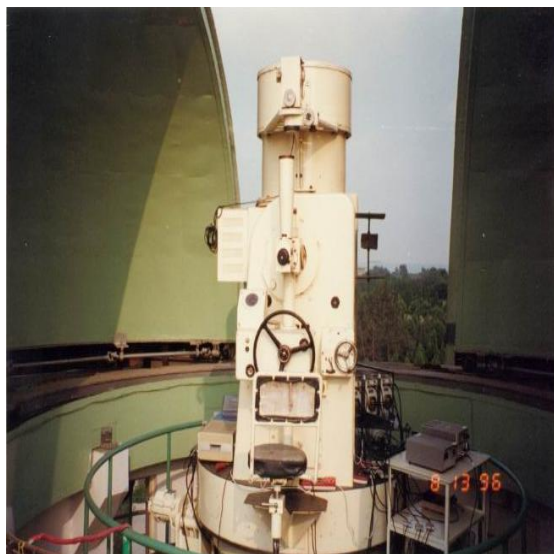
参 数	指 标
激光器:	Nd:YAG
波长	355 nm
脉冲能量	400 mJ
重复频率	30 Hz
发散角	0.45 mrad
望远镜:	Dall-Kirkham
口径	0.61 m, f/9.3
FOV	0.3-2 mrad
扩束镜	X15
滤光片带宽	0.3/1.2nm
测量范围	夜晚 0-10 km 白天 0-7 km
完成时间	1995 年

图 2.5 美国能源部(DOE/ARM)的 CART 激光雷达系统

上述两部 *Raman* 激光雷达于 1997 年 9 月 15 日至 10 月 5 日参加了由美国能源部组织的第二次水汽观测实验 (*Water Vapor IOP*)，并取得了圆满成功。

近年来，美国“科学与工程服务公司”(Science and Engineering Services, Inc.) 采用微脉冲激光雷达^[7](*Micro Pulse Lidar*) 技术研发用于测量大气中水汽的 *CRL* (*Compact Raman Lidar*) 激光雷达^[63]。该激光雷达系统重量仅有几十公斤，激光器为二极管泵浦带偏振输出的四倍频 Nd:YAG 激光器，波长为 266nm，能量为 1mJ/pulse，重复频率为 1kHz。接收望远镜是直径为 35cm、相对孔径为 f/10.2 的卡塞格林式望远镜。发射和接收同轴，这样使得望远镜既能够承担接收任务，也可以完成激光光束的扩束和发射作用。*CRL* 雷达包括三个测量通道，分别用于接收水汽 *Raman* (294.6nm)、氮气 *Raman* (283.6nm) 和氧气 *Raman* (277.5nm) 的回波信号。它的高灵敏度光子计数系统中的 *Solar blind* 探测器、高截止率的窄带滤光片以及可缩小孔径的小孔光阑，使白天探测水汽变为现实。*CRL* 激光雷达能够在 10 分钟的信号平均结果中获得 0~3km 水汽混合比的垂直廓线。尽管该激光雷达有许多优点，但是由于它的激光波长为 266nm，因此必须考虑 O_3 吸收的订正，这样也就会给水汽测量的结果带来一定的误差。

除了国外测量水汽 *Raman-Mie* 散射激光雷达系统，中科院安光所早在 1997 年便开始对流层中低部水汽的 *Raman* 散射激光雷达研制，如图 2.6 所示。*L625* 多功能激光雷达主要用于测量对流层和平流层大气气溶胶、臭氧和温度，在 1997 年增加了对流层中低部水汽的探测。但由于激光器能量和本身雷达系统的限制，其测量水汽仅仅局限于 1~5km 的高度范围，并且只用于夜晚测量。



参 数	指 标
激光器:	Nd:YAG
波长	355 nm
脉冲能量	80 mJ
重复频率	10 Hz
发散角	<1 mrad
望远镜:	卡塞格林
口径	0.625 m
FOV	3 mrad
滤光片带宽	4.5 nm
测量范围	夜晚 1-5 km
完成时间	1997 年

图 2.6 中科院安光所的 L625 多功能激光雷达系统

第二篇 车载式 Raman-Mie 散射激光雷达的研制

第三章 车载式 Raman-Mie 散射激光雷达的设计方案

§ 3.1 Raman-Mie 散射激光雷达的性能指标与模拟计算

3.1.1 Raman-Mie 散射激光雷达的性能指标

应国家对大气环境探测的需求,研制一台车载式拉曼-米 (*Raman-Mie*) 散射激光雷达系统(简称 *RML* 激光雷达),用于探测对流层大气气溶胶消光系数垂直廓线、对流层中低层水汽混合比垂直廓线和大气水平能见度。其相应的性能技术指标和使用的外部环境条件如下:

(1). 主要性能技术指标

- ①. 发射激光波长: $532nm$ (探测水平能见度和气溶胶消光系数垂直廓线)
 $355nm$ (探测水汽混合比垂直廓线)

②. 有效探测距离:

气溶胶消光系数: 夜晚, 近地面至 $15km$ 高度
白天, 近地面至 $6km$ 高度

水汽混合比: 夜晚, 近地面至 $6km$ 高度
白天, 近地面至 $3km$ 高度(边界层高度)

③. 距离分辨率: $30m$

④. 探测误差:

水汽混合比: $\pm 10\%$ ($3km$ 以下); $\pm 30\%$ ($3\sim 6km$)

气溶胶消光系数: $\pm 20\%$ ($10km$ 以下); $\pm 30\%$ ($10\sim 15km$)

大气水平能见度: $\pm 20\%$

(2). 使用的外部环境条件

由于该 *RML* 激光雷达系统为车载房舱型,用于野外试验,因此外部环境可分为三部分:激光雷达占用的空间环境,激光雷达的维护环境和激光雷达的测量环境。

①. 激光雷达占用的空间环境

安放 *RML* 激光雷达的车型为“一汽解放”,房舱的尺寸为 $6500mm$ (长) $\times 2400mm$ (宽) $\times 2000mm$ (高),在保证总高不大于 $3150mm$,满足铁路运输的条件下,房舱高度可在 $2000\pm 100mm$ 内调节。考虑到其它测量仪器的安装,*RML* 激光雷

达允许占用的空间为：3500mm(长)×2100mm(宽)×2000mm(高)，同时为方便水平和垂直两个方向的测量要求，必须在房舱顶部和水平前方有足够大的可开关天窗和舱门，另外车底还须安装防振装置，以保证在运输过程中整个激光雷达系统各部件仪器的安全。

②. 激光雷达的维护环境

RML 激光雷达为一集光、电、机械于一体的精密探测仪器，其中包括很多对外部环境敏感的光学元器件和电子元器件。同时整个激光雷达系统还包含强电和弱电两个供电单元，因此房舱内部环境一定要保持室温(20°C)、低湿($RH < 50\%$)、防尘以及强弱电分别走线和良好接地。

③. 激光雷达的测量环境

一方面，由于该激光雷达是利用激光作为探测光源，因此必须保证在激光雷达的发射和接收光路上不准有硬性目标物，以免强回波光信号损坏激光雷达的光电探测器；另一方面，该激光雷达只适合于在晴朗无云或有高层卷云的天气条件下进行测量。

3.1.2 Raman-Mie 散射激光雷达探测信号的模拟计算

鉴于 *RML* 激光雷达研制的目的是测量大气气溶胶的光学性质和水汽含量的垂直分布，因此必须首先了解大气气溶胶和水汽在大气中的分布特点，尤其是空间和时间上的变化特征；其次，正如第二章所表明的，拉曼-米(*Raman-Mie*)散射激光雷达接收的大气后向散射回波信号除了与大气气溶胶的光学特性、水汽的含量以及天空背景辐射等有关外，还与激光雷达的技术参数有关，这包括激光器发射激光的单脉冲能量和重复频率，发射光学单元的透过率，接收望远镜的口径及接收视场角，接收光学单元的透过率，滤光片的透过率和带宽，光电倍增管的量子效率、增益和暗电流，放大器的放大倍数和暗噪声，以及采集卡的采样频率和采样精度等。

本章首先叙述大气气溶胶和水汽在大气中的分布特点，然后选择合适的大气模式、合理的激光雷达技术参数和测量方法，模拟计算出激光雷达接收的大气后向散射回波信号、水汽和氮气的后向 *Raman* 散射回波信号以及它们相应的信噪比。模拟计算的结果将直接应用于 *RML* 激光雷达的总体设计方案中。

(1). 大气后向散射回波信号的模拟计算

①. 对流层大气气溶胶分布特点

对流层大气气溶胶粒子的垂直分布特点是：第一，其浓度一般在近地面最大并随着高度的增加而减小，尤其在从地面至 2~3km 左右高度范围内，减小的速

率最为剧烈，在对流层层顶附近，其浓度达到最低；其次，由于离气溶胶源的远近不同，加之受天气系统、局地气象条件、地表及地形的影响，对流层气溶胶粒子浓度的水平和垂直分布特征一般较为复杂；第三，由于受地表生态环境和人类活动的影响，对流层气溶胶的尺度谱分布比较宽；第四，白天期间，由于太阳和地球表面热交换作用，垂直对流剧烈，对流层气溶胶粒子的浓度及其空间分布随时间变化较快，夜晚则趋于缓和，加上每天的天气状况与气象条件各异，对流层特别是其中下部，气溶胶浓度垂直廓线往往天与天之间存在较大的变化；第五，在中纬度地区，对流层顶高度一般在 10 至 15km 左右。

②. 大气后向散射回波信号和信噪比的模拟计算公式

对于每一发激光脉冲，米散射激光雷达接收的大气后向散射回波信号如公式 (3.1) 所示：

$$\begin{cases} N_s(z) = P(z) \left(\frac{\eta \lambda}{hc} \right) \Delta t = \frac{c E_0 Y(z) A_r \beta(z) T^2(z) T_t T_r}{2z^2} \left(\frac{\eta \lambda}{hc} \right) \Delta t \\ T(z) = \exp \left(- \int_0^z \alpha(z') dz' \right) \\ \Delta t = \frac{2\Delta z}{c} \end{cases} \quad (3.1)$$

其中， $N_s(z)$ 为高度 z 处大气后向散射回波信号光电子数； $P(z)$ 为高度 z 处的大气后向散射回波功率 (W)； η 为光电探测器的量子效率； λ 为激光发射波长 (nm)； h 为普朗克常数 ($J \cdot s$)； c 为真空中的光速 (m/s)； Δt 为激光雷达探测的时间分辨率 (s)； E_0 为发射激光的单脉冲能量 (J)； $Y(z)$ 是高度 z 处的几何重迭因子； A_r 为接收望远镜的接收面积 (m^2)； $\beta(z)$ 是高度 z 处的大气后向散射系数 ($Sr^{-1} m^{-1}$)，它包括来自大气气溶胶粒子和气体分子两部分的贡献； $\alpha(z)$ 是高度 z 处的大气消光系数 (m^{-1})，它同样包括来自大气气溶胶粒子和气体分子两部分的贡献； $T(z)$ 是激光雷达到高度 z 处的大气透过率； T_t 为发射光学单元透过率； T_r 是接收光学单元透过率； Δz 为激光雷达探测的距离分辨率 (m)。

米散射激光雷达探测信号的信噪比公式如 (3.2) 所示：

$$SNR(z) = \frac{N_s(z)}{\sqrt{N_s(z) + 2(Nb + Nd)}} \times \sqrt{n} \quad (3.2)$$

式中 n 为累积的激光脉冲数， Nb 是天空背景辐射的光电子数， Nd 为光电倍增管的暗计数。对于夜晚测量，天空背景辐射信号 Nb 很小，可以忽略不计。而在白天测量时，天空背景辐射信号 Nb 如公式 (3.3)^[7] 所示：

$$Nb = \frac{\eta \lambda}{hc} P_b \pi (\theta/2)^2 d_{wl} A_r T_r \Delta t \quad (3.3)$$

其中, Pb 是天空背景辐射亮度 ($w \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}$), 对于 $532nm$ 波长, 一般认为 $Pb=0.2$; θ 是激光雷达系统望远镜的接收视场角 ($mrad$), d_{wl} 是干涉滤光片带宽 (nm), Ar 为接收望远镜的接收面积 (m^2), T_r 是激光雷达接收光学单元的光学透过率, Δt 是激光雷达的时间分辨率 (s)。

从公式 (3.1) 至 (3.3) 可以看出, 如果已知大气气溶胶粒子和气体分子的光学特性参数和米散射激光雷达的技术参数, 便可以模拟计算出激光雷达接收的大气后向散射回波信号和探测信号的信噪比。

③. 模拟计算中使用的大气模式和米散射激光雷达的技术参数

模拟计算使用的气体分子和大气气溶胶粒子的后向散射系数表达式如 (3.4) 所示:

$$\begin{cases} \beta_m(z) = 1.54 \times 10^{-3} \left(\frac{532}{\lambda}\right)^4 \exp\left(-\frac{z}{7}\right) \\ \beta_a(z) = \left\{ 2.47 \times 10^{-3} \exp\left(-\frac{z}{2}\right) + 5.13 \times 10^{-6} \exp\left[-\frac{(z-20)^2}{6^2}\right] \right\} \left(\frac{532}{\lambda}\right) \end{cases} \quad (3.4)$$

其中 $\beta_m(z)$, $\beta_a(z)$ 分别为空气分子和大气气溶胶粒子的后向散射系数。它们的消光系数 $\alpha_m(z)$, $\alpha_a(z)$ 可以通过各自的后向散射系数与消光后向散射比的乘积得到。空气分子和大气气溶胶粒子的消光后向散射比分别为 $8\pi/3$ 和 50。

图 3.1 给出模拟计算出的大气气溶胶和气体分子消光系数在 $0 \sim 30km$ 高度范围内的垂直分布廓线。

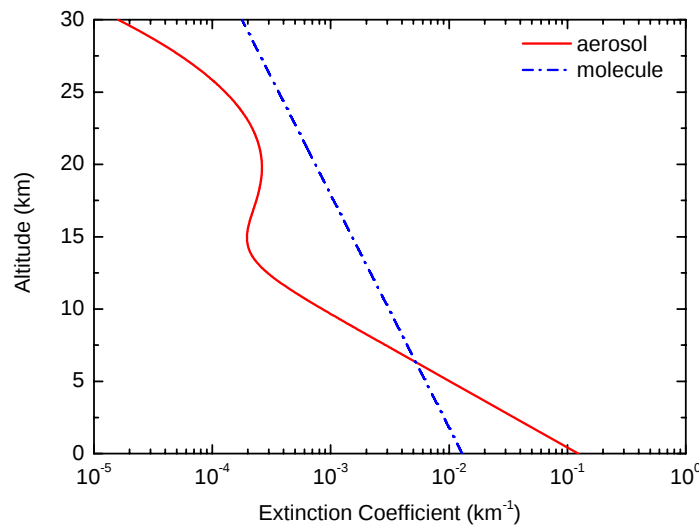


图 3.1 大气气溶胶和气体分子消光系数的垂直分布廓线

从图中可以看出: 近地面大气气溶胶的消光系数大于气体分子的消光系数, 直到 $6km$ 左右高度, 再向上, 大气气溶胶的消光系数始终小于气体分子; 其次, 在 $0 \sim 30km$ 的高度范围内, 气体分子消光系数从 $10^{-2} km^{-1}$ 衰减到不到 $10^{-4} km^{-1}$, 动

态范围在 2 个量级之内。而大气气溶胶消光系数则从 $10^{-1}km^{-1}$ 减小到 $10^{-5}km^{-1}$ ，达到 4 个量级以上。可见，大气气溶胶的消光系数随高度衰减的速率明显大于气体分子；第三，气体分子的消光系数几乎随高度呈现线性衰减，而大气气溶胶的消光系数则在对流层顶附近有一极小值，在平流层其数值又出现增加趋势。

表 3.1 给出了模拟计算中使用的米散射激光雷达技术参数。这些技术参数的选取主要基于四个方面的考虑：一是依据国内外同类激光雷达的技术参数作为参考；二是比较了不同技术参数所得出的模拟计算结果，并对技术参数进行优化；三是利用已经掌握的激光雷达的研制技术；四是以市场上现阶段各种常用器件产品的技术参数为依据。

表 3.1 模拟计算中米散射激光雷达的主要技术参数

激光发射单元	
激光器	Nd:YAG
激光波长(<i>nm</i>)	532
单脉冲能量(<i>mJ</i>)	150
脉冲工作频率(<i>Hz</i>)	20
发射单元光学透过率(%)	70
接收光学单元	
接收望远镜	卡塞格林型
接收望远镜直径(<i>m</i>)	0.4
接收视场(<i>mrad</i>)	1
接收光学单元透过率(%)	30
滤光片带宽(<i>nm</i>)	0.3
信号探测和数据采集单元	
探测器量子效率(%)	10
探测器暗电流(<i>nA</i>)	10
天空背景光亮度(<i>WSr⁻¹m⁻²nm⁻¹</i>)	0@night/0.2@day
空间分辨率(<i>m</i>)	30

④. 模拟计算结果与分析

将以上大气模式和米散射激光雷达的技术参数分别代入公式 (3.1)~(3.3) 进行计算，便可以得出夜晚和白天米散射激光雷达接收的大气后向散射回波信号和信噪比的垂直廓线。

图 3.2 给出夜晚和白天米散射激光雷达接收的大气后向散射回波信号。从图中可以看出：在夜晚，从地面到 20km 高度范围内，米散射激光雷达接收的大气后向散射回波信号的动态范围达到 7~8 个量级；而白天在约 6km 以上，激光雷达接收的基本上都是天空背景辐射信号，信号动态范围也减小为 5 个量级。同时激光雷达接收的回波信号在从地面到 3km 左右高度范围内降低的速率最快，并且其随高度的变化并不是线性衰减，而是呈指数衰减。

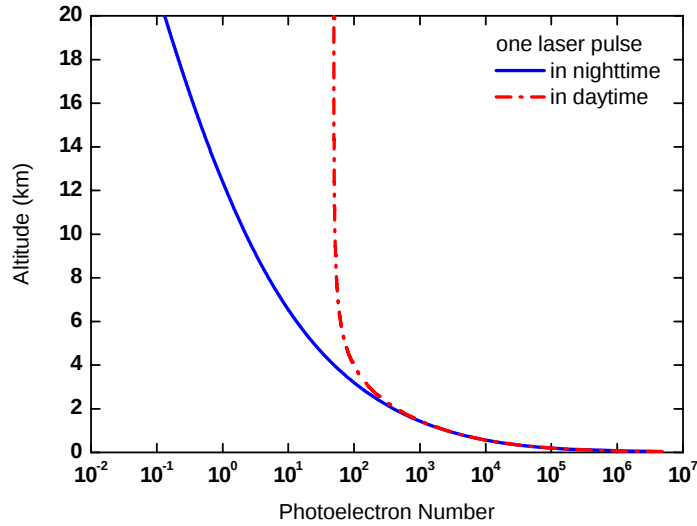


图 3.2 模拟计算米散射激光雷达接收的夜晚(实线)和白天(点划线)大气回波信号廓线

因此,要满足整个对流层大气气溶胶的激光雷达探测,米散射激光雷达的信号探测与采集单元必须具有足够大的动态范围。

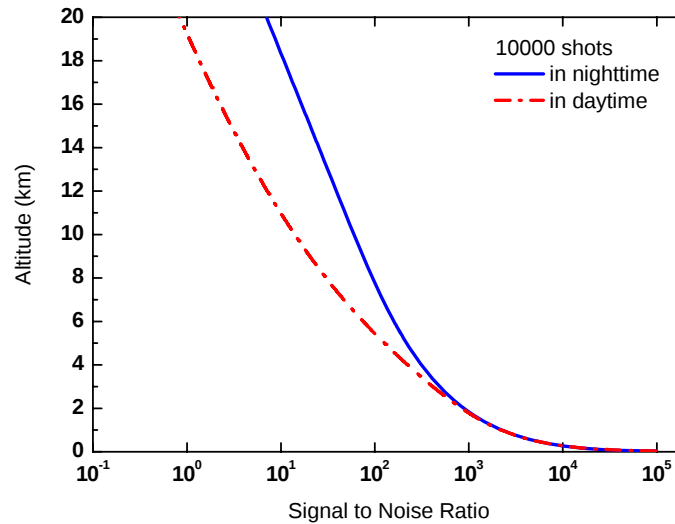


图 3.3 模拟计算夜晚(实线)和白天(点划线)大气后向散射回波信号的信噪比廓线

图 3.3 给出在夜晚和白天米散射激光雷达探测大气后向散射回波信号的信噪比模拟计算结果,其中累积脉冲数 n 为 10000 发。从图中可以看出,由于白天天空背景辐射的影响,白天和夜晚回波信号的信噪比在 2km 高度以上相差较大,而且随着高度的增加,其差别也越加明显;如果定义信噪比为 10 的高度为激光雷达可探测的最大高度,那么拥有以上技术参数的激光雷达探测大气气溶胶在夜晚可以达到 20km , 白天为 10km 左右高度。

(2). 水汽和氮气回波信号的模拟计算

①. 对流层水汽的分布特点

虽然大气中的水汽含量很少，占整个空气的体积比约为 0.1~3%，但它却是大气中时空变化最活跃的成分，随温度、气压的不同有着显著变化：首先，水汽主要分布在对流层底部，并随着高度的增加而减小，特别是在近地面层减小的速率非常剧烈；第二，水汽的垂直分布往往随时间的变化较快，天与天的分布也不一样；第三，由于水汽的含量很少，加上它的 *Raman* 散射截面较之 *Mie* 散射截面小得多，所以水汽分子的后向散射回波信号很弱。

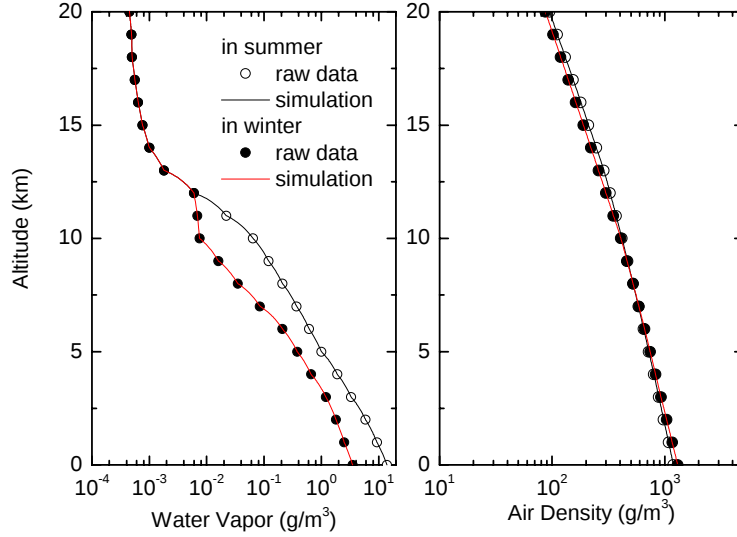


图 3.4 大气模式中的水汽(左图)和空气密度(右图)的垂直分布

图 3.4 给出美国标准大气中纬度地区模式中夏冬两季水汽(左图)和空气(右图)密度的垂直分布。从图中不难看出，水汽密度的垂直分布较空气密度更为复杂。从地面到 20km 高度范围内，水汽密度的变化范围为 4 个量级，而空气密度的变化范围仅仅为 1 个量级。并且在对流层中低部，水汽密度夏冬两季的差别较大，而空气密度则几乎没有什么季节差别。

②. 水汽与氮气分子 *Raman* 后向散射信号和信噪比的模拟计算公式

Raman 散射激光雷达接收到的水汽分子和氮气分子 *Raman* 后向散射回波信号的光电子数分别表示为：

$$\begin{cases} N_H(z) = \frac{C_{qH} \beta_H(\pi) n_H(z)}{z^2} \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda H}(z') dz'\right) \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda 0}(z') dz'\right) \\ C_{qH} = \frac{A_r N_0 c \Delta t Y_H(z) T_H \eta_H}{2} \end{cases} \quad (3.5)$$

$$\begin{cases} N_N(z) = \frac{C_{qN} \beta_N(\pi) n_N(z)}{z^2} \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda N}(z') dz'\right) \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda 0}(z') dz'\right) \\ C_{qN} = \frac{A_r N_0 c \Delta t Y_N(z) T_N \eta_N}{2} \end{cases} \quad (3.6)$$

式中 $N_x(z)$ 为探测气体高度 z 处的 Raman 后向散射光电子数； A_r 为望远镜的有效接收面积 (m^2)； N_0 为发射激光单脉冲的光子数； $Y_x(z)$ 是激光雷达的几何重迭因子 (模拟计算中假设在整个高度上其值为 1)； T_x 为接收光学单元的光学透过率； η_x 为激光雷达探测器的量子效率； $\beta_x(\pi)$ 为被探测气体分子的 Raman 后向散射截面 ($m^2 Sr^{-1}$)； $n_x(z)$ 为高度 z 处被探测气体的分子密度 (g/m^3)； $\alpha_x(\pi)$ 为高度 z 处被探测气体对应波长的大气消光系数 (km^{-1})。其中下标 X 为 H 和 N ，分别表示水汽和氮气两种被探测气体。

Raman 散射激光雷达探测水汽分子和氮气分子回波信号信噪比的模拟计算公式和以上 Mie 散射激光雷达所用的公式 (3.2) 一样，只要将不同大气模式和 Raman 散射激光雷达的技术参数代入计算便可。

③. 大气模式和 Raman 散射激光雷达的技术参数

表 3.2 和 3.3 分别给出了用于模拟计算水汽和氮气 Raman 回波信号与信噪比所使用的 Raman 散射激光雷达主要技术参数和大气模式。

表 3.2 模拟计算中 Raman 散射激光雷达的主要技术参数

激光发射单元		
激光器	Nd:YAG	
激光波长(<i>nm</i>)	355	
单脉冲能量(<i>mJ</i>)/脉宽(<i>ns</i>)	300/20	
激光脉冲的工作频率(Hz)	20	
发射单元光学透过率(%)	70	
接收光学单元		
接收望远镜	卡塞格林型	
接收望远镜直径(<i>m</i>)	0.4	
接收视场(mrad)	0.5	
接收单元光学透过率(%)	70	
信号探测和数据采集单元		
接收 <i>Raman</i> 散射波长(<i>nm</i>)	386.7(氮气 <i>Raman</i>)	407.8(水汽 <i>Raman</i>)
探测通道光学透过率(%)	10	20
滤光片带宽(<i>nm</i>)	4.5	4.5
探测器量子效率(%)	25	25
探测器暗电流(<i>nA</i>)	10	10
天空背景光亮度(<i>WSr⁻¹m⁻²nm⁻¹</i>)	0.0@night/0.2@day	0.0@night/0.2@day
空间分辨率(<i>m</i>)	30	30

表 3.3 模拟计算中的大气模式以及水汽分子和氮气分子的 *Raman* 后向散射截面

水汽分子和氮气分子密度的垂直分布	美国标准大气中纬度地区模式
空气分子消光系数的垂直分布	美国标准大气中纬度地区模式按 λ^{-4} 关系转换
$\alpha_m(\lambda_x, z) = \alpha_m(\lambda_{532}, z)(\lambda_x / \lambda_{532})^{-4}$	得来
大气气溶胶消光系数的垂直分布	美国标准大气中纬度地区模式按 λ^{-1} 关系转换
$\alpha_a(\lambda_x, z) = \alpha_a(\lambda_{532}, z)(\lambda_x / \lambda_{532})^{-1}$	得来
水汽分子的 <i>Raman</i> 后向散射截面(m^2/Sr)	
$\beta_H(\pi) @ 407.8 \text{ nm}$	6.92×10^{-34}
氮气分子的 <i>Raman</i> 后向散射截面(m^2/Sr)	
$\beta_N(\pi) @ 386.7 \text{ nm}$	2.8×10^{-34}

④. 模拟计算的结果分析

将表 3.2 中的 *Raman* 散射激光雷达技术参数和表 3.3 中的大气模式值代入式 (3.5) 和 (3.6) 之后, 即可计算出夜晚和白天 *Raman* 散射激光雷达接收的氮气和水汽的 *Raman* 后向散射回波光电子数, 结果由图 3.5 给出。

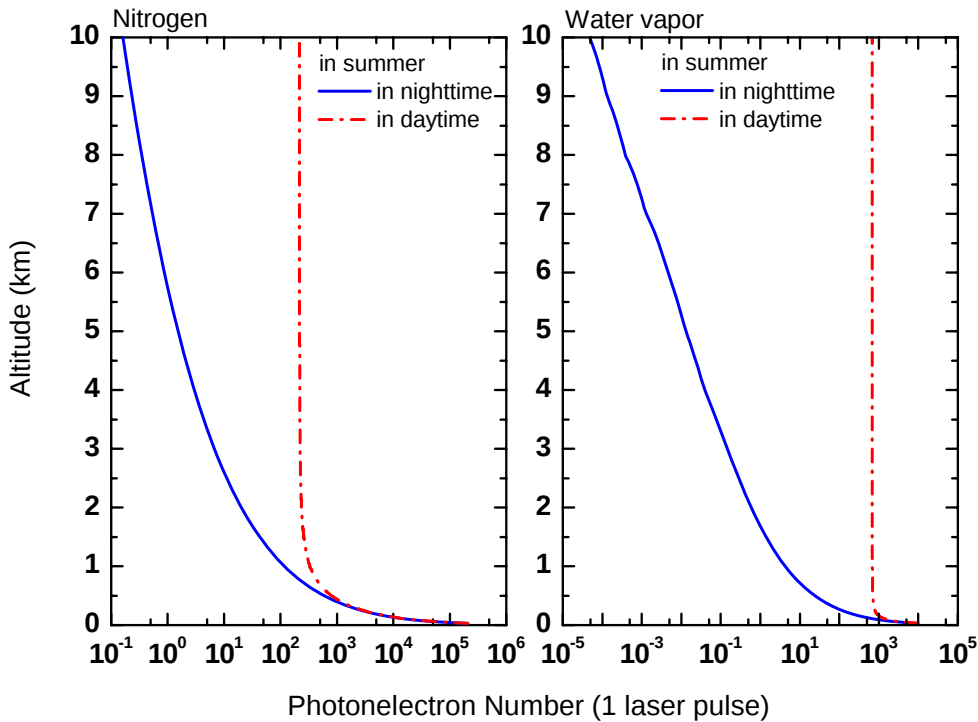


图 3.5 夏季氮气(左图)和水汽(右图)的 *Raman* 后向散射回波信号廓线

图中显示, 在夜晚测量条件下, 对于该 *Raman* 散射激光雷达系统, 一个激光脉冲所引起的氮气 *Raman* 后向散射回波信号在近地面处约有 10^5 个计数, 在 10km 有 10^{-1} 个计数, 两者相差约 6 个数量级。而水汽 *Raman* 后向散射回波信号在近地面处有 10^4 个计数, 在 10km 处仅有 10^{-5} 个计数左右, 两者相差约 9 个数量级。氮气和水汽 *Raman* 后向散射回波光电子数的这种差异是理所当然的。首

先氮气在大气中的含量比水汽大得多，而两者后向散射截面大致在一个数量级，因此在整个计算的高度范围内，氮气 Raman 后向散射回波信号比水汽强得多；另一方面大气中水汽含量随高度增加衰减的速率较氮气快得多，因此其回波信号随高度增加衰减的也比氮气剧烈。

在白天测量的条件下，与天空背景光相比，不论是氮气还是水汽的 Raman 散射光都很弱，而由于 Raman 散射激光雷达的接收视场不是非常的小，滤光片的带宽也不是非常窄，因此天空背景辐射对接收的氮气和水汽 Raman 后向散射回波信号的影响要严重得多。氮气回波信号在 1.5km 左右便淹没在背景噪声中，而水汽回波信号在 0.5km 左右便淹没在背景噪声中。另外，水汽通道背景噪声数值要稍大于氮气通道数值，这主要是由于接收光学单元在水汽 Raman 散射 407nm 波长的光学透过率大于氮气 Raman 散射 386nm 波长的光学透过率所致。

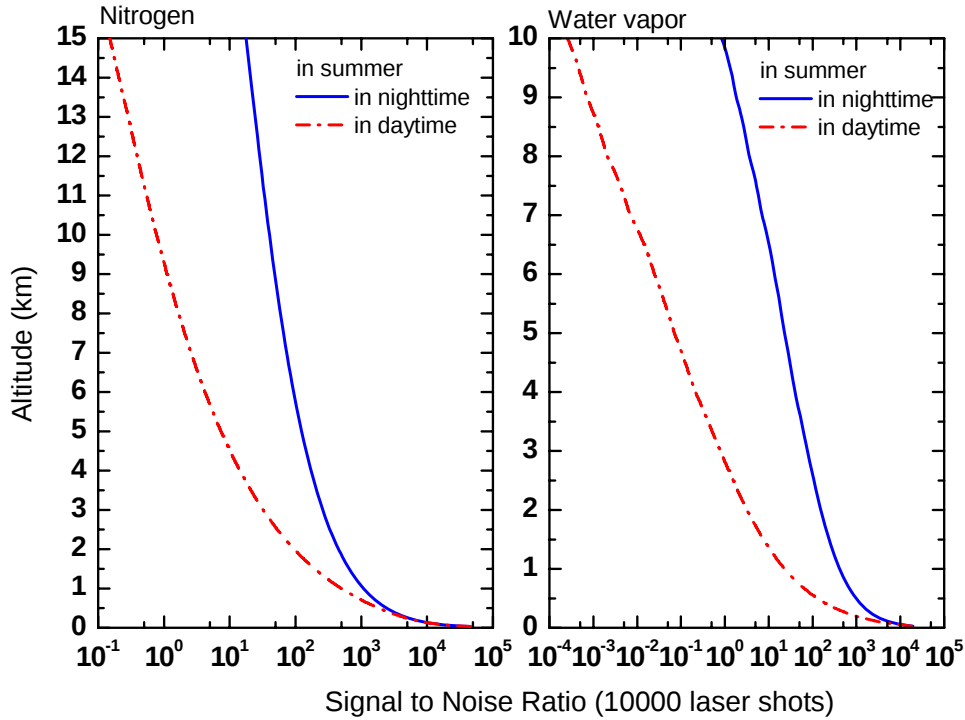


图 3.6 夏季氮气(左图)和水汽(右图)的 Raman 后向散射信号的信噪比廓线

图 3.6 给出夜晚和白天 Raman 散射激光雷达探测氮气和水汽回波信号的信噪比模拟计算结果，其中的累积脉冲数 n 为 10000 发。从图中不难看出，在夜晚信噪比等于 10 的高度对于氮气和水汽分别为 15km 和 6km；而在白天分别为 4km 和 1km 左右。

(3). 模拟计算结果的讨论

通过以上对大气后向散射回波信号、氮气和水汽 Raman 散射回波信号以及它们信噪比的模拟计算结果分析，可以得出以下几点启示：

- ①. 大气气溶胶的后向散射回波信号较强，而氮气和水汽分子 Raman 后向散

射信号很弱，特别是高层水汽的 *Raman* 后向散射信号更弱。因此，在 *RML* 激光雷达的设计中考虑到大气气溶胶探测和水汽探测共用一个接收望远镜，在保证结构紧凑的前提下，接收望远镜的口径应尽可能的大。同时，对大气气溶胶探测和水汽探测需分别采用不同的信号探测与采集方式：前者采用室温光电倍增管和 *A/D* 模数转换采集方式，后者采用低温光电倍增管和光子计数采集方式；

②. 不论是大气气溶胶后向散射回波信号还是水汽和氮气分子 *Raman* 后向散射回波信号，它们信号的动态范围都很大，至少在 6 个量级以上。因此，对于大气气溶胶探测，*RML* 激光雷达必须使用两套信号探测与采集单元同时进行高低层大气后向散射回波信号的接收，同时采用合适的几何重迭因子，使大气后向散射光逐渐进入接收望远镜的接收视场，达到进一步缩小回波信号变化动态范围的目的。对于水汽探测，使用两套信号探测与采集单元分别进行水汽和氮气分子 *Raman* 后向散射回波信号的接收，而在各自的单元中分时进行高低层水汽或氮气分子 *Raman* 后向散射回波信号的接收；

③. 将模拟计算使用的米散射激光雷达的技术参数和 *Raman* 激光雷达的技术参数结合在一起，进行总体优化设计，基本上便可以达到 *RML* 激光雷达的探测性能指标。

§ 3.2 Raman-Mie 散射激光雷达的设计方案

在对大气后向散射回波信号、水汽和氮气 *Raman* 散射回波信号以及它们信噪比的模拟计算结果的基础上，充分考虑 *RML* 激光雷达的性能指标和现行市场上激光雷达各单元器件产品的技术参数，以及光学和机械工程技术上的可实现性等，给出 *RML* 激光雷达总体和分单元的设计方案如下：

(1). 总体设计方案

由于 *RML* 激光雷达系统为车载式，因此所有的单元部件必须尽可能的小型化、紧凑化和轻量化。总体上分为三大部分：第一部分为 *Nd:YAG* 激光器的电源和冷却水循环机；第二部分为安装在光学平台上的 *Nd:YAG* 激光器与激光发射单元、接收望远镜和后继光学单元以及光电倍增管；第三部分为仪器柜，柜内有信号放大、采集和控制单元，工控机，稳频直流电源以及不间断电源 *UPS* 等。

这种总体设计方案的好处在于，首先使得激光器电源所需的强电与信号探测采集单元所需的弱电两相分开，消除两者之间的相互干扰；其次，*Nd:YAG* 激光器与发射光学单元和接收光学单元及光电倍增管全部一体化地固定于同一光学平台上，有效地避免外部振动引发它们之间相对位移的影响；最后，由于各弱电器件集中在仪器柜中，不但做到电子元器件的三防（防尘、防湿、防电磁），还可

以缩短弱信号在线路中的传输路径，减小信号的传输损失。

(2). 激光发射单元

众所周知，*Nd:YAG* 激光器增益大，激光阈值低，晶体导热性能好，可以高重复率输出，一般 20Hz 是容易达到的，故可以缩短测量时间。同时 *Nd:YAG* 激光器的基频是 1064nm 近红外光，利用倍频和混频技术分别得到 532nm 波长和 355nm 波长激光的稳定输出。 532nm 波长激光在大气中以散射为主，吸收很小，同时大气气溶胶对其后向散射截面大，光电倍增管在该波长区域的量子效率高。虽然水汽分子对 355nm 波长的 *Raman* 散射截面小，但可以通过使用致冷光电倍增管和采用光子计数技术来提高水汽分子的探测能力。

同时市场上商品化的 *Nd:YAG* 激光器较为成熟，便于选购和维护。因此，选择 *Nd:YAG* 激光器所输出的 532nm 波长激光来测量大气水平能见度和大气气溶胶消光系数的垂直分布；输出的 355nm 波长激光测量水汽混合比的垂直分布。激光器输出的 532nm 和 355nm 波长激光的单脉冲能量应分别至少在 150mJ 和 300mJ ，发散角应小于 0.5mrad 。

RML 激光雷达的发射单元拟采用 532nm 和 355nm 两个波长分光路的发射方案，其中 532nm 发射光路除包含有全部的 532nm 波长激光外，还包含小部分的 355nm 波长激光，主要用于测量大气水平能见度、垂直大气气溶胶和低层水汽的分布；而 355nm 发射光路仅仅包含大部分 355nm 波长激光，并在光路上安置有扩束装置，用于高层水汽测量。之所以采用上述两套发射光路，主要是基于以下考虑：第一，由于该激光雷达要进行大气水平能见度和垂直大气气溶胶的探测，因此，对于 532nm 波长的激光，要兼顾水平和垂直两个方向的测量；第二，为降低发射光路上各反射镜片的抗损伤阈值和避免 532nm 波长强的大气气溶胶后向散射光对水汽和氮气弱 *Raman* 后向散射光测量的影响，采用 532nm 和 355nm 两个波长分光路发射；第三，由于经过扩束装置后的 355nm 波长激光的发散角变小，所以不仅可以通过进一步减小激光雷达的接收视场角来降低天空背景辐射，而且可以通过增加信号被全接收的高度，有效降低近距离强回波信号对光电探测元件的“饱和损伤”。而用于低层测量的 355nm 波长激光因为没有经过扩束装置，因此有利于近距离水汽信号的探测。

(3). 接收光学单元

为了对紫外到可见所需测量的三个激光波长回波光信号 (532 、 386.7 、 407.8nm) 都能有效地接收，接收望远镜必须镀有宽带高反射率的膜层和较大的接收口径，同时要能够具有一定的机械强度以保证俯仰时望远镜的稳定性。

探测大气气溶胶的后继光学单元和两个光电倍增管放置在接收望远镜的后部，可随接收望远镜一起俯仰，以进行大气水平能见度和大气气溶胶消光系数垂

直分布的探测。

探测水汽的后继光学单元和两个光电倍增管安放在同一支撑平台上。通过高精度的机械定位装置和光学检测装置来保证它们与接收望远镜同轴。

后继光学单元的各个镜片都要镀有相应波长的高反射率或透射率的介质膜层，以提高对回波信号的有效接收性能。同时选用进口高透过率的窄带干涉滤光片来有效地减少天空背景噪声和抑制其它波长回波信号的干扰。

(4). 信号探测与采集及控制单元

①. 对于大气气溶胶 $532nm$ 波长的信号探测，选用高增益、高灵敏度及线性好的光电倍增管并使用 A/D 采集方法；

②. 对于水汽 $407.8nm$ 和氮气 $386.7nm$ 波长的信号探测，选用带制冷的 ($-30^{\circ}C$) 的光电倍增管并使用光子计数方法；

③. 利用光电倍增管的门控装置进行高低层信号的测量；

④. 选用高带宽、快响应和线性好的信号放大器；

⑤. 在线路连接上采取了强弱电分别走线和有效接地。

第四章 Raman-Mie 散射激光雷达的结构与技术参数

本章首先叙述 *Raman-Mie* 散射激光雷达的总体结构和技术参数，然后逐一地叙述了它的激光发射单元、接收光学单元、信号探测与采集及控制单元的结构和工作原理。

§ 4.1 Raman-Mie 散射激光雷达的总体结构

图 4.1 和 4.2 分别给出了车载式 *RML* 激光雷达系统的外观图和车内布局图。可以看出，整个激光雷达在车内基本由三大部分组成：信号放大、采集与控制单元的电子设备及 *UPS* 电源全部安放在仪器柜内；*Nd:YAG* 激光器、接收望远镜及后继光学单元和信号探测单元放置在同一精密光学平台上；激光器电源和其循环冷却水机固定在车箱的最外端。



图 4.1 车载式 *RML* 激光雷达系统的外观图

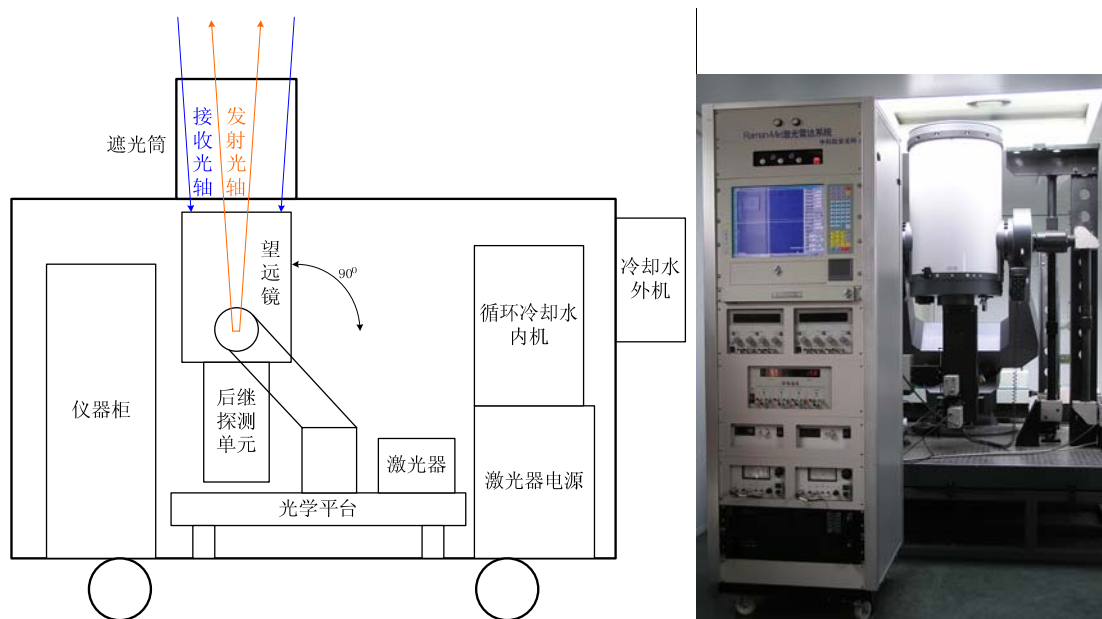


图 4.2 车载式 *RML* 激光雷达系统车内布局图

上述所有部件均固定在房舱底板中的预埋件上,并且为有效降低车箱振动对激光雷达系统的影响,在车体底盘上增加了有效减震片的数目。

在接收望远镜正上方的房舱顶部开有 $1m \times 1m$ 的天窗,用于大气气溶胶消光系数和水汽混合比垂直分布的探测。天窗上罩一个遮光筒,用于白天观测时遮挡太阳直射光和天空散射光。当接收望远镜由垂直变为水平状态时, $532nm$ 波长的激光从 $1.8m(高) \times 1.1m(宽)$ 的房舱后门发射到大气中,大气后向散射光也由此被望远镜接收,进行大气水平能见度的测量。

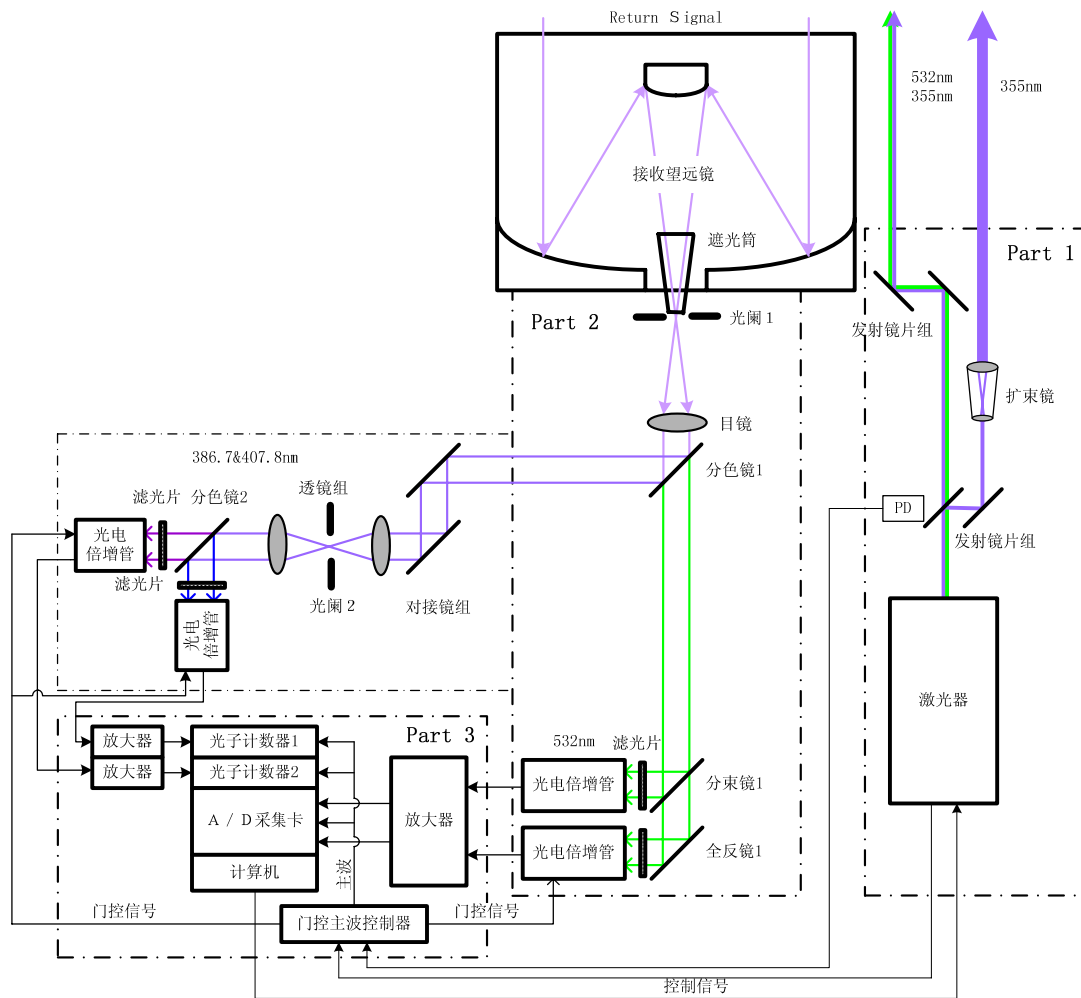


图 4.3 车载式 *RML* 激光雷达系统总体结构示意图

图 4.3 给出了 *RML* 激光雷达系统的总体结构示意图。图中显示, *RML* 激光雷达系统的总体结构由三个部分组成。第一部分为 *Nd:YAG* 激光器和发射光学单元;第二部分为接收望远镜、气溶胶和水汽探测的后继光学单元;第三部分为信号探测与采集及控制单元。其中前两部分和第三部分的信号探测器件都放置在光学平台上,其它第三部分的器件都统一置于仪器柜中。

表 4.1 列出了 *RML* 激光雷达系统的主要技术指标。

表 4.1 车载式 RML 激光雷达系统的主要技术指标

单元名称	技术参数		
激光发射单元			
激光器	Nd:YAG (<i>CONTINUUM Powerlite8020</i>)		
发射波长(<i>nm</i>)	532	355	
单脉冲能量(<i>mJ</i>)	150	300	
稳定性(<i>%</i>)	±3.5	±4.0	
重复频率(<i>Hz</i>)	20	20	
激光发散角(<i>mrad</i>)	<0.45	<0.45	
扩束镜			
扩束倍数	无	X3	
信号接收和后继光学单元			
接收望远镜	卡塞格林型 (<i>Meade 16” Lx200GPS</i>)		
口径(<i>mm</i>)	406.4		
焦距(<i>mm</i>)	4064		
接收视场(<i>mrad</i>)	0.3~3		
滤光片			
中心波长(<i>nm</i>)	532.0	407.8	386.6
波长漂移(<i>nm</i>)	±0.05	±0.7	±0.7
带宽/波长漂移(<i>nm</i>)	0.32±0.05	4±0.05	4±0.05
中心透过率(<i>%</i>)	>45	>50	>50
其它波长抑制比	10 ⁻⁷ @200~1200nm	10 ⁻¹² @532&355nm 10 ⁻⁶ @200~1200nm 10 ⁻⁸ @375&387&580&607nm	10 ⁻¹² @532&355nm 10 ⁻⁶ @200~1200nm
信号探测和数据采集单元			
光电倍增管	H7680/H7680-01(<i>Hamamatsu</i>)		EMI9813B(<i>Electron Tubes</i>)
波长响应范围(<i>nm</i>)	300~650		290~630
峰值波长(<i>nm</i>)	420		360
量子效率(<i>%</i>)	>25		>30
增益	5×10 ⁶		140×10 ⁶
暗电流(<i>nA</i>)	10		10
放大器	PHILLIPS MODEL777		VT120
放大增益	50		200
带宽(<i>MHz</i>)	200		10~350
线性度(<i>%</i>)	±0.15		±0.10
噪声电压(<i>μV</i>)	<25		<20
采集卡	CompuScope1610		MCS-pci
采样速率(<i>M/s</i>)	10		150
采样精度	16 <i>bit</i>		200 <i>ns</i>
数据存储和控制单元			
信号延迟发生器	4~5 <i>μs</i> 可调		
主波整形驱动	50 <i>μs</i> TTL 电平		
工控机	威达电 WS-855		

RML 激光雷达系统的工作过程是：在工控机的运行控制程序的指令下，**Nd:YAG** 激光器 *Powerlite8020* 以 20Hz 的重复频率发射 532 和 355nm 波长激光。在激光器出光口的第一块分色片将 85% 的 355nm 波长激光反射到水汽高层发射通道，通过 3 倍的扩束镜 X3 最终垂直发射到大气中，用于高层水汽垂直分布的测量；剩余 15% 的 355nm 波长激光和全部 532nm 波长激光则通过气溶胶发射光路，最终由接收望远镜转轴上的反射镜发射到大气中，用于低层水汽和大气气溶胶垂直分布以及大气水平能见度的测量。

发射到大气中的激光与空气分子发生 *Rayleigh* 散射，与大气气溶胶粒子发生 *Mie* 散射，与水汽和氮气分子发生 *Raman* 散射，其后向散射光(波长 532nm、407.8nm 与 386.7nm)全部被口径为 $\Phi 400\text{mm}$ 的 *Lx200GPS* 型号望远镜接收。

接收的后向散射光依次通过遮光筒、视场光阑和目镜，然后波长为 407.8nm 与 386.7nm 的后向散射光被分色镜 1 反射进入水汽探测通道，波长为 532nm 的后向散射光被分色镜 1 透射进入气溶胶探测通道。

进入水汽探测通道的 386.7nm 和 407.8nm 两个波长的后向散射光首先经过两块对接镜，然后经过透镜组和对光光阑，最后被分色镜 2 分开进入各自的探测通道。每个波长的后向散射光通过相应的截止片和滤光片，被常开型 *EMI9813B* 光电倍增管探测。光电倍增管将光信号转变成电信号，电信号又被放大器 *VT120* 放大，然后送入到工控机内的光子计数卡 *MCS-pci* 进行采集，最终数据被工控机存储。此外，为了测量两个通道的订正常数，分色镜 2 还反射 12% 的 386.7nm 波长的后向散射光进入水汽 *Raman* 散射的 407.8nm 波长探测通道。

在大气气溶胶探测通道，被分束镜 1 反射 15% 的 532nm 波长的后向散射光经过衰减片和滤光片被常开型的光电倍增管 *H7680* 所探测，用于低层大气气溶胶的测量；剩余 85% 的 532nm 波长的后向散射光被全反镜 1 全部反射，经过滤光片最终被常闭型号的光电倍增管 *H7680-01* 探测，用于高层大气气溶胶的测量。经两个光电倍增管探测后的电信号经过双通道的放大器 *PHILLIPS -MODEL777* 放大后，由双通道 *CompuScope1610* 型号 A/D 卡采集，并将数据存储在工控机内。

§ 4.2 Raman-Mie 散射激光雷达的激光发射单元

RML 激光雷达的激光发射单元主要包括 **Nd:YAG** 激光器和发射光学单元及其对光装置。

4.2.1 Nd:YAG 激光器

RML 激光雷达采用的 **Nd:YAG** 激光器为美国 *CONTINUUM* 公司的 *Powerlite*

8020 型产品。它具有结构紧凑，操作方便和稳定可靠等优点。表 4.2 给出了该激光器的主要技术参数。

表 4.2 激光器 Powerlite8020 的主要技术参数

技术参数	数值
发射频率(Hz)	20
单脉冲能量(mJ)/稳定性(±%)	
532 nm	150/3.5
355 nm	300/4.0
发散角(mrad)	<0.45
指向性(μrad)	30
光束间夹角(mrad)	
532~355 nm	<0.45
脉宽(ns)	6~8
闪光灯寿命(M)	10~30
外界温度(°C)	18~30

Powerlite8020 型 Nd:YAG 激光器主要由激光头和激光器电源两部分组成。激光头集中了全部的光学器件，包括谐振腔、放大腔、二倍频和三倍频 BBO 晶体以及各种全反、分色、分束镜片等。该激光器采用闪光灯一级振荡泵浦实现基波 1064nm 波长激光的单横模调 Q 输出，再经过二级放大，将基波 1064nm 激光的脉冲能量提升到 1.2J。基波再经过二倍频和三倍频 KD*P 晶体，最终分别输出 150mJ 的 532nm 和 300mJ 的 355nm 波长激光。

激光器电源集中了激光器的控制单元 CU601C、高压单元 PU600C、预燃电容组单元 CB600C 和制冷单元 CG604。其中控制单元 CU601C 本身就是一个微处理器，为连接激光头和激光电源之间提供硬件接口和命令。用户可以通过与控制单元连接的控制盒 RB601 对激光器进行各种操作，也可以利用 RS232 接口进行计算机控制。控制单元通过命令控制高压电源对电容组的充放电，控制内循环冷却水的流量、水位和温度，提供信号和电源控制晶体的加热、Q 开关等。高压单元 PU600C 主要功能是为电容组单元提供最高频率 20Hz，-800~-1900V 可调的充电高压。预燃电容组单元 CB600C 的功能是通过充放电来提供闪光灯泵浦所需要的能量。制冷器 CG604 位于激光电源仪器柜的最下端，具有两套热交换系统。当激光器处于预热状态时，CG604C 通过内循环水将激光器保持在 29.5°C；而当激光器处于工作状态时，CG604C 利用内循环水将激光头内闪光灯和棒的温度带走，再与外循环水进行热交换。外循环水的温度不得高于 21°C。

4.2.2 发射光学单元

发射光学单元分为水汽发射光学单元和气溶胶发射光学单元。图 4.4 给出了 RML 激光雷达系统的发射光学单元的结构示意图。

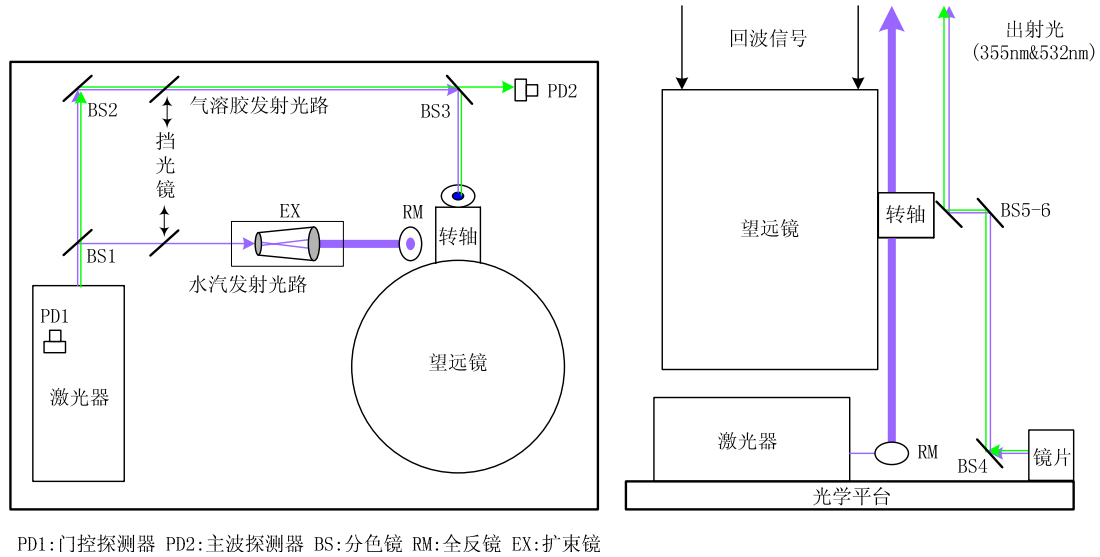


图 4.4 RML 激光雷达系统发射光学单元结构示意图

从图中可以看出，Nd:YAG 激光器同时输出 532nm 和 355nm 以及剩余的 1064nm 三种波长的激光。分色镜 BS1 将 85% 的 355nm 波长的激光反射到水汽发射光学单元中，该波长激光经过 X3 倍扩束镜和全反镜 RM 最终垂直地发射到大气中，用作高层水汽测量的光源。剩余 15% 的 355nm 激光与全部的 532nm 以及 1064nm 激光透射到气溶胶发射光学单元。该光学单元的所有反射镜片 BS2~6 都对 1064nm 激光高透，而对 355nm 和 532nm 激光高反，因此最终从接收望远镜转轴上发射到大气中的只有 355nm 和 532nm 两种波长的激光，分别用于低层水汽和大气气溶胶的测量。

图中的挡光镜是为了保证始终只有一个发射光学单元的激光出射到大气中。激光器中的 PD1 和分色镜 BS3 后面的 PD2 均为小型的光电二极管，用于探测氙灯光和 532nm 波长激光，作为 RML 激光雷达系统控制单元的触发信号所用。

将 355nm 波长的激光分成两部分发射到大气中，主要是由于近地面水汽和氮气浓度很大，通过气溶胶发射光学单元发射较低的激光能量可以减小水汽和氮气 Raman 后向散射光的强度，避免光电倍增管的饱和。同时该激光没有经过扩束，发射大发散角的激光将使得激光光束很快地进入接收望远镜的接收视场，有利于近距离的水汽测量要求。而在水汽发射光学单元中有 X3 倍扩束镜，使得 355nm 激光的发散角由 0.45mrad 减小为 0.15mrad，接收望远镜的接收视场可以调节到 0.5mrad，进一步减小白天的天空背景辐射，提高高层水汽的测量高度。

表 4.3 给出了两个发射光学单元所有镜片的镀膜参数。这些镜片抗损伤阈值均要大于 $500\text{MW}/\text{cm}^2$ 。

表 4.3 RML 激光雷达发射光学单元镜片膜层的主要参数 (T:透射率, R:反射率)

镜片类型 / 入射波长	355 nm	532 nm	1064 nm
水汽发射光路			
分色镜 BS1	R=85%	T=99%	T=99%
X3 扩束镜	T=99%	-	-
全反镜 RM	R=99%	-	-
气溶胶发射光路			
分色镜(BS2~6)	R=99%	R=99%	T=99%

4.2.3 对光装置

由于 RML 激光雷达为非同轴系统，因此要求发射的激光光束与接收光学单元的光轴之间具有很好的平行度。对光装置的主要功能便是用于进行高精度的光轴调整，其中采用的对光工具是侧向传输中空反射器 *LTHR* (*Lateral Transfer Hollow Retroreflector*)。该反射器的型号为 *L-10-30-12D*，其中 10 代表入射有效孔径为 1 英寸，30 表示入射光和出射光最大不平行度小于 30 角秒 (*arc seconds*) 即 0.15mrad ，12 表示入射光和出射光的偏移量为 12 英寸，最后 *D* 表示反射器中的镜片的镀膜均为增强型紫外铝膜，对 $200\sim 700\text{nm}$ 波长的反射率在 90% 左右。

RML 激光雷达对光的原理是：首先，利用侧向传输中空反射器 *LTHR* 将发射光学单元出射的激光 180 度反射到接收望远镜中；然后，利用发射光学单元中的反射镜对出射激光的方向进行粗调，当激光进入到接收望远镜的接收视场内时，在接收望远镜的焦平面上会出现明亮光点；最后，对发射激光的方向进行微调，直到焦平面上的光点移到焦平面上安置的视场光阑的中心即完成对光工作。

激光雷达对光装置的对光精度取决于侧向传输中空反射器 *LTHR* 的转向精度，望远镜焦平面空间位置的定位精度 (焦点位置和焦平面的垂直度) 和发射光学单元反射镜片的调整精度。RML 激光雷达的对光精度大约在 $0.1\sim 0.2\text{mrad}$ 之间。

§ 4.3 Raman-Mie 散射激光雷达的接收光学单元

RML 激光雷达系统接收光学单元包括接收望远镜，视场光阑和对光用的 CCD 以及后继光学单元上的各种光学镜片和滤光片等。

4.3.1 接收望远镜

RML 激光雷达采用的接收望远镜为 MEADE 公司的 *Lx200GPS* 卡塞格林型望

远镜，图 4.5 分别给出了其在 450~750nm 波长区域的透过率和其它技术参数。

之所以选择该型号的接收望远镜有以下考虑：其一，它镀有超高透光率膜层 (HUTC)，使得 532~386nm 波长区域光的透过效率高于 70%以上；其二，该望远镜由于是用于天文观测的商业望远镜，具有精确的定位装置和较强的机械强度，因此可以可靠地进行俯仰以及背负大气气溶胶探测通道后继光学单元的元器件及信号探测器。

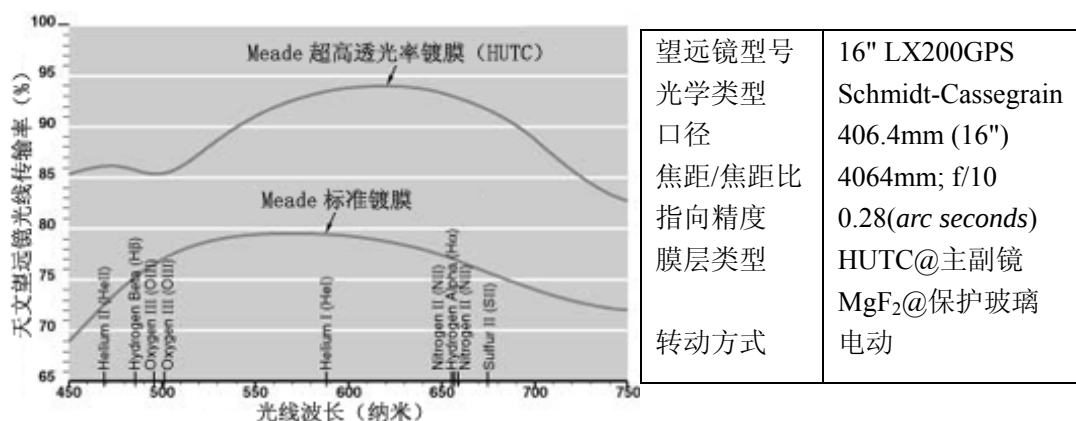


图 4.5 Lx200GPS 望远镜在 450~750nm 波长区域的透过率和主要技术参数

4.3.2 后继光学单元

图 4.6 给出了 RML 激光雷达后继光学单元的结构示意图和其实物照片。其中气溶胶探测通道后继光学单元和光电倍增管直接背负在接收望远镜的后部，而水汽探测通道后继光学单元和光电倍增管则安装在接收望远镜一侧的小光学平台上。

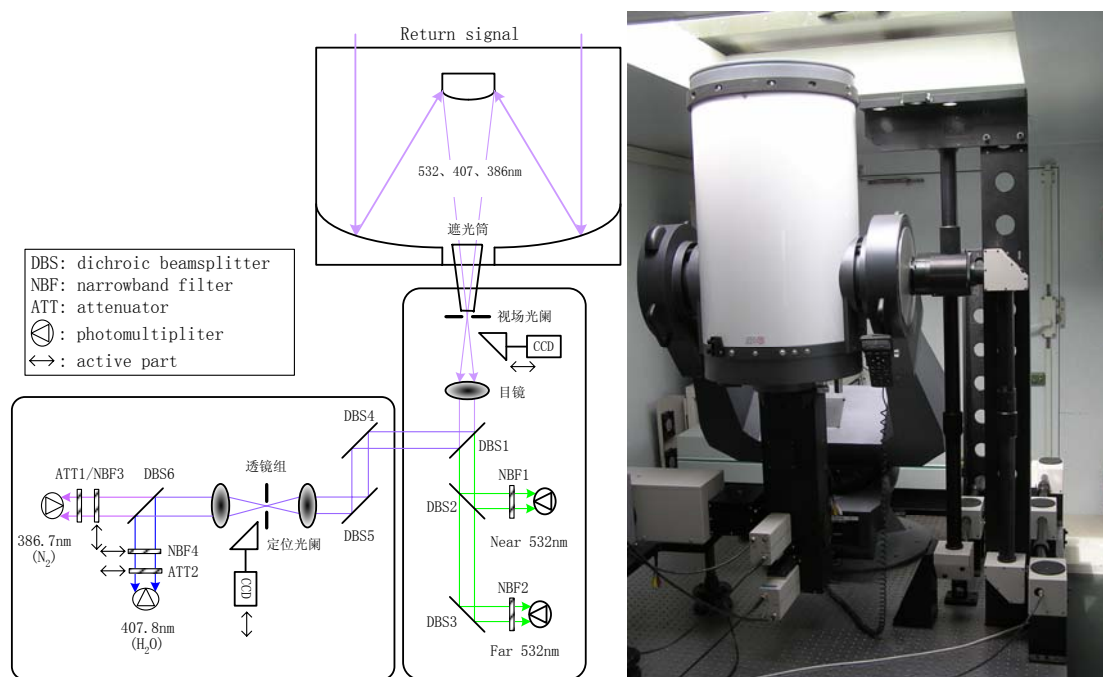


图 4.6 RML 激光雷达后继光学单元的结构示意图和实物照片

由于 *Lx200GPS* 望远镜的接收视场较大，因此在后继光学单元上增加遮光筒和小孔光阑以减小激光雷达的接收视场，限制视场外杂散光的进入。

遮光筒内壁为圆锥形状，其入口直径为 $\Phi 16\text{mm}$ ，出口直径为 $\Phi 12.2\text{mm}$ ，长度为 200mm ，限制的接收角度为 19mrad 。

在接收望远镜主副镜的焦平面上安置一小孔光阑，其通光孔径可以在 $\Phi 1.2\sim 12\text{mm}$ 之间调节，进一步限定 *RML* 激光雷达的接收视场在 $0.3\sim 3\text{mrad}$ 之间。小孔光阑和目镜之间安放有可移动的转向直角棱镜以及 *CCD*，为辅助对光装置，其功能是显示发射激光被侧向传输中空反射器 *LTHR* 反射到焦平面上光斑的位置。

后继光学单元中的第一块透镜为目镜，其功能是将接收望远镜收集的大气后向散射光转变为较小直径的出射光束。目镜由 *JGS1* 石英玻璃制成，有效通光孔径为 $\Phi 12\text{mm}$ ，焦距为 114mm ，组合倍率为 35 倍。对于接收望远镜直径 $\Phi 400\text{mm}$ 的平行入射光，经过目镜后转变为直径 11.5mm 的平行出射光。对于 3mrad 接收视场内的斜入射光则转变为 52.5mrad 斜出射光，满足了后继光学单元中各镜片通光口径最小处为 $\Phi 22.5\text{mm}$ 和滤光片对入射光角度不大于 3° 的工程要求。

分色镜 *DBS1* 将经过目镜后的 386.7nm 和 407.8nm 两个波长的光反射至水汽后继光学单元，将 532nm 波长的光透射到气溶胶后继光学单元。分色镜 *DBS2* 将 15% 的 532nm 波长的光反射到光电倍增管 *H7680* 用于低层大气气溶胶测量，剩余 85% 的 532nm 波长的光再经过 *DBS3* 进入光电倍增管 *H7680-01* 用于高层大气气溶胶测量。

分色镜 *DBS4* 和分色镜 *DBS5* 是两种截止片，分别对 $386.7\sim 407.8\text{nm}$ 波长区域以外的天空背景光进行抑制，以提高水汽信号的信噪比。

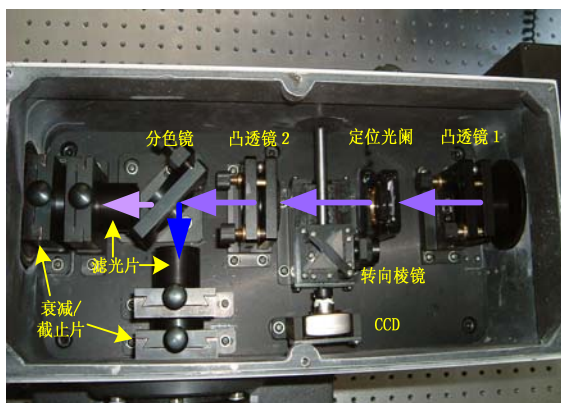


图 4.7 水汽探测通道后继光学单元的实物图

水汽后继光学单元如图 4.7 所示。透镜组是两块焦距均为 80mm 的 *JGS1* 石英透镜组成的 1:1 小型望远镜系统，该系统对于正入射平行光不产生任何影响，但改变斜入射平行光的方向。在透镜组共同焦平面上安放定位光阑是用于接收望远镜定位和水汽后继光学单元的辅助对光。当接收望远镜从水平转至垂直时，

首先利用接收望远镜自身的电动装置将其恢复到垂直状态，其精度可以达到 $3''$ 左右；然后在完成气溶胶后继光学单元调整的前提下，利用分色镜 *DBS1* 将反射

光在定位光阑处的光点调至光阑的中心位置,从而完成了对接收望远镜垂直方向进行精确定位,保证从分色镜 *DBS1* 反射进的 386.7nm 和 407.8nm 两个波长的后向散射光全部进入水汽探测通道中。

分色镜 *DBS6* 将全部的波长为 407.8nm 的光和 12% 的波长为 386.7nm 光反射到水汽探测通道,将剩余的 88% 的波长为 386.7nm 光到透射到氮气探测通道。表 4.4 给出了 *RML* 激光雷达后继光学单元上所有分色镜的性能指标。

表 4.4 *RML* 激光雷达后继光路分色镜的性能指标(T: 透射率)

分色镜 / 波长(nm)	355	386.7	407.8	532
DBS1	T=12.7%	T=0.14%	T=0.14%	T=92.2%
DBS2	-	-	-	T=86.2%
DBS3	-	-	-	T=0.2%
DBS4	-	T=0.31%	T=0.27%	-
DBS5	-	T=0.33%	T=0.29%	-
DBS6	T=85.3%	T=88%	T=0.3%	-

由于 *RML* 激光雷达采用同一个信号探测单元对高低层的水汽和氮气 *Raman* 后向散射光进行测量,因此在进行低层测量时必须增加相应的衰减片,以避免近距离强回波信号导致光电倍增管发生的“饱和现象”。并且在测量水汽和氮气的通道订正常数时,水汽探测通道上的水汽滤光片必须更换为氮气滤光片。同时为避免 355nm , 386.7nm 和 407.8nm 三波长间的相互干扰,在各通道中还增加相应波长的截止片。这些滤光片、衰减片及截止片都采用燕尾插槽形式,以方便更换。

RML 激光雷达中采用的是中心波长为 532nm 、 386.7nm 和 407.8nm 三种滤光片。其主要性能指标和光谱透过率曲线分别如表 4.5 和图 4.8 所示。

表 4.5 *RML* 激光雷达系统中干涉滤光片的主要性能指标

技术参数 / 探测通道	水汽通道	氮气通道	气溶胶通道
中心波长(nm)	407.6	386.7	531.96
带宽(nm)	4.0	3.99	0.33
中心波长透过率(%)	55.1	57.9	58.2
透过率(355nm 和 532nm)	10^{-12}	10^{-12}	-
透过率($200\text{nm}\sim 1200\text{nm}$)	10^{-6}	10^{-6}	10^{-7}
透过率(375nm , 387nm , 580nm 和 607nm)	10^{-8}	-	-
直径(mm)	25.4	25.4	15.4
厚度(mm)	10	9	5

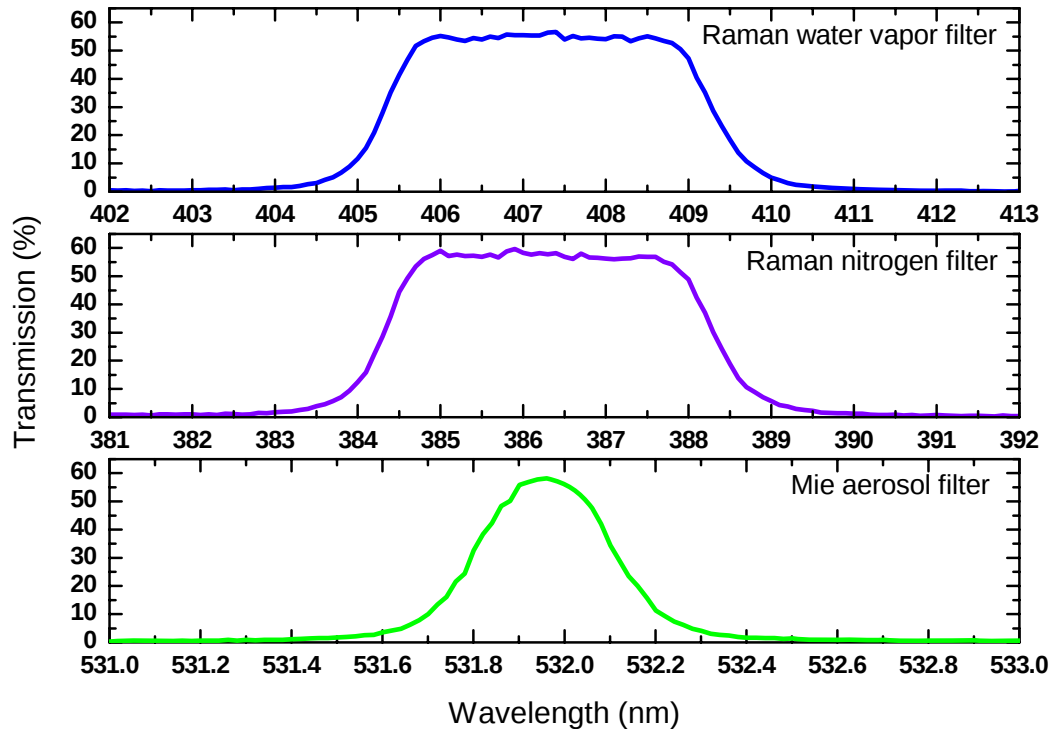


图 4.8 RML 激光雷达系统中滤光片的光谱透过率曲线

对于以上滤光片技术参数的选择主要基于以下考虑：

①. 对 532nm 波长，大气气溶胶的后向散射光较强，为提高白天探测的高度，滤光片的带宽选为 0.3nm。

②. 水汽分子和氮气分子的 Raman 后向散射截面比 Rayleigh-Mie 后向散射截面小 3 个数量级左右，相应的 Raman 后向散射光就比 Rayleigh-Mie 散射的后向散射光约小 3~4 个量级。因此，用于接收两个 Raman 后向散射光的干涉滤光片必须对激光波长 355 和 532nm 具有很高的截止率，一般应为 10^{-10} ~ 10^{-12} ，以保证波长为 355 和 532nm 的 Rayleigh-Mie 后向散射光完全被这两块干涉滤光片截止而不能进入光电倍增管；

③. 由于一个确定波长的 Raman 后向散射截面是随着温度的变化而变化的，但是对于整个 Q、S、O 支 Raman 光谱积分散射截面来说，受温度的影响较小。带宽为 4~5nm 的干涉滤光片能够覆盖整个 Q、S、O 支光谱，则探测的结果将对温度的变化不灵敏。同时对于具有这样带宽的干涉滤光片，其中心波长随温度的漂移也可忽略不计。故水汽和氮气探测通道的干涉滤光片带宽确定为 4nm 左右。

§ 4.4 Raman-Mie 散射激光雷达的信号探测与采集及控制单元

4.4.1 信号探测与采集单元

信号探测与采集单元包括光电倍增管、放大器和信号采集卡三种器件。

(1). 大气气溶胶探测通道

大气气溶胶探测通道采用的信号探测器为日本滨松 (Hamamatsu) 公司的 *H7680* 和 *H7680-01* 两种型号的光电倍增管。其中 *H7680* 为常开型 (*Normal on type*) 光电倍增管, 即在不加门控情况下一直保持对入射光的响应, 用于对低层大气气溶胶后向散射光的探测。*H7680-01* 为常闭型 (*Normal off type*) 光电倍增管, 只有在门控脉冲的时间段内对入射光有响应。通过在发射激光脉冲一段时间后对 *H7680-01* 进行门控触发, 用于高层大气气溶胶后向散射光的探测。

两个光电倍增管输出电信号均被 *PHILLIPS-Model777* 型号放大器放大。该放大器具有多通道, 增益 50 倍, 响应带宽达到 200MHz, 最大暗噪声小于 $20\mu V$, 响应时间小于 1.8ns, 输入和输出最大间隔时间为 5ns, 线性度在 $\pm 0.15\%$, 温度抖动大约小于 $\pm 10\mu V/^{\circ}C$ 等优点。

采用双通道 *CompuScope-1610* 信号采集卡对放大器输出的电信号进行采集。该信号采集卡为标准的 *PCI* 插槽式, 插于工控机内。其采集精度为 16bit, 采样速率为 10M/s, 对应的空间分辨率可以达到 15m。它不但具有最高达 1G 的数据存储空间, 还可以将数据以 100M/s 的速度存贮到计算机硬盘上。此外, 用户还可以利用 *C/C++*、*MATLAB* 和 *LabVIEW* 等软件对其进行控制。

(2). 水汽探测通道

由于氮气和水汽的 *Raman* 后向散射光很弱, 因此选用致冷的 *EMI9813B* 型光电倍增管。其阴极面采用对蓝绿光敏感的 *Bialkali* 材料, 14 个 *BeCu* 线聚焦结构的倍增级, 使其成为紫外光探测的最佳选择。对 360nm 中心波长的峰值量子效率高达 30%, 增益为 140×10^6 , 在 $20^{\circ}C$ 时暗电流典型值为 10nA, 当温度降低时其暗电流会更低。

由于仅使用一只光电倍增管对水汽高低层 *Raman* 后向散射光进行探测, 因此必须利用 *GBIAH ON* 型的门控装置对光电倍增管进行响应时间的控制。该门控装置主要技术参数: 门控脉冲 5V@50mA, 门控延迟时间为 $2\mu s$, 抑制比为 1000:1, 最小脉冲延迟宽度 $2\mu s$, 最大延迟宽度 1ms, 其中上升沿时间 $0.2\mu s$, 下降沿时间 $1.5\mu s$ 左右。

与 *EMI9813B* 光电倍增管配套的制冷器为 *FACT50*, 温度调节范围为 $-25 \sim 20^{\circ}C$, 从室温到达 $-25^{\circ}C$ 的时间最长不超过 1.5h, 在外界温度变化为 $5^{\circ}C$ 情况下内部光电倍增管的温度变化为 $0.1^{\circ}C$ 。

对氮气高低层 *Raman* 后向散射光的探测也是如此。

用于水汽和氮气探测通道的放大器型号为 *VT120*, 增益为 200, 最大带宽为 350MH, 0.1% 的放大线性。信号采集为 *AMETEK* 公司的 *MCS-pci* 光子计数卡, 此卡也为标准 *PCI* 插槽式, 每通道迟豫时间从 100ns~1300s, 每通道采用点数在

4~65, 536 可调，采样精度最高为 150MHz。

4.4.2 控制单元

RML 激光雷达系统控制单元包括主波控制器，光电倍增管门控控制器，主控计算机以及相应的操作程序软件。

主波控制器是由安装在激光光束出射口处的光电二极管 (*PD2*) 和整形器组成。光电二极管接收到发射的激光后，迅速将其转化为电信号，然后经过整形器产生激光的主波信号。主波信号被送入 *A/D* 采集卡和光子计数器内作为触发信号，给出信号采集单元工作的零时刻，即显示了激光雷达探测区域的零距离点。因此，要求激光主波脉冲与发射的激光束在时间上严格同步，这样就保证了激光发射、回波信号的探测和采集在时间上的一致。

光电倍增管门控控制器是通过加在光电倍增管上的门控信号来控制其对一定时间段，即空间上对应于一定距离范围的信号进行探测，从而避免近距离处很强的大气后向散射光造成光电倍增管阴极表面深度饱和或损伤。

RML 激光雷达中的门控控制器主要控制对象为测量高层大气气溶胶的常闭型光电倍增管 *H7680-01*，测量高层水汽和氮气的常开型光电倍增管 *EMI9813B*。由于是不同型号的光电倍增管，因此也就采用不同的门控控制原理。图 4.9 分别给出了各自的工作时序图。

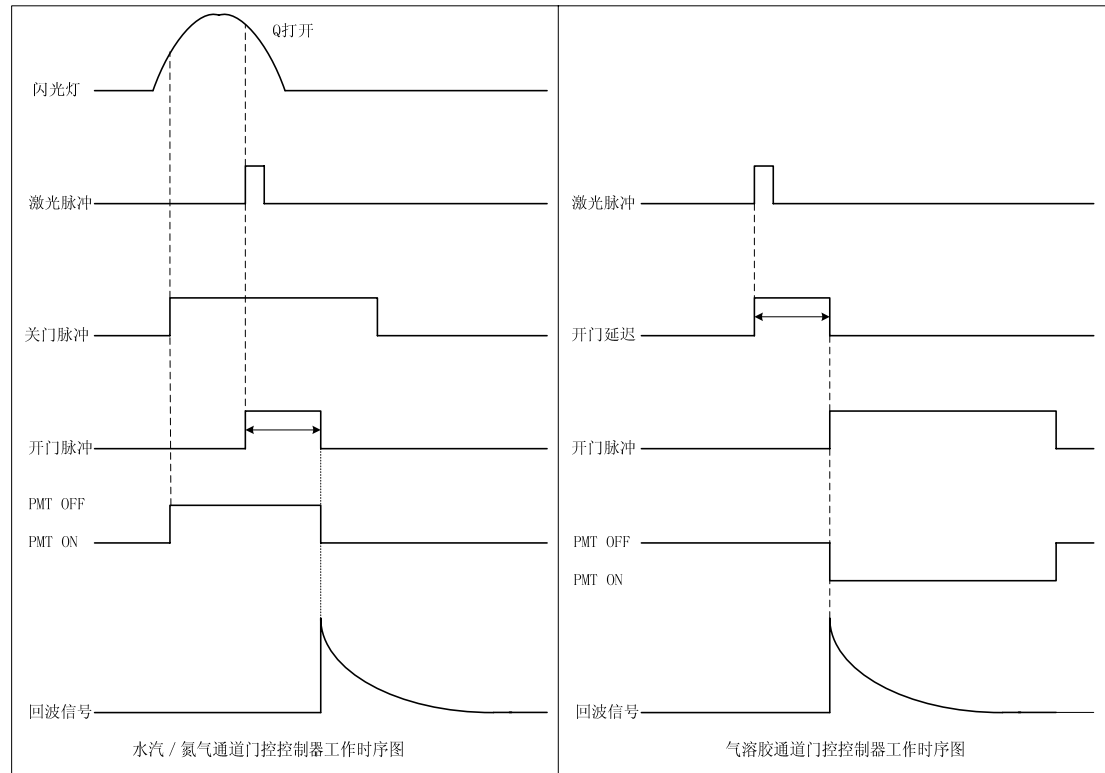


图 4.9 水汽/氮气通道(左图)和气溶胶通道(右图)门控控制器的工作时序图

对于测量高层大气气溶胶后向散射光的常闭型光电倍增管 *H7680-01*，通常

情况下,光电倍增管的第一打拿极(DY1)相对于阴极的电压为负偏压,其阴极发射的光电子很难进入倍增系统,光电倍增管处于非工作状态。门控控制器以激光主波作为光电倍增管开门的基准信号,经过一段时间的延迟后(对应于一定的高度),产生 3~5V 的门控脉冲。受到门控脉冲后,光电倍增管内的开关管立即导通,第一打拿极相对于阴极的电压转变为正偏压,阴极发射的电子即可被倍增,光电倍增管输出与大气后向散射光成正比的电脉冲信号。

在进行高层水汽和氮气 *Raman* 后向散射光的探测时,由于光电倍增管 *EMI9813B* 为常开型,因此必须在激光向大气发射之前就使它们处于不工作状态。为此,在 *Nd:YAG* 激光器的谐振腔附近安装一光电二极管(*PD1*),提取调 *Q* 前的氙灯信号作为关门信号加在光电倍增管上。这样当激光开始向大气发射的时候,光电倍增管已经处于关闭状态。然后,以激光主波延迟一段时间后的脉冲信号作为触发信号,去除关门信号,光电倍增管又恢复为工作状态,对一定高度以上的水汽和氮气 *Raman* 后向散射光进行探测。

第五章 Raman-Mie 散射激光雷达的数据处理方法

本章首先分别给出 *RML* 激光雷达进行大气水平能见度、对流层大气气溶胶消光系数和水汽混合比的测量方法；然后给出相应的数据处理方法。

§ 5.1 Raman-Mie 散射激光雷达的测量方法

RML 激光雷达的测量主要分为两种方式进行，即大气水平能见度的测量和大气气溶胶消光系数和水汽含量垂直分布的测量。

(1). 大气水平能见度的测量

首先将接收望远镜水平指向，然后根据实际测量回波光信号的幅度大小，调节高低层光电倍增管的增益和高层门控开启时间，最后向大气中发射 2000 发 532 波长的激光脉冲，并探测 532 波长水平大气后向散射回波信号。该测量过程持续时间大约为 2 分钟。

(2). 水汽混合比和大气气溶胶消光系数垂直分布的测量

水汽混合比和大气气溶胶消光系数垂直分布的测量分为两步，首先单独进行高层水汽的测量，然后进行低层水汽与大气气溶胶的同时测量。

①. 高层水汽的测量

接收望远镜垂直指向，将 386.7nm 和 407.8nm 波长的滤光片分别插入氮气和水汽探测通道中，并启动氮气和水汽探测通道光电倍增管的门控装置。大气气溶胶发射光学单元上的挡光镜阻挡住 532nm 和 355nm 波长的激光从该发射光学单元发射到大气中，*RML* 激光雷达通过水汽发射光学单元向大气中发射 30000 发 355nm 波长的激光脉冲，探测高层氮气和水汽的 *Raman* 后向散射回波光信号。

②. 低层水汽和大气气溶胶测量

在氮气和水汽滤光片前增加相应的衰减片，关闭氮气和水汽探测通道光电倍增管的门控装置，并同时开启气溶胶探测和采集单元的各元器件。水汽发射光学单元的挡光镜阻挡住 355nm 波长的激光从该发射光学单元发射到大气中，*RML* 激光雷达通过气溶胶发射光学单元向大气中发射 30000 发 532nm 和 355nm 两个波长的激光脉冲，探测低层氮气和水汽的 *Raman* 后向散射回波光信号和高低层大气 *Mie* 和 *Rayleigh* 的后向散射回波光信号。

③. 氮气和水汽探测通道订正常数的测量

将水汽探测通道的 407.8nm 滤光片更换为与氮气探测通道一样的 386.7nm

滤光片, *RML* 激光雷达通过气溶胶发射光学单元向大气中发射 10000 发 355nm 波长的激光脉冲。从两个探测通道同时获得的氮气 *Raman* 后向散射回波信号确定两个通道间的重迭系数比值, 即为通道的订正常数。

§ 5.2 Raman-Mie 散射激光雷达的数据处理方法

5.2.1 大气水平能见度的数据处理方法

在进行水平测量时, 假设大气水平均匀, *RML* 激光雷达接收到距离 z 处的大气后向散射回波信号功率 $P(z)$ 可由公式 (2.11) 变为以下形式:

$$P(z) = Cz^{-2} \cdot \beta \exp(-2\alpha_H z) \quad (5.1)$$

式中: C 为米散射激光雷达系统常数 ($W \cdot km^3 \cdot sr$); β 为大气水平体后向散射系数 ($km^{-1} \cdot sr^{-1}$); α_H 为大气水平消光系数 (km^{-1})。

对 (5.1) 式两边取对数, 并对距离 z 求导得出:

$$\frac{d[\ln(P(z)z^2)]}{dz} = \frac{1}{\beta} \cdot \frac{d\beta}{dz} - 2\alpha_H \quad (5.2)$$

由于大气水平均匀, 故 $d\beta/\beta dz = 0$ 。因此, 对 $\ln(P(z)z^2)$ 和 z 进行最小二乘法线性拟合, 其斜率的一半则是 532nm 波长的大气水平消光系数 α_H , 此即所谓斜率法^[64]。由于在近地面层, 532nm 波长的空气分子的消光系数比气溶胶要小一个数量级, 故也可以认为 α_H 即为大气气溶胶消光系数不会引起大的误差。然后, 由公式 (2.9) 便可以计算出大气水平能见度的数值。

上述方法由于其简单明了已被广泛使用, 但必须指出在推导时作了如下假定:

- ①. 沿水平路径上大气消光系数是恒定的;
- ②. 水平路径上每个体积元的光散射量与体积元体积、大气消光系数成正比而且沿水平路径上保持不变;
- ③. 观察物体是绝对黑体且以水平天空作为背景;
- ④. 人眼的对比度阈值等于 0.02。

图 5.1 给出了 2004 年 10 月 22 日 17:49, *RML* 激光雷达测量的大气水平后向散射回波信号 $\ln(P(z)z^2)$ 和距离 z 的关系曲线。图中实圆点为测量值, 细直线为对测量值的线性拟合结果。

从图中可以看出, 从 2km 到 7km 的距离范围内, $\ln(P(z)z^2)$ 与 z 呈现很好的线性关系。虽然, 随着探测距离 z 的增加, 接收的大气后向散射回波信号的信噪比变小, 回波信号起伏逐渐增加, 但都围绕拟合直线上下起伏。 $\ln(P(z)z^2)$ 和 z 的相关系数在 99.59%, 拟合直线的标准误差在 0.145, 反映该天的大气气溶胶水平均

匀性很好。回归直线斜率的一半即为 $532nm$ 波长的大气水平消光系数 $\alpha_H=0.496 km^{-1}$ ，对应当时的大气水平能见度 R_V 为 $7.89km$ 。

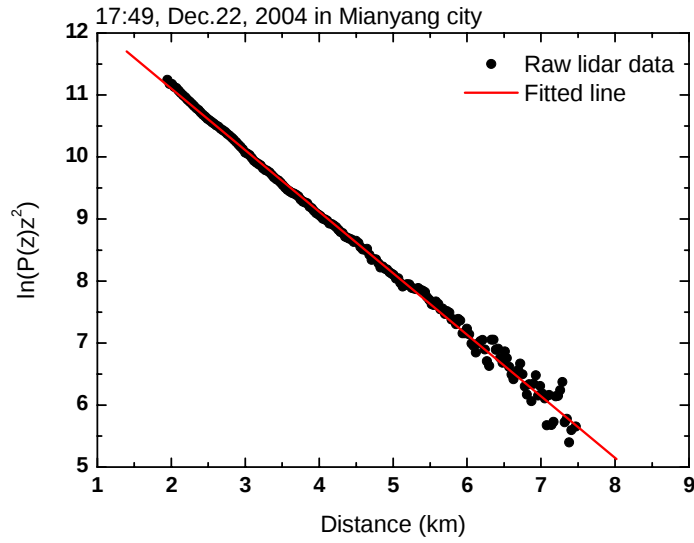


图 5.1 RML 激光雷达探测的大气水平回波信号 $\ln(P(z)z^2)$ 和距离 z 的关系曲线

5.2.2 大气气溶胶消光系数垂直分布的数据处理方法

采用第二章中介绍的 *Fernald* 方法求解出大气气溶胶消光系数的垂直廓线。但在求解之前要对 RML 激光雷达的原始测量数据进行背景信号扣除、几何重迭因子订正、高低层信号的拼接以及信号的平滑四个步骤的预先处理。

(1). 背景信号扣除

高层探测的背景信号取 $35\sim45km$ 高度范围里回波信号的平均值，低层探测的背景信号取 $14\sim15km$ 高度范围里回波信号的平均值。从 RML 激光雷达测量的高低层回波信号中分别减去各自的背景信号，即为高低层大气后向散射回波信号。

(2). 几何重迭因子订正

RML 激光雷达气溶胶探测通道的几何重迭因子可以通过实际测量确定。在近地面大气满足水平均一条件下， RML 激光雷达探测水平大气的后向散射回波信号 $P(z)$ ，在 RML 激光雷达的充满区内 ($z>z'$, z' 为过渡区的距离)，利用斜率法求出水平大气消光系数 α_H ，然后利用公式 (5.3) 则可求出激光雷达的几何重迭因子 $\eta(z)$ 。

$$\eta(z) = \frac{P(z')z'^2 \exp(2\alpha_H z')}{P(z)z^2 \exp(2\alpha_H z)} \quad (5.3)$$

图 5.2 为 RML 激光雷达气溶胶探测通道的几何重迭因子。从图中可以看出：在激光雷达近距离处，几何重迭因子 $\eta(z)$ 的数值很小，并且随距离 z 的增加而急

速增大。大约在 0.5km 以后, 几何重迭因子 $\eta(z)=1$, 并保持不变, 这表明大气后向散射光已全部进入 *RML* 激光雷达的接收视场里。在 1.5km 距离以后, $\eta(z)$ 出现围绕常数 1 振荡, 这主要是由于 *RML* 激光雷达探测的信噪比较低所致。

RML 激光雷达气溶胶探测通道的几何因子确定以后, 在过渡区, *RML* 激光雷达接收到的大气后向散射回波信号经过几何重迭因子修正为 $P'(z)=P(z)/\eta(z)$ 。

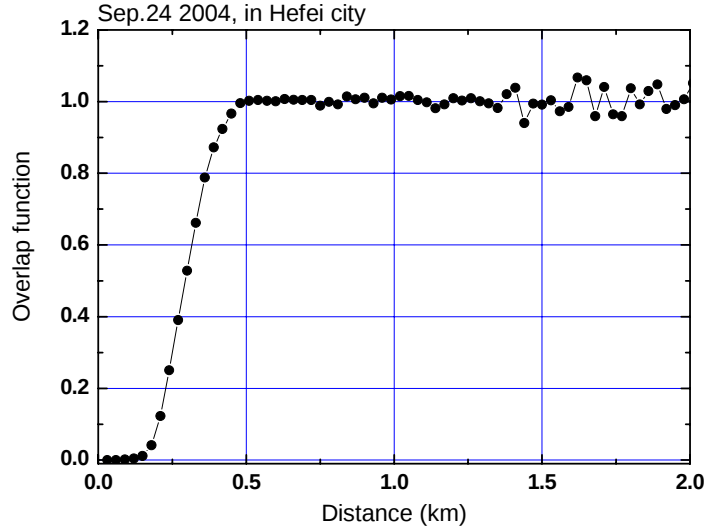


图 5.2 *RML* 激光雷达气溶胶探测通道的几何重迭因子曲线

(3). 高低层信号拼接

RML 激光雷达测量的高低层大气后向散射回波信号廓线存在相互重叠的高度区域(通常在 $2.5\sim 3.5\text{km}$)。因为测量的是同一段高度区域, 两条回波信号廓线的数值在该区域内应该是一一线性对应的, 其比值是一个常数。将重叠区以下高度区域的低层大气后向散射回波信号乘以这个比值, 便与重叠区以上高度区域高层大气后向散射回波信号拼接为一条大气后向散射回波信号廓线。

图 5.3 和 5.4 分别给出 *RML* 激光雷达的拼接前后高低层大气后向散射回波信号廓线和拼接区域的信号比值廓线。其中低层大气后向散射回波信号已经经过几何重迭因子的订正。

从图 5.3(a) 看出, *RML* 激光雷达测量的低层大气后向散射回波信号经过几何重迭因子订正后, 从近地面的 10^6 衰减到 7km 高度左右 10^{-1} , 信号动态范围达到 7 个量级。可见几何重迭因子在压缩接收的大气后向散射回波信号动态范围的作用。

高层大气后向散射回波信号廓线表明, 在 1.75km 高度, 光电倍增管门控打开并开始探测该高度以上的大气后向散射回波信号。回波信号从该高度的 10^3 一直衰减到 25km 处的不到 10^{-1} , 动态范围大约在 4 个量级以上。

比较高低层大气后向散射回波信号廓线不难看出, 在拼接区的 $2.5\sim 3.5\text{km}$

高度范围内，两者保持很好的一致性。图 5.3(b) 显示的为拼接后的大气后向散射回波信号廓线。可以看出，在 *RML* 激光雷达整个测量高度范围内，大气后向散射回波信号变化的动态范围覆盖至少 8 个量级。

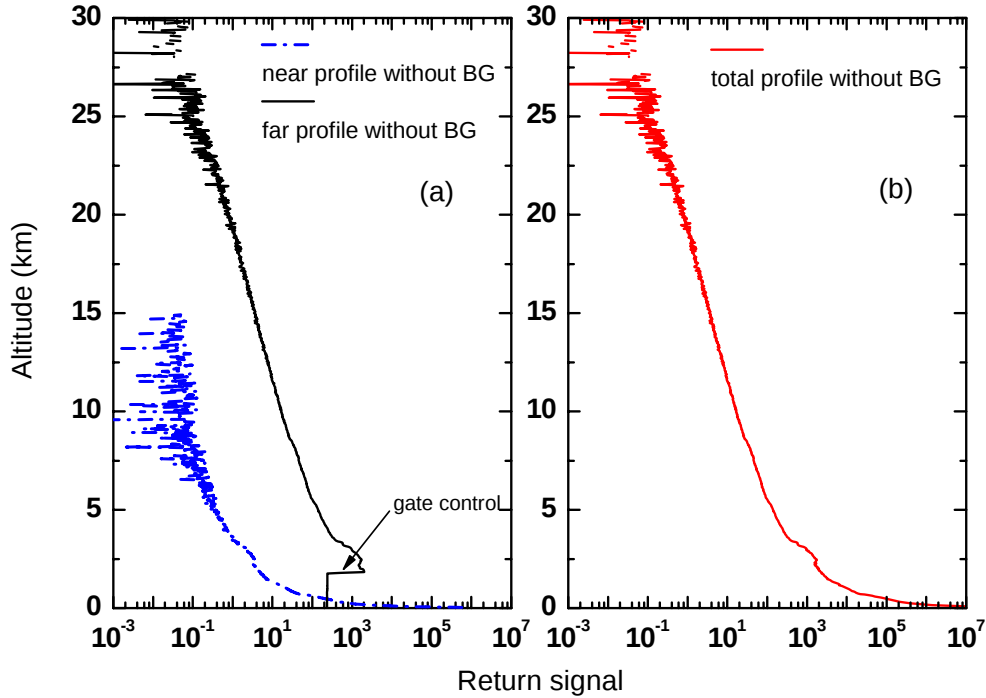


图 5.3 拼接前高层与低层信号(a)和拼接后的信号(b)廓线

图 5.4 进一步给出了在拼接范围内高低层大气后向散射回波信号的比值。可以看出在 2.5~3.5km 高度范围内，比值大体是在 66 左右摆动，其平均值为 65.94，标准偏差为 0.53。这说明了 *RML* 激光雷达进行高低层分段测量的可行性和测量结果的可靠性。

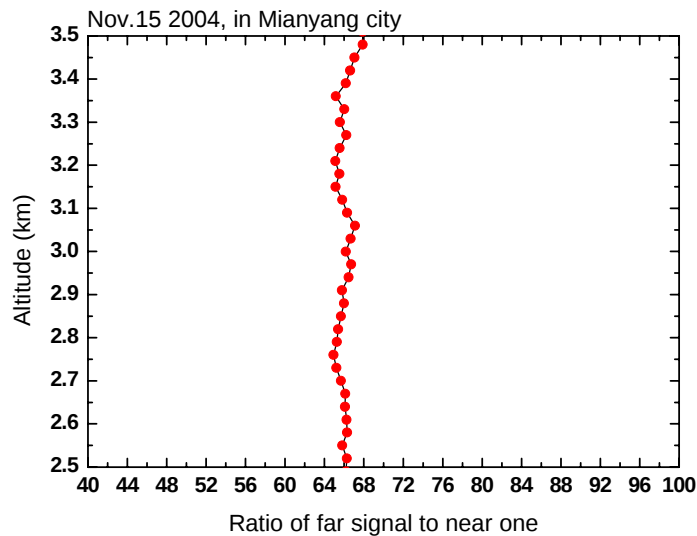


图 5.4 *RML* 激光雷达气溶胶通道高层和低层信号重叠区的比值廓线

(4). 原始信号平滑

为了进一步减小 *RML* 激光雷达测量的大气后向散射回波信号的起伏性, 采用三角滤波法对回波信号进行平滑, 其公式表示为:

$$P'_i = \frac{P'_{i-(j-1)/2} + \dots + P'_{i-1} \cdot (j-2) + P'_i \cdot j + P'_{i+1} \cdot (j-2) + \dots + P'_{i+(j-1)/2}}{(j^2 + 1)/2} \quad (5.4)$$

式中, i 是第 i 个数据点, j 是平滑因子(一般 $j=11$), P_i 为第 i 个数据点的 *RML* 激光雷达测量的回波信号的数值。

5.2.3 水汽混合比的数据处理方法

由第二章 *Raman* 激光雷达测量水汽方法和相应的 *Raman* 激光雷达方程的介绍看出, 如果已知标定常数 C_w , 大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$, 通过 *RML* 激光雷达测量的水汽和氮气 *Raman* 后向散射信号的比值 $S_H(z)/S_N(z)$, 就可以计算出水汽混合比 $w(z)$ 。

(1). 水汽和氮气 *Raman* 信号比值 $S_H(z)/S_N(z)$ 的确定

在计算水汽和氮气 *Raman* 后向散射信号的比值 $S_H(z)/S_N(z)$ 之前, 必须首先对 *RML* 激光雷达测量的水汽和氮气 *Raman* 后向散射原始信号分别进行背景扣除、低层水汽和氮气探测通道信号的订正、高低层信号拼接和数据平滑。

背景扣除和数据平滑的方法同上, 不再叙述。

①. 低层水汽和氮气探测通道信号的订正

对于 *RML* 激光雷达探测的低层水汽和氮气回波信号, 也受到几何重迭因子的影响。假设 *RML* 激光雷达测量的过渡区内水汽和氮气探测通道信号的比值为 $S'_H(z)/S'_N(z)$ 、两个通道的几何重迭因子分别为 $\gamma_H(z)$ 和 $\gamma_N(z)$, 修正后的信号比值应为 $S_H(z)/S_N(z)$, 则有

$$\frac{S_H(z)}{S_N(z)} = \frac{S'_H(z)/\gamma_H(z)}{S'_N(z)/\gamma_N(z)} = \frac{S'_H(z)}{S'_N(z)} \cdot \frac{\gamma_N(z)}{\gamma_H(z)} \quad (5.5)$$

从公式 (5.5) 可以看出, 无需知道水汽和氮气探测通道的具体几何重迭因子的数值, 只要确定两通道几何重迭因子的比值 $\gamma_N(z)/\gamma_H(z)$, 便可以对 *RML* 激光雷达测量近距离的水汽和氮气回波信号的比值 $S'_H(z)/S'_N(z)$ 进行订正。

根据前面已经叙述的 *RML* 激光雷达通道订正常数的测量方法(第四章第三节)。假设氮气通道 386.7nm 的 *Raman* 回波信号和水汽通道 386.7nm 的 *Raman* 回波信号分别为 $S_{2N}(z)$ 和 $S_{1N}(z)$, 则有

$$\frac{S_{2N}(z)}{S_{1N}(z)} = \frac{K_N}{K_H} \cdot \frac{\gamma_N(z)}{\gamma_H(z)} = K \cdot \frac{\gamma_N(z)}{\gamma_H(z)} \quad (5.6)$$

上式中, K_N 为氮气 *Raman* 通道的仪器常数, K_H 为水汽 *Raman* 通道的仪器常数, K 为比例常数。假设在 1.5km 的高度, 两个通道的几何重迭因子均为 1, 即有 $\gamma_N(1.5)/\gamma_H(1.5)=1$, 因此 $S_{2N}(1.5)/S_{1N}(1.5)=K$, 将 K 值代入 (5.6) 式, 即可得到过渡区域内两通道几何重迭因子的比值。

$$\frac{\gamma_N(z)}{\gamma_H(z)} = \frac{S_{2N}(z)}{S_{1N}(z)} \cdot \frac{S_{2N}(1.5)}{S_{1N}(1.5)} \quad (5.7)$$

将 (5.7) 式的计算结果代回 (5.5) 式, 即可将 *RML* 激光雷达测量的过渡区域内两个通道回波信号比值 $S'_H(z)/S'_N(z)$ 修正为 $S_H(z)/S_N(z)$ 。

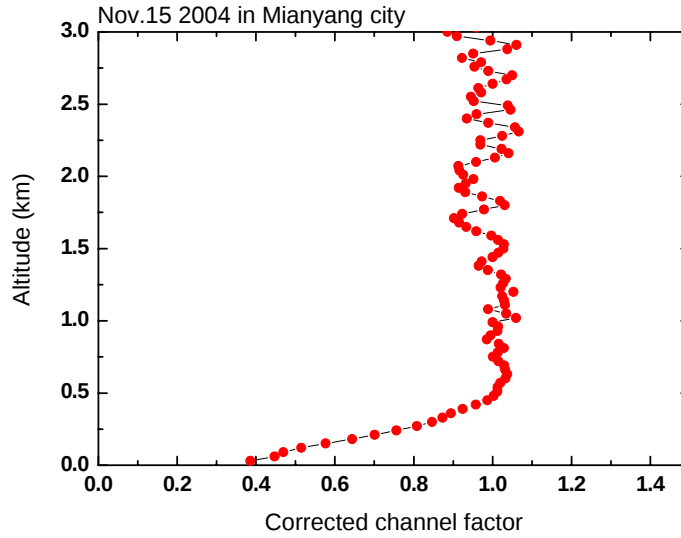


图 5.5 *RML* 激光雷达的 $\gamma_N(z)/\gamma_H(z)$ 的垂直廓线

图 5.5 给出了 2004 年 11 月 15 日, *RML* 激光雷达测量的 $\gamma_N(z)/\gamma_H(z)$ 的垂直廓线。从图中可以看出, $\gamma_N(z)/\gamma_H(z)$ 的数值在近地面大约为 0.4, 直到 0.8km 高度以上基本为 1。说明在 0.8km 以下高度范围内, 由于水汽和氮气两通道具有各自不同的几何重迭因子, 导致 *RML* 激光雷达测量的两通道信号比值如果不进行 $\gamma_N(z)/\gamma_H(z)$ 的修正, 将会造成比较大的测量误差。

②. 高低层信号拼接

RML 激光雷达测量的水汽和氮气高低层 *Raman* 后向散射回波信号需要进行拼接。图 5.6 给出了 2004 年 9 月 12 日, *RML* 激光雷达测量高低层氮气和水汽 *Raman* 后向散射回波信号垂直廓线, 其累积脉冲数为 30000 发。

从图 5.6(a) 可以看出, 尽管用带门控的光电倍增管测量高层氮气 *Raman* 后向散射信号, 但门控的消光比有限, 为 $1/1000$ 。表现在 0.5km 高度区域, 光电倍增管光阴极产生并堆积的大量光电子冲破了门控负高压的阻挡, 到达第一打拿极, 并形成倍增输出较多的光电子。而在 0.5km 以内, 虽然氮气浓度更高, 但是受到氮气探测通道几何重迭因子的影响, 探测的回波信号反而较小。低层氮气

Raman 后向散射信号在 0.4km 以内变弱是同样受到氮气探测通道几何重叠因子的影响的缘故。

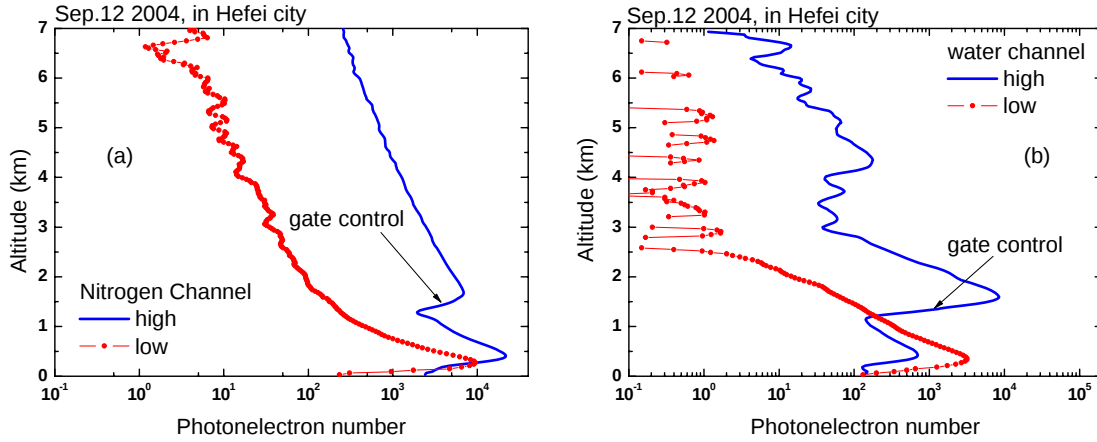


图 5.6 RML 激光雷达测量的夜晚高低层氮气 (a) 和水汽 (b) 回波信号

但是, 不管怎样, 从高低层氮气 *Raman* 后向散射信号信号相比较明显看出, 在大约 4km 以上, 高层信号的信噪比要好得多。同时在重叠区域内, 两者有较好的平行度。

图 5.6 (b) 中的高低层水汽的 *Raman* 后向散射信号的变化特征大体上和氮气相似, 只是其信号较之氮气小得多, 因此光电倍增管的门控将低层信号抑制的较好, 近地面层的信号的峰值较小。此外, 由于水汽含量大部分集中在近地面, 同时空间分布很不均匀, 因此在 2.5km 左右的低层水汽的回波信号已很小, 而高层信号上出现很多的水汽结构。高低层水汽的信号廓线也显示两者在共同测量高度范围内具有较好的一致性。

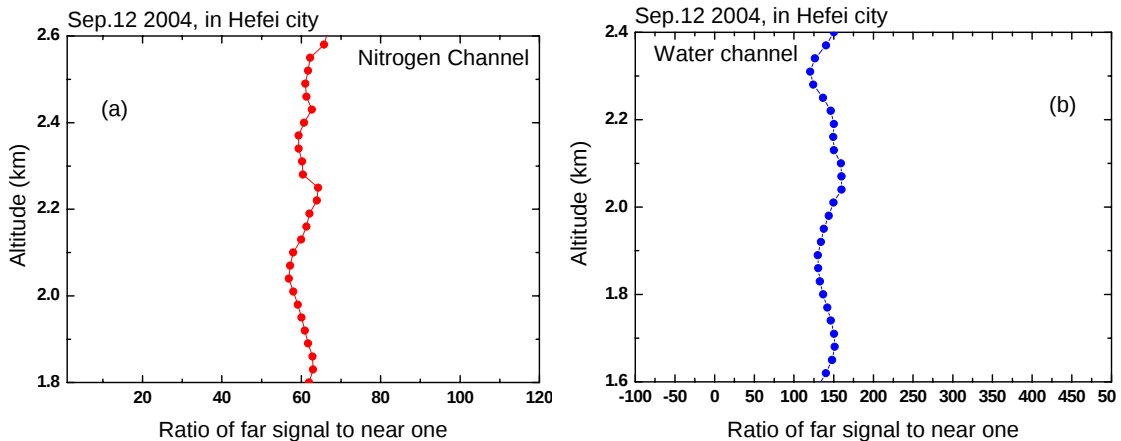


图 5.7 RML 激光雷达测量的夜晚氮气 (a) 和水汽 (b) 高低层回波信号重叠区的比值廓线

为了更为直观地反映氮气和水汽高低层信号在重叠区的线性关系, 同样给出它们比值随高度的廓线, 如图 5.7 所示。

从图中可以看出: 不论是该天测量的氮气高低层信号, 还是水汽高低层信号, 比值都是在大约 $1.8\text{km}\sim 2.4\text{km}$ 高度范围里为一常数。氮气高低层信号拼接平均

值为 60.65，标准偏差 SD 为 2.21；水汽分别为 141.77 和 12.09。

(2). 大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 的确定

大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 表示为：

$$\Delta_q^w(z_0, z) = \frac{q(\lambda_N, z_0, z)}{q(\lambda_H, z_0, z)} \quad (5.8)$$

式中

$$q(\lambda_N, z_0, z) = \exp \left(- \int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_N}(z') dz' \right) \quad (5.9)$$

$\alpha_{\lambda_N}(z)$ ：氮气分子 Raman 散射波长 λ_N (386.7nm) 的大气消光系数；

$$q(\lambda_H, z_0, z) = \exp \left(- \int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_H}(z') dz' \right) \quad (5.10)$$

$\alpha_{\lambda_H}(z)$ ：水汽分子 Raman 散射波长 λ_H (407.8nm) 的大气消光系数。

氮气 Raman 波长 386.7nm 和水汽 Raman 波长 407.8nm 的大气消光系数为它们的气溶胶消光系数和空气分子 Rayleigh 散射消光系数之和。

两个波长大气气溶胶消光系数是从中科院安徽光机所 L300 激光雷达测量的 532nm 波长 1998 年年平均气溶胶消光系数按 λ^{-1} 的关系转化得到的。两个波长空气分子 Rayleigh 散射消光系数使用 532nm 波长的美国标准大气中纬度模式按 λ^{-4} 的关系转化得到的。

获得了 386.7nm 波长和 407.8nm 波长的大气气溶胶和空气分子 Rayleigh 散射消光系数，即可由 (5.9) 和 (5.10) 式计算出它们的大气透过率，再由公式 (5.8) 计算大气透过率函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 。

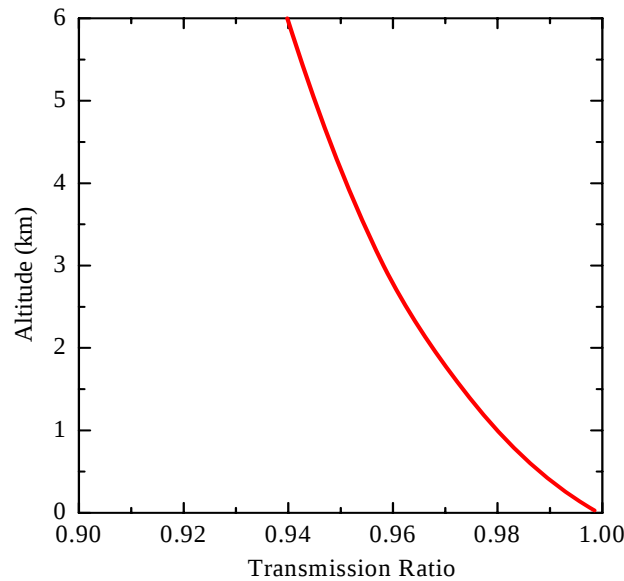


图 5.8 大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 随高度的分布廓线

图 5.8 给出了大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 随高度的分布。从图中可以清楚的看出大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 在地面与 6km 之间只相差 6%。

图 5.9 给出了在几种 532nm 波长的气溶胶光学厚度下(气溶胶消光系数沿高度的积分)，大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 随高度的分布。从图中可以看出，532 nm 波长气溶胶光学厚度 $\tau=1.0$ (表示气溶胶的浓度非常高的情况下)与 $\tau=0$ (表示无气溶胶影响仅由空气分子产生的光学厚度)的大气透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 在 6km 处相差约 7%。

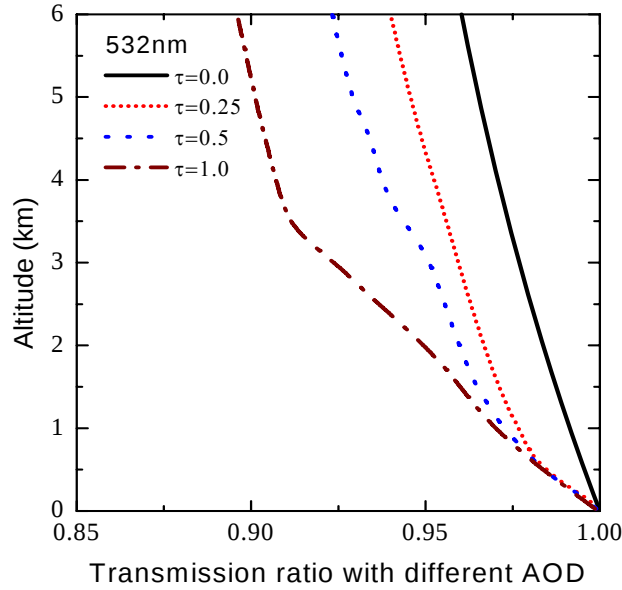


图 5.9 不同 532nm 波长气溶胶光学厚度下 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 随高度的分布

(3). 标定常数 C_w 的确定

标定常数 C_w 是通过气象探空标定法来确定，即在 RML 激光雷达探测水汽混合比的过程中同时进行气象探空仪的温度、湿度和气压的探测。在合适的高度范围里，将气象探空仪探测的水汽混合比与 RML 激光雷达测得水汽和氮气的 Raman 散射信号比 $S_H(z)/S_N(z)$ 与透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 的乘积进行归一化处理，即可确定标定常数 C_w 。

①. 气象探空仪测量数据的转换

气象探空仪测量大气温度、相对湿度和气压的垂直分布。从气压可以确定测量高度；从温度可以得到饱和水汽压 $E(z)$ (hPa)：

$$E(z) = E_0 \cdot 10^{\frac{at(z)}{b+t(z)}} \quad (5.11)$$

其中， $a=7.5$ ， $b=237.3$ ， $E_0=6.11\text{hPa}$ 为 0°C 时的饱和水汽压。由饱和水汽压 $E(z)$ ，可得到饱和水汽混合比 $w_s(z)$ (g/kg)：

$$w_s(z) = 622 \frac{E(z)}{P(z) - E(z)} \quad (5.12)$$

上式中, $P(z)$ 为高度 z 处的气压。相对湿度 $f(z)$ 与饱和水汽混合比 $w_s(z)$ 、水汽混合比 $w(z)$ 的关系如下式:

$$f(z) = \frac{622 + w_s(z)}{622 + w(z)} \cdot \frac{w(z)}{w_s(z)} \times 100\% \quad (5.13)$$

将探空仪测得的相对湿度和 (5.12) 式的结果代入上式, 即可将探空仪测量的相对湿度转化为水汽混合比。

②. 标定常数 C_w 的确定

将气象探空仪测量的水汽混合比内插成间隔为 $30m$ 的数据点。标定在相对湿度没有较大突变且大于 30% 的高度范围内进行 (一般在 $1 \sim 2.5km$ 高度范围)。将这一范围内 RML 激光雷达测得的水汽和氮气 Raman 散射信号比 $S_H(z)/S_N(z)$ 与透过率修正函数 $\Delta_q^w(z_0, z)$ 的乘积归一到气象探空仪所获得的水汽混合比, 如下式所示:

$$C_w = \frac{\sum_{n(z)=n(z_1)}^{n(z_2)} \frac{w_b(z)}{[S_H(z)/S_N(z)] \cdot \Delta_q^w(z_0, z)}}{[n(z_2) - n(z_1) + 1]} \quad (5.14)$$

上式中, $w_b(z)$ 为气象探空仪获得的水汽混合比; $n(z_1)$ 为高度为 z_1 时对应的数据点数; $n(z_2)$ 为高度为 z_2 时对应的数据点数。通过 (5.14) 式即可得到标定常数 C_w 。在合肥测量期间 RML 激光雷达的标定常数 C_w 为 6.12, 标准差为 0.281。

第六章 Raman-Mie 散射激光雷达的典型测量结果

本章分别给出 *RML* 激光雷达测量大气水平能见度、对流层大气气溶胶消光系数垂直分布和水汽混合比垂直分布的典型测量结果,并对结果进行了分析和讨论。

§ 6.1 大气水平能见度的测量结果

(1). *RML* 激光雷达与 *Belfort* 能见度仪测量结果的比较

为了检验 *RML* 激光雷达测量大气水平能见度的准确性, *RML* 激光雷达分别于 2004 年 9 月 21, 24 和 10 月 10 日三天,在合肥地区和美国 *Belfort Model 6230A* 型能见度仪进行了大气水平能见度的对比测量。

美国 *Belfort Model 6230A* 型能见度仪是根据大气气溶胶粒子的前向散射特性,测量气象光学视距 (*MOR*)。需要说明的是,气象光学视距对应的对比度阈值为 0.05,而大气水平能见度对应的对比度阈值是 0.02。所以气象光学视距乘以系数 $c=\ln(1/0.02)/\ln(1/0.05)$ 就得到相应的大气水平能见度。

对比测量结果如图 6.1 所示。可以看出,大气水平能见度从 9 月 21 日的 13.8km 减小到 24 日的 4.9km,然后在 10 月 10 日上升为 6.5km 左右。*RML* 激光雷达和 *Belfort* 能见度仪测量大气水平能见度具有很好的相关性。两台仪器测量大气水平能见度的最大相对偏差为 11.12%,最小值仅为 0.67%。这说明 *RML* 激光雷达测量的大气水平能见度数据准确可靠。

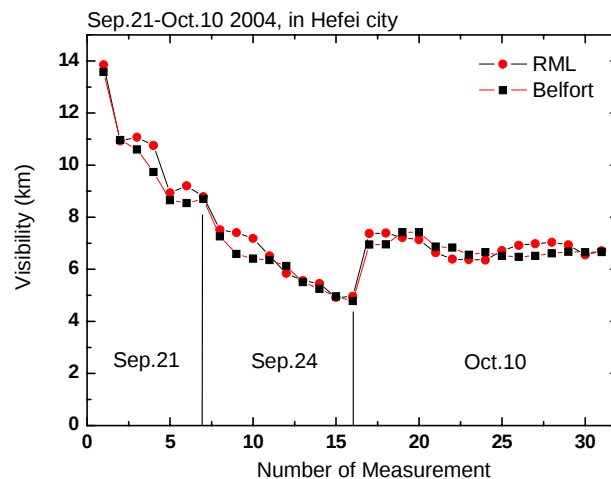


图 6.1 *RML* 激光雷达与美国 *Belfort* 能见度仪测量的能见度结果比较

(2). 绵阳地区大气水平能见度 *RML* 激光雷达测量结果

图 6.2 给出的为 2004 年 12 月 10 日至 24 日绵阳地区 *RML* 激光雷达测量的大气水平能见度日变化及其标准偏差,其中 13 和 20 日两天的数据缺失,主要是

由于降雨 *RML* 激光雷达停止工作的缘故。

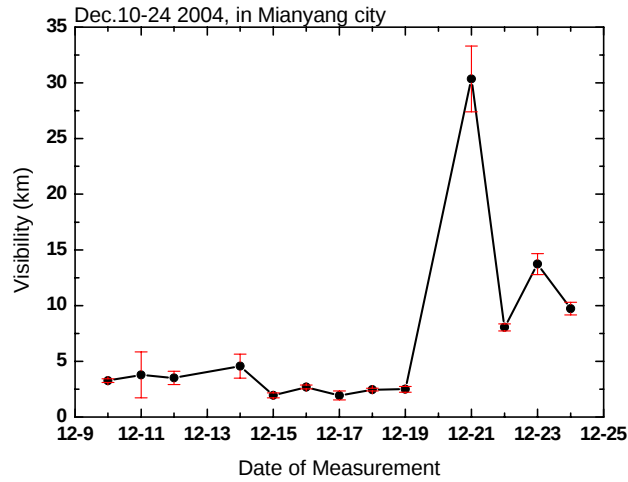


图 6.2 绵阳地区 *RML* 激光雷达能见度测量结果日变化及其标准偏差

可以看出，测量期间绵阳地区大气水平能见度有时具有较大的日际变化特征。12 月 17 日的能见度是 1.93km ，21 日的能见度是 30.35km ，两天相差大约 15 倍左右。以 21 日为界限，前段测量期间的能见度都不足 5km ，后段基本在 10km 左右。

§ 6.2 大气气溶胶消光系数垂直分布的测量结果

(1). *RML* 与 *PML* 激光雷达测量大气气溶胶消光的结果比较

2004 年 9 月 29 日夜晩，在合肥地区 *RML* 激光雷达与另一台偏振-米散射雷达 (*PML*) 进行了对流层大气气溶胶消光系数垂直分布的对比探测，结果如图 6.3 所示。图中实线为 *RML* 激光雷达的测量结果，虚线为 *PML* 激光雷达的测量结果。

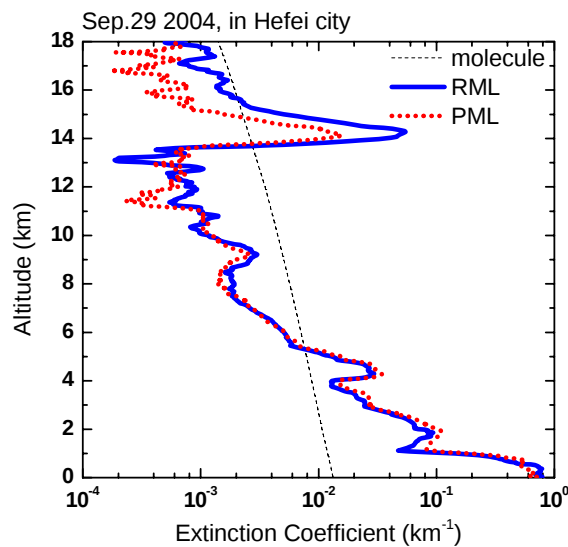


图 6.3 *RML* 激光雷达与 *PML* 激光雷达气溶胶测量结果的比较

可以看出,整体上两者吻合得很好,特别是对于不同高度上的一些气溶胶层结和高层卷云都表现得很一致。对比结果反映了 *RML* 激光雷达测量对流层大气气溶胶消光系数垂直分布的稳定性和可靠性。

(2). 夜晚 *RML* 激光雷达测量的大气气溶胶消光垂直廓线

图 6.4(a)–(c)分别给出了 2004 年 10 月 27 日 *RML* 激光雷达测量合肥地区的 532nm 波长对流层大气气溶胶的消光系数垂直廓线,以及无线电气象探空仪测量的大气相对湿度和温度的垂直廓线。作为比较,图 6.4(a)中还一并给出了 532nm 波长空气分子 *Rayleigh* 消光系数垂直廓线(虚线)。

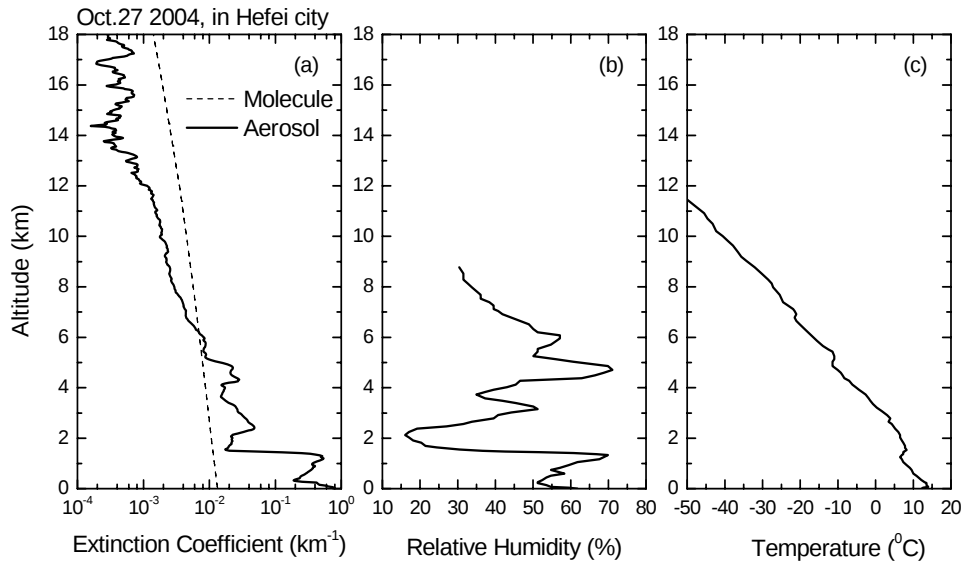


图 6.4 2004 年 10 月 27 日夜对流层气溶胶消光(a)、相对湿度(b)和大气温度(c)

从图 6.4(c)中的温度垂直廓线可以看出,该天在接近 1.5km 处有一明显的逆温层,它为边界层与自由大气的交界面。在逆温层高度,相对湿度和大气气溶胶消光系数都急剧减小。而从边界层向上至 6km 高度范围内的大气气溶胶消光系数峰值和相对湿度的峰值也都一一对应,甚至于一些精细结构两者都能够很好的吻合。这些结果表明,对流层中的水汽和气溶胶是密切相关的两个大气参数,它们都被束缚在由逆温决定的大气边界层内。湿性气溶胶粒子较干性气溶胶粒子具有更大的消光特性,气溶胶消光系数垂直廓线与相对湿度垂直廓线呈现正相关关系。

(3). 白天 *RML* 激光雷达测量的大气气溶胶消光垂直廓线

图 6.5 给出了白天期间 *RML* 激光雷达探测的对流层大气气溶胶消光系数垂直廓线。测量的时间为 2004 年 10 月 15 日下午 14:39 分。可以看出,在 1.5~2km 高度范围有一明显的边界层,而 7~8km 的消光系数峰值主要是由少量卷云引起的。虽然在高度 11km 以上由于天空背景辐射的影响,大气气溶胶消光系数出现

一定程度的振荡。但还是可以从整体上反映出大气气溶胶消光系数的垂直分布特征。这表明, *RML* 激光雷达具有对对流层大气气溶胶消光系数垂直分布进行昼夜探测的能力。

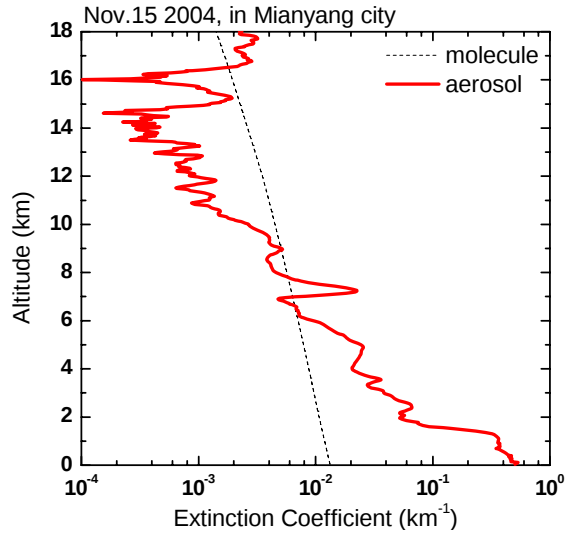


图 6.5 *RML* 激光雷达白天测量对流层气溶胶结果

§ 6.3 水汽混合比的测量结果

(1). 夜晚水汽混合比的垂直廓线

图 6.6(a) 和 (b) 分别给出了 2004 年 9 月 12 日和 10 月 9 日两个夜晚 *RML* 激光雷达测量的合肥地区对流层水汽混合比垂直廓线(实线)。为比较起见, 图中还一并给出了 *L625* 激光雷达(圆点线)和气象探空仪(方点线)探测的水汽混合比垂直廓线。另外由于气象探空仪的测试元件肠衣对相对湿度在 20% 以下的测量精度可能难以保证, 因此作为参考, 图中也给出了相对湿度为 20% 的水汽混合比廓线(虚线)。

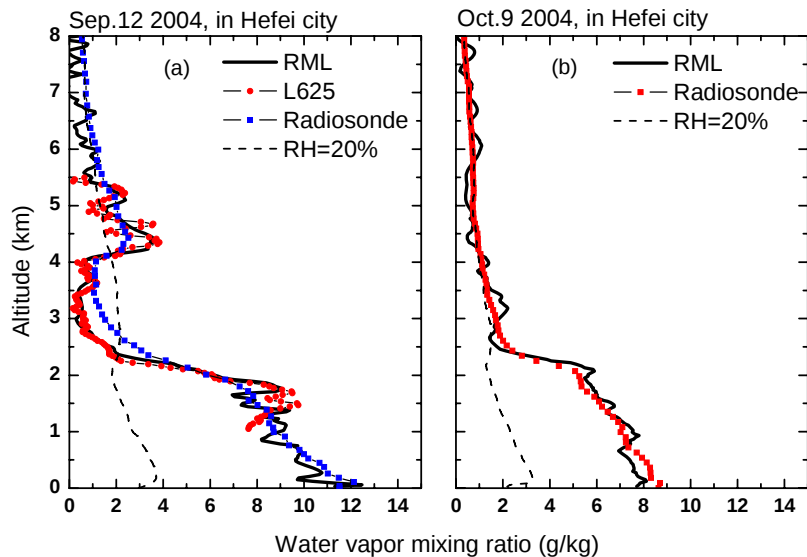


图 6.6 2004 年 9 月 12 日(a)与 10 月 9 日(b)夜晚合肥地区水汽混合比廓线

首先, 对图 6.6(a)中的 *RML* 激光雷达和 *L625* 激光雷达测量的水汽混合比廓线进行比较。*L625* 激光雷达只能对 1km 以上的水汽进行探测。在共同探测的高度范围内, 两台激光雷达测量的水汽混合比垂直廓线呈现很好的一致性, 甚至一些精细的结构都较好地吻合。虽然在 4km 以上 *L625* 激光雷达测量的水汽混合比垂直廓线出现较大振荡, 但其整体变化趋势仍然和 *RML* 激光雷达测量的结果一致。

其次, 对 *RML* 激光雷达和气象探空仪测量水汽混合比的结果进行对比可以看出, 除个别区域外, 二者测量的水汽混合比在整个探测高度范围内都具有较好的一致性。而水汽混合比相差较大的区域主要集中在水汽含量较低或水汽变化剧烈的高度范围。这可能有四种原因: 其一, 气象探空仪的测试元件肠衣对湿度的响应速度较慢, 从高湿到低湿的突变过程难以快速响应; 其二、气象探空仪在相对湿度较小的情况下测量误差增大, 在 5% 以下基本上不响应, 这就造成了气象探空仪器在低湿区域内的测量结果偏大; 其三、在高层低湿情况下, 激光雷达接收的水汽后向散射信号较弱, 信噪比较低, 探测误差也相应的变大; 其四, 气象探空仪测量的并非垂直方向上的水汽混合比, 而是具有一定的平移, 并且随着高度的增加, 其平移量增大。

上述测量结果表明 *RML* 激光雷达测量对流层水汽混合比垂直分布的数据正确可靠, 具有可比性。该激光雷达在夜晚期间测量水汽混合比的高度范围可以从近地面到对流层中部的 $7\sim 8\text{km}$ 左右高度, 可以较为精细地反映水汽含量在大气中的垂直分布特征。

(2). 云层中的水汽混合比

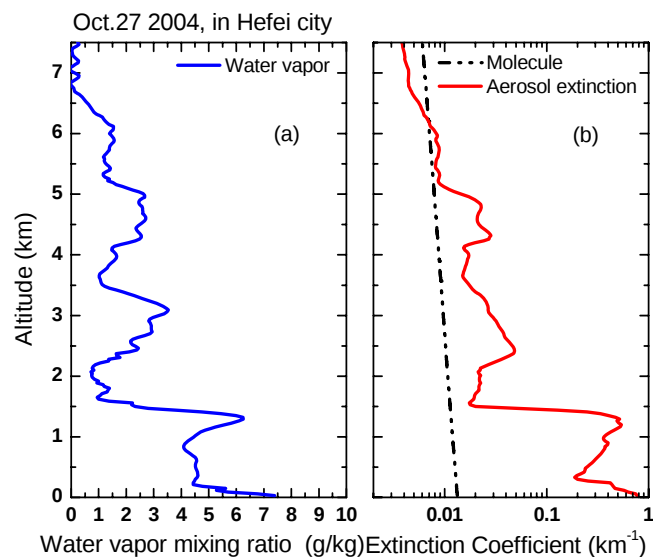


图 6.7 多云天气下水汽混合比(a)和气溶胶消光系数(b)

图 6.7 给出了 2004 年 10 月 27 日在合肥地区 *RML* 激光雷达测量云层中的水

汽混合比垂直廓线(图 6.7(a)), 图中还一并给出了该激光雷达同时测量的大气气溶胶消光系数垂直廓线(图 6.7(b))。

一般情况下, 大气气溶胶的消光系数是随着高度的增加而逐渐减小的, 而该天在 $1\sim 1.5\text{km}$ 、 $2\sim 3.5\text{km}$ 和 $4\sim 5\text{km}$ 三个高度范围内大气气溶胶的消光系数都出现不同程度的增加, 尤其是最低层的消光系数数值已经达到 0.5km^{-1} 以上。这主要是由于云层消光作用的影响。与此对应的是图 6.7(a) 中水汽混合比在以上三个高度也明显偏大, 最低层水汽混合比达到 6.2g/kg , 两者间具有很好的一一对应关系。

(3). 合肥地区水汽混合比垂直分布的日际变化特征

图 6.8 给出 2004 年 9 月 12 日至 29 日五个夜晚 *RML* 激光雷达测量的水汽混合比廓线。从中可以看出合肥地区水汽混合比垂直分布的日际变化特征。

首先这几天地面的水汽混合比大体在 15g/kg 左右, 并且水汽都集中在逆温层内, 逆温层的高度从 1.5km 到 3km 不等; 其次, 近地面层的水汽会受到低云的影响而导致水汽混合比变得很大, 如 9 月 23 日 1.5km 高度的云层中水汽混合比高达 20g/kg 以上; 最后, 在 $4\sim 6\text{km}$ 高度范围的水汽混合比较容易受到云的影响而增大, 而在该云层与逆温层之间经常为水汽含量较小的层。这说明大气中水汽的垂直分布是较为复杂的。

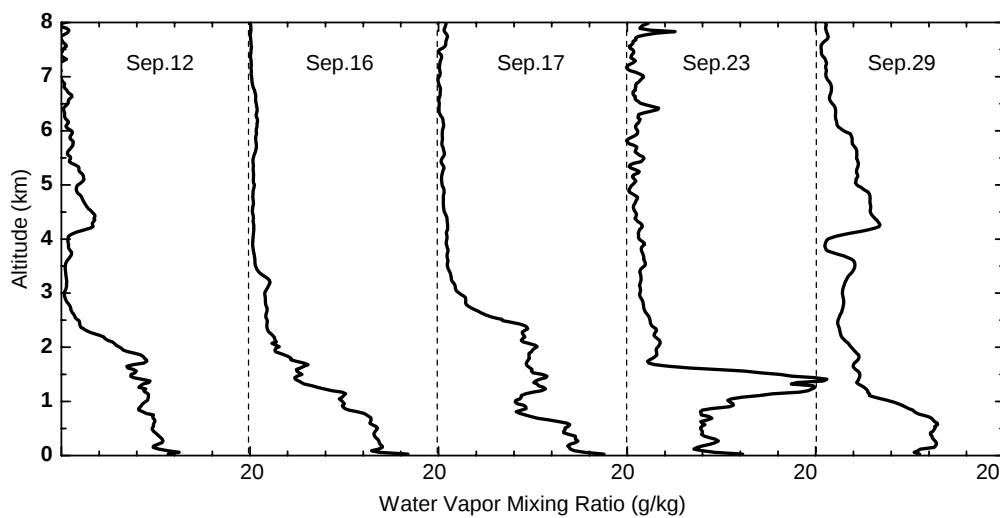


图 6.8 2004 年 9 月 5 个夜晚的 *RML* 雷达测量的水汽混合比日际变化

(4). 白天水汽混合比垂直廓线

图 6.9 给出 *RML* 激光雷达于 2004 年 9 月 29 日下午 17:20 和夜晚 20:00 测量的两条水汽混合比垂直廓线。从中可以看出, 该天的逆温层的高度大约在 1km 附近, 逆温层内水汽混合比垂直廓线的白天测量结果和夜晚较为吻合, 少许差别主要是由于测量时间上的不同引起。而在逆温层以上, 由于水汽含量的急剧减少

导致 *RML* 激光雷达接收的水汽 *Raman* 后向散射光变得很弱，再加上天空背景辐射强烈，使得反演的水汽混合比垂直廓线出现振荡。并且随着高度的增加，振荡变得更为剧烈，但其变化趋势还是和夜晚的探测结果较为接近。

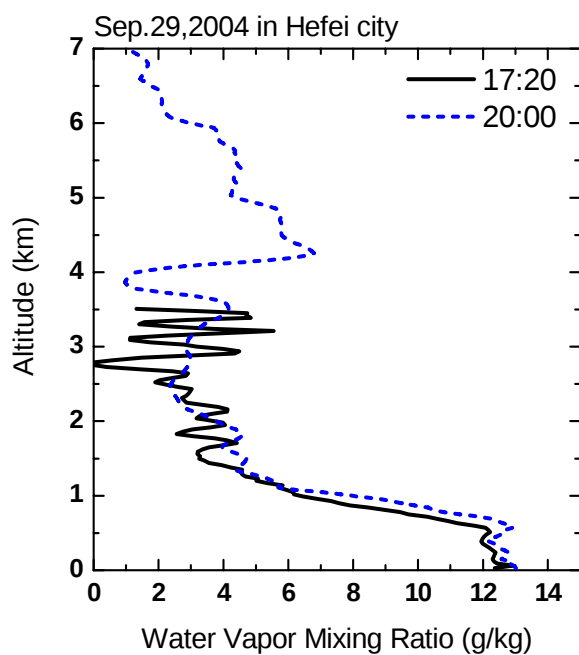


图 6.9 *RML* 激光雷达测量的白天水汽混合比垂直廓线

第七章 Raman-Mie 散射激光雷达探测大气气溶胶和水汽的误差分析

和每一个测量系统一样，车载式 *Rama-Mien* 散射激光雷达探测大气水平能见度、大气气溶胶消光系数和水汽混合比也存在着误差，其中主要包括 *Rama-Mie* 散射激光雷达的测量误差和数据处理方法带来的误差。为了估计该激光雷达的探测精度，有必要对这些误差进行分析。本章将分别给出 *RML* 激光雷达测量大气水平能见度、大气气溶胶消光系数和水汽混合比的误差因子和其各自对总体误差的贡献。

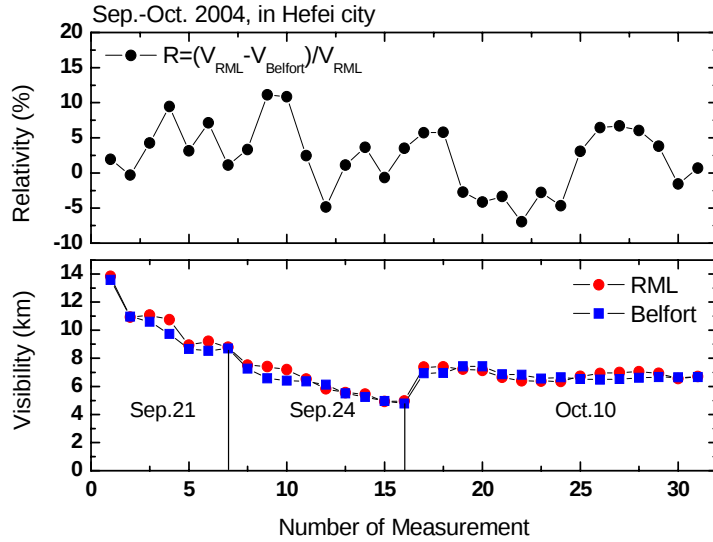
§ 7.1 测量大气水平能见度的误差分析

为简单起见，在激光传输路径上取近远两点 R_B 和 R_E ，假设 *RML* 激光雷达所接收的大气后向散射回波功率分别为 $P(R_B)$ 和 $P(R_E)$ ，则该激光雷达探测水平能见度 R_V 的相对误差为：

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R_V}{R_V} = & \frac{R_V}{7.82(R_E - R_B)} \left(\frac{\Delta P(R_B)}{P(R_B)} + \frac{\Delta P(R_E)}{P(R_E)} + \frac{2\Delta R_B}{R_B} + \frac{2\Delta R_E}{R_E} \right) \\ & + \frac{R_B}{R_E - R_B} \frac{\Delta R_B}{R_B} + \frac{R_E}{R_E - R_B} \frac{\Delta R_E}{R_E} \end{aligned} \quad (7.1)$$

由上式可以看出，*RML* 激光雷达探测大气水平能见度的相对误差与激光雷达探测大气后向散射回波信号的精度和测量距离的精度以及实际大气水平能见度有关。设 $R_B=1\text{km}$ ， $R_E=5\text{km}$ ，*RML* 激光雷达在这两个距离处测量信号的误差分别为 $\Delta P(R_B)/P(R_B)=0.03$ 和 $\Delta P(R_E)/P(R_E)=0.05$ ，测量距离的误差为 $\Delta R_B/R_B=\Delta R_E/R_E=0.05$ 。这样，当能见度 $R_V=10\text{km}$ 时，有 $\Delta R_V/R_V=16\%$ 。

将 *RML* 激光雷达与美国 *Belfort* 公司的 *Model 6230A* 能见度仪同时测量的大气水平能见度的结果进行了比较，如图 7.1 所示。可以看出，虽然两种仪器测量水平能见度的原理不同，但在三天内的测量结果很相似，相对误差均小于 $\pm 10\%$ 以内。因此，结合理论分析和实际比较实验得出，一般而言，*RML* 激光雷达探测大气水平能见度的误差小于 20%。

图 7.1 *RML* 激光雷达与美国 *Belfort* 能见度仪测量的能见度结果比较

§ 7.2 测量大气气溶胶消光系数垂直廓线的误差分析

由探测大气气溶胶的激光雷达方程可以看出,反演的大气气溶胶消光系数与激光雷达探测的大气后向散射回波信号 $P(z)$, 大气气溶胶和气体分子消光散射比 S_1 和 S_2 , 气体分子消光系数 $\alpha_m(z)$ 以及标定高度气溶胶的消光系数参考数值 $\alpha_a(z_c)$ 五个参数有关,下面逐一对这些误差项进行分析。

(1). 大气后向散射回波信号 $P(z)$ 的随机起伏

RML 激光雷达探测的大气后向散射回波信号、天空背景光信号和光电倍增管暗电流都具有随机起伏的特征。由于在数据处理时,天空背景光信号和光电倍增管暗电流信号可以预先扣除,这两项的随机起伏与大气后向散射回波信号的随机起伏相比可以忽略不计。在 *RML* 激光雷达的测量过程中,相对于任一次测量的大气后向散射光产生的光电子 n_e 起伏概率服从 *Poisson* 分布:

$$P(n_e, \langle n_e \rangle) = \frac{\langle n_e \rangle^{n_e}}{n_e!} e^{-\langle n_e \rangle} \quad (7.2)$$

式中 $\langle n_e \rangle$ 为整个测量大气后向散射光产生光电子的平均值。对于 *Poisson* 分布,在 m 次测量中大气后向散射光产生的光电子平均值的不确定性 δn_e 由下式给出:

$$\delta n_e = \sqrt{\frac{\langle n_e \rangle}{m}} \quad (7.3)$$

因此,在 m 次测量中大气后向散射回波信号的相对不确定性 $\delta n_e / n_e$ 为:

$$\delta n_e / n_e = 1 / \sqrt{m \langle n_e \rangle} \quad (7.4)$$

上式表明由于大气后向散射回波信号起伏引起的测量误差与测量次数的平方根成反比，即增加测量次数可以有效地减小回波信号起伏引起的测量误差。显然，在对流层的中下部，由于接收到的回波信号较强，所以信号起伏不大。为了减小高层回波信号的起伏，在 *RML* 激光雷达测量时，一般向大气中发射 10000 发激光脉冲，再进行平均得到一条大气后向散射回波信号廓线。因此有效地减小了回波信号起伏引起的测量误差。

(2). 边界值 $\alpha_a(z_c)$ 的假定

在求解激光雷达方程获得大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 时，需要先假定在某一高度 z_c 上的大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z_c)$ 已知。标定高度 z_c 是通过选取近乎不含气溶胶粒子的清洁大气层所在的高度确定。在这个高度上 $X(z)/\beta_m(z)$ 的值最小，这个高度一般在对流层顶以下的 5km 和以上 2km 的高度范围内。532nm 波长的大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z_c)$ 的边界值则由气溶胶散射比 $R=1+\beta_a(z_c)/\beta_m(z_c)=1.01$ 来确定。

敏感性分析表明在后向积分情况下，大气气溶胶消光系数边界值 $\alpha_a(z_c)$ 的不确定性引起的大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 的相对误差由下式给出：

$$\frac{\delta\alpha_a(z)}{\alpha_a(z)} = \frac{1 + \frac{S_1}{S_2} \cdot \frac{\alpha_m(z)}{\alpha_a(z)}}{1 + \frac{S_1}{S_2} \cdot \frac{\alpha_m(z_c)}{\alpha_a(z_c)}} \cdot \exp\left\{-2S_1 \int_z^{z_c} [\alpha_a(z) + \frac{S_1}{S_2} \cdot \alpha_m(z)] dz\right\} \cdot \frac{\delta\alpha_a(z_c)}{\alpha_a(z_c)} \quad (7.5)$$

在前向积分情况下，大气气溶胶消光系数边界值 $\alpha_a(z_c)$ 的不确定性引起的大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 的相对误差由下式给出：

$$\frac{\delta\alpha_a(z)}{\alpha_a(z)} = \frac{1 + \frac{S_1}{S_2} \cdot \frac{\alpha_m(z)}{\alpha_a(z)}}{1 + \frac{S_1}{S_2} \cdot \frac{\alpha_m(z_c)}{\alpha_a(z_c)}} \cdot \exp\left\{2S_1 \int_{z_c}^z [\alpha_a(z) + \frac{S_1}{S_2} \cdot \alpha_m(z)] dz\right\} \cdot \frac{\delta\alpha_a(z_c)}{\alpha_a(z_c)} \quad (7.6)$$

由上面两式可以明显看出，在边界值高度 z_c 向下的后向积分情况下，随着高度 z 的不断降低， e 指数项中的积分式即大气光学厚度逐渐增加，相对误差 $\delta\alpha_a(z)/\alpha_a(z)$ 呈负指数衰减，所以 $\delta\alpha_a(z_c)/\alpha_a(z_c)$ 对 $\delta\alpha_a(z)/\alpha_a(z)$ 的影响越来越小。由于大气气溶胶的浓度在对流层下部往往随高度的降低而急剧增加，其消光系数 $\alpha_a(z)$ 也急剧增大，大气光学厚度也急剧增大，导致相对误差 $\delta\alpha_a(z)/\alpha_a(z)$ 式中的 e 指数项会急剧衰减，因此，边界值不确定性对大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 相对误差的影响更小，大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 会愈来愈接近于真值。由此可见，在后向积分情况下，边界值 $\alpha_a(z_c)$ 的不确定性对大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 相对误差的影响较小。

而在前向积分情况下，随着高度 z 上升， e 指数项中的积分式即大气光学厚度也逐渐增加，因此，这时的相对误差 $\delta\alpha_a(z)/\alpha_a(z)$ 是呈正指数增长，这样会使边界值 $\alpha_a(z_c)$ 的不确定性对大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 相对误差的影响增大。由于标定高度一般在对流层的上部，由此再往上，大气气溶胶的浓度已经很少，其消光系数 $\alpha_a(z)$ 也很小，故大气光学厚度增加量不会太大，正指数增长的速率不会很快。

图 7.2(a) 中给出了两条 532 nm 波长气溶胶消光系数的垂直廓线，实线是从 2004 年 9 月 10 日夜晚 *RML* 激光雷达的测量数据，使用边界值(气溶胶散射比 $R=1.01$)，经公式 (7.5) 和 (7.6) 反演得到的。虚线是假定实线为真值，让边界值的不确定度 $\delta\alpha_a(z_c)/\alpha_a(z_c)=50\%$ ，再以此值为边界值，使用以上相同的反演方法得到的。

图 7.2(b) 中表示两个不同的边界值对应反演的气溶胶消光系数的相对误差。从两图可以明显看出，从边界值所在的标定高度以下，虚线愈来愈接近实线，两者的相对误差从 50% 急剧减小到 20% 以内，到 2km 以下的边界层内虚线与实线基本重合，两者的相对误差趋于零。而从标定高度向上，虚线与实线有一定的距离，但整体的相对误差均小于 20%。另外，边界值的不确定度 $\delta\alpha_a(z_c)/\alpha_a(z_c)=50\%$ 是一个极端情况，实际上它不可能有这样大的误差，由它的误差引起的气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 的不确定性要小得多。

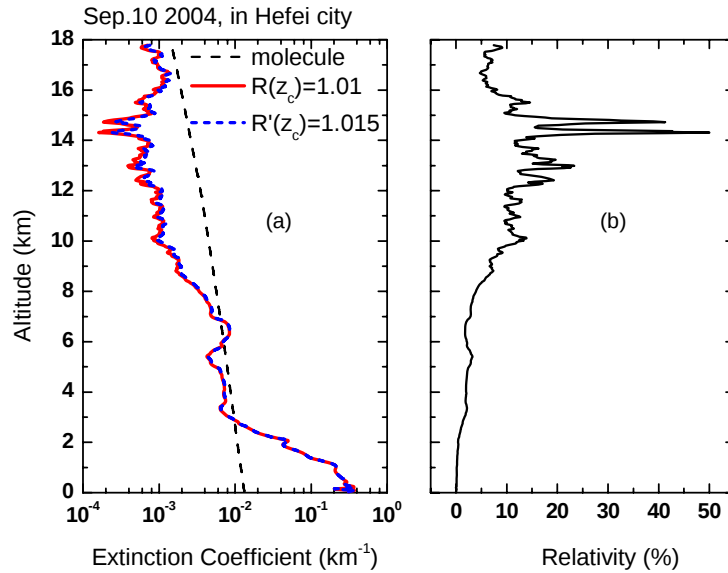


图 7.2 大气气溶胶消光系数(a)与相对误差(b)的垂直廓线

因此，可以说，在对流层气溶胶的 *RML* 激光雷达探测中，由于大气气溶胶消光系数边界 $\alpha_a(z_c)$ 的不确定性对获取的气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 的相对误差的影响并不十分重要。激光雷达方程 *Fernald* 解对边界值的不确定性不是非常敏感的，其后向积分解尤其是这样，这也说明了后向积分求解激光雷达方程的必要性。

(3). 恒定的气溶胶消光后向散射比 S_1

在求解激光雷达方程获得大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 时, 我们还假定了气溶胶消光后向散射比 $S_1 = \alpha_a(z) / \beta_a(z)$ 不随高度变化, 为一常数。这一假定意味着对流层气溶胶的尺度谱分布和化学成分与高度无关。

然而在实际对流层大气中, 不同高度上的气溶胶粒子有可能来自不同的来源, 其物理和化学性质并不完全相同, 特别是层状结构内的气溶胶粒子很可能具有不同的性质, 因而很难得到对流层气溶胶尺度谱分布和化学成分的垂直廓线, 无法计算气溶胶消光后向散射比 S_1 的高度分布, 故恒定气溶胶消光后向散射比 S_1 的假定对获取的大气气溶胶消光系数 $\alpha_a(z)$ 误差的影响也很难估计。

Takamura 等人同时使用太阳光谱辐射计测量大气气溶胶光学厚度和激光雷达测量的气溶胶消光系数垂直廓线来估计 532nm 波长的气溶胶消光后向散射比, 发现其数值在 20 到 70Sr 之间^[65], 我们使用其中间值 50Sr。这个散射参数值也普遍被对流层激光雷达探测者使用^[66]。因此该数值的使用不会给气溶胶消光系数垂直廓线带来很大的误差。

(4). 空气分子的消光系数 $\alpha_m(z)$ 的不确定性

在求解大气气溶胶消光系数方程中, 空气分子的消光系数 $\alpha_m(z)$ 是通过实际大气中温压湿的气象探空资料或者使用标准大气模式获得空气密度的垂直分布, 再由分子 *Rayleigh* 散射理论计算得到。研究表明^[67]使用前者得到空气分子的消光系数 $\alpha_m(z)$ 的相对误差为 1%, 使用后者得到的空气分子消光系数 $\alpha_m(z)$ 的相对误差约为 3%。

(5). 拼接误差

拼接区域的选择是低层信号有较高的信噪比, 而高层信号不会受到门控电路的影响。拼接因子定义为:

$$\rho = \sum_{i=1}^N p_H(z_i) / \sum_{i=1}^N p_L(z_i) \quad (7.7)$$

式中 $P(z_i)$ 及下标 H 、 L 分别表示高低层回波信号, N 为拼接范围内的测量点数。

这样, 一条完整的大气后向散射回波信号廓线由三段拼接而成:

在拼接区以上, 仍是 *RML* 激光雷达探测的高层大气后向散射回波信号:

$$P_1(z) = P_H(z);$$

拼接区间内的大气后向散射回波信号为: $P_2(z) = [P_H(z) + P_L(z) \times \rho] / 2$;

拼接区间以下的大气后向散射回波信号为: $P_3(z) = P_L(z) \times \rho$ 。

拼接效果可由下列公式进行检验:

$$E = \frac{\sum (P(z_i) - P_H(z_i))}{\frac{N}{\sum P(z_i)}} \quad (7.8)$$

一般 E 小于 5%，它也可看作拼接误差。

通过以上误差分析，可以认为 *RML* 激光雷达探测对流层气溶胶消光系数垂直廓线的误差在 10km 以下大约为 20%，10km 以上大约 30%是比较合理的。

§ 7.3 测量大气水汽混合比的误差分析

由 *Raman* 散射激光雷达方程可以看出，*RML* 激光雷达测量水汽混合比的误差主要是由回波信号、透过率修正函数和标定常数三项的相对不确定度共同贡献的结果。

$$\left(\frac{\delta w}{w}\right)^2 = \left(\frac{\delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\delta C_w}{C_w}\right)^2 \quad (7.9)$$

(1). 回波信号的相对不确定度 $\delta S/S$

RML 激光雷达接收的水汽和氮气 *Raman* 回波信号的相对不确定度可表示为：

$$\left(\frac{\delta S}{S}\right)^2 = \left(\frac{\delta N_{SH}}{N_{SH}}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{SN}}{N_{SN}}\right)^2 \quad (7.10)$$

式中， N_{SH} 、 N_{SN} ：水汽 *Raman* 和氮气 *Raman* 回波信号的计数值

δN_{SH} 、 δN_{SN} ：水汽 *Raman* 和氮气 *Raman* 回波信号的不确定度

如果 δN_{SH} 和 δN_{SN} 仅代表回波信号的随机不确定度，忽略放大器和光子计数器引起的信号不确定度，那么水汽 *Raman* 和氮气 *Raman* 回波信号的随机相对不确定度可表示如下：

$$\frac{\delta N_{SH}}{N_{SH}} = \frac{\sqrt{N_{SH} + N_D + N_B}}{N_{SH}} \quad (7.11)$$

$$\frac{\delta N_{SN}}{N_{SN}} = \frac{\sqrt{N_{SN} + N_D + N_B}}{N_{SN}} \quad (7.12)$$

式中， N_D 为光电倍增管的暗计数； N_B 为天空背景辐射产生的计数。 N_{SH} 、 N_{SN} 、 N_D 、 N_B 均是在发射大量激光脉冲数情况下的累加值。将 (7.11) 和 (7.12) 式代入 (7.10) 式，即可得到 *RML* 激光雷达探测水汽的回波信号相对不确定度 $\delta S/S$ 。

(2). 大气透过率修正函数的相对不确定度 $\delta T/T$

大气透过率修正函数表示如下：

$$T(z_0, z) = A_q^w(z_0, z) = \frac{q(\lambda_N, z_0, z)}{q(\lambda_H, z_0, z)} \quad (7.13)$$

$$q(\lambda_x, z_0, z) = \exp[-\tau_A(\lambda_x, z_0, z) - \tau_M(\lambda_x, z_0, z)] \quad (7.14)$$

其中, λ_x 为 Raman 散射波长, $\tau_A(\lambda_x, z_0, z)$ 为高度 z_0 和 z 之间 λ_x 波长的大气气溶胶光学厚度, $\tau_M(\lambda_x, z_0, z)$ 为高度 z_0 和 z 之间 λ_x 波长的空气分子散射光学厚度。

大气气溶胶光学厚度和空气分子散射光学厚度的波长依赖性分别为：

$$\tau_A(\lambda_x, z_0, z) = \tau_A(\lambda_{532}, z_0, z) \left(\frac{\lambda_x}{\lambda_{532}} \right)^{-B} \quad (7.15)$$

$$\tau_M(\lambda_x, z_0, z) = \tau_M(\lambda_{532}, z_0, z) \left(\frac{\lambda_x}{\lambda_{532}} \right)^{-4} \quad (7.16)$$

将 (7.15) 和 (7.16) 式代入 (7.14) 式, 得 λ_x 波长的大气透过率：

$$q(\lambda_x, z_0, z) = \exp \left[-\tau_A(\lambda_{532}, z_0, z) \left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_x} \right)^B - \tau_M(\lambda_{532}, z_0, z) \left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_x} \right)^4 \right] \quad (7.17)$$

设 $B=1$, 将 (7.17) 式代回 (7.13) 式后, 即可得到大气透过率修正函数与 λ_{532} 波长的气溶胶光学厚度之间的关系：

$$T = \exp \left\{ \tau_A(\lambda_{532}, z_0, z) \left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_H} - \frac{\lambda_{532}}{\lambda_N} \right) + \tau_M(\lambda_{532}, z_0, z) \left[\left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_H} \right)^4 - \left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_N} \right)^4 \right] \right\} \quad (7.18)$$

根据误差传播公式可得到上式中 T 的相对不确定度：

$$\left(\frac{\delta T}{T} \right)^2 = \left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_H} - \frac{\lambda_{532}}{\lambda_N} \right)^2 [\delta \tau_A(\lambda_{532}, z_0, z)]^2 + \left[\left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_H} \right)^4 - \left(\frac{\lambda_{532}}{\lambda_N} \right)^4 \right]^2 [\delta \tau_M(\lambda_{532}, z_0, z)]^2 \quad (7.19)$$

大气气溶胶和空气分子散射光学厚度的不确定度一般可假定为

$$\delta \tau_A(\lambda_{532}, z_0, z) = 0.5 \tau_A(\lambda_{532}, z_0, z) \quad (7.20)$$

$$\delta \tau_M(\lambda_{532}, z_0, z) = 0.1 \tau_M(\lambda_{532}, z_0, z) \quad (7.21)$$

其中, τ_A 系由中国科学院安徽光机所的 *L300* 激光雷达测量的 $532nm$ 波长 1998 年全年平均气溶胶消光系数沿高度积分得到, τ_M 由 $532nm$ 波长的美国标准大气模式计算获得。将 (7.20) 和 (7.21) 式代入 (7.19) 式, 即可得到大气透过率修正函数的相对不确定度 $\delta I/T$ 。

(3). 标定常数 C_w 的相对不确定度 $\delta C_w/C_w$

由水汽混合比激光雷达反演方程可知, 标定常数 C_w 由以下公式表示:

$$C_w = \frac{k_N}{k_H} \frac{\sigma_N(\pi)}{\sigma_H(\pi)} \frac{M_H}{M_{dry}} \frac{n_N}{n_{dry}} \quad (7.22)$$

确定 C_w 值的方法有两种, 一种为绝对标定法, 另一种为气象探空仪标定法。

①. 绝对标定法

所谓绝对标定法就是通过确定 (7.22) 式中各项参数的大小, 最终确定标定常数 C_w 。这种方法产生的误差较大。主要是由于:

- 目前水汽 *Raman* 后向散射截面测量值的误差较大, 约为 12%^[53]。
- 必须谨慎地确定激光雷达发射和接收光学系统的效率及发射光路和接收光路的平行度, 否则将产生较大的误差。

绝对标定法使水汽混合比的测量结果产生 10%~15% 的误差^[68], 所以一般很少采用这种方法。

②. 气象探空仪标定法^[69]

在这种方法中, 气象探空仪测量湿度的精度将会对标定常数 C_w 的确定产生较大的影响。国产五九型转筒式探空仪测量相对湿度的平均偏差可达 $\pm 4\%$, 并且在 $-30^\circ C$ 以下几乎无法使用。因此标定常数 C_w 的涨落主要是由于气象探空仪的精度有限造成的^[69], N 次标定后标定常数 C_w 的不确定度可由下面公式给出 (假设每一标定常数的不确定度相等)。

$$\left(\delta C_w \right)^2 = \frac{1}{N-1} \sum \left(C_{wi} - \bar{C}_w \right)^2 \quad (7.23)$$

上式中, N : 测量的次数, C_{wi} : 第 i 次测量产生的标定常数, $\bar{C}_w$: 为 N 次标定后的平均标定常数, δC_w : 为标定常数的不确定度。

以下结合 2004 年 9 月 29 日夜晚 *RML* 激光雷达探测水汽混和比的实例对以上三项相对不确定度以及探测水汽混合比的不确定度进行分析和讨论, 同时给出 *RML* 激光雷达测量数据与探空数据的比较和相对误差。

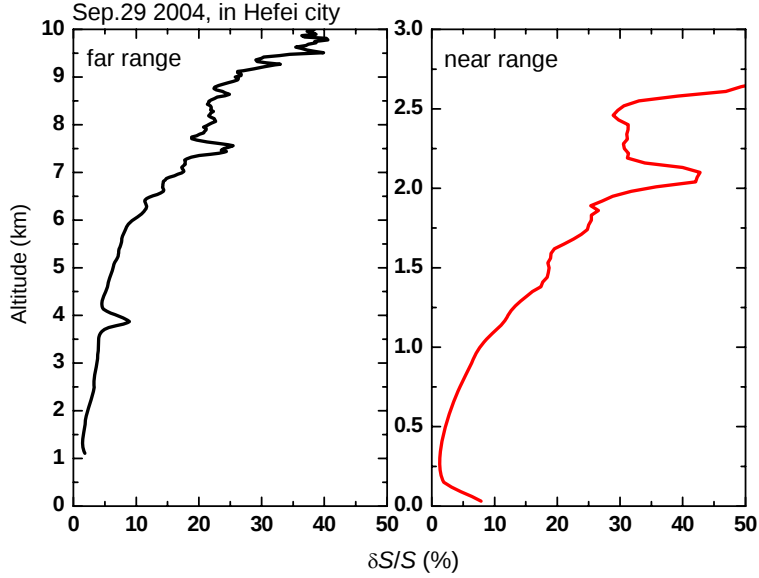
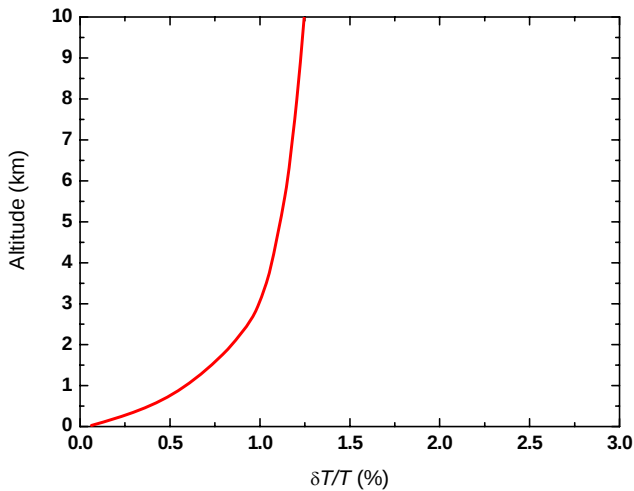

 图 7.3 2004 年 9 月 29 日 *RML* 激光雷达回波信号的随机不确定度 $\delta S/S$

图 7.3 给出了 2004 年 9 月 29 日 *RML* 激光雷达探测水汽过程中的信号随机相对不确定度。由于该激光雷达采用的为高低分层测量，因此图中一并给出高低层两部分的信号不确定度。一般而言，在高层测量时，*RML* 激光雷达探测 1km 以上高度的水汽和氮气 *Raman* 后向散射回波信号。在低层测量时，*RML* 激光雷达探测近地面到 3km 左右的水汽和氮气 *Raman* 后向散射回波信号。

从图中可以看出，高低层回波信号的随机不确定度都随着 *RML* 激光雷达探测高度的增加而增大。在高层测量 3.5km 以上，回波信号的随机不确定度已经超过 5%；在 6km 达到 10% 左右；在 9km 高度以上已经超过 30%。近地面低层测量信号不确定度的小幅减小主要是由于 *RML* 激光雷达几何重迭因子的影响，在过渡区范围内，回波信号强度随着高度的增加而增强，促使信号的不确定度减小。在 1.5km 高度以下，整体信号的不确定度 $\delta S/S$ 小于 20%；在 1.5km 高度以上，由于水汽含量的锐减，回波信号的强度随之变弱，因此不确定度增加，至 2km 高度， $\delta S/S$ 达到 40%。


 图 7.4 大气透过率修正函数的相对不确定度 $\delta T/T$

于水汽含量的锐减，回波信号的强度随之变弱，因此不确定度增加，至 2km 高度， $\delta S/S$ 达到 40%。

图 7.4 给出了大气透过率修正函数的相对不确定度 $\delta T/T$ 的垂直分布。可以看出， $\delta T/T$ 数值虽然也随着高度的增加而增大，但到了 10km 高度范围内均不大于 2%。所以，

它对水汽混合比相对不确定度的贡献很小。

对于标定常数的相对不确定度 $\delta C_W/C_W$ 与高度无关，经计算大约在 5%左右。

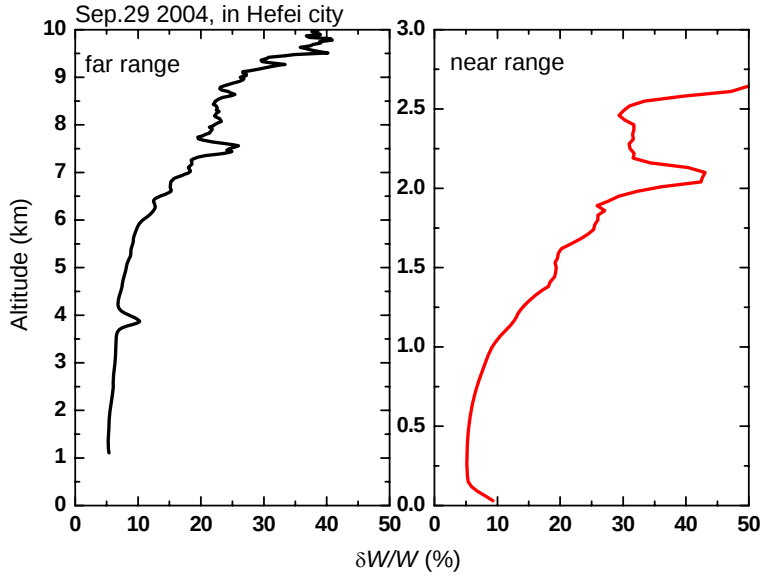


图 7.5 2004 年 9 月 29 日水汽混合比的相对不确定度 $\delta W/W$ (%)

将上述影响 *RML* 激光雷达测量水汽混合比的三项主导因子带入误差公式 (7.9) 中，便可以得出 *RML* 激光雷达测量水汽混合比的不确定度 $\delta W/W$ ，如图 7.5 所示。可以看出，水汽混合比的相对不确定度随 *RML* 激光雷达探测高度的增加而增大。对于高层测量，在 6km 高度范围内 $\delta W/W$ 小于 10%，在 6~8km 高度内不确定度小于 20%；对于低层测量，边界层 1.5km 内混合比的不确定度 $\delta W/W$ 小于 20%，边界层以上 2km 高度其 $\delta W/W$ 超过 40%。

但由于在数据处理中，水汽信号的高低层拼接范围选择在低层信号有足够的信噪比，而高层信号又不受到门控的影响，一般在 1~1.5km 之间，因此可以将探测结果的不确定度 $\delta W/W$ 控制在 20%之内。

从以上理论和实际 *RML* 激光雷达测量水汽混合比的不确定度分析中看出，回波信号的随机不确定度对高层水汽混合比的误差贡献较大，而标定常数对于低层水汽混合比不确定度影响较大，而大气透过率修正函数的不确定度对整个激光雷达的测量结果误差的贡献很小。

除了用理论推算出 *RML* 激光雷达测量水汽混合比的随机不确定度外，还可以与气象探空仪测量水汽混合比进行比较，得出两者相对误差，如图 7.6 所示。

图 7.6 左图为 *RML* 激光雷达与气象探空仪测量水汽混合比的廓线，一并给出的还有与相对湿度为 20%对应的水汽混合比廓线。图 7.6 右图为 *RML* 激光雷达与气象探空仪测量结果之间的相对误差廓线。

可以看出，两者的相对误差随着高度的增加并不是一味地增大，而是叠加上

较多的水汽结构特征。这主要有以下三种原因：其一由于气象探空仪的测湿元件肠衣对湿度的响应速度比较慢，特别是从高湿到低湿或低湿到高湿的快变化过程难以快速响应；其二是气象探空仪在相对湿度较低情况下的测量误差较大，在相对湿度为 5%以下基本不响应；其三为在高层低湿情况下，激光雷达接收到的水汽 Raman 后向散射回波信号变弱，信噪比降低，探测误差也随之增大。但从总体上在 3km 以下高度范围内，两者相对误差均小于 20%，3~7km 的数值小于 30%，从近地面到 10km 高度范围内的水汽混合比与探空数据比较的相对误差均小于 50%。

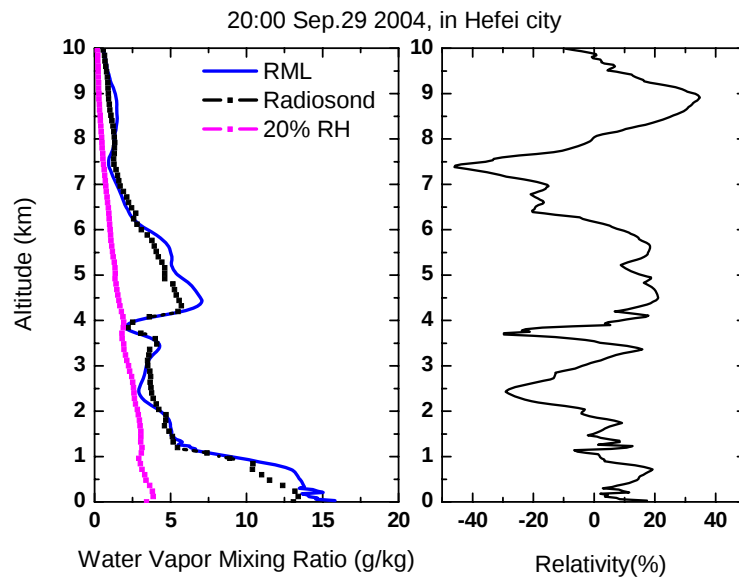


图 7.6 RML 激光雷达测量水汽混合比结果与探空数据的比较(左)及相对误差(右)

参考文献

- [1] Raymond M. Measures. “Laser Remote Sensing-Fundamentals and applications”. Toronto Press, 1984.
- [2] (美)E. J. 麦卡特尼 等著, 潘乃先, 毛节泰, 王永生译. “大气光学(分子与粒子散射)”. 科学出版社, 1988.
- [3] 孙景群 编著. “激光大气探测”. 科学出版社, 1986.
- [4] 周秀骥, 陶善昌, 姚克亚 编著. “高等大气物理学”. 气象出版社, 1990.
- [5] H. C. Van de Hulst. “Light scattering by small particles”. Dover Publication Inc., 1981, PP114-179.
- [6] 刘长盛, 刘文保 编著. “大气辐射学”. 南京大学出版社, 1990, PP7-128.
- [7] J. D. Spinhirne. “Micro Pulse Lidar”. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 1993, 31:PP48-55.
- [8] M. P. McCormick et al. “Scientific Investigations Planed for the Lidar In-Space Technology Experiment (LITE)”. Bull. Am. Meteorol. Soc., 1993, 74: PP. 205-214.
- [9] Y. Sasano. “ELISE Development and Science Application Plan”. 19th ILRC NASA/CP-1998-207671/PT2, 1998, PP. 949-953.
- [10] D. M. Winker and B. A. Wielicki. “The PICASSO-CENA Mission in Sensors, Systems, and Next Satellites,” H. Fujisada, Ed., Proc. of SPIE, 1999, Vol. 3870: PP. 2636-2640.
- [11] 大气物理研究所. “激光在气象探测中的应用”. 中科院大气物理所集刊, 第1号, 科学出版社, 1973.
- [12] 周军, 胡欢陵, 龚知本. “Mt. Pinatubo火山云激光雷达探测”. 科学通报, 1993, 38(9):PP811-813.
- [13] 周军 等. “大气气溶胶光学特性激光雷达探测”. 量子电子学报, 1998, 15: PP140-147.
- [14] R. M. Schotland. “Error in the Lidar Measurement of Atmospheric Gases by Differential Absorption”. J. Appl. Meteorol., 1974, 13:PP71-77.
- [15] A. J. Gibson, L. Thomas. “Ultraviolet Laser Sounding of the Troposphere and Lower Stratosphere”. Nature, 1975, 256:PP561-563.
- [16] E. V. Browell. “NASA Multipurpose Airborne DIAL System and Measurement of Ozone and Aerosol Profiles”. Appl. Opt., 1983, 22(4):PP1403-1411.
- [17] J. H. Stadler, E. V. Browell, S. Ismail et al. “Ozone Research with Advanced

- Cooperative Lidar Experimental Implementation Study”. 19th ILRC NASA/CP-1998-207671/PT2, 1998, PP945-947.
- [18] 胡欢陵, 王志恩, 吴永华, 周军. “紫外差分吸收激光雷达测量平流层臭氧”. 大气科学, 1998, 22(5):PP701-708.
- [19] S. H. Melfi, J. D. Lawrence, M. P. McCormick. “Observation of Raman Scattering by Water Vapor in the Atmosphere”. Appl. Phys. Lett., 1969, 15:PP295-297.
- [20] J. D. Houston et al. “Raman Lidar System for Methane Gas Concentration Measurements”. Appl. Opt., 1986, 25(13):PP2115-2121.
- [21] S. H. Melfi et al.. “Observation of Raman Scattering by SO₂ in a Generating Plant Stack Plume”. Appl. Phys. Lett., 1973, 22 (8):PP402-403.
- [22] Y. F. Arshinov, S. M. Bobrovnikov, V. E. Zuev. “Atmospheric Temperature Measurements Using a Pure Rotational Raman lidar”. Appl. Opt., 1983, 22(19):PP2984-2990.
- [23] 李陶, 戚福弟, 岳古明等. “大气中水汽混合比的Raman激光雷达探测”. 大气科学, 2000, Vol.24, NO.6:PP843-854.
- [24] C. J. Grund, E. W. Eloranta. “University of Wisconsin High Spectral Resolution Lidar”. Opt. Eng., 1991, 30(1):PP6-12.
- [25] R. J. Sica et al. “Lidar Measurements Taken with a Large Aperture Liquid Mirror-Rayleigh Scatter System”. Appl. Opt., 1995, 34(30):PP6925-6936.
- [26] 龚顺生, 曾锡之, 薛新建等. “中国武汉上空钠层的首次激光雷达观测”. 中国科学, 1997, 27(4):PP369-373.
- [27] J. L. Stephen, D. J. Bundas. “Wind Lidar Edge Technique Shuttle Demonstration Mission-Anemos”. 19th ILRC NASA/CP-1998-207671/PT2, 1998, PP939-942.
- [28] Z. S. Liu, W.B.Chen T.L.Zhang et al.. “An Incoherent Doppler Lidar for Ground-based Atmospheric Wind Profiling”. Appl. Phys., 1997, 64:PP561-566.
- [29] Jean-Pierre Wolf et al.. “Teramobile: A Nonlinear Femotosecond Lidar”. Proc. of 21st International Laser Radar Conference, Luc Bissonnette et al Ed., Quebec City, Canada, July 8-12, 2002, PP125-128.
- [30] A. Althausen, D.Muller et al. “Scanning 6-wavelength 11-channel Aerosol Lidar”. J. Atmos. Ocean. Technol, 2000, 30:PP1469-1482.
- [31] I. Stuart, Mc. Dermid. “NDSC and the JPL Stratospheric Lidar”. Rev. Laser Eng., 1995, 23(2):PP97-103.
- [32] T. S. Bates, B.J. Hubert, J.L. Gras et al. “The International Global Atmospheric Chemistry (IGAC) Project’s First Aerosol Characterization

- Experiment (ACE 1)-Overview” . J. Geophys. Res., 1998, 103:PP16, 297-16, 318.
- [33] F. Raes, T. S. Bates, F. McGovern et al. “The Second Aerosol Characterization Experiment (ACE-2): Overview” . Tellus B, 2000, 52B:PP. 401-422.
- [34] J. Bosenberg, A. Ansmann et al. “EARLINET: A European Aerosol Research Lidar Network, Proc. of 20th ILRC” . July 10-14, 2000, Vichy, France, PP155-158.
- [35] T. Murayama, N. Sugimoto, I. Uno et al. “Ground-Based Network Observation of Asian Dust Events of April 1998 in East Asia” . J. Geophys. Res., 2001, 106(16):PP18, 346-18, 359.
- [36] A. Robock and J. C. Antuna. “Support for a Tropical Lidar in Latin America” . EOS, 2001, 82:PP285-289.
- [37] A. Ansmann, A. D. Althausel et al. “Vertical Profiles of the Indian Aerosol Plume with Six-wavelength Lidar during INDOEX” . Geophy. Res. Lett, 2000, 27 (7):PP963-966.
- [38] R. A. Ferrare et al. “Comparison of LASE, Aircraft and Satellite Measurement of Aerosol Optical Properties and Water Vapor during TARFOX” . J. Geophys. Res., 2000, 105:PP9935-9948.
- [39] E. Atlas, B. Ridley et al. “A Comparison of Aircraft and Ground-based Measurements at Mauna Loa Observatory, Hawaii during GTE PEM-West and MLOPEX2” . J. Geophys. Res., 1996, 101:PP14599-14612.
- [40] E. V. Browell, C. F. Butler, M. A. Fenn et al. “Ozone and Aerosol Distributions Measured Over the Western Pacific with an Airborne Lidar during the TRACE-P Field Experiment” . Proc. of 21st International Laser Radar Conference, Luc Bissonnette et al Ed., Quebec City, Canada, July 8-12, 2002, PP325-328.
- [41] 章澄昌, 周文贤 编著. “大气气溶胶教程”. 气象出版社, 1995, PP32-58.
- [42] 邱金桓. “关于大气遥感的若干问题”. 21世纪初大气科学回顾与展望, 气象出版社, 2000, PP176-179.
- [43] Gottfried Hanel, Michael Lehmann. “Equilibrium size of aerosol particles and relative humidity: new experimental data from various aerosol types and their treatment for cloud physics applications” . Atmos. Phy., 1981, 54(1):PP57-71.
- [44] 尹宏, 韩志刚等. “气溶胶大气对太阳辐射的吸收[J]”. 气象学报, 1989, 47:PP118-123.
- [45] 申绍华等. “对流层气溶胶和云的大气辐射加热特征[J]”. 大气科学, 1991, 15(6):89-98.
- [46] W. B. Grant, E. V. Browell et al. “Aerosol-associated Changes in Tropical

- Stratospheric Ozone Following the Eruption of Mt. Pinatubo". J. Geophys. Res., 1994, 99(4):PP8197-8211.
- [47] F. G. Fernald. "Analysis of Atmospheric Lidar Observation: Some Comments". Appl. Opt., 1984, 5:PP652-653.
- [48] R. A. Ferrare, S. H. Melfi, C. N. Whiteman et al. "Raman lidar measurements of aerosol extinction and backscatter 1: Methods and comparisons". J. Geophys. Res., 1998, 103:PP19663-19672.
- [49] A. Ansmann, M. Riebesel, C. Weitkamp. "Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar". Opt. Lett., 1990, 15:PP746-748.
- [50] N. Whiteman, S. H. Melfi, R. A. Ferrare. "Raman lidar system for the measurements of water and aerosols in the earth's atmosphere". Appl. Opt., 1991, 31:PP3068-3082.
- [51] J. Ackerman. "The extinction to backscatter ratio of tropospheric aerosol: a numerical study". J. Atmos. Ocean. Tech., 1998, 15:1043-1050.
- [52] T. Takamura, Sassano Y., Hayasaka T. "Ratio of aerosol backscatter to extinction coefficients as determined from angular scattering measurement for use in atmospheric lidar applications". Opt. Quantum Electron, 1987, 19: PP293-302.
- [53] S. H. Melfi, D. N. Whiteman, and R. A. Ferrare. "Observations of atmospheric fronts using Raman lidar moisture measurements". J. Appl. Meteorol., 1989, 28:PP789-806.
- [54] A. Ansmann, M. Riebesell, U. Wandinger, C. Weitkamp, E. Voss, W. Lahmann, and W. Michaelis. "Combined Raman elastic-backscatter lidar for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter, and lidar ratio". Appl. Phys., 1992, B55:PP18-28.
- [55] D. N. Whiteman, S. H. Melfi, R. A. Ferrare. "Raman lidar system for the measurement of water vapor and aerosols in the Earth's atmosphere". Appl. Opt. 1992, 31:PP3068-3082.
- [56] J. E. M. Goldsmith, S. E. Bisson, R. A. Ferrare, K. D. Evans, D. N. Whiteman, and S. H. Melfi. "Raman lidar profiling of atmospheric water vapor: simultaneous measurements with two collocated systems". Bull. Am. Meteorol. Socl, 1994, 75:PP975-982.
- [57] R. A. Ferrare, S. H. Melfi, D. N. Whiteman, K. D. Evans, F. J. Schmidlin, and D. O'C. Starr. "Comparison of water vapor measurements made by Raman

- lidar and radiosondes” . J. Atmos. Oceanic Technol., 1995, 12:PP11776-1195.
- [58] C. M. Penney, and M. Lapp. “Raman-scattering cross sections for water vapor” . J. Opt. Sci. Am., 1997, 66:PP442-425.
- [59] S. H. Melfi, J. D. Lawrence, and M. P. McCormick. “Observation of Raman scattering by water vapor in the atmosphere” . Appl.Phys.Lett.1969 15: PP295-297.
- [60] S. H. Melfi. “Remote measurements of the atmosphere using Raman scattering” . Appl.Opt., 1972, 11:PP1605-1610.
- [61] J. A. Cooney. “Remote measurements of atmospheric water vapor profiles using the Raman component of laser backscatter” . J. Appl. Meteorol., 1970, 9: PP182-184.
- [62] J. E. M. Goldsmith, F. H. Blair, S. E. Bisson, and D. O. Turner. “Turn-key Raman lidar for profiling atmospheric water vapor, cloud, and aerosol” . Appl. Opt.
- [63] C. R. Prasad, and S. Mathur. “A compact water vapor Raman lidar” . In abstract Book, 19th International Laser Radar Conference (International Committee for Laser Atmospheric studies, Maryland, USA, 1998), PP371.
- [64] G. J. Kunz et al. “Inversion of lidar signals with the slope method.” Appl. Opt., 1993, 32(18):PP3249-3256.
- [65] T.Takamura et al. “Tropospheric aerosol optical properties derived from lidar, sun photometer, and optical particle counter measurements.” Appl, Opt., 1994, 33(30):PP7132-7140.
- [66] Yasuhiro Sasano, “Tropospheric aerosol extinction coefficient profiles derived from scanning lidar measurements over Tsukuba, Japan, from 1990 to 1993” . Appl. Opt., 1996, 35(24):PP4941-4952.
- [67] P.B. Russell et al. “Methodology for error analysis and simulation of lidar aerosol measurements.” Appl. Opt., 1979, 18(22):PP3783-3797.
- [68] G. Vaughan, D. P. Wareing, L. Thomas, and V. Mitev. “Humidity measurements in the free troposphere using Raman backscatter.” J.R. Meteorol, Soc., 1988, 114:PP1471-1484.
- [69] S. H. Melfi, and D. N. Whiteman. “Observation of lower-atmospheric moisture structure and its evolution using a Raman lidar.” Bull. Am. Meteorol. Soc., 1985, 66:PP1288-1292.

发表文章目录

1. 谢晨波, 周军, Kevin D. Perry 等. “2001 年春季合肥地区大气气溶胶的物理化学特性分析”. 过程工程学报, 2002, Vol12:PP314-318.
2. 谢晨波, 徐赤东, 周军等. “沿海地区大气能见度的激光雷达测量与分析”. 过程工程学报, 2004, Vol14:PP802-808.
3. Xie Chenbo, Zhou Jun, et. al.. “Method and analysis of calculating signal-to-noise ratio in lidar sensing”. Proc. SPIE, Optical Technologies for Atmospheric, Ocean, and Environmental Studies; Daren Lu, Gennadii G. Matvienko, Eds., 2005, Vol.5832:PP738-746
4. 谢晨波, 周军, 岳古明等. “车载式激光雷达测量大气水平能见度”. 强激光与粒子束, 2005. (已被正式接收)
5. 谢晨波, 周军, Kevin D. Perry 等. “合肥地区气溶胶粒子的物理化学特性分析”. 第二届苏皖大气探测、环境遥感与电子技术研讨会论文专辑, 2003, PP192-195.
6. Hu Huanling, Xie Chenbo, et. al.. “Variation of Aerosol-layer near Ground Measured by MPL at Beijing in the Summer of 2001”, Proceedings of Nagasaki Workshop on Aerosol-Cloud Radiation Interaction and Asian Lidar Network, PP23-27, Nagasaki, Japan, Nov.27-29, 2002.
7. Hu Huanling, Xie Chenbo et. al.. “Lidar Measurements of Aerosol-layer near the Ground with Actual Extinction-to-Backscatter Ratio in BAPING”, 21st International Laser Radar Conference, PP161-164, Qubec, Canada, July 8-12, 2002.
8. 胡欢陵, 谢晨波, 吴永华等. “北京地区夏冬季颗粒物污染边界层的激光雷达观测”, 环境科学研究, 2004, Vol17:PP59-66.
9. 吴永华, 谢晨波, 胡欢陵等. “激光雷达观测北京郊区边界层气溶胶”, 过程工程学报, 2004, Vol14:PP279-283.
10. 袁松, 谢晨波, 周军等. “Raman 激光雷达探测水汽的数值模拟计算”. 第二届苏皖大气探测、环境遥感与电子技术研讨会论文专辑, 2003, PP17-20.

申请专利

1. 谢晨波、岳古明、范爱媛、戚福弟、兰举生、曹京平、江庆五、徐吉胜、尹君、袁松、周军. “*Ramn-Mie* 散射激光大气信号的探测方法及激光雷达”发明专利, 2005. (专利实审中).

RML 激光雷达发明专利初审合格通知书

		中华人民共和国国家知识产权局	
邮政编码: 230011 安徽省合肥市美菱大道 394 号万通大厦 1108 室 合肥华信专利商标事务所 余成俊		发文日期 2005 年 4 月 15 日	
申请号: 2005100382045			
申请人: 中国科学院安徽光学精密机械研究所			
发明创造名称: Raman-Mie 散射激光大气信号的探测方法及激光雷达			

发明专利申请初步审查合格通知书

1. 上述专利申请经初步审查,符合专利法及其实施细则的规定。
2. 根据专利法第三十四条规定,上述专利申请自申请日起满十八个月即行公布。
初审合格的上述发明专利申请是以:
2005-1-20 提交的说明书:1 至 10 页;
2005-1-20 提交的权利要求书:1 至 1 页;
2005-1-20 提交的说明书附图:1 至 4 页 为基础的。

提示:
发明专利申请人可以自申请日起三年内,提出实质请求,并同时缴纳审查费。申请人逾期不请求实质审查的或逾期不缴纳审查费的,该申请即被视为撤回。

审查员: 任第
2005 年 4 月 6 日

审查部门: 初审及流程管理部

21223
2002.8

回函请寄: 100088 北京市海淀区前门桥西土城路 4 号 国家知识产权局专利局受理处收
(注: 凡寄给审查员个人的信函不具有法律效力)



致 谢

衷心感谢我的导师周军研究员在本人博士学习和工作期间的精心指导和谆谆教诲。本论文自始至终都是在他的悉心指导和严格要求下完成的。同时，周老师还给予我生活上无微不至的关怀。他不但治学严谨、学识渊博，而且在工作上始终保持兢兢业业和孜孜不倦的追求精神，这些都成为我在今后学习和工作中的榜样。

衷心感谢胡欢陵研究员对我工作学习中的耐心指导和生活上的亲切关怀。他对待工作严以律己、作风踏实，对待科研一丝不苟、精益求精的精神，永远值得本人学习。

衷心感谢本课题组的吴永华博士、胡顺星博士、岳古明研究员、戚福弟高级工程师、范爱媛工程师、徐继胜工程师和马成胜高级工程师，以及光学支撑中心的江庆伍研究员、兰举生高级工程师和曹京平工程师等在 *RML* 激光雷达研制和测量过程中给与了通力合作。他们勤勤恳恳的工作态度和一丝不苟的敬业精神令我铭记在心

衷心感谢研究生部的吴海信老师和邵娴老师等在本人学习期间提供优越的学习条件和良好的生活环境，使本人度过了三年美好而难忘的学习时光。

衷心感谢本课题组的刘东博士、钟志庆博士、毛敏娟博士、李琛博士以及袁松、徐贲、尹君、李超和王珍珠等硕士研究生在学习工作上的热心帮助和广泛讨论。

衷心感谢中科院安光所大气光学中心全体老师和同学们，本中心和谐的人际关系和良好的学术气氛使得本人可以愉快而充实的度过了三年的博士研究生学习生活。

衷心感谢我的爱妻凌琳女士和父母在本人博士学习期间的热情鼓励和大力支持。