西安理工大学

硕士学位论文

激光雷达精细探测大气气溶胶研究

姓名：高飞

申请学位级别：硕士

专业：测试计量技术及仪器

指导教师：华灯鑫

20080301

论文题目：激光雷达精细探测大气气溶胶研究

学科专业：测试计量技术及仪器

研 究 生：高 飞　　签名：

指导教师：华灯鑫 教授　　签名：

摘 要

大气气溶胶是研究大气物理及气候变化的一个非常重要的参数，其吸收、散射以及密度分布直接影响地球辐射平衡，大气气候环境变化以及空气质量污染指数。精细探测及研究气溶胶的产生，输送及其光学和物理特性的时空变化规律，对研究大气环境变化及提高自然灾害的预警预报能力，特别是研究全球气候变暖问题，沙尘暴的预警预报及城市气溶胶的物理光学特性具有重要的研究意义和社会效益。

米散射激光雷达具有较高的时空探测分辨率，以及结构简单、易于操作等优点，已经成为实时探测气溶胶光学特性的强力工具之一。然而，由于一般的米散射激光雷达反演大气气溶胶光学特性时，需要对大气状态进行假设，从而限制了其测量精度。

本论文主要针对现有米散射激光雷达存在的问题，提出并设计了利用拉曼散射及瑞利散射精细探测气溶胶光学特性的激光雷达技术，并通过实验及数值仿真对系统设计进行验证。

拉曼散射激光雷达技术主要是利用大气分子的拉曼散射信号与气溶胶消光系数的依存关系，实现气溶胶消光系数的精确探测。系统分别选用 Nd:YAG 脉冲激光器的三倍频输出 355nm 和口径 250mm 的卡塞格林式望远镜作为发射和接收系统，高光谱分辨率的平面反射光栅结合由窄带反射镜组组建的滤波器，分离中心波长为 387nm 的大气氮气的振动拉曼散射回波信号。同时利用激励波长 355nm 的光栅一级衍射光作为米散射探测通道，用来验证拉曼激光雷达系统的可行性。两路探测通道都是由模拟探测方式下带有前置运放的光电倍增管进行光电探测。初步实验表明，在脉冲激光能量 250mJ，探测时间为 8 分钟（约 10000 次脉冲累积平均）的情况下，设计的拉曼激光雷达系统具有对 3km 以下气溶胶光学特性精细探测的能力。

高光谱分辨率激光雷达技术主要是通过设计高光谱分辨率分光器，分离大气气溶胶引起的米散射及大气分子引起的瑞利散射，从而实现气溶胶的精细探测。本系统选择具有种子注入技术的单频脉冲激光器的紫外输出 355nm 作为光源，高光谱分辨率闪耀光栅在空间上分离太阳背景光及激光大气回波信号，保证白天测量的需要，高光谱分辨率的 Fabry-Perot 标准具分离气溶胶米散射及大气分子瑞利散射信号，从而实现气

溶胶及云光学特性的精细探测。系统利用标准大气模型对系统进行数值仿真结果表明，在太阳背景光能量密度 $0.3\times10^{9}Wm^{-2}sr^{-1}nm^{-1}$ 的白天情况下，激光能量 150mJ，探测时间 1 分钟的条件下，对气溶胶光学特性的有效探测高度可以达到 10km 以上。

关键词：大气气溶胶，拉曼激光雷达，高光谱分辨率激光雷达，精细探测，分光器

本研究工作得到国家自然科学基金（编号：40675015）和教育部科学技术研究重点项目基金（编号：207117）的资助。

Title: STUDY OF LASER RADAR FOR FINE-DETECTION OF AEROSOL PROFILES

Major: Technology & Instrumentation of Testing and Measuring

Name: Fei GAO **Signature:** Fei GAO

Supervisor: Prof. Dengxin HUA **Signature:** Dengxin Hua

Abstract

Atmospheric aerosol is one of the important parameters for investigating the atmospheric physics and climate change, because its absorption, scattering and distribution of density influence the balance of Earth's radiation, atmospheric climate conditions and air pollution index directly. Fine-detection of the production, the transportation, optics and the physical property of aerosols as well as investigation of its space-time change rule have the significant research meaning and the social benefit to study the atmospheric environment, enhance early warning forecast ability of the natural disaster, especially to investigate the problem of global climate warming and the sand storm early warning forecast and the urban aerosol physical optics properties.

Mie scattering lidar is one of the powerful tools for detection of the optical characteristics of aerosol with real-time because of its compactness, relatively low cost and easy of operation. However, because the retrieval of the optical properties of aerosol from the Mie lidar return signal needs some assumption of weather conditions, which limits its measurement accuracy, therefore, the measurement uncertainty is still an intrinsic problem of the Mie lidar.

In order to overcome the shortage of the Mie scattering lidar, in this paper, two kinds of lidar techniques which are based on Raman scattering and Rayleigh scattering, respectively, are proposed for fine-detection of aerosol profiles, and the feasibility of those lidar systems are confirmed by use of the experimental observation and the numerical simulation.

Raman scattering lidar technique utilizes the dependence relationship between Raman scattering signal of atmospheric molecular and extinction coefficient of aerosol for fine detection of aerosol extinction profiles: A tripled Nd:YAG pulsed laser and a 250-mm-diameter Cassegrainian telescope are employed as transmitter and receiver respectively, a high-resolution plane reflection grating separates the vibrational Raman signal of N_2 at a central wavelength of

387nm. The first order of the grating (355nm) is used as Mie lidar to verify the feasibility of Raman method and to retrieve the aerosol extinction coefficient. The two scattering signals are detected by two photomultiplier tubes with a pre-amplifier in analog detection mode and recorded by analog-digital conversion. Preliminary experiments show that the Raman lidar system has the capability of fine-detection of aerosol profiles up to a height of 3km with 250mJ of laser energy and 8 minute integration time.

High-spectral-resolution lidar (HSRL) technique separates the Mie-scattering signal caused by aerosol and Rayleigh-scattering signal caused by molecular by using the high-spectral-resolution spectroscopic filter, and then achieves accurate measurement of aerosol optical properties. An injection seeded single frequency pulsed Nd:YAG laser at 355nm is employed as the transmitter, a high-resolution blazed grating and a Fabry-Perot etalon filter are used to block the solar background and to separate the Rayleigh- and Mie-scattering components respectively. As a result, the aerosol extinction and lidar ratio can be obtained accurately without needs of assumption condition. The numerical simulation based on a standard atmospheric model shows that the lidar system has the capability of measuring the aerosols with a signal to noise ratio of more than 10 up to a height of 10km at daytime with $0.3\times10^{9}Wm^{-2}sr^{-1}nm^{-1}$ solar irradiance.

Key words: Atmospheric aerosol, Raman lidar, HSRL, fine-detection, spectroscopic filter

This work was supported by the National Natural Science Foundation of China project grant no.40675015 and the key Project of Chinese Ministry of Education project grant no.207117.

独 创 性 声 明

秉承祖国优良道德传统和学校的严谨学风郑重申明：本人所呈交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的成果。尽我所知，除特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人的研究成果。与我一同工作的同志对本文所研究的工作和成果的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并已致谢。

本论文及其相关资料若有不实之处，由本人承担一切相关责任

论文作者签名：高飞　　2008年 3月 21日

学位论文使用授权声明

本人高飞在导师的指导下创作完成毕业论文。本人已通过论文的答辩，并已经在西安理工大学申请博士／硕士学位。本人作为学位论文著作权拥有者，同意授权西安理工大学拥有学位论文的部分使用权，即：1）已获学位的研究生按学校规定提交印刷版和电子版学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文，可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索；2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文或解密后的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所或在校园网上供校内师生阅读、浏览。

本人学位论文全部或部分内容的公布（包括刊登）授权西安理工大学研究生部办理。

（保密的学位论文在解密后，适用本授权说明）

论文作者签名：高飞　导师签名：[illegible]　2008年 03月 21日

1 绪论

1.1 大气气溶胶探测的意义

大气气溶胶是指悬浮在大气中直径为 0.001~100μm 的液体或固体微粒体系。大气气溶胶的粒径、形状、组成等在大气中随时间、地点和高度变化很大，其形成与地球表面的生态环境和人类活动直接相关。自然来源主要是海洋、土壤和生物圈以及火山等，人工来源则是由工业、交通、农业、建筑等直接向对流层中的排放以及气态污染物的最终归宿等[1]。气溶胶的含量主要集中在大气对流层 5km 高度以下，并随高度呈指数规律递减，一般具有浓度大、粒子尺度谱范围宽、空间分布复杂和随时间的变化较快等特点。

大气中的气溶胶粒子既可以通过吸收和散射太阳辐射来直接扰动地—气系统的辐射平衡，产生所谓的直接气候效应；同时，对流层中的气溶胶所形成的凝结核又是形成云、雾的必要条件，作为云的凝结核影响云的光学特性、云量、云的寿命等，产生所谓的间接气候效应。这两种不确定性效应对局地、区域乃至全球的气候都会产生重要的影响[2]。此外，大气污染所形成的气溶胶，往往会附着各种微生物和生物性物质，包括细菌、真菌、病毒等，甚至致癌物质，与人类的生存发展、健康等密切相关[3]。

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。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[4]。气溶胶光学特性的测量对于大气研究、通量传输研究具有相当的重要性。

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。

中国是东亚沙尘气溶胶的主要源区，其主要来源于沙漠和干旱地区的风损蚀及随风扬起过程，人类活动引起的土地利用的变化、沙尘化和城市化以及各种自然或人为因素引起的地表特征和气候变化都可能改变沙尘暴天气发生的频率和强度，从而危及和影响人类赖以生存的自然环境[5]。ACE-Asia（Aerosol Characterization Experiment）建立了位于日本千叶、东京、筑波，中国的安徽合肥、北京、宁夏沙坡头、香港以及韩国等地的激光雷达观测网络，来监测沙尘暴气溶胶的输送过程及其物理光学特性的变化[6]。而西安位于关中平原中部渭河西岸，南依秦岭山脉，北靠渭北荆山黄土源，正处于沙尘气溶胶由西向东的输送线路上，因此在西安建立激光雷达观测站对于研究沙尘气溶胶的输送过程具有非常现实的意义[7]。另外，西安也是一座历史悠久的文化古城，随着城市规模和工业的迅速发展，能源与物资消耗量也相应增长，现已带来了诸如大气环境质量下降，汽车尾气污染等一系列环境问题，且其旁边还有重工业城市宝鸡，轻工业城市咸阳。因此，西安激光雷达观测站的建立对于研究大气气溶胶、边界层的科学意义和实际意义是不言而喻的[8, 9]。

1.2 气溶胶激光雷达的国内外研究进展

激光雷达利用大气中存在的空气分子、少量悬浮微粒物质、气溶胶颗粒等对激光的散射来遥感大气。高分辨率、高精度和适于实时观测的独特优点，使得激光雷达技术成为探测大气气溶胶的有效手段[10]。现代激光雷达系统和技术作为大气探测器和有效手段的巨大潜力，很快就为世人所认识[11]。

激光雷达为大气气溶胶的探测研究提供了有力工具。自发明之日起数十年来，激光技术的不断发展为激光雷达大气探测提供了所必需的光源。另一方面，信号探测和数据采集及控制技术的发展使得激光雷达在大气气溶胶的探测高度、空间分辨率、时间上连续监测和测量精度等方面具有全面的优势，是其它探测手段所不能比拟的。其中，米散射激光雷达由于结构简单，易于操作，所需激光功率低等优点，是目前对大气气溶胶探测、云的观测和测量的激光雷达中最主要的一种技术。世界上第一次报道激光雷达实验应用的是美国麻省理工学院的 G. Fiocco 和他的合作者们[12, 13]。他们在 1963 年建立了一台基于红宝石激光器的激光雷达，并进行了同温层和中间层（20~30km）的高空气溶胶探测。几乎是同时，Stanford Research Institute 的 M. G. H. Ligda 利用红宝石激光器建立的激光雷达系统探测了较低层（对流层）中的气溶胶微粒[14]，并发现气溶胶特性经常是与大气中的热稳定性变化和空气运动有关系的[15, 16]。之后，拉曼散射激光雷达、高光谱分辨率激光雷达等陆续产生，大大增强了激光雷达探测气溶胶参数的能力。

自从1965年中国科学院大气物理所研制我国第一台探测大气气溶胶的激光雷达系统以来，经过四十多年的发展，我国在激光雷达探测领域取得了一定的成绩，获得了国际相关领域同行的认可。中科院大气物理所又研制了多台更先进的探测平流层与对流层气溶胶的激光雷达，开展了一系列激光探测大气气溶胶光学特性及其方法的研究[17]，又陆续在南极地区对气溶胶进行了探测实验。中科院安徽光机所在激光大气探测中也取得显著的成果，其于 1991 年建立的探测平流层气溶胶分布的 L625 激光雷达系统[18, 19]，曾参与联合观测菲律宾 Mt. Pinatubo 火山爆发所产生的火山灰气溶胶粒子。1995 年研制的可移动双波长米散射 L300 激光雷达[20]，在对流层气溶胶、云和水平大气能见度的探测上，取得了高水平的理论研究成果。

当前，利用 Nd:YAG 激光器的基频 1064nm 红外光、二倍频 532nm 绿光、三倍频 355nm 紫外光，成为激光雷达测量气溶胶方法的主流光源。这些波长的同时观测，又构成了多波长激光雷达系统，除可提供大气中气溶胶、云中水滴或冰粒的位置分布外，尚可对气溶胶消光和散射特性、粒子形状、水滴或冰粒排列提供重要信息。激光雷达连同其它传感器的综合应用，可以广泛的进行各种大气研究。其中，利用机载、星载激光雷达实现大面积乃至全球范围内的环境监测的前景，为目前激光雷达的发展提供了巨大的推动力。

振动拉曼激光雷达是近些年新兴的一种大气气溶胶的探测方法，主要通过探测大

气中稳定气体（氮气、氧气）的振动拉曼散射信号来反演气溶胶的消光系数。1990 年，Albert Ansmann 等提出了利用拉曼激光雷达反演气溶胶的算法，并基于 GKSS 拉曼激光雷达系统采用光子计数方式获得了气溶胶的消光系数[21]。D. N. Whiteman 等利用大功率的激光器以及 0.75m 直径的望远镜来接收大气中氮气和水蒸气的振动拉曼散射信号，并采用模拟方式和光子计数方式相结合的方式采集数据，反演得到水蒸气的混合比以及气溶胶后向散射比等参数[22]。2003 年，他还专门讨论了传统的拉曼激光雷达方程的温度依存特性以及水蒸气的混合比和气溶胶消光系数及后向散射系数的理论计算，为拉曼激光雷达的具体应用提供了强有力的理论支持[23, 24]。J. E. M. Goldsmith 等探讨了拉曼激光雷达测量大气水蒸气、云、气溶胶廓线的关键技术，并利用 Nd:YAG 激光器三倍频输出 355nm 作为光源，61cm 直径望远镜作为接收器测量水蒸气以及气溶胶特性[25]。由于拉曼激光雷达的回波信号比较微弱，早期由于受到光电检测技术的限制，拉曼激光雷达精细探测大气气溶胶技术没有取得较大的进展，但是对拉曼激光雷达的研究工作却一直没有停滞。

高光谱分辨率激光雷达（High Spectral Resolution Lidar-HSRL）的基本概念最早是由 Fiocco 和 DeWolf 在 1968 年提出的[26]，他们提出了利用建立高光谱分光器对大气后向弹性散射中的米散射和瑞利散射光谱进行光谱分离，从而实现测量大气气溶胶，却不需要水平均匀性或消光系数与后向散射系数关系的假设为条件。1972 年，Schwiesow 和 Lading[27]利用 HSRL 进行了有关测量，利用 Michelson 干涉仪尝试测量了大气温度；1983 年，Shipley 等[28]报道了 Wisconsin 大学的第一台基于 Fabry-Perot 干涉仪的 HSRL，将带宽 0.5pm 的 Fabry-Perot 标准具用在 HSRL 上，用来分离无多普勒展宽的气溶胶散射和有多普勒展宽的分子散射，Sroga 等[29]第一次报道了同一系统的实验测量结果。

Shimizu 等人提出了在 HSRL 中使用窄带原子吸收滤波器测量大气参数的概念[30]，C. Y. She 等报道了利用两个钡原子吸收滤波器测量大气温度和气溶胶消光系数的测量方法。这些研究表明，吸收滤波器能够提供非常高的气溶胶散射抑制作用，从而使得分子和气溶胶散射的分离变得更加容易[31]。利用吸收滤波器的另一个优点在于，其吸收特性非常稳定[30]。而且，分子吸收滤波器的透射率特性不依赖于滤波器的机械准直或者入射光的角分布，并且通过简单的调节蒸汽压力或者泡的长度，可获得非常广的气溶胶散射抑制动态范围。

Wisconsin 大学 P. Piironen 和 E. W. Eloranta 于 1994 年第一次报道了利用碘吸收滤波器的 HSRL 测量结果[32]。与钡吸收滤波器相比，利用碘吸收滤波器的 HSRL 不再使用染料激光器，而是利用窄带倍频 Nd:YAG 激光器作为激光发射源。并且，碘滤波器能够在室温的情形下便形成较强的吸收作用。即使碘具有非常多的超精细结构，室温下其吸收线仍然与大约 500 度的温度下的钡原子吸收线具有大约相似的线宽。

Wisconsin 大学 HSRL 通过分离多普勒展宽的分子后向散射和无展宽的气溶胶后向散射的气溶胶散射来测量大气的光学参数，测量到的信号显示 HSRL 测量能够达到很

大的动态范围。该研究中，晴空气溶胶、平流层气溶胶和云的颗粒都被称作是气溶胶。类似的对云的光学参数的测量也可以用拉曼激光雷达来做[22, 33]，但是由于拉曼后向散射截面比瑞利的小 100 倍左右，HSRL 在信号的强度方面比拉曼技术优越很多。

Fukui 大学的 Masaharu Imaki 等[34]设计 HSRL 系统，并基于瑞利散射的散射系数与激光波长的四次方关系以及太阳背景噪音的影响和用眼安全的考虑选择紫外波长 355nm 作为激励波长，并使用带宽仅为 0.13pm 的高精度 Fabry-Perot 标准具实现对大气回波米散射信号和瑞利散射信号的高精度分离，实现了对大气气溶胶及云的消光系数、后向散射系数以及激光雷达比等光学特性的精细探测。

1.3 激光雷达大气探测技术

激光雷达是一种以光波作为发射源的主动探测雷达，相对于传统的微波、电磁波雷达来说，其发射波长较短，因而可以探测以大气气溶胶和大气分子为媒介的各种大气参量，并具有较高的测量精度及时空分辨率的特点。随着近年激光器、光电子及计算机技术的高速发展，激光雷达作为实用的新型遥感技术，使信息获取遥感技术从电磁波（毫米波，厘米波）向光波（微米波）遥感技术发展。

激光雷达主要是利用窄脉冲激光器作为光源，向空间大气发射一束高功率的窄脉冲激光束，利用光与大气中物质（气溶胶，大气分子）的相互作用所产生的散射现象（由粒子引起的米散射，分子引起的瑞利散射，分子转动和振动产生的拉曼散射，荧光等），通过用聚光镜收集大气散射的回波信号，对大气回波光信号进行光谱或能量分析，之后进行光电转换后送入计算机进行数据处理，从而获得大气参量的高度分布。

对于气溶胶激光雷达来说，波长的选择并不十分严格，主要是要避免大气气溶胶光谱吸收区，而激光源是决定激光雷达波长的主要因素，随着 Nd:YAG 激光器的发展，脉冲重复频率和可靠性的提高，Nd:YAG 激光器的基波及其二倍频、三倍频光波已成为气溶胶激光雷达中使用最为广泛的激光波长。而激光雷达的接收器通常采用望远镜系统，来收集大气散射回的光子，形式多种多样。根据发射系统轴线与接收系统轴线的位置关系，可将激光雷达系统分为共轴系统和双轴系统。在共轴系统中，发射激光束的轴线与接收光学的轴线相互重合；对双轴系统来说，只有发射脉冲与接收视场相互交叉或者重叠时才能被接收。典型的激光源发散角与接收系统的视场角一般为几个毫弧度，重叠区域发生在几百米之外，从而避免近场信号的饱和，延伸探测距离，实现远距离探测。

根据激光雷达的原理，激光雷达的响应可以通过激光雷达方程表示。假设垂直指向且为单次散射的激光雷达，从高度 z 处后向散射的瞬时接收功率 P(z)可表示为[35]：

$$P(z)=P_0Y(z)\frac{ct_p}{2}\cdot\frac{A_R}{z^2}\beta(z)T^2(z) \tag{1.1}$$

或

$$P(z)=cE_0Y(z)\cdot A_R\beta(z)T^2(z)/2z^2 \tag{1.2}$$

式中，P_0 为发射激光的峰值功率，Y(z)为系统几何重叠因子，ct_p 为发射脉冲长度（光速乘以脉冲时间），E_0 为发射的脉冲能量（峰值功率乘以脉冲时间），A_R/z^2 为接收器孔径 A_R 在 z 处的立体角(sr)，β(z)为大气后向散射系数($m^{-1}sr^{-1}$)，T(z)为大气透射率。

接收到的回波信号功率经光电探测器转换和放大后，其信号正比于 P(z)的激光雷达响应输出信号 V(z)，当 Y(z)=1 时，激光雷达方程的工作形式将变为：

$$V(z)=\frac{CE_0\beta(z)T^2(z)}{z^2} \tag{1.3}$$

其中，C 为激光雷达系统校正因子。这一单次散射近似对大多数大气条件是适合的，除非是来自云、雾和严重的霾等的散射信号。

大气透过率 T(z)或者衰减因子遵循指数衰减规律（Beer-Lambert 定律），它与路径光学厚度或者积分的消光系数有关：

$$T(z)=e^{-\tau(z)} \tag{1.4}$$

或者

$$T(z)=e^{-\int_0^z\sigma(z')dz'} \tag{1.5}$$

式中，τ(z)为到距离 z 处的大气光学厚度，σ(z')为 0 到 z 距离内高度 z'的大气单位体积消光系数(m^{-1})，它包括散射和吸收两部分共同的损失作用。

如前面提到的那样，大气中与激光雷达脉冲相互作用产生后向散射信号的成分包括大气气体分子和气溶胶粒子。由于尺寸较小，分子散射光相对较弱，所产生的瑞利散射与激光波长的四次方成反比。大气气溶胶粒子对激光的散射/折射光，普遍符合球形粒子散射理论，通常近似为米散射[36, 37]。对某激光雷达的特定波长，分子散射直接随着大气分子浓度大小变化，但气溶胶散射却很复杂，取决于粒径分布以及气溶胶粒子的折射率。这些气溶胶粒子随地域、时间变化明显，所以从某给定激光雷达信号很难准确地估计和预测气溶胶散射的光学特性。与此相比，分子散射影响可以相对较准确地估计出，只要通过标准大气信息或更为准确的某时间和地点的温度压力探测资料即可。

分子和气溶胶散射的影响可以进行简单的叠加，因此β(z)可以写作：

$$\beta(z)=\beta_R(z)+\beta_a(z) \tag{1.6}$$

$\beta_R(z)$和$\beta_a(z)$分别表示大气分子瑞利后向散射系数和气溶胶米后向散射系数。相应地，

$$\sigma(z)=\sigma_R(z)+\sigma_a(z) \tag{1.7}$$

$$T(z)=T_R(z)T_a(z) \tag{1.8}$$

其中，

$$T_R(z)=e^{-\tau_R(z)}=e^{-\int_0^z\sigma_R(z')dz'} \tag{1.9}$$

$$T_a(z)=e^{-\tau_a(z)}=e^{-\int\sigma_a(z')dz'} \tag{1.10}$$

以上各公式中下标 R 和 a 分别表示大气分子瑞利散射（Rayleigh）和气溶胶米散射（aerosol）的影响。

这样，公式(1.3)就可以写为：

$$V(z)=\frac{CE_0[\beta_R(z)+\beta_z(z)]}{z^2}\exp\left[-2\int_0^z\{\sigma_R(z')+\sigma_a(z')\}dz'\right] \tag{1.11}$$

这成为获得和反演气溶胶散射体信息的一般公式（激光雷达方程）。

1.4 大气散射效应

激光光束在大气中传播时，除了受到选择性吸收以外，还会发生散射作用。纯散射不引起激光光束总能量的损耗，但会改变激光光束能量的空间分布。所以经散射后，原来传播方向上的激光光束能量会发生衰减。

对一波长为λ的单色激光光束，在不均匀介质中传播距离 x 后，由于纯散射作用，将使激光光束沿 x 方向衰减为：

$$P_\lambda(x)=P_\lambda(0)\exp[-\gamma(\lambda)x] \tag{1.12}$$

式中，$P_\lambda(x)$和 $P_\lambda(0)$分别为在散射前和经过 x 距离散射后的单色激光光束功率，$\gamma(\lambda)$为散射系数。因而纯散射所决定的介质透射率为

$$\tau(\lambda,x)=\frac{P_\lambda(x)}{P_\lambda(0)}=\exp[-\gamma(\lambda)x] \tag{1.13}$$

一般情况下，大气中的散射由两类散射元的作用所构成，即大气分子的散射和大气中悬浮微粒（通常称为气溶胶）的散射。所以上式中的散射系数可以分成下列两项之和：

$$\gamma(\lambda)=\gamma_R(\lambda)+\gamma_a(\lambda) \tag{1.14}$$

式中，$\gamma_R(\lambda)$和$\gamma_a(\lambda)$分别表示分子散射系数和气溶胶的散射系数。

根据被散射的激光波长与引起散射的粒子尺寸之间相互作用机理，主要可以将散射现象分为弹性散射（elastic scattering）和非弹性散射（inelastic scattering）两大类：弹性散射包含瑞利（Rayleigh）散射、米（Mie）散射，非弹性散射有拉曼（Raman）散射及荧光（fluorescence）散射等。下面主要分别介绍瑞利散射、米散射及拉曼散射三种散射。

1.4.1 瑞利散射

当激光光束波长比粒子半径大得多时，所产生的散射称为瑞利散射。瑞利散射和入射激光同位相发生且与粒子的内部无任何明显的能量交换，它是主要适用于尺度参数 $\rho_s=2\pi\times r/\lambda<<1$ 的悬浮粒子以及大气分子的弹性散射过程。(其中 r 是悬浮粒子的半径，

λ是激光波长)。因为此时散射元基本上是大气中的气体分子，所以有时也称瑞利散射为分子散射。瑞利散射一般发生在上层大气中。激光光束被散射的过程，可以当作激光光束的光子与散射粒子之间的碰撞过程来处理。为了简单起见，只考虑弹性碰撞过程，因此，激光光束被散射后，只改变原来激光光束的传播方向，而不改变激光光束总能量的光谱分布，如图 1-1 所示。

瑞利散射的基本特征如下[38]：

1、瑞利散射的散射系数与激光光束波长的 4 次方成反比。故短波长激光光束（如紫外线和可见光）引起的散射强度要比长波长激光光束（如红外光）的散射要强烈得多。

2、当入射光为自然光时，散射光强随散射角θ按($\cos^2\theta+1$)的规律变换，前后方向呈对称分布。

3、对自然光的散射光一般都是部分偏振光，在 θ=90°处是线偏振的。

1.4.2 米散射

当气溶胶粒子的尺寸大到一定程度时，瑞利散射公式将失效。一般认为当尺度参数 $\rho_s=2\pi\times r/\lambda>0.1\sim0.3$ 时瑞利散射公式不再适用，应改为米（Mie）氏在 1908 年所提出的散射理论。米散射也是一种散射波长与入射波长相同的弹性散射，主要集中在前向，其后向散射的强度相对小一些，但是散射截面仍然比其它过程大 10~20 个数量级，因此米散射是激光雷达探测气溶胶的主要理论基础。当粒子尺寸比激光光束波长大得多时，则产生无选择性散射。

米散射所产生的影响远大于气体分子所引起的瑞利散射，在中红外区和远红外区，它对激光光束透射影响所起的作用是很大的。

米散射的典型特征如下[38]：

1、散射光强度随角度的分布十分复杂。粒子相对于波长的尺度越大，分布越复杂。

2、当粒子的尺度加大时，前向散射与后向散射之比随之增加，结果使前向散射的波瓣增大。

3、当粒子尺度比波长大时，散射过程和波长的依赖关系不十分密切。

1.4.3 拉曼散射

拉曼散射是激光与大气中各种分子之间的一种非弹性相互作用过程，其最大特点是散射光的波长和入射光的波长不同，产生了向长波或短波方向的移动。而且散射光波长移动的数值与散射分子的种类密切相关。

在分子拉曼散射过程中，入射光子 hv_1 被分子非弹性散射成为光子 hv_2，从而发生入射光子和分子之间能量的变化，而能量差等于分子振动和转动能级的差异：当分子吸收能量时，发生斯托克斯散射（Stokes scattering），光子能量的降低将在入射光谱的右侧产生斯托克斯线（Stokes line）；当分子损失能量时，发生反斯托克斯散射（anti-Stokes

scattering)，产生反斯托克斯线（anti-Stokes line），如图 1-1 所示。大气中许多分子如氮气、三氧化氮、臭氧和氧气等都是拉曼介质。由于氮气的含量在 100km 的大气层内占了总气体量的 78%，因此其拉曼散射占明显优势。激光在大气中传输会产生受激拉曼散射，散射光强随传输距离按指数规律增强而带走主激光能量。

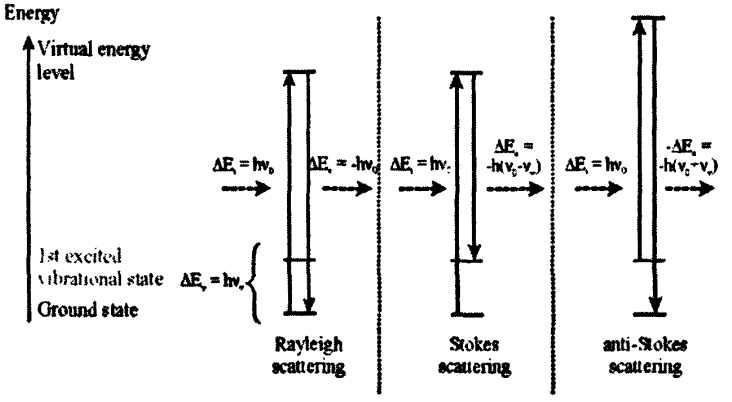


图 1-1 瑞利散射及拉曼散射原理

Fig.1-1 Principle of Rayleigh scattering and Raman scattering

1.5 论文的主要工作

作者依托西安理工大学大气遥测研究中心的同轴激光雷达，开展气溶胶光学特性精细探测技术的研究。本论文详细阐述和讨论了激光雷达系统主要性能参数、拉曼激光雷达以及高光谱分辨率激光雷达对西安城区气溶胶进行精细探测的研究及实验。

论文的第二章从激光雷达方程出发，探讨影响激光雷达探测性能的参数—激光雷达系统常数，光束参量，发射与接收系统的匹配效率以及几何重叠因子等，重点探讨接收光纤口径、光束方向稳定性以及光束品质因子 M^2 对激光雷达探测性能的影响，为实验系统的改进和优化提供设计依据。（该研究成果已被《光学学报》录用）

论文的第三章利用高光谱分辨率光栅设计拉曼激光雷达的分光滤波器，分离激光大气回波信号的氮气振动拉曼散射回波信号（387nm），反演大气气溶胶消光系数的高度廓线，并进行了初步实验。在激光脉冲能量 250mJ，探测时间为 8 分钟（约 10000 次脉冲累积平均）的情况下获得了高度 3km 以下西安城区的大气气溶胶分布廓线。（本研究成果已被 The 4th ISPMM' 2008 录用，并且实验观测结果也投稿第 24 届国际激光雷达国际会议（24th ILRC））

论文的第四章设计高光谱分辨率激光雷达，采用高光谱分辨率闪耀光栅滤除太阳背景光，高光谱的 Fabry-Perot 标准具分离激光大气回波信号的米散射成分和瑞利散射成分，从而实现大气气溶胶的精细探测。利用标准大气模型进行模拟仿真，系统可以在白天实现对 10km 以内激光大气特性的精细探测。

论文最后对全文工作进行了总结，并对下一步的研究工作进行展望。

2 激光雷达系统主要性能参数分析

2.1 简述

激光雷达作为新颖的大气剖面探测工具，已经广泛应用于大气光学及物理特性研究的实时探测上[10, 39]。激光雷达探测大气的基本原理可以用以下公式表示：

$$P(z)=CP_0\frac{c\tau}{2}A_{tel}Y(z)\frac{\beta(z)}{z^2}\exp\left[-2\int_0^z\alpha(z^*)dz^*\right] \tag{2.1}$$

其中， P(z)为高度 z 处回波信号的接收功率，C 为系统常数，P_0为激光器发射功率，c 为光速，τ 为激光脉冲宽度，A_{tel}为接收望远镜的口径面积，β(z)为大气体后向散射系数，α(z)为大气体消光系数，Y(z)为几何重叠因子，表示从几何因素所考虑接收系统对高度 z 处激光射线的接收概率。由此可以看出，影响激光雷达探测性能的除了大气参量（消光及散射系数）以外，激光雷达的系统常数，光束参量，发射与接收系统的匹配效率，几何重叠因子等都影响着激光雷达系统的探测性能。探讨上述参量对系统探测性能的影响，从而实现激光雷达系统优化，对提高系统探测性价比具有重要的研究价值及实用价值。

激光雷达的发射系统主要由激光器和光束准直系统组成，准直系统优化发射光束的束腰高度和发散角，改善激光雷达的大气探测性能，所以激光器发射光束特性的研究对激光大气回波信号的校正起着重要的作用。贺应红等对基于高斯光束的米散射大气激光雷达回波信号进行了近场校正[40]。

对于采用光纤传输望远镜收集到的大气回波信号系统来说，接收系统的匹配和接收效率是一个需要考虑的课题。J. Jenness et al. 已经从几何角度出发，讨论了激光雷达系统中光纤与接收望远镜的最佳匹配以及光纤位置对回波信号光斑图像的接收情况，为求解光纤的接收效率提供设计依据[41]。

几何重叠因子是激光雷达方程中非常重要的因子，直接影响激光雷达的探测性能。在进行大气气象参量的数据反演过程时，必须利用几何重叠因子对大气回波信号进行修正，以归一到对大气回波信号进行全部接收的状况。胡克伟等从双轴激光雷达系统的发射和接收光轴的距离、夹角，激光发散角，接收视场角等方面对几何重叠因子的影响进行了论证[42]。张改霞等也论述了平行轴和共轴激光雷达几何重叠因子的理论计算和实验法求解，并论证了几何重叠因子对气溶胶探测的影响[43]。

本章主要从高斯光束的准直特性、发射及接收系统的匹配效率以及系统的几何重叠因子等三个方面来探讨影响激光雷达系统探测性能的因素，重点探讨接收光纤口径及激光束品质因子 M^2 对激光雷达探测性能的影响，为实验系统的改进和优化提供理论依据。

2.2 激光雷达系统构成

激光雷达实验系统结构示意图如图 2-1 所示。系统选用美国 Continuum 公司大功

率 Nd:YAG 脉冲激光器 PL8020 的三倍频输出 355nm 作为光源，激光发射光束经过 5× 准直系统的扩束后射向大气。大气回波信号由口径为 250mm 的卡塞格林式望远镜的接收后，聚焦到接收光纤。光纤输出信号经分光处理后送到光电探测器上，利用美国 Tektronix 公司的高速数据采集示波器对大气回波信号进行采样和数据存贮。

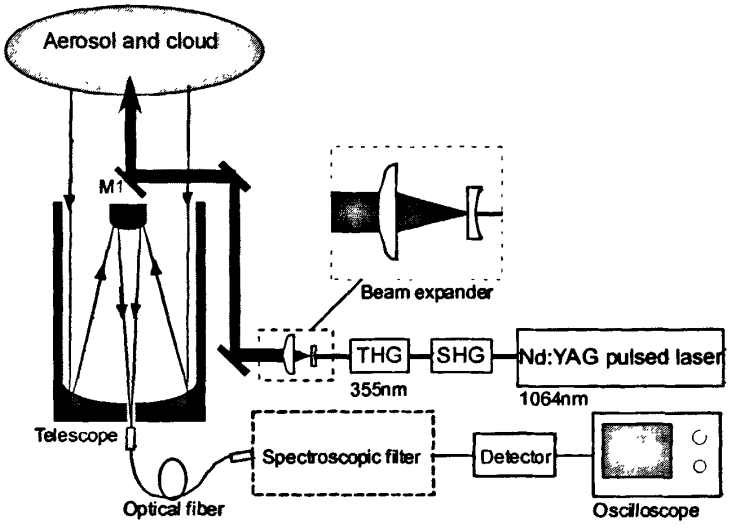


图 2-1 同轴激光雷达系统结构图

Fig.2-1 Schematic of the coaxial lidar system

2.2.1 高斯光束的发射与准直

美国 Continuum 公司的 PL8020 激光器为灯泵泵浦 Nd:YAG 固体激光器，其基波波长为 1064nm。由于 YAG 激光器具有峰值功率高、光束性能好的特点，对其基波光进行倍频和混频等非线性频率变换，能以很高的效率获得 532nm 的绿色可见光（二次谐波）和 355nm 的紫外光（三次谐波）。PL8020 技术参数如下（355nm 输出下）：脉冲宽度为 10ns，脉冲重复频率 20Hz，输出最大能量 250mJ，光束直径 9mm，发散角 0.5mrad，光束稳定性 30μrad，光束品质因子 M^2 为 2.5。

激光雷达的准直系统，也被称为扩束系统，常做成望远镜的形式，有透射式，反射式或折-反式等。不管哪种形式，都可以改变出射光口径，改善激光束的发散角，从而提高激光束的发射高度，增强回波信号，提高信噪比。

为了防止高能量激光束在空气中会聚而产生电离，激光雷达的准直发射系统采用由凹凸透镜组构成的倒置伽利略望远镜结构，图 2-1 中的目镜采用球面平凹透镜，焦距 f_1=-32.6mm，物镜采用球面平凸透镜，焦距 f_2=162.4mm，保证整个系统所产生的像差最小。

激光发射光束穿过准直系统后，扩大了激光束的发射口径，同时压缩了高斯光束的发散角，改善了光束的方向性。而高斯光束通过透镜的变换法则并不严格地符合几

何光学，在准直系统设计中，需考虑瑞利距离的影响，其成像公式为：

$$\frac{1}{(s/f)+(Z_R/f)^2/(s/f-1)}+\frac{1}{(s'/f)}=1 \tag{2.2}$$

其中 Z_R 为瑞利距离，$Z_R=\pi\omega_0^2/\lambda$；s 表示物距，s`表示像距，f 表示透镜焦距。并且（s`/f）的最值公式为：

$$(s'/f)_{max}=1+1/(2Z_R/f) \quad \text{at} \quad (s/f)=1+(Z_R/f) \tag{2.3}$$

$$(s'/f)_{min}=1-1/(2Z_R/f) \quad \text{at} \quad (s/f)=1-(Z_R/f) \tag{2.4}$$

由于准直系统中物镜为薄凸透镜，则激光束经过此凹透镜后腰斑在透镜后焦点附近成一虚像。而目镜为薄凹透镜，光束透射过此透镜后，腰斑在透镜前方成一实像。实验过程中可通过微量调整物镜的位置，即调整两透镜的中心距可以实现对发射光束束腰高度以及发散角的调整。

2.2.2 发射与接收系统的匹配效率

激光雷达的接收系统采用卡塞格林式望远镜，其有效口径 D_0=250mm，焦距 f=1200mm。望远镜的所有反射表面都涂上了铝膜和二氧化硅，以保证其在 300~408nm 波长范围内具有最大的反射率。收集到的大气后向散射回波信号直接通过光纤耦合到激光雷达信号分光及探测系统中，采用光纤耦合可以消除回波信号的距离依存特性，使望远镜接收系统与后续系统物理分离。光纤采用对紫外波长衰减较小的熔融石英材料，以尽可能的减小光纤对回波信号的衰减。由于光纤的口径是约束接收系统视场角的重要因素，因此我们选取多种规格口径的光纤，以实现不同天气情况下的大气回波信号的探测，所选光纤口径分别为 0.1mm，0.2mm，0.8mm 三种规格。

接收系统的视场角（Field of view, FOV）是由光纤的口径 d_f 及望远镜的焦距 f 共同决定的，即

$$\theta_{fov}=\frac{d_f}{f} \tag{2.5}$$

为了得到激光大气回波信号的最佳捕获，光纤的数值孔径（N.A.）应该和望远镜的焦距比数（F）取得最优化的匹配。望远镜的焦距比数 F 定义为：

$$F=f/D_0 \tag{2.6}$$

其中 f 表示望远镜焦距，D_0 表示望远镜的直径。光纤的数值孔径 N.A.定义如下：

$$N.A.=\left(n_f^2-n_c^2\right)^{1/2} \tag{2.7}$$

根据 J. Jenness et al.的计算，光纤的数值孔径 N.A.和望远镜的焦距比数 F 的最佳匹配为：

$$F=0.5\left[(1/N.A.)^2-1\right]^{1/2} \tag{2.8}$$

通过选取合适的光纤数值孔径 N.A.，以及微量调整接收望远镜的焦距 f，可将光纤与接收望远镜的匹配调整到最优化的状态。

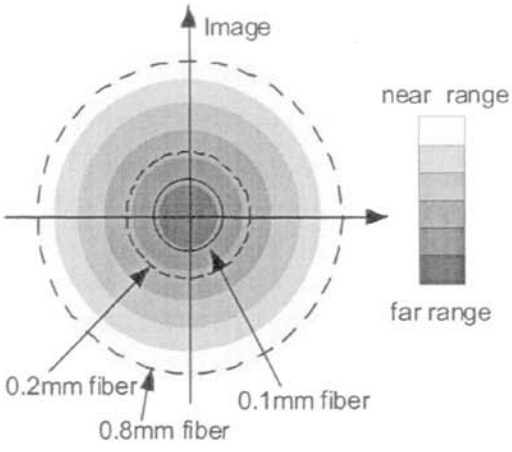


图 2-2 理想状态下光纤与焦平面上的光斑图像的位置关系

Fig.2-2 The relation between the fiber position and spatial irradiance in the focal plane for ideal condition

在系统调试理想的情况下，光纤截面的中心轴线和回波信号在接收系统焦平面上的光斑图像轴线重合，如图 2-2 所示。由于激光束在空间以高斯光束形式传播，所以不同高度的回波信号在接收系统焦平面上的光斑（弥散斑）大小并不一致，近距离信号光斑大，远距离信号光斑小。当光纤口径确定时，光纤对不同高度的大气回波信号的接收效率具有明显的差异，近距离回波信号接收效率低，远距离接收效率高；而对于同一高度的大气回波信号来说，口径越大，接收效率越高，且光强也随接收面积的增大而增大，即光强与光纤口径的平方成正比。

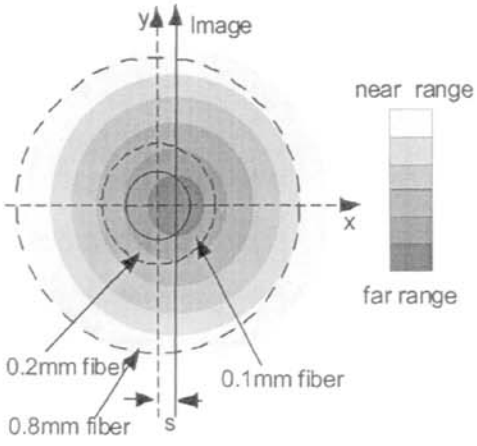


图 2-3 实际状态下光纤与焦平面上的光斑图像的位置关系

Fig.2-3 The relation between the fiber position and spatial irradiance in the focal plane in fact

实际情况下，由于系统处于调试状态，并不能使得系统的性能达到最理想的状态，因此光纤截面的中心轴线和回波信号在接收系统焦平面上的光斑图像轴线并没有完全重合，而是发生了一些偏移，如图 2-3 所示。从图中可以看出，光纤所能接收到的回波信号效率降低，尤其是对于小口径的光纤接收远距离的回波信号，接收效率影响甚大。

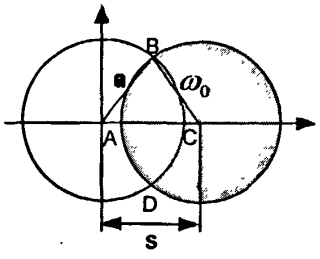


图 2-4 光纤接收效率计算图

Fig.2-4 Computing figure of the coupling efficiency of the fiber

光纤的接收效率是指光纤所能接收到的光斑能量占整个光斑能量的比率。发射激光束为 TEM_{00} 模式的高斯光束，若不考虑大气湍流等的影响，则接收到的大气回波信号能量分布也符合高斯分布的形式。按图 2-3 所示直角坐标系，建立光纤接收效率的计算图如图 2-4 所示，则光斑图像的高斯能量分布公式可表示为：

$$I(x,y)=\frac{I_0}{2\pi\omega_0^2}\exp\left[-\frac{(x-s)^2+y^2}{2\omega_0^2}\right] \tag{2.9}$$

而光纤所能接收到的光斑图像的总能量为：

$$I(s)=\frac{I_0}{\pi\omega_0^2}\int_0^{y_2}dy\int_{x_1}^{x_3}\exp\left[-\frac{(x-s)^2+y^2}{2\omega_0^2}\right]dx \tag{2.10}$$

其中，s 表示光纤轴线偏移光斑中心轴线的位移，x_1,x_3 分别表示弧 AB、BC 的曲线方程，y_2 表示 B 点的纵坐标。光纤的坐标方程为 $x^2+y^2=a^2$，光斑图像坐标方程为 $(x-s)^2+y^2=\omega_0^2$。假设光纤的数值孔径 N.A.和望远镜的焦距比数 F 取得了最佳匹配，光斑的图像大小不发生变化，其直径为 100μm，而光纤的口径分别采用 0.1mm，0.2mm，0.8mm，则通过计算就可以得到各光纤随偏移距离 s 变化的光纤接收效率，如图 2-5 所示。

光束方向稳定性（Beam point stability）是激光器的重要参数之一，激光束在空间发射方向上的漂移必然引起焦平面上光斑图像的移动，影响光纤接收效率的稳定性。目前的灯泵脉冲激光器的方向稳定性一般在±50μrad 左右，小口径的光纤耦合，光束方向稳定性是引起接收效率不稳定的主要因素。

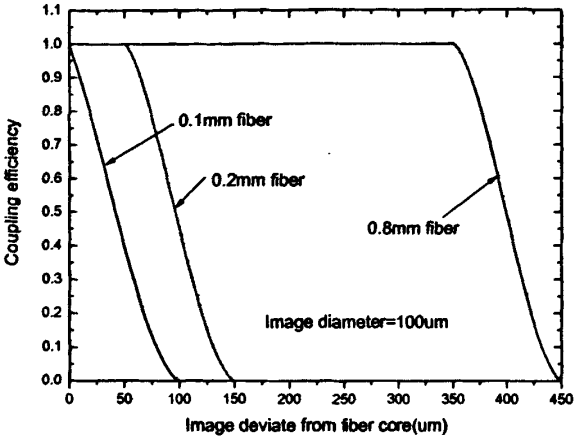


图 2-5 光纤的接收效率

Fig.2-5 Coupling efficiency of the fiber

2.2.3 几何重叠因子的预测

目前对激光雷达几何重叠因子的研究普遍采用理想的高斯光束[42, 43]，而在实际的激光雷达系统中，激光束并不是理想的高斯光束，两者之间存在着一定的差异。品质因子 M^2 是评价激光束空域质量的重要参量，它从光束的束宽和远场发散角两个方面来进行衡量。所以在对本同轴激光雷达系统几何重叠因子的预测中，考虑了品质因子 M^2 的影响因素，PL8020 固体激光器的 M^2 因子约为 2.5。

激光束在任意高度上的光斑半径为：

$$\begin{aligned} W(z) &= W_0 + z \cdot \Theta_{beam}/2 \\ &= Mw_0 + z \cdot M\theta/2 \end{aligned} \tag{2.11}$$

其中，W_0 和 w_0 分别表示多模式和单模式 TEM_{00} 激光束的腰斑半径；Θ_{beam} 和 θ 分别表示多模式和单模式 TEM_{00} 激光束的发散角。

对于任意的高度 z，望远镜所接收到光的范围为：

$$D_{tel}(z) = D_0 + z \cdot \theta_{FOV} \tag{2.12}$$

其中 θ_{FOV} 表示望远镜的视场角，与接收光纤口径 d_f 成正比，即 $\theta_{FOV}=d_f/f$。光纤口径越大，望远镜的视场角越大。

几何重叠因子的计算不仅要考虑发射场与接收视场的重叠面积，还要考虑激光束的强度分布，其计算式如下：

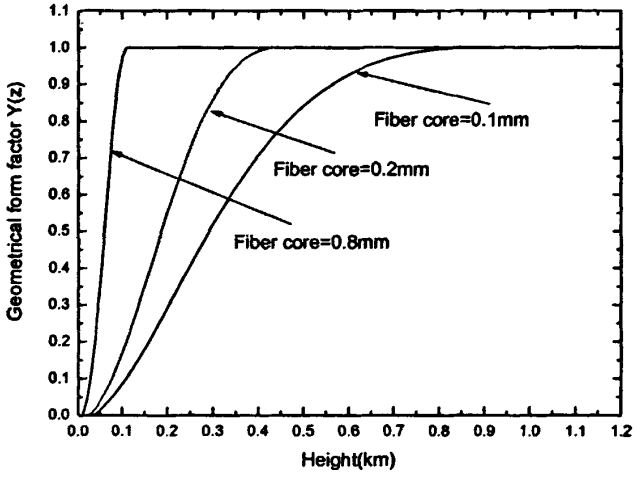
$$Y(z) = \frac{P_{rec}(z)}{P_{tran}(z)} = \frac{\iint_{D1(z)} h(x,y,z)dxdy}{\iint_{D(z)} h(x,y,z)dxdy} \tag{2.13}$$

其中，D1(z)表示高度 z 处发射场与接收场的重叠面积，D(z)表示高度 z 处的发射场面

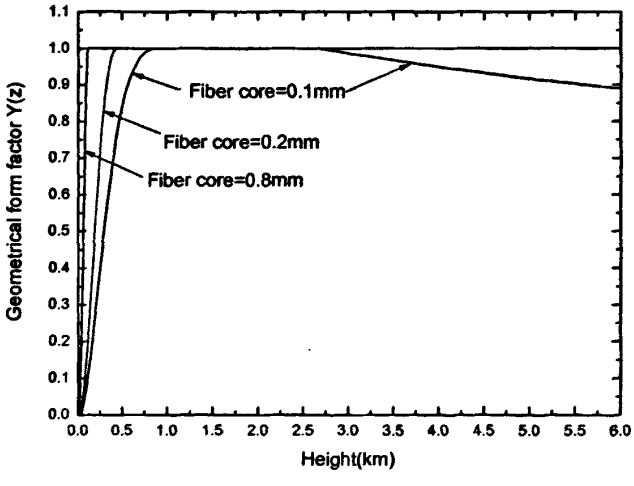
积，h(x,y,z)表示激光束的强度分布函数。

激光发射光束经过 5×准直扩束，激光束的腰斑半径扩大了 5 倍，发散角压缩为原来的 1/5。由于激光雷达采用同轴的形式，所以其探测盲区距离很小，主要是由望远镜中心反射镜所形成障碍物的尺寸，以及 Θ_{beam} 和 θ_{FOV} 大小的影响。另外，如果 $\theta_{FOV}>\Theta_{beam}/5$ 时，如果不考虑中心障碍物的影响，望远镜接收系统可以接收全部的回波信号，即 $Y(z)=1$；而如果 $\theta_{FOV}\leq\Theta_{beam}/5$，望远镜接收系统都只能接收到部分回波信号，即 $Y(z)<1$。

图 2-6 是对激光雷达系统的几何重叠因子进行的预测，光纤口径分别为 0.1mm, 0.2mm, 0.8mm。从图 2-6(a)中可以清晰地看到，由于望远镜接收系统中心障碍物的存在，系统存在着探测盲区，并且探测盲区的距离随光纤口径的增大而减小。



(a) In case of height less than 1.2km



(b) In case of height less than 6km

图 2-6 几何重叠因子分布

Fig.2-6 The distribution of the geometrical form factor

图 2-6(b)表示 6km 以内激光雷达系统的几何重叠因子，更高距离的几何重叠因子的变化趋势和 6km 以内的基本保持一致，因此可通过图例来分析系统在不同光纤口径接收下的系统几何重叠因子，从而分析系统的性能。从图中可以看出，当光纤口径选取 0.1mm 时，接收系统的视场角小于激光束的发散角，几何重叠因子先增大达到 1，之后在 2.5km 以上又开始减小，其变化趋势为先增大后减小，主要是由于中心障碍物影响的结果。虽然小口径的光纤可以减少背景光对回波信号的干扰，但是却给回波信号的修正带来了麻烦，尤其是对于高空信号的探测来说，给回波信号的修正带来了不确定性。当光纤口径选取 0.2mm 时，接收系统的视场角略大于激光束的发散角，只需对充满区距离以下的激光大气回波信号进行修正，使得数据的处理和分析比较简便。而对于 0.8mm 的光纤来说，虽然接收系统视场角远大于激光束的发散角，盲区距离和修正距离都更加短小，但是由于光纤口径的增大，较大探测范围内的背景光，尤其是白天太阳背景光对回波信号的动态影响较大，导致信噪比降低。

因此，对于具有固定 M^2 因子的激光雷达系统来说，选择合适口径的光纤，不仅可以达到压缩回波动态范围，提高信噪比的目的，而且可以实现对高空大气回波信号的完全接收。

2.2.4 大气回波信号的探测与采集

探测器是激光雷达的核心器件，它是一种将光信号转变为电信号的光电转换器件。它接收和响应某一波长的激光雷达回波光信号。光电倍增管具有高增益，低噪声的优点，在紫外到近红外光波段，是当前激光雷达主要采用的光电探测器。系统选择日本滨松公司生产的 R3896 型光电倍增管，其光谱响应范围宽，信噪比高，灵敏度高，在

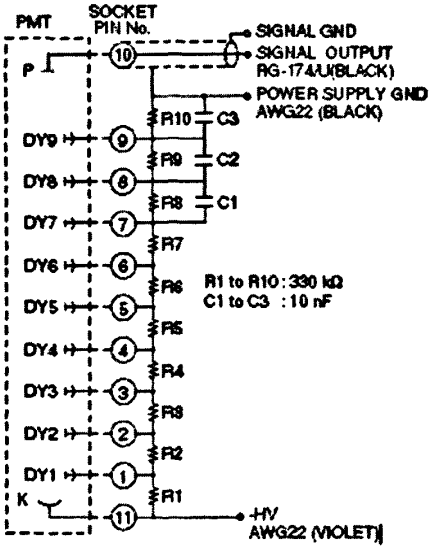


图 2-7 日本滨松 R3896 型 PMT 的供电电路

Fig.2-7 Power supply circuit of R3896 PMT of HAMAMATSU

355nm 波长下具有 23%的量子效率，其结构如图 2-7 所示。

由于激光雷达回波信号，特别是远场大气回波信号非常微弱，为了提高激光雷达的探测性能及动态范围，提高距离分辨率，并且把光电倍增管的电流信号转换为电压信号，选择带运算放大器的流压转换电路作为前置放大器，如图 2-8 所示。由于激光雷达的回波信号都是快速变化的信号，运算放大器的选择应具有一定增益（10~100 倍），一定带宽（10MHz）的高速低噪音芯片。此外，为了进一步降低激光雷达系统的引入噪声，前置放大器应尽可能靠近光电探测器安装，尽量缩短两者之间的连接电缆。当 Rf 选择 10kΩ 时，选取合适的电容匹配以消除信号振荡。经实验测定，在 PL8020 的 355nm 波长下，其带宽（FWHM）为 80ns，对应距离分辨率为 12m，经分析，符合系统测量需要，尤其是对于拉曼激光雷达和高光谱分辨率激光雷达来说[21, 34]。

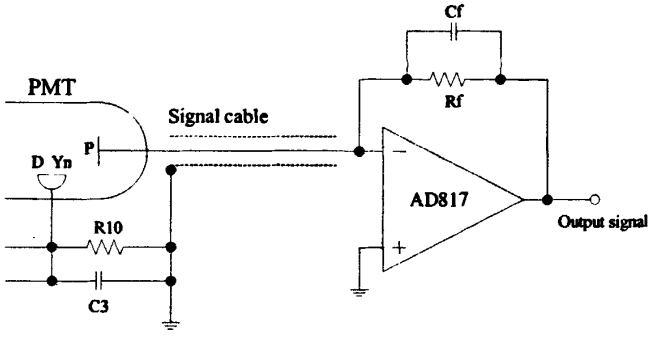


图 2-8 带运放的 PMT 流压转换电路

Fig.2-8 Current to voltage conversion circuit of PMT using an operational amplifier

由于示波器可以以强度-时间的形式实时显示激光雷达回波信号，因此系统选择美国 Tektronix 公司的 TDS5104B 数字荧光示波器作为采样平均器和显示器，来观测激光雷达回波信号的特征和变化。TDS5104B 的技术参数如下：模拟带宽 1GHz，4 个输入通道，最高实时采样速率 5GS/s。

2.3 激光雷达系统探测结果

为了验证上述对激光雷达系统性能参数的分析，利用西安理工大学激光雷达站的激光雷达系统进行了初步实验大气探测。图 2-9 即为 2007 年 1 月 19 日 23：00~24：00 之间分别采用光纤口径 0.1mm，0.2mm，0.8mm 所测得的激光大气回波信号距离修正曲线图。测量时激光器的发射能量为 50mJ，并以 1000 次脉冲累加平均所得的结果作为测量结果。

从图中，我们可以看出，光纤的口径越大，探测盲区的距离越近。且在夜晚的情况下选择较大口径的光纤可以接收到更远距离的激光大气回波信号。由于光纤口径的差异，系统的探测盲区距离 0.1mm 光纤最大，0.8mm 光纤最小。接收信号的强度由于光纤口径的差异具有明显的变化，基本上符合光强与光纤直径的平方成正比的关系。

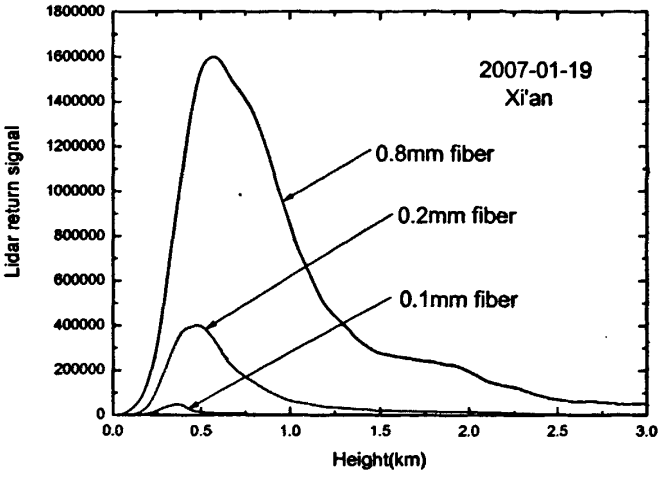
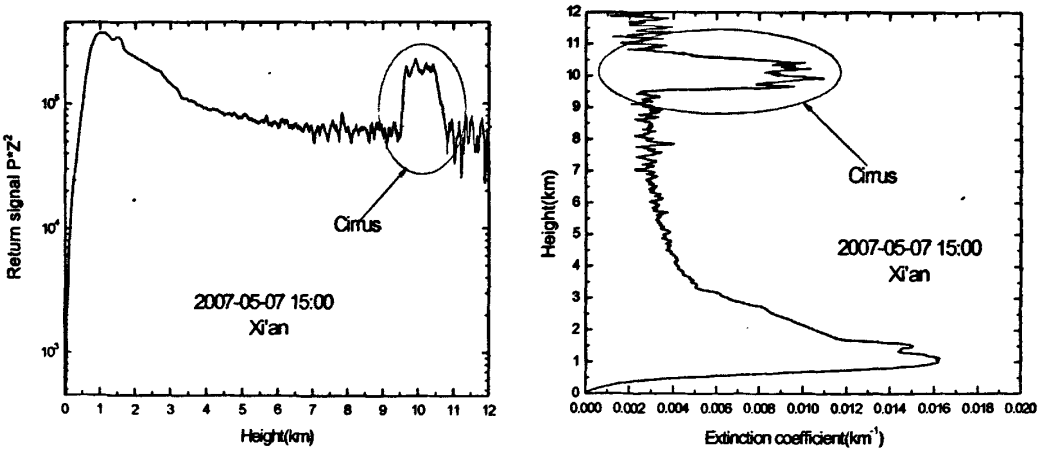


图 2-9 激光雷达回波信号距离修正图

Fig.2-9 Lidar return signals taken on January 19, 2007

经过不断的摸索，目前系统调试情况比较良好，已经可以测量到十几公里，甚至二十公里的高层大气。图 2-10(a)表示 2007 年 05 月 07 日下午 15：00 时刻测量得到的激光大气回波距离修正信号图，在 10km 附近，回波信号出现一峰值，通过气溶胶消光系数的反演，如图 2-10(b)所示，可以发现在 9.5km~11km 距离内出现一层厚度约为 1km 的云层，此云层称之为卷云。卷云是高云的一种，是对流层中最高的云，一般距地约 6~12km，至少 5500 米高。也可以在海拔比较低的寒冷地区存在。在这样的高度上，空气温度很低且水汽很少，云由细小且稀疏的冰晶组成，故比较薄而透光性较好，洁白而亮泽，常具丝缕结构。卷云形成的原因多样，或由于高空对流而形成，往往带有积云的形状；或由于卷层云边缘展裂而成；或由于高积云抬升转化而成；或由高积云



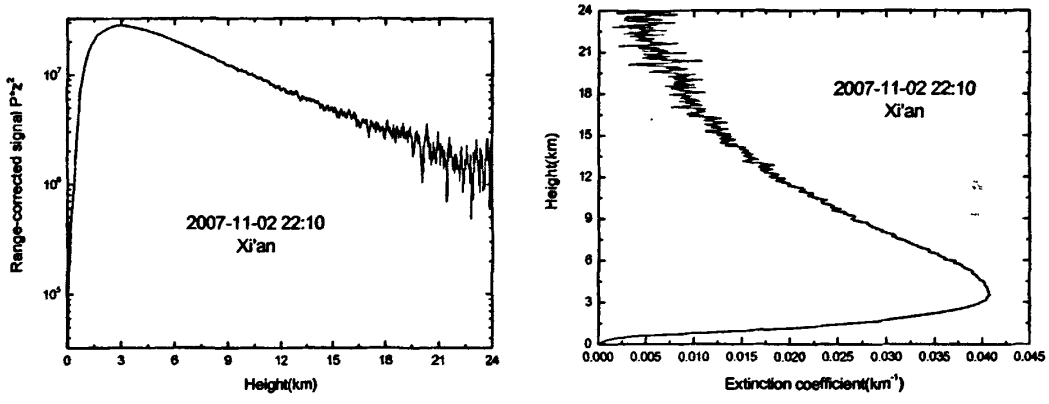
(a) Range-corrected lidar return signal (b) Aerosol extinction coefficient

图 2-10 2007 年 05 月 07 日激光雷达数据

Fig.2-10 Lidar data taken on May 07, 2007

所降雪幡残留空中而成；可见卷云形成的途径是多样的。卷云是一种小束状的薄冰云，它在任何时候都存在于空中，覆盖全球四分之一左右的空域。由于它可以挡住太阳光对地面的照射，又可以阻挡地面对外的热辐射，并可以在上对流层区域控制水蒸气量的大小，因此它对于整个气候系统非常重要。

图 2-11 表示 2007 年 11 月 02 日晚 10 点测量得到的激光雷达数据。当天天气情况非常好，肉眼就可以清楚地观测到星星。图(a)表示激光大气回波信号距离修正图，图(b)表示依据 Klett 法计算得到的消光系数图。由于对流层顶为 10km~12km 左右，而对流层顶以上高度的范围可认为气溶胶很少或者没有，对激光传输特性进行影响的只有大气分子，因此我们可以依据探测结果分析西安上空的大气分子密度，以期和标准大气模型进行比较。



(a) Range-corrected lidar return signal　　(b) Aerosol extinction coefficient

图 2-11 2007 年 11 月 02 日激光雷达数据

Fig.2-11 Lidar data taken on November 02, 2007

2.4 本章小结

在激光雷达系统中，高斯光束通过倒置伽利略望远镜构成的准直系统，以扩大激光束的发射口径，并压缩发散角，使得高斯光束能量集中以探测高空大气。而高斯光束经薄透镜变换法则并不严格符合几何光学，还受到瑞利距离的影响，通过调整两透镜中心距以实现对激光雷达发射光束的束腰和发散角的调整。当采用光纤传输大气回波信号时，为了有效的捕获激光雷达回波信号，光纤的数值孔径必须和接收望远镜的焦距比相互匹配。光纤在焦平面上的放置位置也严重影响着激光雷达的接收效率。光束方向稳定性也是影响小孔径光纤接收效率降低的主要因素。

光纤的口径是约束接收系统视场角的重要参量，M^2 因子从束宽和发散角两个角度描述激光束空域质量，从而影响着接收系统视场角和激光束发散角的大小关系。数值计算及初步实验表明，当光纤口径为 0.1mm 时，几何重叠因子 Y(z)随着探测距离的增大先增大后减少，给高空回波信号的修正带来了不确定性。当光纤口径为 0.2mm 时，只需对充满

区距离以下的大气回波信号进行修正，数据的分析和处理比较简便。虽然 0.8mm 口径的光纤，盲区距离以及修正距离更加缩短，但较大探测范围内的背景光，尤其是白天太阳背景光对回波信号的动态影响较大，导致信噪比降低。

因此，不同测量条件下，选择合适口径的光纤，有效预测系统的几何重叠因子，实时对回波信号大小进行修正，特别是对非差分测量激光雷达系统，如米散射激光雷达，拉曼激光雷达，高光谱分辨率激光雷达，高精度反演大气参数具有非常重要的现实意义。

3 拉曼激光雷达系统设计及初步实验

3.1 简述

拉曼激光雷达是近些年发展起来的一种新颖的探测大气气溶胶的激光雷达方法[21, 22, 24]。在拉曼激光雷达中，非弹性的氮气振动拉曼散射回波信号只受到气溶胶消光系数的影响，与气溶胶的后向散射系数无关。因此，从拉曼激光雷达信号中就可以单独确定气溶胶的消光系数。

本章从拉曼激光雷达的原理及气溶胶消光系数的算法入手，利用高光谱分辨率光栅结合由窄带反射镜组组成的滤波器分离氮气的振动拉曼谱线（387nm），在没有其它假设，仅利用标准大气模型的情况下，获得了西安城区低层大气（3km 以下）的气溶胶消光系数高度廓线。

3.2 拉曼激光雷达原理

当脉冲激光射向大气时，激光与大气的各种介质（包括大气分子和气溶胶等）发生相互作用，大气后向散射的光谱包括米散射、瑞利散射、拉曼散射等，其中拉曼散射还包括转动拉曼散射和振动拉曼散射。拉曼散射是一种微弱的分子散射进程，其特性是由散射光束相对于入射光束的频移决定的。频移既可以向长波方向移动，也可以向短波方向移动。朝向长波方向的拉曼频移多发生在典型的大气温度下，被称为拉曼散射的斯托克斯成分。入射光子的一部分能量被转化为分子的转动-振动能级，从而导致散射光子的波长移动。频移的多少取决于所考虑的微粒分子的转动-振动能级结构，并且对于不同的微粒分子，其频移是不一样的。因此，对于特定波长的入射光子来说，散射光子的频移是发生拉曼散射分子的重要标志。拉曼激光雷达对气溶胶光学特性的探测主要是利用氮气或者氧气的振动拉曼散射回波信号只与气溶胶消光系数有关，而与气溶胶的后向散射系数无关这一特性进行的。

表 3-1 355nm 和 532nm 激励波长下的气体拉曼光谱线

Table 3-1Raman spectral lines excited by laser at 355nm and 532nm wavelength

大气分子	Air	O_2	N_2	H_2O
频移(Δcm^{-1})	0	1556	2331	3654
拉曼谱线(354.7nm 激励)(nm)	354.7	375.4	386.7	407.5
拉曼谱线(532.1nm 激励)(nm)	532.1	580.1	607.4	660.6

对应拉曼振动跃迁 v=0-1 的氧气的转动-振动光谱相对于激励频率的频移为 1556cm^{-1}，氮气的转动-振动光谱相对于激励频率频移 2330.7cm^{-1}，水蒸汽的 v_1 振动拉曼光谱相对激励谱线频移 3652cm^{-1}，表 3-1 表示激光激励波长分别为 Nd:YAG 脉冲激光器的二倍频输

出 532nm 和三倍频输出 355nm 下，氧气、氮气、水蒸气的振动拉曼光谱谱线。

对于大气介质的拉曼谱线来说，其也存在一定的谱线宽度，为了探测谱线宽度以内的拉曼散射信号，也就需要选择特定带宽的滤波器相对应，如表 3-2 所示。例如为了获得 355nm 激励下的谱宽 50cm^{-1} 的氮气特性，需要选择带宽为 0.75nm 的滤波器，同样的条件对于 532nm 的激励波长需要选择 1.85nm 的滤波器。

表 3-2 波数与波长表示带宽的转换

Table 3-2 Conversion between bandwidth shown in wave number and wavelength

Width(cm^{-1})	Width at 354.7nm(nm)				Width at 532.1nm(nm)			
Molecule	Air	O_2	N_2	H_2O	Air	O_2	N_2	H_2O
25	0.31	0.35	0.37	0.42	0.71	0.84	0.92	1.09
50	0.63	0.70	0.75	0.83	1.42	1.68	1.85	2.18
100	1.26	1.41	1.50	1.66	2.83	3.37	3.69	4.37
150	1.89	2.13	2.24	2.49	4.25	5.05	5.54	6.55
200	2.52	2.82	2.99	3.32	5.67	6.74	7.39	8.74
250	3.15	3.52	3.74	4.15	7.09	8.42	9.24	10.9
300	3.77	4.23	4.49	4.98	8.50	10.1	11.08	13.1

由于拉曼散射系数与波长的四次方成反比，选用短波长有利于改善光电倍增管的特性而且对眼安全，因此系统选择 Nd:YAG 脉冲激光的三倍频输出 355nm 作为光源。图 3-1 表示激励波长为 355nm 时的大气后向散射信号光谱图，包括米散射，瑞利散射，拉曼散

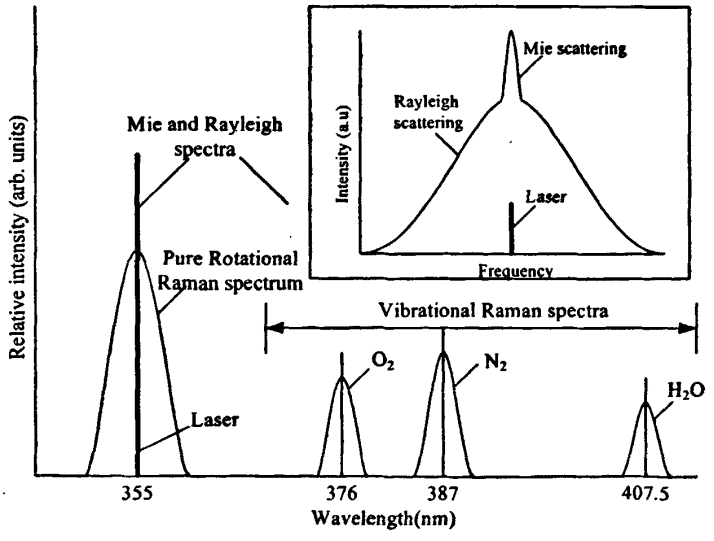


图 3-1 激励波长 355nm 时的大气后向散射信号光谱图

Fig 3-1 Overview of lidar backscattering spectra for excitation wavelength of 355nm

射等。由于大气中氮气为惰性气体，在大气中所占密度比例最大，分子数密度随时间和地点变化较小，相对比较稳定。因此选择氮气的振动拉曼谱线作为研究对象，通过分析氮气的振动拉曼散射回波信号来反演气溶胶的消光系数高度廓线，且其分子数密度可从标准大气模型中或者探空气球的探测中求得。

3.3 拉曼激光雷达数据反演技术

根据激光雷达方程，氮气通道的拉曼激光雷达大气回波信号公式如下：

$$P(z,\lambda_0,\lambda_N)=\frac{CE_0}{z^2}Y(z)\beta_N(z,\lambda_0,\lambda_N)\times\exp\left\{-\int_0^z[\alpha(z',\lambda_0)+\alpha(z',\lambda_N)]dz'\right\} \tag{3.1}$$

其中，C 表示激光雷达系统常数，包括除激光能量外的所有的系统参数，λ_0 表示激光的发射波长，λ_N 表示氮气的拉曼散射波长，Y(z)表示系统的几何重叠因子，β_N 表示氮气的拉曼后向散射系数，α为消光系数。从激光雷达方程中可以看出，由于激光发射波长为λ_0，则上程消光系数为$\alpha(\lambda_0)$，而当激光与氮气相互作用后，发生非弹性散射—拉曼散射，下程的消光系数为$\alpha(\lambda_N)$。而氮气的后向散射系数 β_N 与氮气的分子数密度和氮气的拉曼后向散射截面积之间具有如下的计算关系：

$$\beta_N(z,\lambda_0,\lambda_N)=N_N(z)\frac{d\sigma_N(\lambda_0,\lambda_N,\pi)}{d\Omega} \tag{3.2}$$

由于氮气的后向散射截面积为一定值 $3.1\times10^{-31}cm^2sr^{-1}$，而氮气的分子数密度可遵从标准大气模型求得，或者通过无线电探空仪直接探测得到。因此，氮气的后向散射系数在拉曼激光雷达方程中可以认为是一个已知量，激光雷达方程只存在气溶胶的消光系数这么一个未知参数，方程即可求解。结合公式(3.1)和公式(3.2)，激光大气的双程消光系数可反演得到：

$$\alpha(z,\lambda_0)+\alpha(z,\lambda_N)=\frac{d}{dz}\left[\ln\frac{Y(z)N_N(z)}{z^2P(z,\lambda_0,\lambda_N)}\right] \tag{3.3}$$

由于激光大气消光系数都是由大气分子的消光系数和气溶胶的消光系数两部分组成，而大气分子的消光系数可由标准大气模型得知，所以气溶胶的消光系数可从公式(3.3)中减去大气分子的消光系数得到：

$$\alpha_{aer}(z,\lambda_0)+\alpha_{aer}(z,\lambda_N)=\frac{d}{dz}\left[\ln\frac{Y(z)N_N(z)}{z^2P(z,\lambda_0,\lambda_N)}\right]-\alpha_{mol}(z,\lambda_0)-\alpha_{mol}(z,\lambda_L) \tag{3.4}$$

假设气溶胶的消光系数符合如下关系[44]：

$$\frac{a_{aer}(\lambda_0)}{\alpha_{aer}(\lambda_N)}=\left(\frac{\lambda_N}{\lambda_0}\right)^k \tag{3.5}$$

结合公式(3.5)和公式(3.6)，可以确定激光发射波长下的气溶胶的消光系数廓线：

$$\alpha_{aer}(z,\lambda_0)=\frac{\dfrac{d}{dz}\left[\ln\dfrac{Y(z)N_N(z)}{z^2P(z,\lambda_0,\lambda_N)}\right]-\alpha_{mol}(z,\lambda_0)-\alpha_{mol}(z,\lambda_L)}{1+\left(\dfrac{\lambda_0}{\lambda_N}\right)^k} \tag{3.6}$$

3.4 拉曼激光雷达系统设计

振动拉曼激光雷达系统结构如图 3-2 所示。系统选择 Nd:YAG 脉冲激光器（Continuum PL8020）的三倍频输出 355nm 作为光源，其脉冲宽度 10ns，脉冲重复频率 20Hz，输出最大能量 250mJ。激光的输出经过 5×准直系统的扩束后射向大气。大气回波信号出口径 250mm 的卡塞格林式望远镜接收后，聚焦到多模耦合光纤。

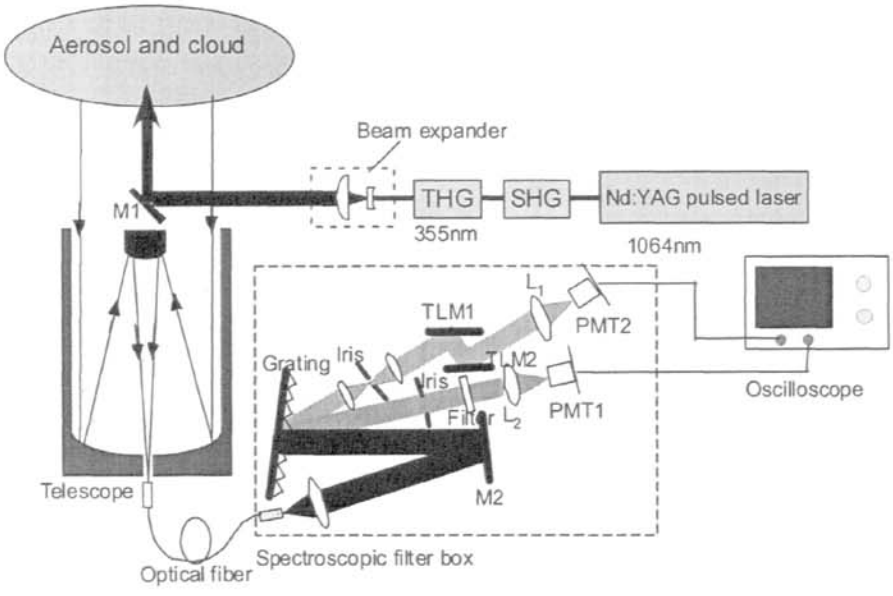


图 3-2 拉曼激光雷达系统结构图

Fig 3-2 Schematic of the Raman lidar system

高光谱分辨率光栅用来光谱分离激光大气回波信号的米-瑞利散射成分和拉曼散射成分，小孔光阑的选用来分离谱线中心波长 387nm 的氮气的振动拉曼散射回波信号，并抑制大气回波信号的其它成分。两片窄带反射镜组组成的滤波器用来进一步消除太阳背景光及其它杂散信号。为了验证拉曼激光雷达反演气溶胶消光系数的可行性，光栅的一级衍射光（354.7nm）作为米散射探测通道来同时探测激光大气回波信号中的米散射和瑞利散射成分，并可利用 Klett 法进行消光系数反演。大气回波信号经由带有前置放大器的光电倍增管进行光电转换，并经 AD 转换后进行数据的采集存储处理。拉曼激光雷达的系统参数见表 3-3 所示。

表 3-3 拉曼激光雷达系统参数

Table 3-3 Parameters of the Raman lidar system

Nd:YAG 脉冲激光器：		接收光学：	
波长	355nm	望远镜直径	250mm
脉冲能量	250mJ	光纤口径	800μm
脉宽	10ns	视场角	0.8mrad
重复频率	20Hz		
高分辨率反射光栅：		带通滤波器：	TLM1-400-1537
光栅刻线	2400Gr/mm	中心波长	400nm
入射角	12°	带宽	31nm
小孔光阑	2mm	峰值透过率	0.9
探测器：	光电倍增管	示波器：	泰克 TDS5104B
型号	Hamamatsu R3896	带宽	1GHz
量子效率（355nm）	23%	最高实时采样速率	5GS/s

3.4.1 高光谱分辨率光栅的光谱分离技术

衍射光栅是一种应用非常广泛、非常重要的光学元件，通常讲的衍射光栅都是基于夫琅和费多缝衍射效应进行工作的。所谓光栅就是由大量等宽、等间隔的狭缝构成的光学元件。世界上最早的光栅是夫琅和费在 1819 年制成的金属丝栅网，现在的一般光栅是通过在平面玻璃或金属板上刻划出一道道等宽、等间距的刻痕制成的。随着光栅理论和技术的发展，光栅的衍射单元已不再只是通常意义下的狭缝了，广义上可以把光栅定义为：凡是能使入射光的振幅或相位，或者两者同时产生周期性空间调制的光学元件。光栅根据其工作方式分为两类：一类是透射光栅，另一类是反射光栅。光栅最重要的应用是作为分光元件，即把复色光分成单色光，可应用于由远红外到真空紫外的全部波段。

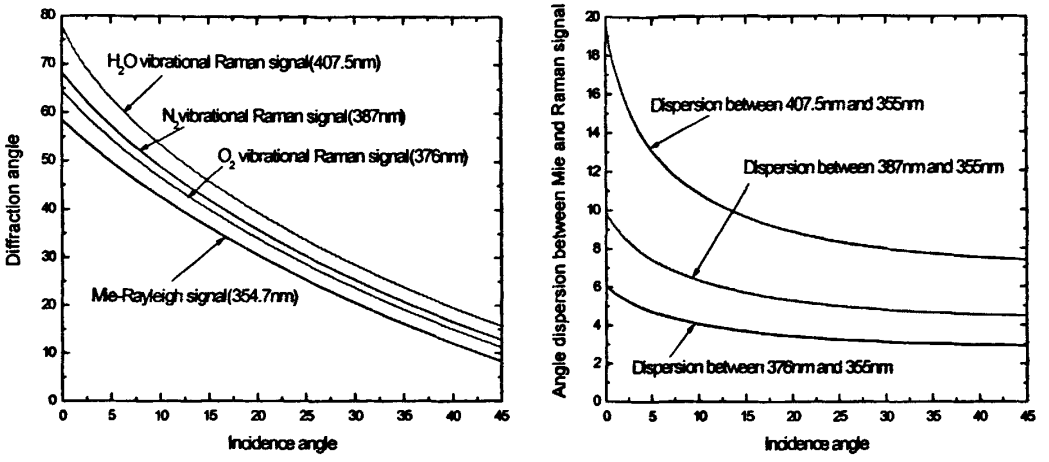
光波入射到光栅刻槽表面，衍射图样中亮线位置的方向由光栅方程来表示：

$$d(\sin\varphi \pm \sin\theta) = m\lambda \qquad m = 0,\pm1,\pm2,\cdots \tag{3.7}$$

其中，d 为光栅常数，φ为入射角（入射光与光栅平面法线的夹角），θ为衍射角（相应于第 m 级衍射光与光栅平面法线的夹角）。当入射光与衍射光在光栅法线一侧时，取＋号，异侧时，取－号。

由光栅方程可知，对于给定光栅常数 d 的光栅，当用复色光照射时，除零级衍射光外，不同波长的同一级衍射光不重合，即发生色散现象，这就是衍射光栅的分光原理。对应于不同波长的各级亮线称为光栅谱线，不同波长光谱线的分开程度随着衍射级次的增大而增大，对于同一衍射级次而言，波长大者，θ大，波长小者，θ小。

由于激光大气回波信号是由弹性的米-瑞利散射信号以及非弹性的拉曼散射信号组成，氧气、氮气、水蒸气的振动拉曼散射信号相对激励波长都有较大的频移。系统选择光栅刻痕数为 2400Gr/mm 的高光谱分辨率平面反射光栅来分离这些信号，从而实现氮气振动拉曼散射信号的高精度测量，反演得到气溶胶的消光系数。



(a) Calculation of diffraction angle (b) Calculation of angle dispersion

图 3-3 光栅衍射角及角色散特性计算

Fig 3-3 Calculation of diffraction angle and angle dispersion of grating versus incidence angle

对于平面衍射光栅来说，由于干涉零级主极大与单缝衍射主极大重合，其零级主极大占有很大的一部分能量。而且从光栅方程可以看出，当垂直入射平面反射光栅时，其零级条纹垂直反射回来，对入射光产生影响。因此必须选择合适的入射角度，即可以使得激光大气的回波信号各成分（米-瑞利散射、氧气的振动拉曼散射、氮气的振动拉曼散射以及水蒸气的振动拉曼散射）以光谱的形式分开来，又要使得各种光谱相互之间无影响，尤其是减小零级主极大对光路的影响。图 3-3(a)表示大气回波信号各成分的衍射脚随光栅入射角的变化的变化趋势，图 3-3(b)表示氧气、氮气、水蒸气的振动拉曼信号的一级衍射光谱与米-瑞利散射信号的一级衍射光谱之间的角色散随入射角变化的变化趋势。

为了尽可能的把各光谱分离，应使得角色散越大越好。为了得到尽可能大的角色散，以及使得零级衍射对光路不会造成影响，系统选择入射角为 12°，即 0.209rad。通过计算，可以得到此时的各光谱的衍射角：米-瑞利散射的一级光谱衍射角为 40.097°，氧气的振动拉曼散射一级光谱衍射角为 43.986°，氮气的振动拉曼散射一级光谱衍射角为 46.128°，水蒸气的振动拉曼散射一级光谱衍射角为 50.362°。

反射光栅结合小孔光阑组成了最简单的光栅光谱仪[45]。小孔光阑的口径可在 1~12mm 范围内进行调整。光栅光谱仪的重要参数主要包括色散、分辨率以及带宽等，下面逐一进行阐述。

(1) 色散：色散是指光谱仪将不同波长的同级主极大光分开的程度。通常用角色散和线色散表示。

角色散定义为波长相差 1Å（0.1nm）的两条谱线分开的角距离，可由光栅方程对波长取微分求得：

$$\frac{d\theta}{d\lambda}=\frac{m}{d\cos\theta} \tag{3.8}$$

此值愈大，角色散愈大，表示不同波长的光被分开得愈开。

线色散定义为聚焦物镜的焦平面上，波长相差 1Å 的两条谱线间分开的距离，其表示式为：

$$\frac{dl}{d\theta} = f\frac{d\theta}{d\lambda} = f\frac{m}{d\cos\theta} \tag{3.9}$$

式中，f 是物镜的焦距。显然，为了使不同波长的光分得开一些，一般都采用长焦距的物镜。系统选择焦距为 108.2mm 的平凸透镜作为聚焦透镜，对于氮气的振动拉曼散射信号来说，其角色散可达到 1.326×10^{6}，线色散达到 7.007×10^{5}。

(2) 分辨率：光栅光谱仪的分辨率 R 是分开两条临近谱线能力的度量。根据瑞利判据为：

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \tag{3.10}$$

式中，m 是光谱级次，N 是光栅的有效总刻痕数。由于从光纤传输过来的大气后向散射信号经过平凸透镜（f=108.2mm, d=25.4mm）的准直，准直后的光斑直径大约在 25mm 左右，所以光栅的有效总刻痕数为 $25\times2400=6\times10^{4}$，从而其分辨力为 6.45pm。

(3)带宽：带宽是忽略光学像差、衍射、扫描方法、探测器像素宽度、狭缝高度和照明均匀性等，在给定波长，从光谱仪输出的波长宽度。它是倒线色散和狭缝宽度的乘积。

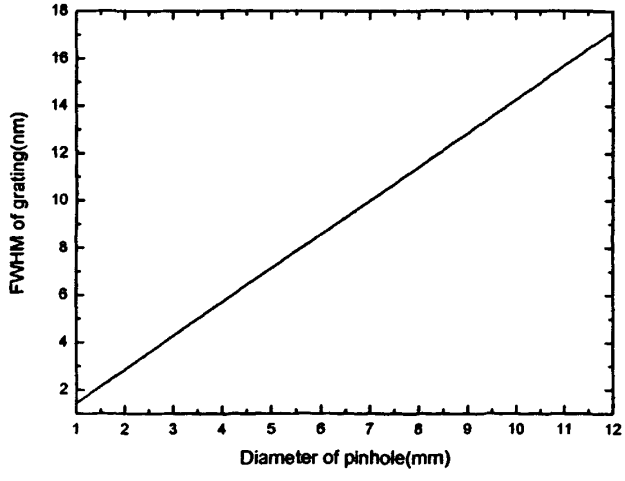


图 3-4 光栅光谱仪带宽随小孔光阑孔径的变化趋势

Fig 3-4 Change trend of bandwidth of grating versus the diameter of pinhole

图 3-4 表示系统设计的光栅光谱仪带宽随小孔光阑孔径的变化趋势(从 1mm 到 12mm 发生变化)。从图中可以看出，此光谱仪的带宽可在 1.43nm~17nm 之间变化，所以在实验过程中，为了分离激光大气回波信号中的氮气振动拉曼散射信号，在不减小所采集回波信号强度的前提下，尽可能减小光阑的口径，以减小其它噪音信号的干扰。实际情况下，考虑到像差的影响，以及实际光路与理想计算光路的差异，小孔光阑口径选择 2mm，其对

应带宽为 2.854nm，经分析计算以及实验研究，可以实现对氮气的振动拉曼散射回波信号的分离，且效果良好。

3.4.2 带通滤波器的选择及性能分析

经过高光谱分辨率光栅分光后的氮气振动拉曼散射信号由于光谱重叠因素的影响，可能还夹杂着部分其它波长的光，为了进一步消除除氮气振动拉曼散射信号以外的其它回波信号，系统还选择了两片窄带反射镜组组成带通滤波器，以进一步净化所需信号。

由于在 355nm 波长激励下的氮气拉曼散射信号波长为 387nm，而两侧的氧气的拉曼散信号波长为 376nm，水蒸气的拉曼散射信号的波长为 407.5nm，而大气中氮气含量约占 78%，氧气约占 21%，水蒸气在大气中的所占的比例很小，其百分含量只有 0.1%~3%。系统选择两枚窄带宽反射镜（TLM1）[46]构成一个高效率窄带带通滤波器，其带宽为 31nm。

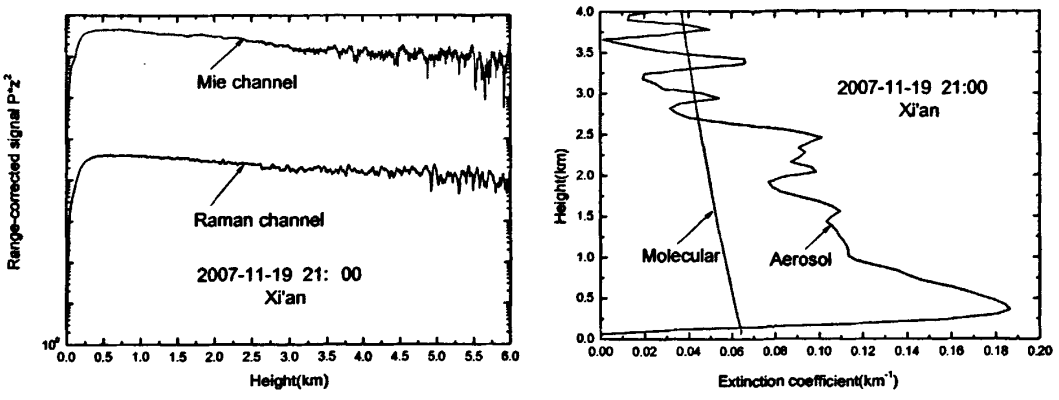
带通滤波器的透光范围不仅包括氮气的振动拉曼散射回波信号（387nm），而且包含部分水蒸气的振动拉曼散射回波信号（407.5nm），但是空气中水蒸气的含量比氮气少得多，所以其回波信号也小得多，而且由于波长相差较大，光栅的分光足以达到分离二者信号的程度。

通过上述对光栅分光技术以及带通滤波器的选用分析可以得出，激光大气回波信号中的氮气拉曼振动散射信号被分离出来，并且滤除了其它杂散信号。通过对此信号的采集，完全可以实现对气溶胶消光系数的反演。

3.5 初步实验

振动拉曼激光雷达利用氮气的振动拉曼谱线强度来反演气溶胶的消光系数高度廓线。实验过程中激光输出能量 250mJ，探测时间大约 8 分钟（约 10000 次激光脉冲的回波信号进行平均），拉曼激光雷达系统探测得到了氮气的振动拉曼散射回波信号的高度分布。为了与拉曼激光雷达反演气溶胶消光系数进行比较，同时探测得到了米-瑞利弹性散射信号。

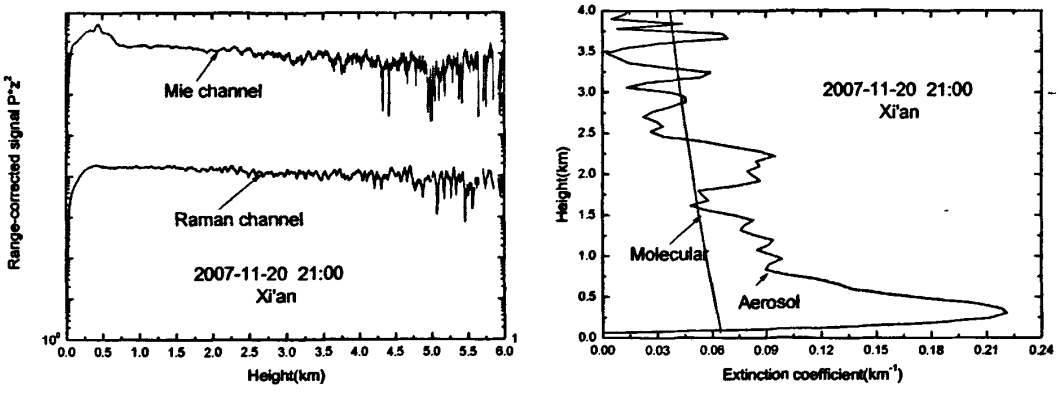
2007 年 11 月 19 日~2007 年 11 月 20 日我们利用振动拉曼激光雷达系统对西安城区的气溶胶光学特性研究进行了初步实验，并采集得到了氮气的振动拉曼散射回波信号。图 3-5 (a)表示 2007 年 11 月 19 日 21：00 采集到的氮气振动拉曼散射回波信号以及同时刻米散射信号的距离修正信号图。从图中可以看出，和米散射信号相比较，拉曼散射回波信号强度比米散射信号低三个数量级左右，而且由于其非弹性散射特性相对比较平滑，其探测高度基本上为 4 公里左右。图 3-5(b)表示依据氮气振动拉曼散射回波信号所反演得到的大气气溶胶消光系数高度廓线图，其在 3km 以下的消光系数基本上可以反映出此时刻西安城市的大气气溶胶分布。图 3-6 分别表示 2007 年 11 月 20 日晚 21：00 的测量结果。



(a) Range-corrected lidar return signal (b) Aerosol extinction coefficient

图 3-5 2007 年 11 月 19 日激光雷达数据

Fig.3-5 Lidar data taken on November 19, 2007



(a) Range-corrected lidar return signal (b) Aerosol extinction coefficient

图 3-6 2007 年 11 月 20 日激光雷达数据

Fig.3-6 Lidar data taken on November 20, 2007

2007 年 11 月 19 日晚 21：00~24：00 利用振动拉曼激光雷达对西安城区气溶胶光学特性进行了连续观测，并依据回波信号反演得到了气溶胶消光系数的廓线，如图 3-7 所示。为了和气溶胶消光系数进行比较，依据标准大气模型得到的大气分子消光系数也同时画在同一幅图中。从观测结果中可以看出，局部云层从 21：00 的 2.5km 高度下降到 20 日 0：00 的 1.5km 高度。初步实验表明设计的拉曼激光雷达系统具有精细探测高度 3km 以下的大气气溶胶廓线的能力。

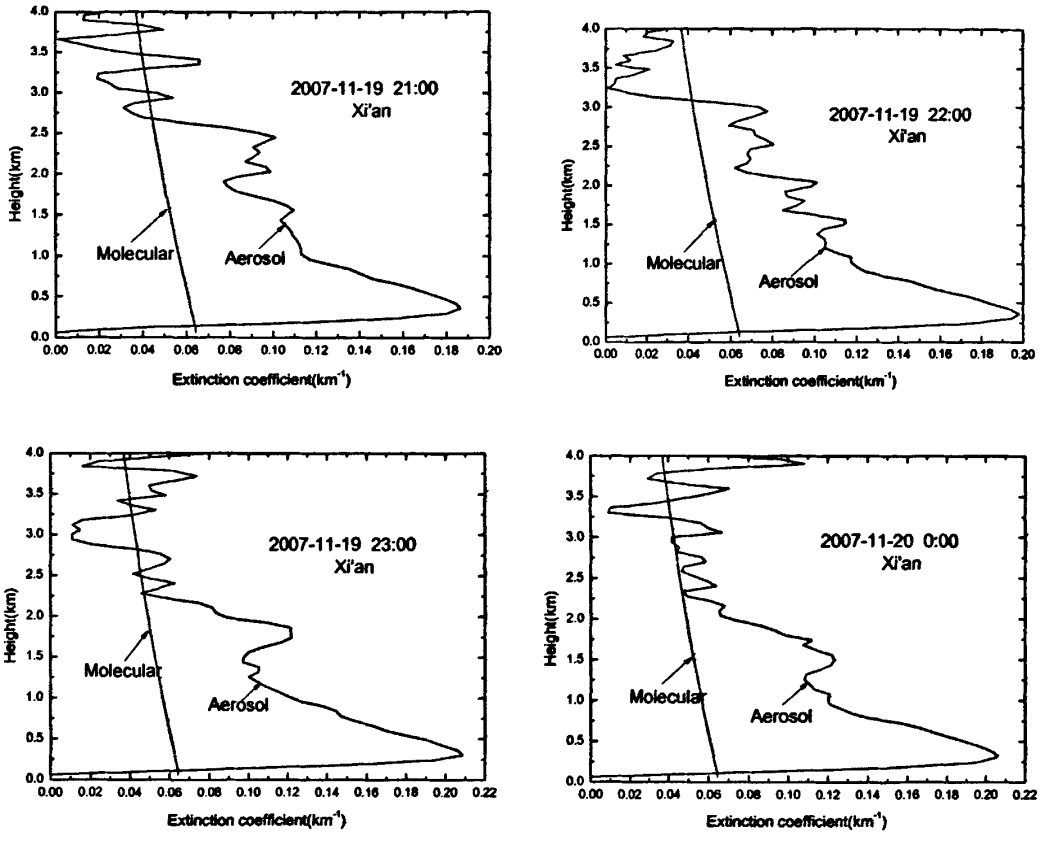


图 3-7 2007 年 11 月 19 日连续观测西安城区气溶胶消光系数变化图

Fig.3-7 Sequence observation of aerosol extinctions in Xi'an on November 19, 2007

3.6 本章小结

拉曼激光雷达利用氮气的振动拉曼散射回波信号只受到气溶胶消光系数的影响，与气溶胶的后向散射系数无关的原理来反演气溶胶的消光系数。主要设计其分光系统，利用高光谱分辨率的反射光栅结合由两个反射镜组组成的滤波起来分离中心波长 387nm 的氮气的振动拉曼散射回波信号，以获得高精度的拉曼光谱信号。

为了得到尽可能大的角色散，同时保证光栅的零级衍射光对光路无影响，选择光栅入射角为 12 度，从而整个光栅光谱仪系统的参数随之确定，角色散可达到 1.326×10^6，线色散达到 7.007×10^5，分辨力 6.45pm。而系统考虑到像差的影响，以及实际光路与理想计算光路的差异，小孔光阑的孔径选取 2mm，此时光栅光谱仪的带宽为 2.854nm，从而实现对氮气的振动拉曼散射信号的高精度分离。

通过对不同时间的大气气溶胶进行实验探测，在激光能量 250mJ，观测时间 8 分钟的条件下，系统探测高度可以达到 3km。测量结果表明设计的拉曼激光雷达可以实现低层大气气溶胶消光系数的精细探测。

4 高光谱分辨率激光雷达系统设计及数值仿真

4.1 简述

米散射激光雷达在反演大气气溶胶光学参量的过程中，都对大气均匀性条件或者气溶胶消光系数与后向散射系数的关系作了一定假设[47, 48]，这是激光雷达测量气溶胶光学特性的一个病态数学问题。而在拉曼散射激光雷达中，必须对大气分子数密度的高度分布进行假设，才能通过探测大气分子的拉曼后向散射信号测量气溶胶及卷云的消光系数。而且，拉曼激光雷达需要更高能量的激光器，大口径的望远镜以及光子计数器才可实现对高层大气的探测，应用受到了很大的限制。高光谱分辨率激光雷达技术的产生，为直接探测气溶胶和云的光学参量，诸如消光系数，后向散射系数以及激光雷达比等提供了条件。

本章主要探讨高光谱分辨率激光雷达的探测原理，利用闪耀光栅以及窄带Fabry-Perot 标准具滤波器设计分光系统，实现太阳背景光的滤除以及气溶胶米散射信号和大气分子瑞利散射信号的高精度分离，并利用标准大气模型进行了白天情况下的系统信噪比计算。

4.2 高光谱分辨率激光雷达原理

激光雷达系统的发散角和接收视场角均很小，在激光照射区域的气溶胶散射一般被认为是单次散射过程。气溶胶的光散射可用米散射理论[49]进行描述，其特征与气溶胶的尺度谱、光学折射率和照射光波长等密切相关，其散射机制较复杂，一般认为气溶胶后向散射系数有如下的经验公式：

$$\beta_a(\lambda)=A\lambda^{-B} \tag{4.1}$$

式中，A，B 为常数，随大气高度、气溶胶尺度、光波长等的变化而变化。大气气溶胶后向散射系数 β_a 可以根据气溶胶的类型和粒径分布由米散射理论计算出来。大气气溶胶散射的光谱宽度是由于大气气溶胶粒子的布朗运动造成的多普勒展宽，其光谱的半高全宽与激光器线宽有关，约为百兆赫兹。为便于计算，大气气溶胶的散射光谱通常可简化为狄拉克函数表示。

大气分子散射的理论模型是瑞利散射[50]。瑞利散射可以看作是米散射当散射粒子的直径远比波长小条件下的近似。瑞利散射总的散射截面 $\sigma(\lambda)$可表示为[39]：

$$\sigma(\lambda)=\frac{8\pi}{3}\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{2\pi}{3}\sigma_\pi(\lambda) \tag{4.2}$$

式中，$\sigma_\pi(\lambda)$为瑞利散射的后向散射截面。对 90km 以下的混合大气层而言，瑞利后向散射截面为[44]：

$$\sigma_\pi(\lambda)=5.45\left[\frac{550}{\lambda(nm)}\right]^4\times10^{-28}cm^2sr^{-1} \tag{4.3}$$

因此，大气分子的后向散射系数为：

$$\beta_\pi(\lambda) = N\sigma_\pi(\lambda) \tag{4.4}$$

其中，N 为大气分子数密度。可以看出，大气分子后向散射系数与入射波长的四次方成反比，因此短波长的激励波长可以获得更强的后向散射信号。

大气分子散射光谱是由于大气分子的热运动造成的多普勒展宽。大气分子的瑞利散射光谱可以简化为高斯模型[39]：

$$R_m(v) = \frac{1}{\Delta v_D}\left(\frac{4\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{-4\ln 2(v-v_0)^2}{\Delta v_D^2}\right] \tag{4.5}$$

$$\Delta v_D = v_0\left(\frac{8kT\ln 2}{mc^2}\right)^{1/2} \tag{4.6}$$

式中，v_0 为激光发射频率，m 为分子质量，k 为波尔兹曼常数。

大气分子瑞利散射强度分布可近似为高斯分布：

$$I(v) = I_0 \exp\left(\frac{-(v-v_0)^2}{0.36(\delta v)^2}\right) \tag{4.7}$$

式中，Δv 为多普勒频移，$\delta v = 7.16\times10^{-7} v_0 (T/M)^{1/2}$ 为瑞利散射光谱宽度，v_0 为激光中心频率，T 为大气温度，M 为大气分子的平均摩尔质量（28.96）。在 T 为 300K，v_0 为 355nm 时，光谱宽度约为 4GHz（对激光雷达来说，由于出射、接收时光线来回往返均经过大气，因此光谱宽度应该加倍）。根据标准大气模型，我们可以模拟出大气分子瑞利散射光谱宽度以及大气温度随着高度的变化，如图 4-1 所示。

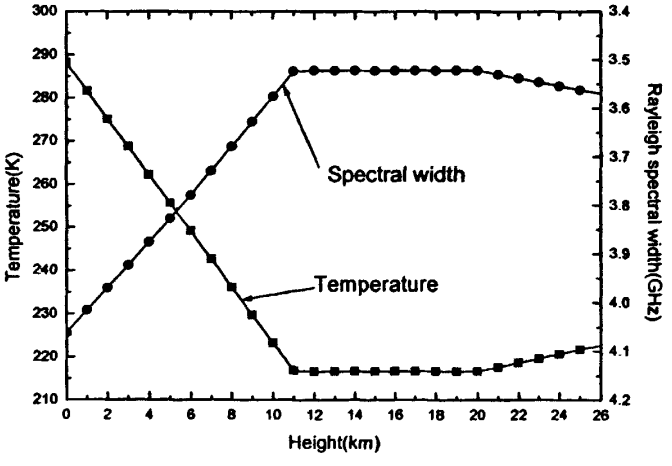


图 4-1 瑞利散射光谱谱线宽度与高度和大气温度的关系

Fig.4-1 Relation of Rayleigh scattering spectral width versus height and atmospheric temperature

从激光雷达测量反演气溶胶光学和物理参数的焦点，就是围绕着激光雷达方程来反演气溶胶后向散射系数和消光系数的剖面方程，或者是积分了的参数如光学厚度和透射率

等。然而没有任何大气参数可以直接被测量到，这是因为大气分子和气溶胶粒子的后向散射光信号没法在光谱上得以分离，同时激光雷达方程中还有未知参数需要确定。如果能够根据模型或者测量其它的一项参量来假设大气的消光系数和空气分子浓度，一些有用信息如气溶胶后向散射剖面才能够从基本的激光雷达系统中获得，但这样做的过程中也同时引入了很多的不确定因素。例如根据 Spinhirne 等扩展了 Fernald 的解析方法（S 比和斜径方法结合）在 Rucson 的多年使用经验来看，连续三天测量获得的 S 值的变化（分别为 23，12，40）是典型的天与天之间的变化。所以一般不可能假定 S 值然后来对激光雷达方程进行准确的反演，除非有其它的气溶胶信息，可以在测量时刻确定一个合理的 S 值估计值。尽管这些不确定因素可以通过 Russell 等给出的统计过程进行分析，人们还是更为迫切的需要能够对大气参数直接测量的方法。

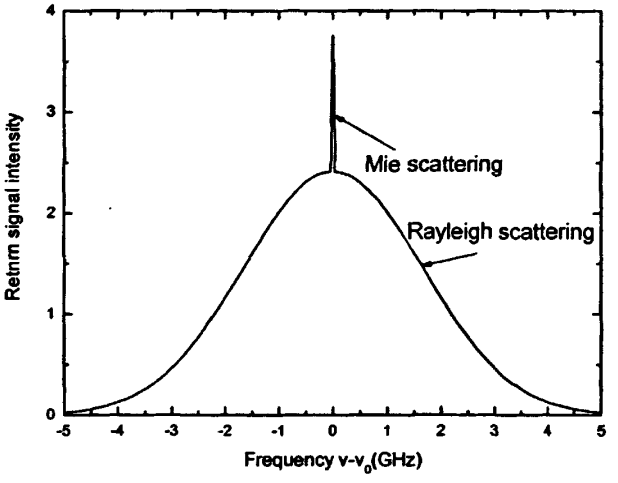


图 4-2 激光大气米散射光谱和瑞利散射光谱

Fig.4-2 The spectra of the Mie scattering and Rayleigh scattering

激光大气后向散射信号的光谱分布形式，是窄带大气气溶胶后向散射信号叠加在大气分子后向散射的多普勒展宽信号上，如图 4-2 所示[26]。如果能使用一种带宽远远小于 2GHz 的单频激光器作为光源，激光雷达信号中的气溶胶（米散射）和大气分子（瑞利散射）所影响的部分能够通过光谱的方法进行分离。高光谱分辨率激光雷达利用各种干涉仪和原子滤波器，可以将单频激光大气后向散射信号分离成两个单独的分别代表气溶胶和大气分子后向散射的信号。分离后的信号可以用来计算气溶胶对大气分子后向散射的混合比，却不必借助于额外的假定。接收器中的光谱仪通常为 Fabry-Perot 干涉仪[51, 52]和原子吸收滤波器[53, 54]。

为了实现对激光大气后向散射信号中的气溶胶成分和大气分子成分的分离，并参考国外的最新研究成果[34]，采用高光谱分辨率的 Fabry-Perot 标准具滤除大气分子瑞利散射信号，分离大气气溶胶和分子散射，从而获得高精度的大气气溶胶后向散射系数，消光系数，

激光雷达比等光学参数剖面，其测量原理如图 4-3 所示，其中 Fabry-Perot 标准具的自由光谱范围限制在 10GHz 以上，带宽为 300MHz 左右，并且激光器的发射频率锁定在 Fabry-Perot 标准具透过函数的中心。

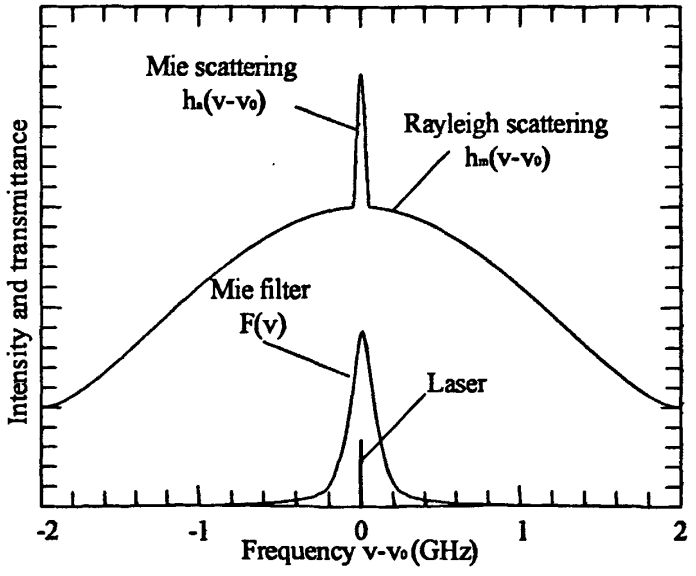


图 4-3 激光雷达后向散射信号及滤波器光谱图

Fig.4-3 Spectral diagram of backscattered lidar signal and the Fabry-Perot filter (Mie filter)

4.3 高光谱分辨率激光雷达系统设计

高光谱分辨率激光雷达系统如图 4-4 所示。系统采用具有种子注入技术的 Nd:YAG 单频脉冲激光器的三倍频输出（355nm）作为光源。种子激光器选用 NP Photonics' Scorpion 的掺饵光纤激光模块，通过其自带的软件调整组成其激光腔的光纤布拉格光栅（NB-FBG 和 WB-FBG）的温度，从而改变其激光腔长实现激光输出波长（频率 30GHz 范围）的调整。激光束的脉冲宽度为 10ns，脉冲重复频率 20Hz，输出能量 150mJ。激光束的发射孔径为 9mm，发散角 0.5mrad，M^2 因子为 2.5。准直系统选用由球面平凹透镜（f_1=-32.6mm）和球面平凸透镜（f_2=162.4mm）组成的倒置伽利略望远镜结构，扩大激光束的发射口径，压缩高斯光束的发散角，改善光束的方向性。大气回波信号由口径 250mm 的卡塞格林式望远镜进行接收，其有效焦距为 1000mm，并通过对对紫外波长衰减小的熔融石英光纤耦合到分光系统中。为了提高接收系统对大气回波信号的收集效率，并减小背景噪音对回波信号的干扰，以及考虑到光束质量因子 M^2 等因素对发射光束特性的影响，对系统的发射/接收系统进行了优化设计，设计的光纤的口径选用 0.2mm。

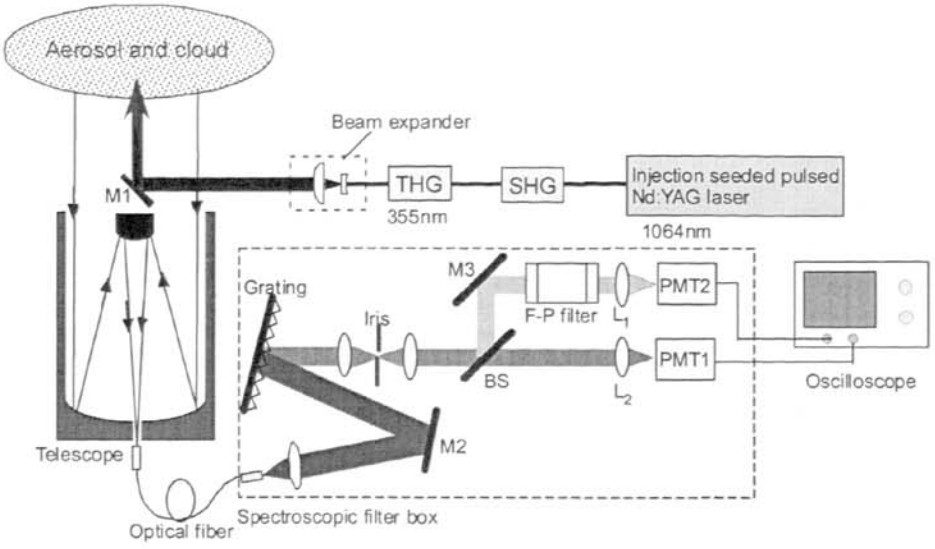


图 4-4 高光谱分辨率激光雷达系统结构图

Fig.4-4 Schematic of the high-spectral-resolution lidar system

分光系统中采用高光谱分辨率的闪耀光栅对接收到的大气散射信号进行分光，光栅的谱分辨力为 12pm，取一级衍射级次，衍射光的聚焦长度为 108.2mm，由光栅方程计算可得其色散本领可达 1.435×10^5。可见，利用光栅衍射，可以滤除大部分的太阳背景光。分光棱镜 BS 把大气回波信号分为两路：一路作为能量监测信号，通过 PMT1 探测；另一路为米散射探测通道，由 PMT2 探测。高光谱分辨率激光雷达的系统参数如表 4-1 所示。

表 4-1 高光谱分辨率激光雷达系统参数

Table 4-1 Parameters of the high-spectral-resolution lidar system

Nd：YAG 脉冲激光器：		接收光学：	
种子激光器	NP Photonics	望远镜直径	250mm
波长	355nm	光纤口径	200μm
脉冲能量	200mJ	视场角	0.2mrad
脉宽	10ns	BS 透过率	30%
重复频率	20Hz	BS 反射率	70%
闪耀光栅：		Fabry-Perot 标准具：	
闪耀波长	300nm	自由光谱范围	10GHz
光栅刻线	1200Gr/mm	光谱宽度（FWHM）	300MHz
		峰值透过率	0.5
探测器：	光电倍增管	示波器：	泰克 TDS5104B
型号	Hamamatsu R3896	带宽	1GHz
量子效率（355nm）	23%	最高实时采样速率	5GS/s

高光谱分辨率激光雷达区别于拉曼散射和米散射激光雷达系统的地方在于其激光器的

种子注入技术以及分光系统部分，下面对这两个方面着重加以阐述。

4.3.1 种子注入技术

采用种子注入技术可将 Nd:YAG 脉冲激光器的输出线宽从约 30GHz 压缩控制在 100MHz，从而可利用高精度 Fabry-Perot 标准具对气溶胶和分子散射进行分离，满足测量需要。NP Photonics' Scorpion 激光模块是一个高功率，超窄线宽的激光器，它结合 NP Photonics 开发的铒掺杂微光纤 EMF 技术，使用电信级别的 T/E 冷却单模式二极管激光器来泵浦掺杂铒元素的微光纤，可提供高达 150mW 的输出功率。

在 Scorpion 光纤激光器中，激光腔是通过两个熔接在一小片活性材料上的光纤布拉格光栅（FBG）建立的（如图 4-5 所示）。光谱很窄的光栅（NB-FBG）作为激光信号的输出耦合器。激光器通过第二个光谱相对较宽的高反射光栅（WB-FBG）进行激励，其中 WB-FBG 使用单模式泵浦二极管的输出。两个光栅的温度都要进行高精度的控制。

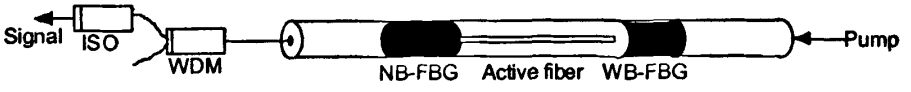


图 4-5 种子激光器结构图

Fig.4-5 Schematic of the seeder laser

波长的调整是通过改变两个 FBGs 的温度（T_{WB} 和 T_{NB}）实现的。在 NB-FBG 的谱宽内，激光腔模式可以通过改变激光腔长度进行热调整（通过 T_{WB}）。图 4-6 表示调整示意图。

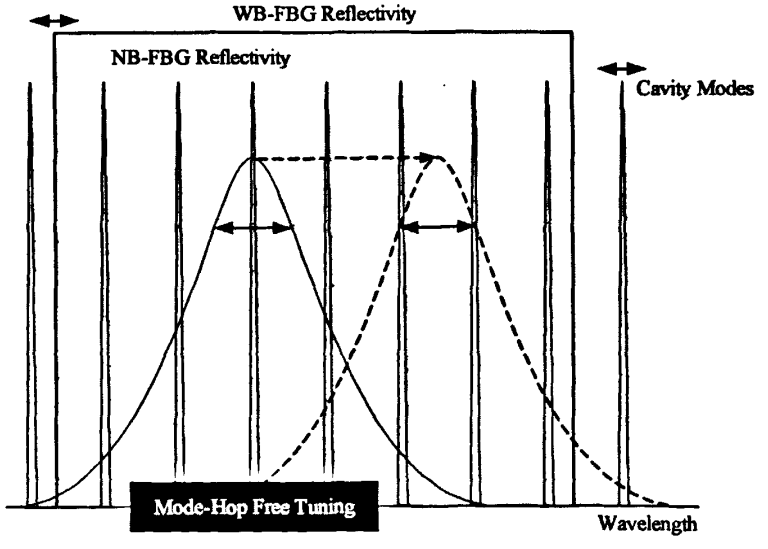


图 4-6 波长调整

Fig.4-6 Wavelength tuning

种子激光器用来降低 Q 开关激光器的累积时间。NP Photonics 种子激光器包含带有附加控制点率的 1μm 光纤激光器来缩短累积时间。压电激励用来调整主激光腔长度以匹配主激光器波长和种子激光器波长。激光器的运行并不需要计算机。然而，计算机可通过 RS232 连接器连接到 NP 种子激光器模块，并通过定制的软件监测激光器的工作状态。波长的调整可通过软件进行。

种子注入的 Q 开关 Nd:YAG 脉冲激光发射系统如图 4-7 所示，利用单模连续激光器实现了对固体 Nd:YAG 脉冲激光器的种子注入技术，以实现激光器的单模式工作。

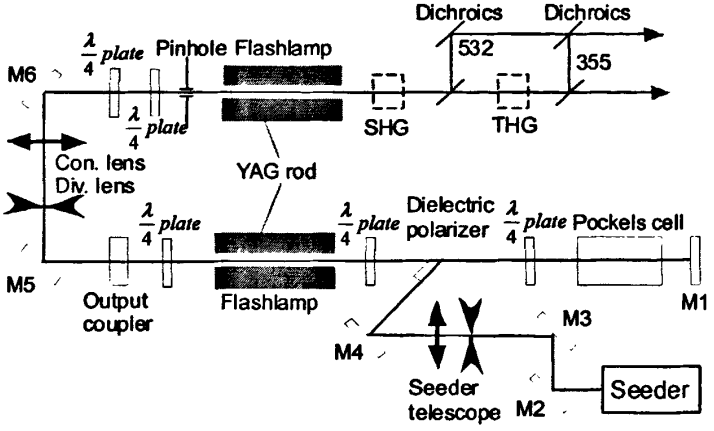


图 4-7 种子注入灯泵浦 Nd:YAG 脉冲激光发射系统

Fig.4-7 Flash lamp pumped Nd:YAG pulsed laser transmitter system with seeder laser

4.3.2 闪耀光栅的太阳背景光滤除技术

激光雷达在白天工作时，来自太阳和天空的光辐射对激光雷达的正常工作几乎是致命的影响。由于激光雷达系统中的光电探测器如光电倍增管一般是工作在脉冲条件下，而背景干扰几乎是叠加在这一脉冲信号上的一个直流“干扰”。

由于激光雷达大气回波信号强度以高度平方衰减，所以白天激光雷达的探测高度受太阳背景光的影响较大，系统接收到的太阳背景光强度(W)可表示为：

$$P_b(\lambda)=KS_b(\lambda)\Delta\lambda\frac{\pi}{4}\theta^2 \tag{4.8}$$

式中，K 为系统常数，$S_b(\lambda)$为到达地表的太阳背景光的能量密度($W/m^2/nm/sr$)，$\Delta\lambda$为窄带干涉滤光片的带宽，θ为接收系统望远镜的视场角(rad)。

为了减小背景干扰，接收系统的光谱透射窗口通常要尽量地窄，并尽可能与信号的光谱范围相匹配。实验系统为了实现激光雷达的白天工作，选择了高光谱分辨率的闪耀光栅结合小孔光阑构成窄带滤波器的技术来实现对太阳背景光的滤除，以实现最大限度的对高空激光大气回波信号的接收。

由于普通的平面衍射光栅，干涉零级主极大与单缝衍射主极大重合，导致零级主极大占有很大的一部分能量[45]，而为了实现对大气回波信号的分光，一般都采用一级衍射光，从而使得回波信号的能量损失很大，影响对微弱的高层激光大气回波信号的探测能力。因此，系统选择优质的闪耀光栅，使得回波信号近 80%的能量集中到所需要的闪耀波长能级上，从而实现对高层大气的探测。系统所选光栅的刻痕数为 1200Gr/mm，闪耀波长 300nm。

闪耀光栅的光栅面和锯齿槽面方向不同，光栅干涉主极大方向是以光栅面法线为其零级方向，而衍射的中央主极大方向则是由刻槽面法线方向等其它因素决定，闪耀光栅的闪耀原理如图 4-8 所示。光栅衍射的强度分布受单槽衍射因子的调制，单槽衍射主极大方向的衍射光最强，也就是闪耀光栅的闪耀方向。

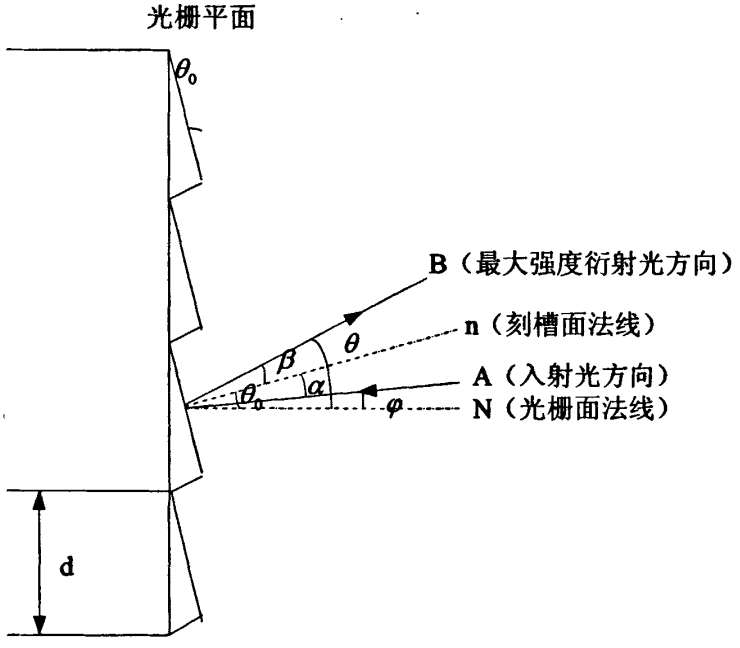


图 4-8 闪耀光栅的闪耀原理

Fig.4-8 Blazing principle of the blazed grating

当平行光沿槽面法线方向入射时，闪耀级次发生在

$$2d\sin\theta_0 = K\lambda \tag{4.9}$$

衍射的主极大移到λ的 K 级谱线上，其它干涉级次被衍射抑制形成缺级，80%~90%光能集中到闪耀级次。

当平行光沿光栅平面法线入射时，闪耀级次发生在

$$d\sin 2\theta_0 = K\lambda \tag{4.10}$$

由于光栅的衍射角越大，其角色散越大，从而对于特定的聚焦透镜线色散越大。而从光栅方程可以看出，只有当入射光垂直入射光栅上，才可获得最大的衍射角。当入射光垂直入射光栅时，其零级衍射光也垂直返回，由于采用闪耀光栅，其零级衍射光强基本为零，

从而保证光栅的正常使用。系统选择焦距 f=108.2mm 的平凸透镜，入射光垂直入射光栅，即φ=0，取光栅的一级衍射，从而计算得到光栅的线色散为 1.435×10^{5}，光栅光谱仪的谱分辨力达到 11.83pm。

系统所选光阑也是小孔直径可在 1~12mm 变化的可变光阑，其与光栅所构成的滤波器的带宽随小孔直径变化的趋势如图 4-9 所示。由图可知，其最小带宽为 7nm。为了尽可能的减小太阳背景光，实验过程中将光阑口径调整到最小。

假设在 355nm 波长附近的太阳背景光的最大能量密度 $S_b(\lambda=355nm)=0.3\times10^{9}(Wm^{-2}sr^{-1}nm^{-1})$，接收系统的视场角为 0.2mrad，当滤波器的带宽为 7nm 时，激光雷达系统所接收到的太阳背景光 $P_b=3.231\times10^{-9}W$。

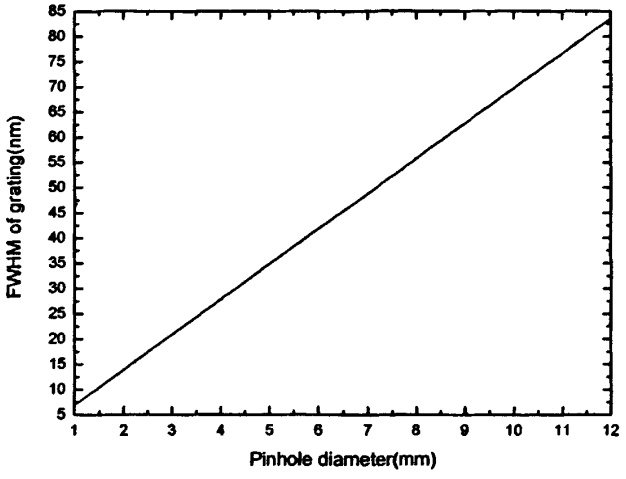


图 4-9 光栅光谱仪带宽随小孔光阑孔径的变化趋势

Fig 4-9 Change trend of bandwidth of grating as the change of pinhole's diameter

4.3.3 Fabry-Perot 标准具的光谱分离技术

Fabry-Perot 干涉仪是 1897 年法国科学家 C. Fabry 和 A. Perot 发明的多光束干涉仪，由于其产生的干涉条纹非常细锐，一直是长度计量和研究光谱超精细结构的有效工具。若将 FPI 的两平行的平面的间隔用某些膨胀系数很小的材料做成的环固定起来，则称之为 Fabry-Perot 标准具。

对于理想的 Fabry-Perot 标准具来说，其两个反射表面是完全平坦的，并且之间是完全相互平行的。Fabry-Perot 标准具的透过率函数可以表示为 Airy 函数[55]：

$$t(\lambda,r,a,d,n,\theta)=\frac{I_{trans}}{I_{inc}}=\left(1-\frac{a}{1-r}\right)^{2}\times\frac{1}{1+\frac{4r}{(1-r)^{2}}\sin^{2}\left(\frac{4\pi}{\lambda}dn\cos\theta\right)} \tag{4.11}$$

其中，λ为入射光波长，r 为衬底和镀膜的反射系数，a 为每个反射面衬底和镀膜的吸收和散射损失，d 为反射面间距，θ为 Fabry-Perot 标准具的入射光束与反射面法线的夹角，n

为两反射面之间的介质的折射率。因子$[1-a/(1-r)]^2$为Fabry-Perot标准具的峰值透过率T_{peak}。

Fabry-Perot 标准具的主要参数有：自由光谱范围 FSR，精细度 Finesse，带宽 FWHM 等。

自由光谱范围是 Fabry-Perot 标准具的重要参数，是 Fabry-Perot 标准具所允许的最大分光波长差，定义如下：

$$FSR = \frac{c}{2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \tag{4.12}$$

其中，c 为光速值，假如垂直入射，则 FSR=c/(2nd), 即自由光谱范围只与 Fabry-Perot 标准具的腔长有关。

精细度是反射面反射率 r 的函数，称为反射精细度 F：

$$F = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r} \tag{4.13}$$

Fabry-Perot 标准具的带宽与自由光谱范围和反射精细度有如下的关系：

$$FWHM = \frac{FSR}{F} \tag{4.14}$$

而对于实际的 Fabry-Perot 标准具来说，反射面的缺陷会使得 Airy 函数展宽，从而使得 Fabry-Perot 标准具的精细度降低，因此，实际使用的 Fabry-Perot 标准具的精细度比 Fabry-Perot 标准具的反射精细度要低，将 Fabry-Perot 标准具实际可以达到的精细度称为有效精细度，其计算公式如下[46]：

$$\frac{1}{F_e} = \sqrt{\frac{1}{F_r^2} + \frac{1}{F_d^2} + \frac{1}{F_{div}^2}} \tag{4.15}$$

其中 F_e 为有效精细度，F_r 为反射精细度，F_{div} 为发散精细度，考虑光束发散角对 Fabry-Perot 标准具实际精细度的影响，F_d 为缺陷精细度，衡量实际 Fabry-Perot 标准具精细度与理想标准具精细度的差异，Fd 的计算公式如下：

$$\frac{1}{F_d^2} = \frac{1}{F_{ds}^2} + \frac{1}{F_{dg}^2} + \frac{1}{F_{dp}^2} \tag{4.16}$$

F_{ds}、F_{dg} 和 F_{dp} 分别表示标准具反射面与平面参考面的球面偏差、反射面的均方根表面粗糙度以及平面偏差对缺陷精细度的贡献。

Fabry-Perot 标准具反射面的缺陷不仅使得 Fabry-Perot 标准具的精细度减小，而且，也使得标准具的峰值透过率减小，非理想 Fabry-Perot 标准具的峰值透过率表示如下：

$$T_p_act = \frac{T_{peak} F_e}{F_r} \tag{4.17}$$

理想情况下，入射光束应垂直入射 Fabry-Perot 标准具，而对于实际的激光雷达系统，入射光束存在一定的发散角，则标准具的谱中心和透过率也会相应的改变[56, 57, 58]。在发

散半角为θ时，Fabry-Perot 标准具的有效透过率函数可表示为：

$$T(v)=\frac{2\pi\cdot\int_0^{\theta}t(v,\theta)h(\theta)r(\theta)d\theta}{2\pi\int_0^{\theta}h(\theta)r(\theta)d\theta} \tag{4.18}$$

其中，t(v，θ)为 Fabry-Perot 标准具的一般透过率函数，h(θ)表示入射光束的强度分布函数，r(θ)表示由光束发散角所形成的弥散斑半径。图 4-10 表示光束发散半角分别为 0mrad，0.5mrad，1marad，2mrad 情况下的 Fabry-Perot 标准具的有效透过率曲线。从图中可以看出当入射光束发散角增大时，谱线的中心向高频方向移动，而且移动随着角度增加迅速加快。因此在实验的过程中，通过调整光阑后的透镜的位置来严格控制入射光束的发散半角，最好在 0.5mrad 以内，以提高测量精度。

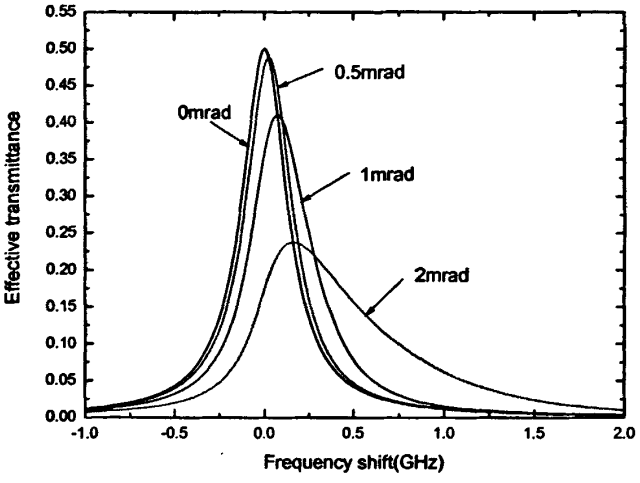


图 4-10 发散角对 Fabry-Perot 标准具透过率的影响

Fig.4-10 Transmittance of the Fabry-Perot etalon versus the difference beam divergence

如果用 $h_m(v,T)$和 $h_a(v)$分别表示归一化的瑞利和米散射光谱函数，则 Fabry-Perot 标准具滤波器的米散射透过率 $f_a(v)$和瑞利散射透过率 $f_m(v,T)$可分别表示为[34, 59, 60]：

$$f_a(v)=\int h_a(v'-v)T(v')dv' \tag{4.19}$$

$$f_m(v,T)=\int h_m(v'-v,T)T(v)dv' \tag{4.20}$$

假设大气温度为 300K，Fabry-Perot 标准具的参数如表 4-1 所示时，滤波器的有效透过率函数如图 4-11 所示。从图中我们可以看出，当激光器的发射频率锁定在 Fabry-Perot 标准具透过函数的中心时，滤波器对米散射的有效透过率为 0.432，而对瑞利散射的有效透过率却只有 0.054，从而可以实现对米散射信号和瑞利散射信号的高精度分离。

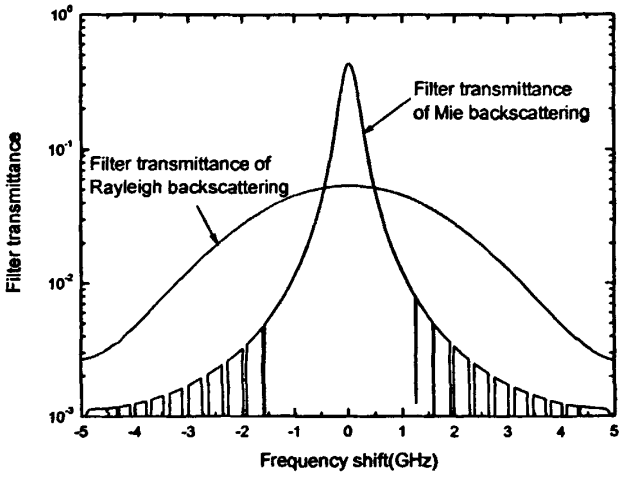


图 4-11 滤波器对米散射及瑞利散射信号的有效透过率

Fig. 4-11 Effective transmittance of the Fabry-Perot filter for Mie- and Rayleigh- scattering

4.4 高光谱分辨率激光雷达数据反演技术

高光谱分辨率激光雷达技术用来分别测量大气气溶胶米后向散射信号和大气分子瑞利后向散射信号。在本实验系统中，使用 Fabry-Perot 标准具滤波器作为分光器件来透过米后向散射信号，抑制瑞利散射信号，并通过对两个通道所测量的回波信号进行数据反演，从而得到气溶胶的消光系数、后向散射系数以及激光雷达比等光学参量。

能量监测通道 PMT1 的接收功率为：

$$P_1(z)=k\eta_1T_1Y(z)T^2(z)[\beta_a(z)+\beta_m(z)]/z^2 \tag{4.21}$$

米散射探测通道 PMT2 的接收功率为：

$$P_2(z)=k\eta_2R_1Y(z)T^2(z)[\beta_a(z)f_a(v_0)+\beta_m(z)f_m(v_0)]/z^2 \tag{4.22}$$

其中，$k=P_0c\tau A_R/2$，为系统常数。$f_a(v_0)$和 $f_m(v_0)$分别为 Fabry-Perot 滤波器对米后向散射信号和瑞利后向散射信号的有效透过率。η_1 和 η_2 分别为探测器 PMT1 和 PMT2 的量子效率。T_1 为 BS 的透过率，R_1 为 BS 的反射率。Y(z)为系统的几何重叠因子。T(z)为发射平台与距离 z 之间的大气透过率，$\beta_a(z)$和 $\beta_m(z)$分别表示气溶胶和大气分子的体后向散射系数。

大气分子瑞利后向散射功率 $P_m(z)$可通过 PMT1 探测的总后向散射功率 $P_1(z)$减去 PMT2 所探测的米散射功率 $P_2(z)$得到，即

$$\begin{aligned}P_m(z)&=\frac{P_1(z)f_a(v_0)/(\eta_1T_1)-P_2(z)/(\eta_2R_1)}{f_a(v_0)-f_m(v_0)}\\&=k\beta_m(z)\exp\left[-2\int(\alpha_m(z')+\alpha_a(z')dz'\right]/z^2\end{aligned} \tag{4.23}$$

气溶胶米后向散射功率 $P_a(z)$可由米探测器功率 $P_2(z)$减去大气分子瑞利后向功率 $P_m(z)$得

到，即

$$P_a(z)=\frac{P_2(z)/(\eta_1 T_1)-P_1(z)f_m(v_0)/(\eta_2 R_1)}{f_a(v_0)-f_m(v_0)}$$

$$=k\beta_a(z)\exp\left[-2\int(\alpha_m(z')+\alpha_a(z')dz')\right]/z^2 \tag{4.24}$$

其中 k 为激光雷达系统常数。$\alpha_m(z)$和$\alpha_a(z)$分别表示气溶胶和云的消光系数以及大气分子的消光系数。

通过瑞利后向散射功率 $P_m(z)$，可以反演得到大气总的消光系数为

$$\alpha(z)=-\frac{1}{2}\frac{d\ln[P_m(z)z^2]}{dz}+\frac{1}{2\beta_m(z)}\frac{d\beta_m(z)}{dz} \tag{4.25}$$

其中 $\beta_m(z)$是分子体后向散射系数，并假定分子密度采用美国标准大气模型。气溶胶及卷云的消光系数 $\alpha_a(z)$可从总的消光系数 $\alpha(z)$减去大气分子消光系数 $\alpha_m(z)$得到：

$$\alpha_a(z)=\alpha(z)-\alpha_m(z) \tag{4.26}$$

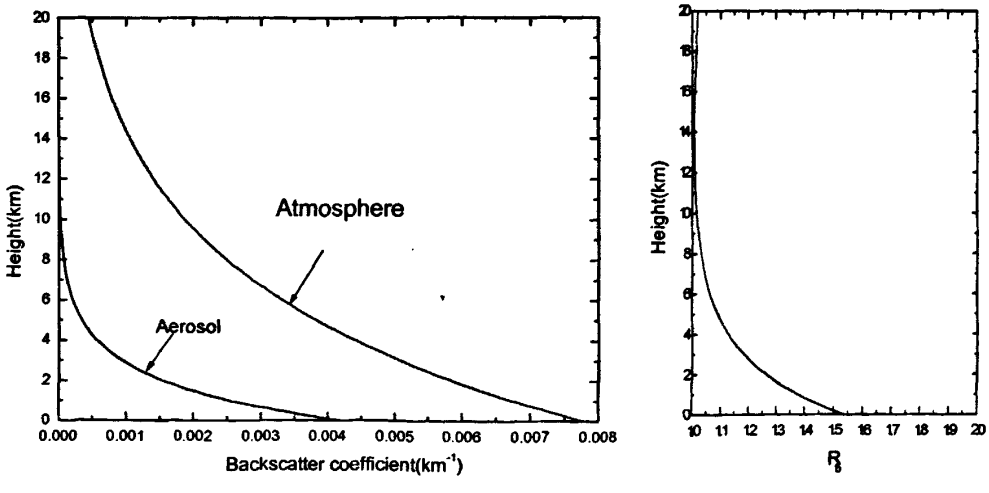
气溶胶及卷云的体后向散射系数 $\beta_a(z)$可由修正的分子瑞利后向散射功率 $P_m(z)$与修正的气溶胶米后向散射功率 $P_a(z)$的比值确定，即

$$\beta_a(z)=\beta_m(z)P_a(z)/P_m(z) \tag{4.27}$$

则激光雷达比为：

$$S_1(z)=\alpha_a(z)/\beta_a(z) \tag{4.28}$$

4.5 数据模拟仿真



(a) Backscattering coefficient of atmosphere and aerosol　　(b) R_b curve

图 4-12 美国标准大气模型（1976）

Fig.4-12 American standard atmosphere in 1976

当高光谱分辨率激光雷达系统的结构以及系统参数一经确定，则确定的激光雷达的信噪比对应确定的系统接收信号和系统性能。本部分采用美国标准大气模型模拟仿真激光大气回波信号，计算高光谱分辨率激光雷达系统的信噪比，从而获得系统的探测性能。

图 4-12(a)表示利用美国标准大气模型所计算得到的大气分子以及气溶胶后向散射系数的垂直剖面图，图(b)为散射比 R_b 曲线图。利用此数据模型对设计的高光谱分辨率激光雷达系统的探测接收性能进行了信噪比的理论计算。

考虑到白天太阳背景光的影响，将大气分子的瑞利散射和大气气溶胶的米散射模型以及系统参数（见表 4-1）分别代入公式(4.21)和(4.22)，即可计算出大气米散射（Mie scattering）、瑞利散射（Rayleigh scattering）及太阳背景光（Solar background）的强度分布，仿真结果如图 4-13 所示。

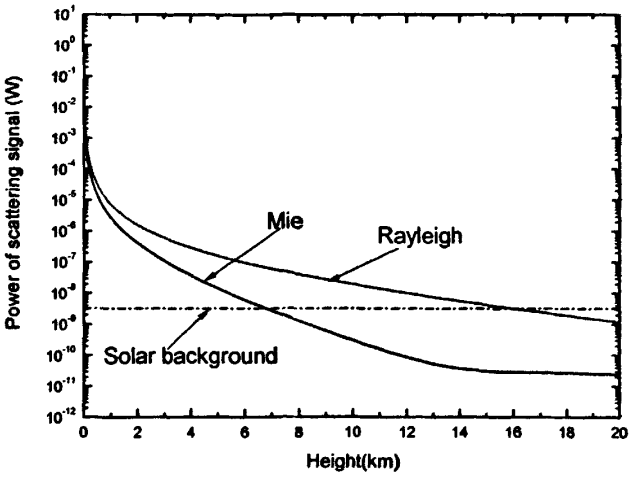


图 4-13 大气回波信号强度的高度分布

Fig.4-13 The intensity of lidar return signal versus height

通过激光大气的后向散射功率 P(z)，可以计算得到大气后向散射的回波光电子数 $N_s(z)$：

$$N_S(z)=\left(\frac{\eta\lambda}{hc}\right)P(z)\Delta t \tag{4.29}$$

式中，$N_S(z)$为接收到的回波光电子数，P(z)为激光大气后向散射功率，η为探测器的量子效率，λ是发射激光的波长，h 是普朗克常量，c 是光速，Δt 是光子计数器的采集时间。

系统的信噪比的计算，除了要考虑白天测量时的太阳背景光外，还有光电探测器的电流噪声（暗电流噪声，信号电流的散粒噪声）、负荷电阻的热噪声等。假设上述噪声为不相关分布，系统的信噪比可由下式计算得到：

$$SNR(z)=\frac{\sqrt{n}N_S(z)}{\sqrt{N_S(z)+2(N_b+N_d)}} \tag{4.30}$$

式中，n 为采样平均脉冲数，N_b 为背景光引起的计数，N_d 为光电倍增管的暗计数（=CPS×Δt），CPS 是探测器的暗计数（$500s^{-1}$）。

取 1000 次激光脉冲进行平均，利用图 4-13 的计算结果及公式(4.29)和(4.30)，即可得到如图 4-14 所示的系统信噪比的高度分布。从图中可以看出，能量监测通道的信噪比 SNR 大于 10 的探测高度可以达到 20km，而米探测通道的的信噪比 SNR 大于 10 的探测高度可以达到 10km。总体来说，系统可以在白天实现对 10km 以内激光大气特性的精细探测。

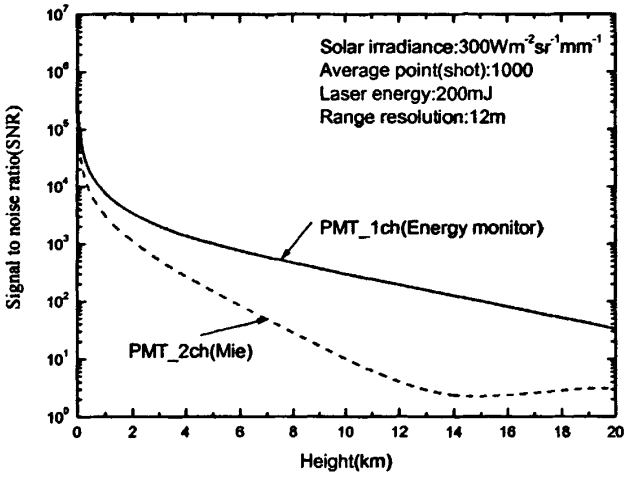


图 4-14 系统信噪比的高度分布

Fig.4-14 The ratio of signal to noise versus height

4.6 本章小结

高光谱分辨率激光雷达利用窄带干涉滤光器或者原子吸收滤光器分离激光大气回波信号中的米散射成分和瑞利散射成分，从而不需要假设大气状态就可以实现对气溶胶光学特性的精确测量。主要设计其分光系统，采用高光谱分辨率的闪耀光栅结合小孔光阑构成窄带滤波器，滤除绝大部分的太阳背景光；高光谱分辨率的 Fabry-Perot 标准具透过米散射信号，抑制瑞利散射信号，实现米散射信号与瑞利散射信号的高精度分离，从而精确探测气溶胶及卷云的光学特性。

为达到光栅光谱仪的最大特性，入射光垂直入射光栅，此时光栅光谱仪的线色散为 1.435×10^{5}，谱分辨力达到 11.83pm，在太阳背景光能量密度 S_b 为 $0.3\times10^{9}Wm^{-2}sr^{-1}nm^{-1}$，视场角为 0.2mrad 的情况下，系统所能接收到的太阳背景光只有 $3.231\times10^{-9}W$。实际激光雷达系统的入射光束存在发散角，使得 Fabry-Perot 标准具透过率降低，谱宽增加，降低其分辨能力，因此应严格控制入射 Fabry-Perot 标准具光束的发散半角小于 0.5mrad。理论计算表明，当激光器的发射频率锁定在 Fabry-Perot 标准具透过函数的中心时，滤波器对米散射的有效透过率为 0.432，而对瑞利散射的有效透过率却只有 0.054，从而可以实现对米散射信号和瑞利散射信号的高精度分离。

最后，对设计的激光雷达系统进行了白天测量下的数据模拟仿真。气溶胶米散射以及大气分子瑞利散射数据模型采用美国标准大气模型，仿真结果表明，高光谱分辨率激光雷达的两个探测通道在 10km 高度以内的信噪比都大于 10。

总结与展望

大气气溶胶是一个非常重要的大气参量，其吸收和散射直接影响地球辐射平衡，同时也会改变云的形成和特性，从而间接影响大气传输特性。因此，精确实时探测大气气溶胶的时空分布对研究大气光学特性及大气污染物的分布，输送有重要的意义。

当前对大气气溶胶的激光雷达探测方法主要有米散射激光雷达、拉曼激光雷达、高光谱分辨率激光雷达三种形式。米散射激光雷达由于其结构简单、易于操作、所需激光功率低等优点，已经广泛地应用于大气光学探测中。然而，由于气溶胶光学特性的反演需要对大气状态进行假设，因此极大地限制了其测量精度。而拉曼激光雷达和高光谱分辨率激光雷达由于不需要对大气状态进行假设，或者说很少的假设，就可以实现对气溶胶光学特性的精确探测。因此，拉曼激光雷达和高光谱分辨率激光雷达在气溶胶探测上具有很好的应用前景。

本论文利用西安理工大学激光雷达遥测研究中心的同轴激光雷达实验系统，分别设计拉曼激光雷达分光系统和高光谱分辨率激光雷达分光系统，实现对气溶胶光学特性的精细探测。课题的主要工作主要体现在下面三个方面：

a) 激光雷达主要性能参数分析：从激光雷达方程中可以看出，影响激光雷达探测性能的除了大气参量以外，还包括激光雷达的系统常数，光束参量，发射与接收系统的匹配效率，几何重叠因子等。探讨上述参量对系统探测性能的影响，从而实现激光雷达系统优化，对提高系统探测性价比具有重要的研究价值和实用价值。这部分的主要研究成果将发表于 2008 年 28 卷第 7 期的《光学学报》。

b) 拉曼激光雷达分光系统设计及初步实验探测：从拉曼激光雷达原理及气溶胶消光系数入手，采用高光谱分辨率光栅结合小孔光阑技术分离氮气的振动拉曼谱线（387nm），在仅利用标准大气模型假设的情况下，测量得到了西安城区低层大气（3km 以下）的气溶胶消光系数高度廓线。本部分研究成果已经投稿 The 4th ISPMM' 2008 以及 24th ILRC，正在审稿中。

c) 高光谱分辨率激光雷达分光系统及仿真计算：从高光谱分辨率激光雷达的原理入手，利用闪耀光栅以及窄带 Fabry-Perot 标准具滤波器设计分光系统，实现太阳背景光的滤除以及气溶胶米散射信号和大气分子瑞利散射信号的高精度分离，并利用标准大气模型计算了白天情况下的系统信噪比。

本硕士论文的研究经费，得到国家自然科学基金“大气边界层温度.湿度及气溶胶拉曼激光精细探测的研究”（编号：40675015）和教育部科学技术研究重点项目基金（编号：207117）的资助。

在课题的研究过程中，也发现了一些不尽如人意的地方。拉曼激光雷达和高光谱分辨率激光雷达系统以及有关的研究内容需要在以下方面做更深入的研究：

a) 由于拉曼散射回波信号比较微弱，目前拉曼激光雷达的探测高度比较低，只能实现对低层大气气溶胶的探测。改进试验条件，通过光子计数技术实现对高层大气气溶胶的探测，从而最终实现模拟探测与光子计数技术探测相结合的方式，实现对整个对流层气溶胶乃至平流层气溶胶的探测。

b) 高光谱分辨率激光雷达由于受到实验条件的限制，目前只是实现了一些理论计算及模拟仿真。在实验条件具备的情况下，搭建其分光系统，从而采用高光谱分辨率激光雷达系统实现对西安城区气溶胶的精细观测，从而解决米散射激光雷达和拉曼激光雷达系统所存在的问题。

c) 由于白天太阳背景光比较强烈，拉曼激光雷达还没有实现白天情况下的探测。设计选择窄带干涉滤光器，滤除太阳背景光，采用模拟探测方法实现白天情况下的气溶胶光学特性精细探测。

d) 更深入的进行多传感器（太阳光度计、卫星传感器、激光雷达等）同步测量，对比研究及有关数据的相互印证。

e) 进一步论证试验方案的可行性，系统硬件和软件综合考虑自动化程度、易操作性、远程网络控制等，争取实现激光雷达系统产品化设计。

致谢

本课题是在尊敬的导师华灯鑫教授的悉心指导下完成的。导师渊博的学识、正直的品格、严谨的治学态度和踏实的工作作风，给我以深深的启迪和教益，将使我受益终生。在学习上，导师给了我悉心的指导和帮助。在生活上，导师给了我无微不至的关怀。在此向华老师表示最诚挚的感谢和最深切的敬意。

测控技术教研室的刘君副教授，精仪实验中心的周毅高工、赵念念高工对课题的研究工作给予积极的帮助和热心指导，开阔了我的思路，在此表示衷心的感谢。

在研究生学习期间，得到了本教研室学友吴敏、徐黎明以及师弟薛要克的大力帮助，在此表示深深的感谢。

最后，我要特别感谢我的家人及父母，以感谢他们多年来对我求学的支持和鼓励！

向所有给予我关心、支持和帮助的人表示感谢！

参考文献

【1】 盛裴轩，毛节泰，李建国，张禹琛，桑建国，潘乃先. 大气物理学[M]. 北京：北京大学出版社，2003：25-29

【2】 Hobbs P. V., Aerosol-Cloud-Climate Interactions, Academic Press, San Diego, 1993

【3】 孙景群. 激光探测大气污染[M]. 北京：科学出版社，1990：158-174

【4】 吴健，杨春平，刘建斌. 大气中的光传输理论[M]. 北京：北京邮电大学出版社，2005：33-57

【5】 毛节泰，张军华，王美华. 中国大气气溶胶研究综述[J]. 气象学报，2002，60(5)：625-634

【6】 http://saga.pmel.noaa.gov/aceasia/meetings/kunming.meeting.html, ACE-ASIAMeeting Reports, kunming, China, 11-13 November, 1999

【7】 全浩.关于中国西北地区沙尘暴及其黄沙气溶胶高空传输路线的探讨[J]. 环境科学，1993，14(5)：60-65

【8】 刘君，华灯鑫，李言. 紫外域激光雷达探测西安城区上空大气气溶胶时空剖面[J]. 光子学报，2007，36(8)：1534-1537

【9】 刘君，华灯鑫，李言，徐黎明. 小型米散射激光雷达系统设计[J]. 西安理工大学学报， 2007，23(1)：1-5

【10】 阎吉祥，龚顺生，刘智深. 环境监测激光雷达[M]. 北京：科学出版社，2001

【11】 G. G. Goyer and R. Watson. The laser and its application to meteorology[J]. Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1963, 44(9)：564-570.

【12】 G. Fiocco and L. D. Smullin. Detection of scattering layers in the upper atmosphere (60-140km) by optical radar[J]. Nature, 1963, 199：1275-1276

【13】 G. Fiocco and G. Grams, Observation of the aerosol layer at 20km by optical radar[J]. J. Atmos. Sci., 1964, 21(3)：323-323

【14】 M. G. H. Ligda. Meteorological observations with pulsed laser radar[C]. Proc. Ist Conf. On Laser Tech., U. S. Navy, 1963：63-72

【15】 T. T. H. Collis and M. G. H. Ligda. Laser radar echoes from the clear atmosphere[J]. Nature, 1964, 203：508

【16】 T. T. H. Collis, F. G. Fernald and M. G. H. Ligda. Laser radar echoes from a stratified clear atmosphere[J]. Nature, 1964, 203：1274-1275

【17】 中国科学院大气物理研究所探测臭氧和气溶胶多波长激光雷达研制课题组. 探测臭氧和气溶胶多波长激光雷达研制报告[R]. 2001.11：2-3

【18】 胡顺星，胡欢陵，吴永华，周军，张寅超，岳古明，戚福第. L625 差分吸收激光雷达探测对流层臭氧[J]. 光学学报，2004，24(5)：597-601

【19】 吴永华，胡欢陵，周军，胡顺星，张民. L625 激光雷达探测平流层气溶胶[J]. 光学学报，2001，21(8)：1012-1015

【20】 周军，岳古明，金传佳，戚福第，易维宁，李陶，陈毓红，熊黎明. 探测对流层气溶胶的双波

长米氏散射激光雷达[J]. 光学学报，2000，20(10)：1412-1417

【21】 Albert Ansmann, Maren Riebesell, and Claus Weitkamp. Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar[J]. Optics Letters, 1990, 15(13)：746-748

【22】 D. N. Whiteman, S. H. Melfi, and R. A. Ferrare. Raman lidar system for the measurement of water vapor and aerosols in the Earth's atmosphere[J]. Applied Optics, 1992, 31(16)：3068-3082

【23】 Davie N. Whiteman. Examination of the traditional Raman lidar technique. Ⅰ.Evaluating the temperature-dependent lidar techniques[J]. Applied Optics, 2003, 42(15)：2571-2592

【24】 Davie N. Whiteman. Examination of the traditional Raman lidar technique. Ⅱ.Evaluating the temperature-dependent lidar techniques[J]. Applied Optics, 2003, 42(15)：2593-2608

【25】 J. E. M. Goldsmith, Forest H. Blair, Scott.E. Bisson, and David D. Turner. Turn-key Raman lidar for profiling atmospheric water vapor, clouds and aerosols[J]. Applied Optics, 1998, 37(21)：4979-4990

【26】 Fiocco, G. and J. B. DeWolf. Frequency spectrum of laser echoes from atmospheric constituents and determination of aerosol content of air[J]. J. Atm. Sci., 1968, 25(3)：488-496

【27】 Schwiesow, R. L. and L. Lading. Temperature profiling by Rayleigh-scattering lidar[J]. Applied Optics, 1981, 20：1972-1979

【28】 Shipley, S. T., D. H. Tracy, E. W. Eloranta, J. T. Trauger, J. T. Sroga, F. L. Roesler, and J. A. Weinman. High resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1.Theory and instrumentation[J]. 1983, 22(23)：3716-3724

【29】 Sorga, J. T., E. W. Eloranta, S. T. Shipley, F. L. Roesler and P. J. Tryon. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosol. 2. Calibration and data analysis[J]. Applied Optics, 1983, 22(23)：3725-3732

【30】 H. S. Shimizu, A. Lee and C. Y. She. High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters[J]. Applied Optics, 1983, 22(9)：1373-1381

【31】 C. Y. She, R. J. Alvarez Ⅱ, L. M. Caldwell and D. A. Krueger. High spectral resolution Rayleigh-Mie lidar measurements of aerosol and atmospheric profiles[J]. Optics Letters, 1992, 17(7)：541-543

【32】 P. Piironen and E. W. Eloranta. Demonstration of a high-spectral resolution lidar based on an iodine absorption filter[J]. Optics Letters, 1994, 19(3)：234-236

【33】 Ansmann, A. U. Wandinger, M. Riebesell, C. Weitkamp, and W. Michaelis. Independent measurements of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar[J]. Applied Optics, 1992, 31: 7113-7131

【34】 Masaharu Imaki, Yoshihiro Takegoshi and Takao Kobayashi. Ultraviolet high-spectral-resolution lidar with Fabry-Perot filter for accurate measurement of extinction and lidar ratio[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2005, 44(5A)：3063-3067

【35】 John A Reagan, M. Patrick McCormick, James D. Spinhirne. Lidar sensing of aerosols and clouds in

the troposphere and stratosphere[J]. Proceedings of the IEEE, 1989, 77(3): 433-447

【36】 G. Mie. A contribution to the optics of turbid media, especially colloidal metallic suspensions[J]. Ann. Physik, 1908, 25: 377-445

【37】 D. Deirmendijian. Electromagnetic scattering on polydispersions[M]. New York, NY: Elsevier, 1969: 11-55

【38】 周秀骐等编著. 高等大气物理学（上册）[M]. 北京：气象出版社，1900

【39】 R. M. Measures. Laser Remote Sensing Fundamentals and Applications [M], Malabar, Florida: Krieger publishing company, 1992: 1-77

【40】 贺应红，郑玉臣等. 米氏散射激光雷达近场距离校正函数曲线拟合法修正[J]. 光学学报, 2005, 25(3): 289-292

【41】 James R. Jenness et al. Design of a lidar receiver with fiber-optic output [J]. Applied Optics, 1997, 36(18): 4278-4284

【42】 胡克伟，李松等. 激光大气雷达系统中重合系数的计算[J]. 红外与激光工程, 2005, 25(3): 289-292

【43】 张改霞，张寅超等. 激光雷达几何重叠因子及其对气溶胶探测的影响[J].量子电子学报, 2005, 22(2): 299-304

【44】 R. T. H. Collis and P. B. Russell. Lidar measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption[J]. Laser monitoring of the atmosphere, E. D. Hinkley, ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1976)

【45】 石顺祥，张海兴，刘劲松. 物理光学与应用光学[M]. 西安电子科技大学出版社，西安，2000: 155-170

【46】 CrownTech, Inc. CVI Laser Optics & Coatings[M]. www. Crowntech-inc.com

【47】 F. G. Fernald. Analysis of atmospheric lidar observations: some comments[J]. Applied Optics, 1984, 23(5): 652-653

【48】 James D. Klett. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns[J]. Applied Optics, 1981, 20(2): 211-220

【49】 G. Mie. A contribution to the optics of turbid media, especially colloidal metallic suspensions[J]. Ann. Physik, 1908, 25: 377-445

【50】 A. T. Young. Rayleigh scattering[J]. Physics Today, Jan, 1982: 42-48

【51】 郭金家，刘智深，孙大鹏，宋小全，朱金山. 高光谱碘分子和双边缘多普勒测风激光雷达技术比较[J]. 中国海洋大学学报，2004，34(3): 489-496

【52】 孙东松，钟志庆，王邦新，夏海云，董晶晶，周小林，周军. 基于 FP 标准具的直接探测多普勒测风激光雷达[J]. 量子电子学报，2006，23(3): 303-306

【53】 朱金山，刘智深，郭金家. 高光谱分辨率激光雷达大气温度测量模拟[J]. 中国海洋大学学报，2005，35(5): 863-867

【54】 刘金涛，陈卫标，刘智深. 高光谱分辨率激光雷达同时测量大气风和气溶胶光学性质的模拟研究[J]. 大气科学，2003，27(1)：115-122

【55】 Yuri Arshinov, Sergey Bobrovnikov, Ilya Serikov. Daytime operation of a pure rotational Raman lidar by use of a Fabry-Perot interferometer[J]. Applied Optics, 2005, 44：3592-3603.

【56】 迟如利，刘东，钟志庆，孙东松，周军，胡欢陵. 双 Fabry-Perot 标准具在直接测风激光雷达系统中的应用与分析[J]. 强激光与粒子束，2007，19(2)：202-206

【57】 夏海云，孙东松，董晶晶，沈法华. 入射光斑对双 F-P 标准具测风激光雷达的影响[J]. 红外与激光工程，2007，36(3)：377-381

【58】 丁红星，孙东松，杨昭，顾江. 测风激光雷达光束发散角对测量精度的影响[J]. 激光与红外，2004，34(1)：18-20

【59】 Dengxin Hua, Masaru Uchida, and Takao Kobayashi. Ultraviolet Rayleigh-Mie lidar with Mie-scattering correction by Fabry-Perot etalons for temperature profiling of the troposphere[J]. Applied Optics, 2005, 44(7)：1305-1314

【60】 Masaharu Imaki and Takao Kobayashi. Ultraviolet high-spectral-resolution Doppler lidar for measuring wind field and aerosol optical properties[J]. Applied Optics, 2005, 44(28)：6023-6030

在校学习期间发表的论文

1. 高飞，华灯鑫，吴敏，毛建东，周毅. 光束品质因子 M^2 对非同轴激光雷达探测性能的影响. 光学学报，2008，28(7) (已录用)，（EI 检索）
2. Jiandong MAO, Dengxin HUA, Liaolin HU, Fei GAO, Min WU. Pure Rotational Raman Lidar Based on Wavelength Division Multiplexing Technique for Temperature Profiling of the Troposphere. The 2nd International Conference on Space Information Technology, Proc. of SPIE Vol. 6795 67953D （EI 检索）
3. Fei GAO, Jiandong MAO, Yi ZHOU, Jun LIU, Dengxin HUA. Mie-Raman Lidar for Fine-Detection of Atmospheric Aerosol Profiles. The 4th International Symposium on Precision Mechanical Measurement (ISPMM' 2008). (已录用)
4. Dengxin HUA, Xiaoquan SONG, Fei GAO, Jun LIU, Takao KOBAYASHI. Ultraviolet Raman Lidar for Quantitative Measurements of Aerosol Extinction Coefficients at Xi'an, China. 24th International Laser Radar Conference (2008.8, USA). (审稿中)
5. Jiandong MAO, Liaolin HU, Dengxin HUA, Fei GAO, Min WU. Pure Rotational Raman Lidar with Fiber Bragg Grating for Temperature Profiling of the Atmospheric Boundary Layer. Optica Applicata, 2008, 38(4) (已录用)，（SCI 检索）
6. 高飞，华灯鑫. 高光谱分辨率激光雷达精细探测气溶胶及卷云. 2007 年西安理工大学研究生学术年会