

中国科学技术大学
博士学位论文



1.5 μm 单光子探测器
在激光遥感中的应用

作者姓名：上官明佳
学科专业：量子信息
导师姓名：张强 教授 夏海云 副教授
完成时间：二〇一七年十月二十六日

University of Science and Technology of China
A dissertation for doctor's degree



**Laser remote sensing with
1.5 μm single photon detectors**

Author's Name: Mingjia Shangguan
Speciality: Quantum Information Physics
Supervisors: Prof. Qiang Zhang,
Ass. Prof. Haiyun Xia
Finished time: Oct, 2017

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所提交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: _____

签字日期: _____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密(____年)

作者签名: _____

导师签名: _____

签字日期: _____

签字日期: _____

摘要

单光子探测器作为最精密的测量仪器，可探测到光的最小单元，单个光子。单光子检测技术已广泛应用在激光雷达、分布式光纤探测器、生物荧光检测、量子信息、光学成像等领域。目前，1.5 μm 波段单光子探测器主要包括超导纳米线单光子探测器、频率上转换单光子探测器、InGaAs/InP 单光子雪崩二极管。1.5 μm 波段气溶胶激光雷达具有人眼安全，大气透过率高，受瑞利散射干扰小，太阳背景辐射弱的优点。本论文针对这三个探测器的特点，分别研制了不同类型的激光遥感设备。

本论文的主要工作如下：

1. 研制了基于上转换单光子探测器的人眼安全 1.5 μm 微脉冲气溶胶激光雷达。采用高探测效率和超低噪声的上转换单光子探测器，实现了大气回波信号的高信噪比探测。在脉冲能量为 110 μJ ，望远镜口径 100mm，时间分辨率 5 分钟，激光雷达实现了水平距离 7km 的大气气溶胶探测。在验证实验中，上转换气溶胶激光雷达实现了对大气能见度的昼夜连续 24 小时的观测。
2. 研制了 1.5 μm 波段的全光纤、微脉冲、人眼安全的高光谱分辨测风激光雷达。通过采用基于扫描 Fabry-Perot 干涉仪的高光谱分辨率技术，以及单光子检测技术，同时获得了大气气溶胶谱的频移和谱宽信息。在验证实验中，当时间分辨率 1 分钟时，水平探测距离达到 4km。在距离为 1.8km 的位置，距离分辨率由 30m 变换到 60m。对比实验中，高光谱分辨测风激光雷达的径向风速测量结果与超声风场传感器 Vaisala 所得测量结果吻合。根据经验公式，风速的标准偏差在 1.8km 处为 0.76m/s，光谱展宽的标准偏差在 1.8km 处为 2.07MHz。
3. 研制了基于 1.5 μm 波段的结构紧凑、人眼安全、双边缘直接探测多普勒测风激光雷达。通过采用全光纤保偏结构，保证了光学耦合效率，提高了系统稳定性。通过采用时分复用技术，仅采用单通道 Fabry-Perot 干涉仪和单通道上转换单光子探测器，实现了双边缘探测技术。校准实验中，系统的相对误差低于 0.1%。验证实验中，双边缘测风激光雷达实现了连续 48 小时的大气的风场和能见度探测。该激光雷达的测量结果与超声测风传感器具有很好的一致性，速度的标准偏差为 1.04 m/s，方向的标准偏差为 12.3°。
4. 研制了基于自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 气溶胶激光雷达。针对激光雷达应用，对自由运转单光子探测器探测效率、暗计数率、后脉冲概

率、最大计数率进行了优化。通过优化，探测器的最大计数率为 1.6 Mcps，探测效率 10%，暗计数率 950 cps，后脉冲概率 18%。针对 InGaAs/InP 单光子探测器后脉冲概率大的特点，提出了一种针对后脉冲和计数率修正的算法。在外场实验中，经算法修正后，基于 InGaAs/InP 单光子探测器的气溶胶激光雷达探测的 Pr^2 与基于超导单光子纳米线探测器探测的结果吻合，相对误差约为 2%。

5. 研制了基于超导纳米线单光子探测器的双频多普勒测风激光雷达。采用双频激光器代替传统的多通道 Fabry-Perot 干涉仪，实现了激光器和光学鉴频器的高精度锁频。采用高量子效率和低暗计数噪声超导纳米线单光子探测器，提高了探测信噪比，其 100Mcps 的最大计数率避免了激光雷达的信号饱和现象。采用时分复用技术，基于集成光电子学器件实现不同方向的径向风探测，无机械扫描器件。采用微弱光源、小口径望远镜，在 10 米高度分辨率、10 秒时间分辨率条件下，超导双频激光雷达实现了 2.7km 高度以下大气的风切变探测。
6. 研制了基于上转换光子计数探测器和全光纤法布里-珀罗扫描干涉仪的直接探测布里渊时域反射计。由于上转换单光子探测器超低的噪声等效功率，以及 Fabry-Perot 干涉仪高光谱分辨率的优点，沿保偏光纤的布里渊谱可以直接在光学频域进行分析。采用高光谱分辨方法，同时获得光纤中布里渊散射谱的频移、功率和谱宽信息，实现了分布式温度传感。采用双边缘技术，实现了动态应变的快速探测。

关键词： 上转换单光子探测器 超导纳米线单光子探测器 自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器 Fabry-Perot 干涉仪 气溶胶激光雷达 多普勒测风激光雷达 布里渊光时域反射计

ABSTRACT

Single-photon detector is the most precision measurement instrument, which can detect the smallest unit of light, i.e. a single photon. It has been widely used in the field of lidar, distributed fiber sensor, biological fluorescence detection, quantum information, and optical imaging. Currently the main techniques for single-photon detection at 1.5 μm include superconducting nanowire single-photon detectors, up-conversion single-photon detectors and InGaAs/InP single-photon avalanche diodes. 1.5 μm aerosol lidars offer several advantages, including higher maximum permissible exposure to human eyes, lower atmospheric attenuation, minor disturbance from Rayleigh scattering, and weaker sky radiance. In this dissertation, the laser remote sensors are developed with those three kinds of single photon detectors.

This dissertation proceeds as follows.

1. A micro-pulse lidar at eye-safe wavelength is constructed based on an upconversion single-photon detector. The ultralow-noise detector enables using integration technique to improve the signal-to-noise ratio of the atmospheric backscattering even at daytime. With pulse energy of 110 μJ , pulse repetition rate of 15 kHz, optical antenna diameter of 100 mm and integration time of 5 min, a horizontal detection range of 7 km is realized. In the demonstration experiment, atmospheric visibility over 24 h is monitored continuously, with results in accordance with the weather forecasts.
2. An all-fiber, micro-pulse and eye-safe high spectral resolution wind lidar (HSRWL) at 1.5 μm is proposed and demonstrated by using a pair of upconversion single-photon detectors and a fiber Fabry-Perot scanning interferometer (FFP-SI). In order to improve the optical detection efficiency, both the transmission spectrum and the reflection spectrum of the FFP-SI are used for spectral analyses of the aerosol backscatter and the reference laser pulse. Taking advantages of high signal-to-noise ratio of the detectors and high spectral resolution of the FFP-SI, the center frequencies and the bandwidths of spectra of the aerosol backscatter are obtained simultaneously. Continuous LOS wind observations are carried out on two days at Hefei (31.843°N, 117.265°E), China. The horizontal detection range of 4 km is realized with temporal resolution of 1

minute. The spatial resolution is switched from 30 m to 60 m at distance of 1.8 km. In a comparison experiment, LOS wind measurements from the HSRWL show good agreement with the results from an ultrasonic wind sensor Vaisala wind-cap WMT52). An empirical method is adopted to evaluate the precision of the measurements. The standard deviation of the wind speed is 0.76 m/s at 1.8 km. The standard deviation of bandwidth variation is 2.07 MHz at 1.8 km.

3. For the first time, to the best of our knowledge, a compact, eye-safe, and versatile direct detection Doppler lidar is developed using an upconversion single-photon detection method at 1.5 μm . An all-fiber and polarization maintaining architecture is realized to guarantee the high optical coupling efficiency and the robust stability. Using integrated-optic components, the conservation of etendue of the optical receiver is achieved by manufacturing a fiber-coupled periodically poled lithium niobate waveguide and an all-fiber Fabry–Perot interferometer (FPI). The double-edge technique is implemented by using a convert single-channel FPI and a single upconversion detector, incorporating a time-division multiplexing method. The backscatter photons at 1548.1 nm are converted into 863 nm via mixing with a pump laser at 1950 nm. The relative error of the system is less than 0.1% over nine weeks. In experiments, atmospheric wind and visibility over 48 h are detected in the boundary layer. The lidar shows good agreement with the ultrasonic wind sensor, with a standard deviation of 1.04 m/s in speed and 12.3° in direction.
4. We present a fully integrated InGaAs/InP negative feedback avalanche diode (NFAD) based free-running single-photon detector (SPD) designed for accurate lidar applications. A free-piston Stirling cooler is used to cool down the NFAD with a large temperature range, and an active hold-off circuit implemented in a field programmable gate array is applied to further suppress the afterpulsing contribution. The key parameters of the free-running SPD including photon detection efficiency (PDE), dark count rate (DCR), afterpulse probability, and maximum count rate (MCR) are dedicatedly optimized for lidar application in practice. We then perform a field experiment using a Mie lidar system with 20 kHz pulse repetition frequency to compare the performance between the free-running InGaAs/InP SPD and a commercial superconducting nanowire single-photon detector (SNSPD). Our detector exhibits good performance with 1.6 Mcps MCR (0.6 μs hold-off time), 10% PDE, 950 cps DCR, and 18%

afterpulse probability over 50 μs period. Such performance is worse than the SNSPD with 60% PDE and 300 cps DCR. However, after performing a specific algorithm that we have developed for afterpulse and count rate corrections, the lidar system performance in terms of range-corrected signal (Pr^2) distribution using our SPD agrees very well with the result using the SNSPD, with only a relative error of $\sim 2\%$. Due to the advantages of low-cost and small size of InGaAs/InP NFADs, such detector provides a practical solution for accurate lidar applications.

5. A dual-frequency direct detection Doppler lidar is demonstrated using a superconducting nanowire single-photon detector (SNSPD) at 1.5 μm . The so-called double-edge technique is implemented by using a dual-frequency laser pulse, rather than using a double-channel Fabry–Perot interferometer. Such a modification to the reported lidars enhances the frequency stability in the system level. Using the time-division multiplexing method, only one piece of SNSPD is used in the optical receiver, making the system simplified and robust. The SNSPD is adopted to enhance the temporal resolution since it offers merits of high quantum efficiency, low dark count noise, no after-pulsing probability, and a high maximum count rate. Two telescopes that point westward and northward at a zenith angle of 30° are used to detect the line-of-sight wind components, which are used to synthesize the horizontal wind profile. Horizontal wind profiles up to an altitude of about 2.7 km are calculated with vertical spatial/temporal resolution of 10 m/10 s. Wind dynamic evolution and vertical wind shears are observed clearly.
6. A direct-detection Brillouin optical time-domain reflectometry (BOTDR) using an up-conversion photon-counting detector and an all-fiber structure Fabry-Perot scanning interferometer is proposed and demonstrated with shot-noise limited performance. Taking advantage of ultra-low noise equivalent power of the up-conversion photon-counting detector and high spectral resolution of the interferometer, the Brillouin spectra along a polarization maintaining fiber (PMF) are analyzed in the optical frequency domain directly. In contrast with heterodyne BOTDR, photon-counting BOTDR has better EM compatibility and faster speed in data processing. In experiments, using peak input power of 20dBm, temperature profile along a 9km PMF is retrieved according to the Brillouin shifts, with spatial/temporal resolution of 2m/15s. The minimum/maximum standard

deviation is 0.66/1.47°C.

Key words: Upconversion single photon detector, Superconducting nanowire single-photon detector, Free-running InGaAs/InP single-photon detector, Fabry-Perot Interferometer, aerosol lidar, Doppler wind lidar, Brillouin optical time domain reflectometry.

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 1.5 μm 激光遥感	1
1.1.1 激光雷达的应用方向	1
1.1.2 星载大气探测激光雷达的发展	2
1.1.3 1.5 μm 激光雷达的优势	6
1.1.4 1.5 μm 激光雷达的发展	12
1.2 1.5 μm 单光子探测器的发展	16
1.2.1 单光子探测器介绍	16
1.2.2 1.5 μm 单光子探测的发展	19
1.3 本文研究内容	24
第二章 能见度激光雷达.....	26
2.1 大气能见度探测的意义和手段.....	26
2.1.1 大气能见度探测的定义	26
2.1.2 大气能见度探测的意义	27
2.1.3 能见度探测的手段	28
2.2 大气能见度反演算法	29
2.2.1 大气消光系数反演算法	29
2.2.2 1.5 μm 能见度反演算法	33
2.3 基于上转换单光子探测器的 1.5 μm 气溶胶激光雷达.....	37
2.3.1 系统结构	37
2.3.2 核心器件	38
2.3.3 外场实验	42
2.4 InGaAs/InP 单光子探测器在激光雷达中的应用	44
2.4.1 基于 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 μm 气溶胶激光雷达	44
2.4.2 InGaAs/Inp 单光子探测器的优化	45

2.4.3 后脉冲和计数率修正算法	48
2.5 小结	50
第三章 测风激光雷达	51
3.1 风速探测的意义和发展	51
3.1.1 大气风场探测的意义	51
3.1.2 各类测风设备	55
3.1.3 相干测风激光雷达综述	56
3.1.3 直接探测测风激光雷达综述	61
3.1.4 相干测风激光雷达和直接测风激光雷达的比较	64
3.2 基于上转换单光子探测器的高光谱分辨测风激光雷达	65
3.2.1 高光谱分辨测风原理	65
3.2.2 系统结构	68
3.2.3 核心器件	69
3.2.4 外场实验	77
3.3 基于上转换单光子探测器的双边缘测风激光雷达	81
3.3.1 单 FPI 的透射和反射双边缘测风原理	81
3.3.2 系统结构	83
3.3.3 激光雷达工作时序	84
3.3.4 核心器件	85
3.3.7 外场实验	86
3.4 基于超导纳米线单光子探测器的双频测风激光雷达	88
3.4.1 双频直接探测测风原理	88
3.4.2 系统结构	90
3.4.3 核心器件	92
3.4.4 外场实验	92
3.5 小结	95
第四章 基于上转换单光子探测器的 BOTDR	97
4.1 分布式光纤传感的意义和发展	97
4.1.1 分布式光纤传感的意义	97

4.1.2 分布式光纤传感的发展	97
4.2 基于高光谱分辨技术的 BOTDR	101
4.2.1 测量原理	101
4.2.2 系统结构	102
4.2.3 实验	104
4.3 基于双边缘技术的高速应力传感 BOTDR	106
4.3.1 测量原理	106
4.3.2 系统结构	107
4.3.3 实验	109
4.4 小结	111
第五章 总结	112
参考文献	115
攻读博士期间取得的科研成果	139
致 谢	145
作者简介	147

第一章 绪论

1.1 1.5 μm 激光遥感

1.1.1 激光雷达的应用方向

激光雷达是一种主动的现代光学遥感技术，是传统雷达技术与现代激光技术相结合的产物。激光具有高亮度性、高方向性、高相干性、高单色性、高峰值功率的特点。因此，激光雷达具有一系列独特的特点，包括高角分辨率、高的距离分辨率、高时间分辨率、高测量精度、远探测距离、多目标探测、强抗干扰能力。通过以激光为信息载体，激光雷达可以用振幅、频率、相位、偏振来搭载信息。因此，激光雷达不仅可以精确测距，还可以精确测量频移、角度、姿态、退偏振。继微波雷达之后，激光雷达将辐射源的频率提高到了光频率，比毫米波高出四个数量级，这使之能够探测微小自然目标，包括大气中的气溶胶和分子。随着激光技术和光电子学技术的发展，激光雷达已成为重要遥感探测手段，其包含：测距激光雷达、测速激光雷达、环境监测激光雷达、成像激光雷达、闪光激光雷达、地形测绘激光雷达、合成孔径激光雷达等^[1]。

激光雷达向探测目标发射激光脉冲，其与目标相互作用后，目标后向散射信号通过光学望远镜收集，并输入光学接收机，经光电探测和数据处理，获得目标信息。

在大气应用方面，激光雷达探测目标为大气的气溶胶或者分子，其可探测的参数包括：大气风场、云、大气退偏振比、大气能见度、大气密度、气溶胶粒径分布、PM_{2.5}、PM₁₀、大气湍流强度、大气粘滞系数、水汽含量、各类大气成分的含量^[2]。

高精度、高时空分辨率的大气参数探测对于研究大气的动力学过程、气象研究、天气预报、大气环境监测、大气模型的建立、全球长远气候变化和全球碳循环的认知和预测、国防高技术战略/战术武器系统的气象保障、靶场气象条件检测具有重要的作用^[3]。

在空间应用方面，激光雷达已用于地球（星球）激光测高仪、航天器对接、飞行器成像、航天器着陆导航、和临近空间环境保障^[4]。

在海洋应用方面，激光雷达可用于探测浅海水深、浅海海貌、温度、海浪、海洋叶绿素、油污以及海洋油气侦查^[5]。

在军事应用方面，激光雷达可用于武器制导、飞行器导航、战场侦查、高空监测、障碍规避、地空探测、生化气体探测、水雷搜索^[6]。

1.1.2 星载大气探测激光雷达的发展

自美国科学家 Theodore(Ted) Mainman 于 1960 年研制出世界首台红宝石激光器后，激光雷达应运而生。在大气激光雷达中，其经历了从地基到车载、机载、舰载和星载的发展路程。星载大气激光雷达可实现全球的大气参数探测，是各类激光雷达的终极目标，接下来介绍已发射和准备发射的星载大气激光雷达。

表 1 已发射的星载云-气溶胶探测激光雷达

系统		LITE ^[7]	CALIOP ^[11]	CATS ^[13]
发射信息	平台	航天飞机	CALIPSO 卫星	ISS
	发射时间	1994	2006	2015
	轨道高度	260/240 km	705 km	415 km
	观测对象	云、气溶胶、边界层、同温层密度和温度	气溶胶垂直分布、偏振特性、云的特性	云、气溶胶分布(光学厚度和消光系数)
激光器	型号	Nd: YAG@355nm, 532nm,1064nm	Nd: YAG@532nm,1064nm	Nd: YVO ₄ @532nm,1064nm
	脉冲能量	440mJ@1064 nm 560mJ@532 nm 160mJ@355 nm	110mJ@532 nm 110mJ@1064 nm	1mJ@532 nm 1mJ@1064 nm
	重复频率	10 Hz	20.2 Hz	5000 Hz
	脉冲宽度	27 ns	20 ns	---
	发散角	1.8mrad@1064 nm 1.2mrad @532 nm 1.1mrad @355 nm	0.1 mrad	---
接收系统	接收口径	37.25 in	1 m	0.6 m
	视场角	1.1 mrad, 3.5 mrad selectable	0.13 mrad	0.11 mrad (full angle)
	探测器	APD @1064 nm PMT@ 355nm 532nm	PMT @532 nm APD@1064nm	Linear array multianode PMT
分辨率	垂直分辨率	15 m	30 m @低对流层 60 m @低对流层 180 m @平流层	60 m
	水平分辨率	740 m	333 m @低对流层 1 km @低对流层 5 km @平流层	350

1994年，美国国家航空和航天管理局 NASA(National Aeronautics and Space Administration)发射的“发现号”航天飞机搭载一台气溶胶激光雷达 LITE。虽然其仅采集了 53 小时的对地观测数据，却开启了激光雷达空间技术试验的新纪元^[7]。其采用 Nd:YAG 激光器出射的 1064nm、532nm 和 355nm 三个波长，实现了对对流层和平流层的气溶胶、层云、沙漠气溶胶、化学燃烧的烟雾的初步探测^[8]。

2003年，美国研制的星载地球科学激光高度计系统 GLAS(Geoscience Laser Altimeter System)发射成功。其科学目标为探测全球云层高度，云/气溶胶垂直结果和绘制陆地拓扑图。光源采用半导体泵浦的 Nd: YAG 激光器，脉冲宽度 6ns，1064nm 激光的脉冲能量为 50mJ，532nm 的脉冲能量为 35mJ，望远镜口径 1m^[9]。

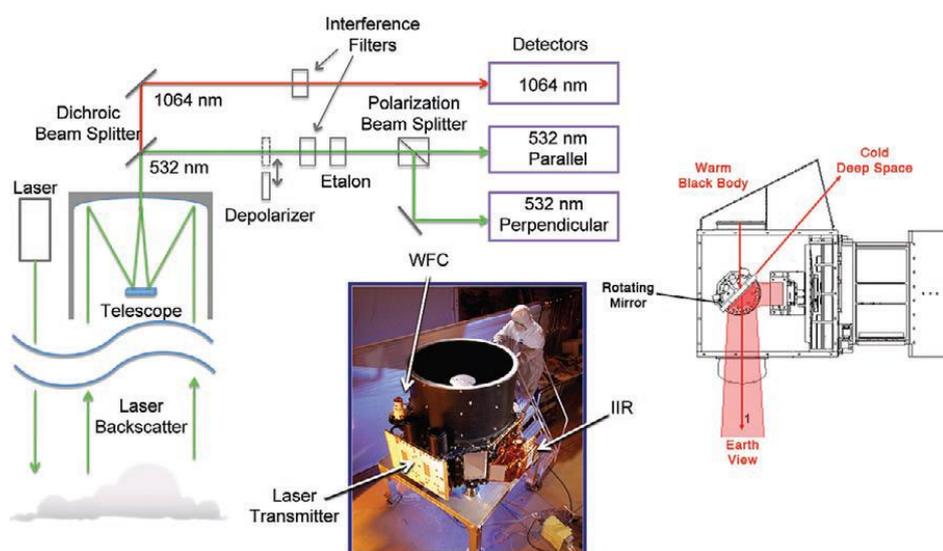


图 1 CALIPSO 星载激光雷达的系统结构图

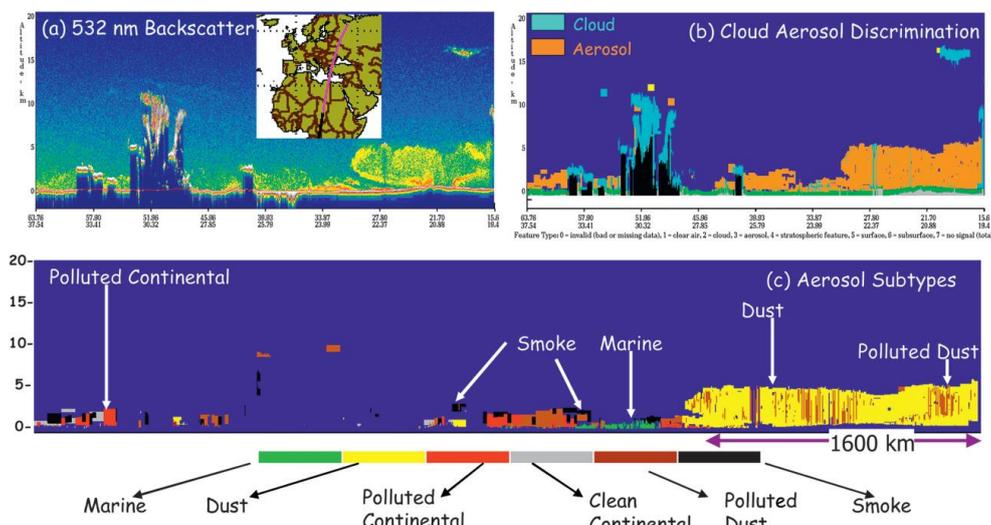


图 2 CALIPSO 观测的从欧洲大陆到非洲分布的撒哈拉沙尘和污染层

2006 年，美国 NASA 和法国国家太空研究中心 CNES(Centre National d'Études Spatiales)联合研制并成功发射了用于全球云和气溶胶观测的科学实验卫星 CALIPSO(cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite observations)。这是迄今为止最为成功的星载大气探测激光雷达。CALIPSO 卫星采用 Nd:YAG 激光器出射的 1064nm 和 532nm 两个波段激光，CALIPSO 不仅可以测量大气的后向散射系数，还能测量大气气溶胶的退偏振比^[10,11]，其系统结构如图 1 所示。通过测量气溶胶的退偏振比、激光雷达比（气溶胶消光系数比后向散射系数）、色比(532nm 和 1064nm 后向散射系数的比值)和退偏振光谱比(532nm 和 1064nm 退偏振比的比值)，从而可将气溶胶分为海上气溶胶、粉尘、清洁型大陆性气溶胶、污染型大陆性气溶胶、污染粉尘、烟尘和其他气溶胶类型^[12]。这为环境监测和制定环境保护政策提供了科学依据。利用 CALIPSO 卫星，研究人员获得了：1、全球气溶胶垂直结构；2、全球云垂直结构和特性；3、气溶胶-云-降水相互作用；4、气溶胶数据在雾霾和沙尘天气中的预报^[11]。目前，CALIPSO 数据已经用于气候变化、环境变化、天气变化和数值模式同化领域。

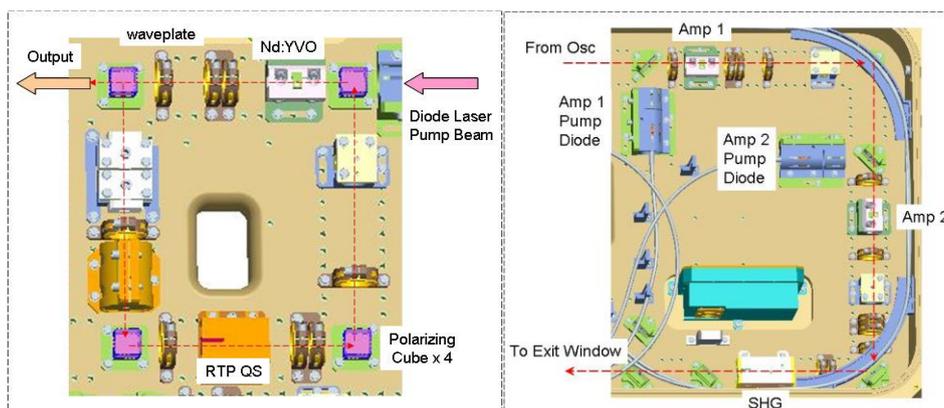


图 3 CATS 的环形振荡器（左）和放大器（右）

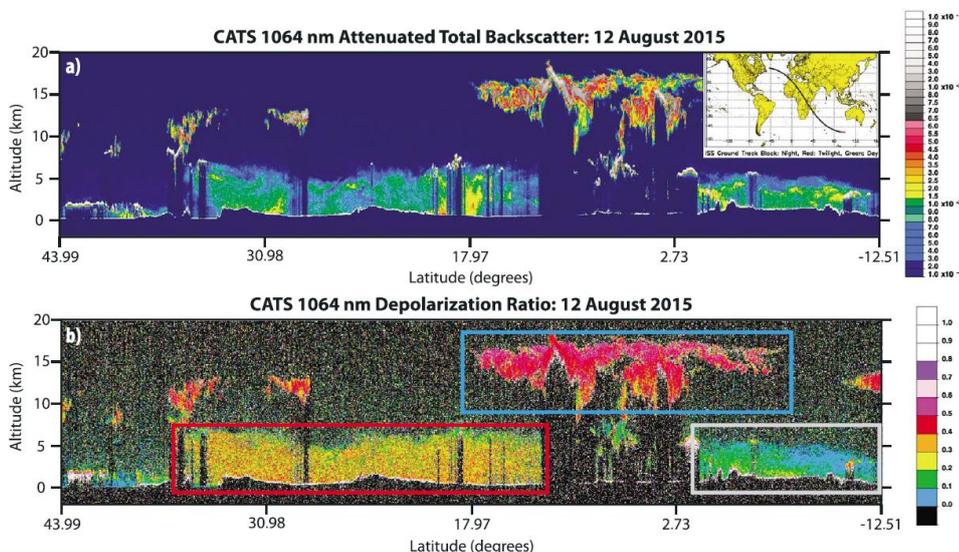


图 4 CATS 的 1064nm 通道观测的后向散射系数(a)和退偏比分布(b)

为了延续 CALIPSO 气候观测数据和发展下一代星载激光雷达技术, 2015 年美国 NASA 将新一代的星载云-气溶胶传输系统 CATS(Cloud-Aerosol Transport System)安放到国际空间站 ISS(International Space Station)。CATS 采用 5KHz 脉冲重复频率的 Nd: YVO₄ 激光器, 波长为 1064nm 和 532nm, 脉冲能量约为 1mJ, 其关键参数见表 1^[12], 其环形振荡器和放大器见图 3^[14]。CATS 的发射以期完成以下三个任务: 1、扩展激光雷达的全球观测能力, 包括测量不同当地时刻的气溶胶分布和促进对云和气溶胶的每日变化的研究; 2、提供准实时的观测数据以提高气溶胶预报的精度; 3、论证多波束技术、高光谱分辨技术、多波长退偏振测量技术在星载激光雷达中的可行性, 论证采用高重复频率激光脉冲和单光子探测的星载激光雷达的可行性^[15]。2015 年 8 月 12 日 CATS 的 1064nm 通道观测的后向散射系数和退偏振比分布见图 4。

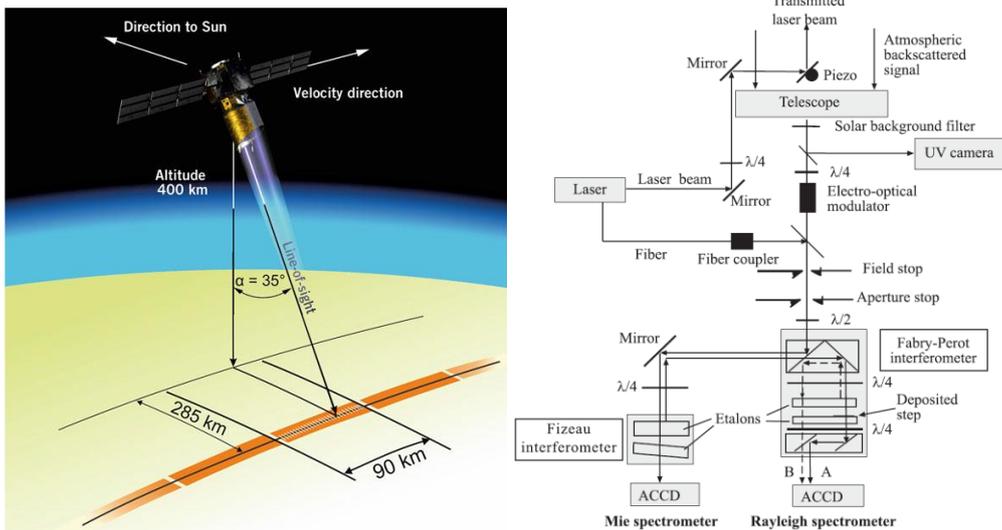


图 5 ALADIN 星载测风激光雷达的系统结构图

除上述系统外, 目前许多国家也在开展星载激光雷达方案。欧空局 ESA(European Space Agency)与日本的宇宙航空研究开发机构 JAXA(Japan Aerospace Exploration Agency)合作, 计划 2018 年发射 EarthCARE(the Earth Clouds, Aerosol and Radiation Explorer), 其将搭载大气激光雷达、云廓线雷达 (94.05GHz)、多光谱成像仪和宽幅辐射计, 以获得全球的云、气溶胶和降水特性。其中大气激光雷达采用高光谱分辨方案, 以分离大气的气溶胶后向散射信号和分子后向散射信号。激光雷达光源的工作波长为 355nm, 脉冲能量为 38mJ, 重复频率为 51Hz, 光束发散角为 45 μ rad, 望远镜口径为 0.62m, 接收视场为 65 μ rad, 水平分辨率为 285m, 垂直分辨率在 20km 以下为 103m, 20km 到

40km 之间为 500m^[16]。通过大气激光雷达的探测，EarthCARE 卫星将获得大气的消光系数廓线、后向散射系数廓线、退偏振比廓线、激光雷达比、气溶胶种类、云顶高、云的冰水含量和云滴有效半径。

1999 年，欧空局 ESA 启动了 ADM-Aeolus(Atmospheric Dynamics Mission Aeolus)计划，其将搭载测风激光雷达 ALADIN(Atmospheric Laser Doppler Instrument)，以实现全球大气风场探测，从而提高天气数值天气预报的精度^[17]。其原计划 2007 年发射，但四次推迟，至今尚未发射。ALADIN 的光源为二极管泵浦的 Nd: YAG 激光器，工作波长 355nm，脉冲能量 100mJ，脉冲宽度 20ns，脉冲重复频率 50Hz，望远镜接口径 1.5m，垂直分辨率 250m-2000m，水平径向风速的随机误差在 2km 内小于 1m/s，16km 以内小于 2m/s，水平径向风速的系统误差小于 0.4m/s，Aeolus 重 1350kg，功耗为 1.4kW^[18]。其采用双边缘技术测量分子后向散射信号的多普勒频移，采用条纹成像技术测量气溶胶和云后向散射的多普勒频移^[19]。其系统光路如图 5 所示。

1.1.3 1.5μm 激光雷达的优势

激光雷达的探测性能可由激光雷达方程表示，距离激光雷达 R 处所探测的回波光子数可表示为

$$N(r) = E\eta_o \frac{\eta_q A_0}{h\nu R^2} Y(r) [\beta_a(r) + \beta_m(r)] \frac{c\Delta t}{2} \exp\left[-2\int_0^r \sigma(r)dr\right] + B_g \quad (1)$$

式中，E 为激光脉冲能量， η_o 为光学效率， η_q 为探测器量子效率，h 为普朗克常数， ν 为激光频率， A_0 为望远镜面积， $Y(r)$ 为几何重叠因子， $\beta_a(r)$ 为大气气溶胶的后向散射系数， $\beta_m(r)$ 为大气分子的后向散射系数，c 为光速， Δt 为脉冲宽度， $\sigma(r)$ 为大气消光系数， B_g 为背景噪声。

根据式 (1)，为提高探测性能，通常的做法为提高激光脉冲能量和增大望远镜面积。得益于 Nd:YAG 激光器和 Nd: YVO₄ 的成熟，上述已经发射的星载大气激光雷达 LITE、GLAS、CALIPSO 和待发射的 ADM-Aeolus 卫星均采用了高功率的 1064nm 光源，并通过非线性晶体，获得二倍频 532nm 或者三倍频 355nm 的激光。从波长选择上看，1、1064nm、532nm 和 355nm 都是大气窗口，大气透过率高，即大气消光系数小；2、在 1064nm、532nm 和 355nm 波段，各大气气体成分的吸收截面小；3、由于分子的后向散射系数和波长的负四次方成正比，为提高分子的回波信号，ALADIN 采用 355nm 光源探测分子回波信号；4、紫外波段到近红外波段，探测器的性能优越。

然而，高功率短波长激光也将带来功耗和体积大、研制成本高、易损伤光学设备和高功率运行寿命短的问题。如 ADM-Aeolus 卫星原计划 2007 年发射

[20], 却 4 次推迟。最近的研究报告指出, 由于高功率的 355nm 激光导致高的能量密度($1\text{J}/\text{cm}^2$), ALADIN 在提高各光学器件的损伤预制和防止激光引起的光污染上面临巨大挑战[21]。高功率的紫外光与光学系统的非金属材料的挥发性物质相互作用后, 将在镜片上产生吸收性的沉淀物, 这些沉淀物会降低激光的能量, 并最终损坏激光器。另外, 通过增大望远镜面积以提高接收光子数的办法, 也带来了制造成本高, 笨重庞大、容易受环境干扰的问题。这限制了激光雷达在机载、舰载和星载平台的应用。

1.5 μm 微脉冲激光雷达具有人眼安全、可昼夜连续观测、小型化、全光纤集成、低功耗、高稳定的优势, 适合在机载、舰载、星载平台的恶劣环境下运行, 特别是 1.5 μm 全光纤相干测风激光雷达的商业化[22], 使其成为各国争相发展的技术。然而, 1.5 μm 微脉冲直接探测激光雷达尚处于空白。接下来从式 (1) 出发, 分析 1.5 μm 气溶胶激光雷达的优势。

1、激光波长增大时, 单光子能量 $E_0=h\nu$ 减小。当激光能量相同时, 1.5 μm 激光比 1064nm、532nm 和 355nm 激光具有的光子数更多, 其是 1064nm 激光的 1.46 倍, 是 532nm 激光的 2.91 倍, 是 355nm 激光的 4.37 倍。

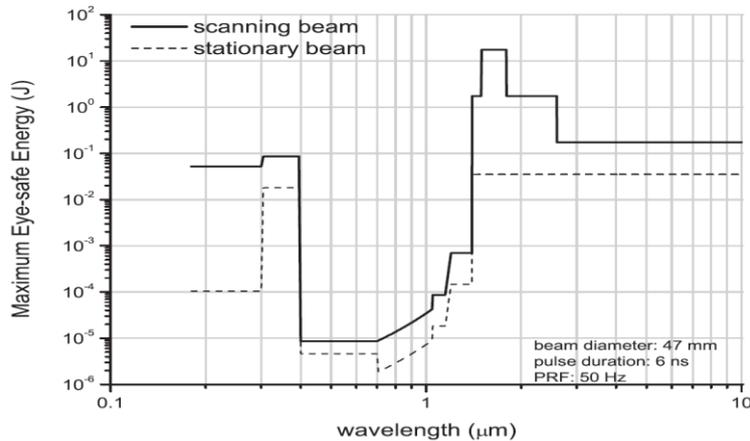


图 6 人眼允许的最大曝光功率与波长的关系

2、如图 6 所示, 在 0.2 μm 至 10 μm 波段, 1.5 μm 激光的人眼允许最大曝光功率最高, 人眼安全[23,24], 适合于人员密集的场所, 如城市、机场和舰载平台。

3、1.5 μm 为光通讯波段, 该波段光电集成器件成熟, 性能稳定, 成本较低, 如光纤分束器、光纤环形器、光纤布拉格光栅、光纤偏振分束器均可用于 1.5 μm 激光雷达中。

4、如图 7 所示, 激光在光纤的衰减主要来自于光纤材料的折射率不均匀, 光纤中杂质的散射和吸收, 以及瑞利散射。1.55 μm 波段在光纤中衰减最小, 可达 0.2 dB/km, 为此, 1.5 μm 激光雷达可采用全光纤链路, 以提高系统的集成度

和环境适应性。此外，激光雷达各分系统可以在空间上彼此分离，如望远镜系统与接收机系统分离，而使用光纤连接，这在空间受限的舰载和机载平台尤为有利。

5、1.5 μm 波段在探测气溶胶中的粗颗粒上有优势^[24]。使用多波长激光雷达反演气溶胶的粒径时，采用三波长的激光雷达系统（355nm、532nm、1064nm）仅可反演大气 PM_{2.5}。为了获得 PM₁₀ 的信息，需要增加 1550nm 激光雷达^[25]。

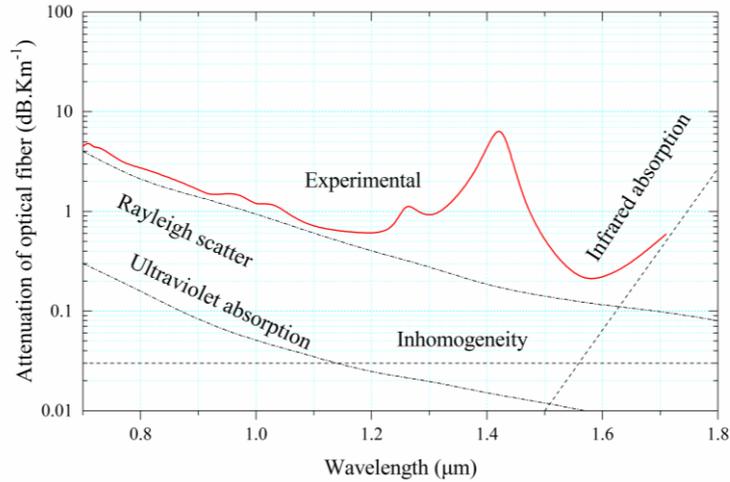


图 7 光纤损耗与波长的关系

6、激光波长的选取，需考虑天空背景辐射对激光雷达的影响，这关系到激光雷达白天的工作性能。最大的背景辐射源就是太阳，它可以视为一个温度为 5900K 的理想黑体。根据普朗克辐射定律，单色辐出度可表示为

$$B_{\lambda}(T_B) = 2hc^2 / \left[\lambda^5 (\exp\left(\frac{hc}{k_B T_B \lambda}\right) - 1) \right] \quad (2)$$

式中， λ 为波长， $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$ 为普朗克常量， $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{J}\cdot\text{K}^{-1}$ 为波尔兹曼常量， c 表示真空中的光速， T_B 表示黑体的绝对温度。根据式（2）计算温度为 5250 $^{\circ}\text{C}$ 的黑体辐射的光谱如图 8 的黑线所示，大气层顶和海平面的太阳辐射光谱为图 8 中的黄色阴影和红色阴影。

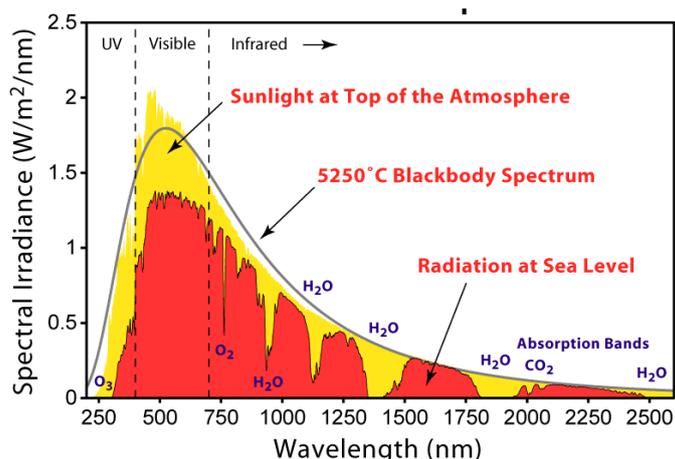


图 8 太阳光谱分布

从图 8 可以看出， $1.5\mu\text{m}$ 波段较其他三个波段（ 1064nm 、 532nm 和 355nm ）具有更低的太阳背景辐射，通过增加窄带滤波器可容易实现 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达的昼夜连续观测。

7、 $1.5\mu\text{m}$ 波段为大气窗口，大气透过率高。采用 modtran 软件模拟的不同天顶角下，大气透过率曲线与波长的关系如图 9 所示。在所示的 4 个天顶角下， $1.5\mu\text{m}$ 波段的大气透过率与 1064nm 的透过率相当，但高于 532nm 和 355nm 。

从中国科大研究团队于 2017 年 4 月在合肥进行的连续 48 小时的大气能见度探测实验来看， 1550nm 的气溶胶消光系数较 532nm 的小，见图 10 所示^[26]。其中图 10(a)为 532nm 和 1550nm 激光雷达同时同地探测的消光系数，图 10(b)为 Vaisala(PWD52)实时监测的大气能见度数据。从图 10(a)可以看出， 1550nm 激光的消光系数较 532nm 激光的小，且 532nm 消光系数对能见度的变化敏感，当大气能见度从 20km 降低到 5.8km 时， 532nm 的消光系数从 0.15km^{-1} 增大到 0.58km^{-1} ，而 1550nm 的消光系数变化缓慢，从 0.1km^{-1} 增大到 0.16km^{-1} 。即 1550nm 激光雷达较 532nm 激光雷达具有更强的环境适应性。

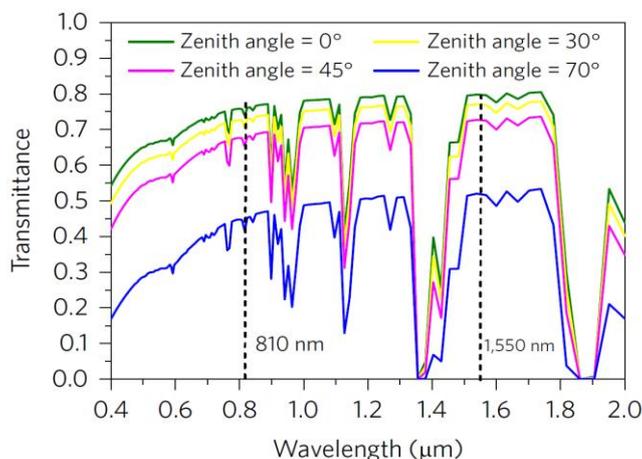


图 9 从可见光到近红外波段不同天顶角下的大气的透过率

8、1.5 μm 波段具有 Er 和 Yb 两类激光增益介质，可实现高脉冲能量的激光。通过受激拉曼散射，美国大气研究中心 NCAR(National Center for Atmospheric Research)研制了 1543nm 激光，其脉冲能量为 220mJ，重复频率为 10Hz，脉冲宽度为 4ns^[27]。德国的霍恩海姆大学研制了基于 Cr⁴⁺:YAG 晶体的全固态可调激光器，可调范围为 1350nm 至 1500nm，其脉冲能量 7mJ，重复频率 10Hz，脉冲宽度 35ns^[28]。乔治亚理工研究院通过采用光参量放大技术，实现了 1574nm 脉冲激光输出，其脉冲能量 80mJ，重复频率 20Hz^[29]。

得益于光通讯的迅猛发展，1.5 μm 脉冲光纤激光器也趋于成熟。光纤激光器的增益介质是掺在光纤中的杂质，通过在光纤中掺入 Er³⁺杂质，可获得 1.5 μm 的激光输出。为了获得高脉冲能量的激光，通常采用高增益的主振荡功率放大器 MOPA (Master Oscillator Power-Amplifier) 以放大单频激光脉冲。由于光纤的芯径限制，1.5 μm 光纤激光器的脉冲能量受限于受激布里渊散射效应。

目前，三种方法用于提高 MOPA 系统的受激布里渊散射的阈值^[30, 31]。由于受激布里渊散射的阈值由光纤芯径和光纤长度决定，因此第一种方法通过采用大模场直径的光纤和掺稀土的软玻璃纤维光纤以提高脉冲能量。第二种方法通过在光纤中引入温度梯度和应力梯度使得受激布里渊散射的增益谱发生频移，从而使受激布里渊散射在增益光纤中得不到有效放大。考虑受激布里渊散射是光纤中的光子和声子相互作用的结果，因此，第三种办法采用缩短脉宽的方式提高脉冲能量。目前，商用的 1.5 μm 单频激光器的供应商包括：美国 Nufern 公司、法国 keopsys 公司、香港 Amonics 公司、丹麦 NKT Photonics 公司。

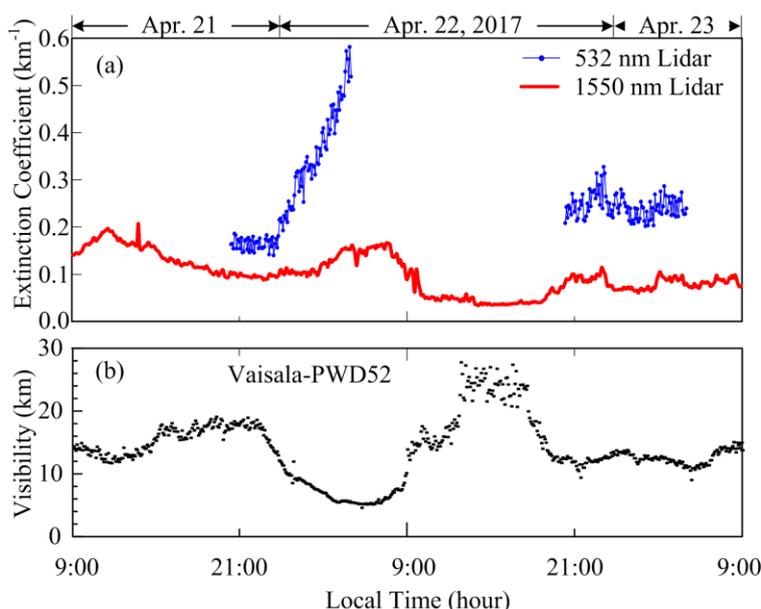


图 10 (a)532nm 激光雷达和 1550nm 激光雷达同时同地测量的消光系数，
(b)Vaisala 能见度仪实时记录的大气能见度

9、波长越长，对望远镜面型精度的要求越低，利于望远镜的研制。此外，长波长可降低大气湍流对激光传输的影响，从而提高望远镜的耦合效率^[32, 33]。在军事应用中，不可见的近红外激光利于隐蔽。

10、从后向散射系数 β 来看，大气气溶胶后向散射系数 $\beta_a(\lambda)$ 的表达式为

$$\beta_a(\lambda) = \beta_0 \left(\frac{550}{\lambda} \right)^{1.3} \quad (3)$$

式中， β_0 为 550nm 激光对应的气溶胶后向散射系数。

分子后向散射系数 $\beta_m(\lambda)$ 可表示为

$$\beta_m(\lambda) = \frac{3}{8\pi} \cdot 9.807 \times 10^{-23} \cdot \frac{273}{T} \cdot \frac{P_{atm}}{1.01325 \times 10^5} \cdot \left(\frac{1}{\lambda} \right)^{4.0117} \quad (4)$$

式中， T 为大气温度， P_{atm} 为大气压强。

从式 (3) 和式 (4) 可以看出，波长越长，大气气溶胶和分子的后向散射系数越小。利用美国 1976 年标准大气模型，图 11 分别给出了大气气溶胶和分子后向散射系数随高度的变化。大气气溶胶的后向散射系数 β_a 与波长的 1.3 次方成反比，因此 1.5 μm 的后向散射系数与其他三个波长的差异不大。但大气分子后向散射系数 β_m 与波长的 4.0117 次方成反比，因此，在探测大气分子后向散射信号时，355nm 的紫外激光有优势。同时，这也给 1.5 μm 气溶胶激光雷达带来好处，由于该波段大气分子后向散射信号弱，从而避免了大气分子后向信号对气溶胶后向散射信号的污染。

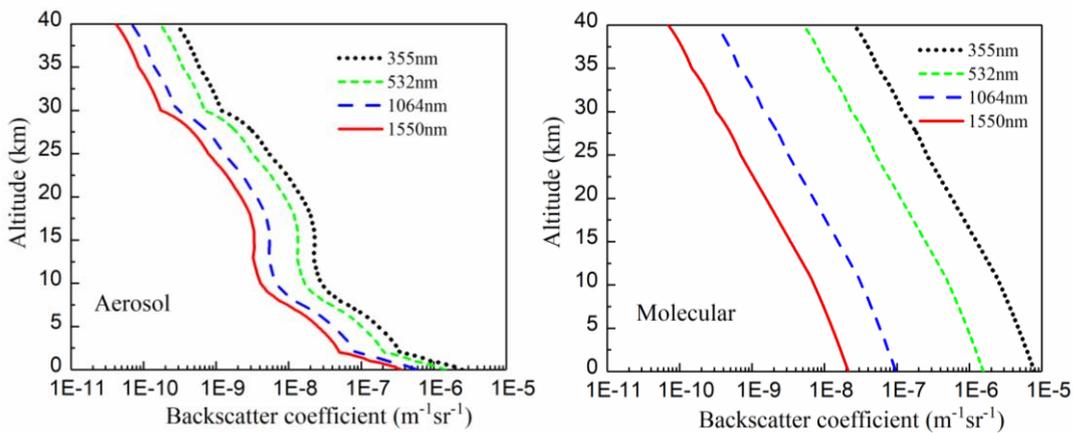


图 11 气溶胶 (左) 和大气分子 (右) 消光系数随高度的变化

11、1.5 μm 波段包含了 CO_2 、 HF 、 C_2H_2 、 CO 、 HCN 、 CH_4 、 HBr 气体的吸收线^[34,35]，如果出射激光位于这些吸收带，会造成能量损失。一方面，1.5 μm 激光雷达在波长选择时可避开这些气体的吸收线，另外一方面，通过结合差分吸收技术，可实现气体成分探测，实现多功能的 1.5 μm 激光雷达。

1.1.4 1.5 μm 激光雷达的发展

早在上世纪 80 年代, 1.5 μm 气溶胶激光雷达就已出现。1989 年, 美国佐治亚理工学院采用 1.54 μm 拉曼频移激光器研制了 1.54 μm 气溶胶激光雷达, 其脉冲能量为 45mJ, 重复频率 4Hz^[36]。1995 年, 美国南佛罗里达大学采用光参量振荡激光器研制了人眼安全的 1.57 μm 激光雷达, 并开展了大气边界层的探测实验^[37]。1997 年, NASA 戈达德太空飞行中心(Goddard Space Flight Center)进行了三波长激光雷达的机载实验, 其中 1.064 μm 和 0.532 μm 由 Nd:YAG 激光器提供, 1.54 μm 通过拉曼频移将 1.064 μm 下转换获得^[38]。

2004 年, 美国大气研究中心 NCAR 着手研制 1.5 μm 气溶胶激光雷达 REAL(Raman-Shifted Eye-Safe Aerosol LIDAR)^[27], 并在之后开展了大量的工作。2005 年, 通过增加潜望式扫描头, 实现了激光雷达对城市污染地区的监测, 从而确定污染源以及它们的耗散过程^[39]。2007 年, NCAR 通过优化甲烷拉曼池获得了更高能量的激光脉冲输出, 其 1540nm 脉冲能量为 350mJ, 重复频率 50Hz, 脉冲宽度 6ns^[40]。该高功率激光器将计划用于 NCAR 的第三代高功率 1.5 μm 激光雷达系统。2007 年, NCAR 在接收通道增加了偏振检测功能, 实现了扫描式 1.5 μm 激光雷达的大气退偏振比探测^[41], 实现了城市上空烟羽的探测。NCAR 的扫描式激光雷达的系统结构和光路图如图 12 所示。2007 年, NCAR 的 REAL 激光雷达参与了美国五角大楼的护盾工程, 以实时监测大气气溶胶状态^[42]。自 2008 年以后, 通过发展互相关算法, NCAR 提出将 1.5 μm 气溶胶激光雷达用于大气风场的反演^[43]。

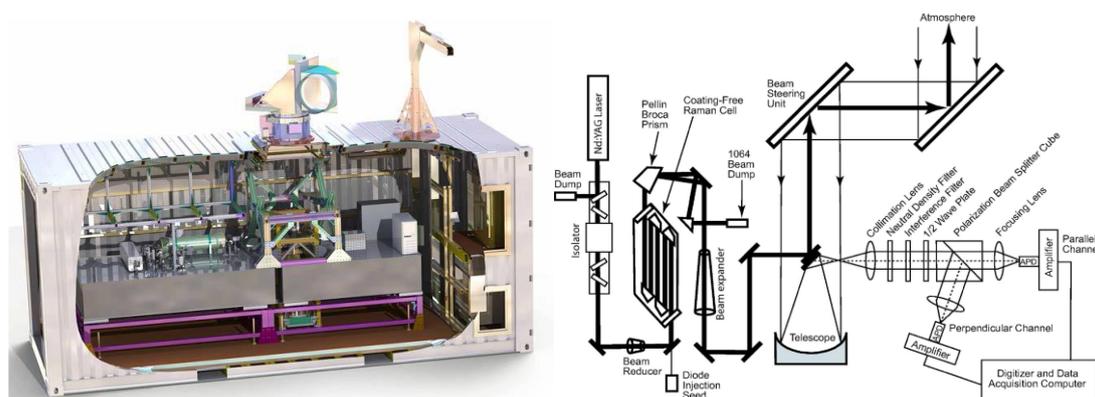


图 12 NCAR 的 1.5 μm 激光雷达系统结构 (左) 和光路图 (右)

2007 年, 武汉大学的龚威课题组发展了基于光参考振荡器的 1.5 μm 人眼安全扫描式激光雷达^[44], 并于 2014 年, 采用 1572nm 激光雷达监测了武汉市的大气气溶胶分布^[45]。

上述的 1.5 μm 气溶胶激光雷达通过提高激光功率和增大望远镜的面积, 以提高探测性能, 造成了其系统庞大, 如 NCAR 的 REAL 激光雷达需要卡车装

载，如图 12 所示，这不利于激光雷达在各种复杂平台，如机载平台、星载平台和舰载平台的部署。微脉冲激光雷达通过采用微脉冲激光和小型望远镜，通过光子计数的方式对激光雷达回波信号进行探测，可以很好的解决这一难题^[46]。

2015 年，Mayor S D 等人，实验比较了高脉冲能量 1.543 μm 激光雷达 (REAL) 和微脉冲 1.554 μm 激光雷达 (SAMPLE) 的优劣势，并指出 1.5 μm 微脉冲激光雷达在减小体积 (1.4 m^3)、减轻重量 (204kg) 和提高信噪比上有优势^[47]。其参数比较见表 2，同时同地探测的实验结果见图 14。在 0.1s 时间累积的情况下，REAL 的探测距离约为 3km，而 SAMPLE 的探测距离可延伸至 5km。其微脉冲激光雷达的脉冲能量为 350 μJ ，重复频率为 15KHz，脉冲宽度为 25ns，探测器采用日本滨松的光电倍增管，其探测效率为 10%，暗计数为 $25 \times 10^4 \text{Hz}$ 。但由于探测器的噪声高，在探测性能上，微脉冲激光雷达的探测信噪比仍受限。

表 2 REAL 和 SAMPLE 的关键参数比较

System Parameter	Original NSF REAL	SAMPLE
Wavelength	1.543 μm	1.554 μm
Pulse rate	10 Hz	15000 Hz
Pulse energy	120 to 170 mJ	0.35 mJ
Pulse duration	6 ns	25 ns
Pulse length	1.8 m	7.5 m
Backscattering sample rate	100	20
Range gate spacing	1.5 m	7.5 m
Transmitter type	Flashlap-pumped Nd:YAG and Raman wavelength shifter	Pulsed fiber
Beam divergence	0.20 mrad (half angle)	0.3 mrad (half angle)
Optical filter bandwidth	5 nm	1 nm
Detection type	Analog InGaAs APD	Photon counting PMT
Detector brand and model	Perkin Elmer C30659-1550-R2A	Hamamatsu H10220-75
Detector active area diameter	0.2 mm	1.6 mm
Detector quantum efficiency	75%	12%
Telescope diameter	40 cm	20 cm
Receiver FOV	0.28 mrad (half angle)	0.4 mrad (half angle)
Geometry	Coaxial	Biaxial
Range to full overlap	500 m (estimate)	1000 m (estimate)
Scan mechanism	Beam steering unit	Pan/tilt positioner

综上所述， $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达具有单个光子能量低，光子数多、人眼安全、光电集成器件成熟、光纤中传输衰减小、利于探测大气气溶胶的粗颗粒、太阳背景低、大气消光系数小、大气透过率高、激光增益介质优良、大气分子后向散射干扰小、红外隐蔽性好的优点。但由于近红外单光子能量弱，光电转换低，成熟的 $1.5\mu\text{m}$ InGaAs/InP 单光子探测器具有效率低、噪声高、后脉冲概率大、饱和计数率低的缺点。针对这个技术难题，中国科大的研究团队研制了高效低噪声 $1.5\mu\text{m}$ 单光子探测器，并开展了系列 $1.5\mu\text{m}$ 微脉冲激光雷达工作。

中国科大研究团队于 2014 年采用频率上转换探测器，提高 $1.5\mu\text{m}$ 的探测效率和降低了噪声，通过使用 $110\mu\text{J}$ 激光器和 100mm 口径望远镜， $1.5\mu\text{m}$ 微脉冲小型化激光雷达实现了 8km 远距离的、连续 24 小时的大气气溶胶探测^[48]。该团队利用自主研发的周期极化铌酸锂波导，将雷达接收的 $1.5\mu\text{m}$ 单光子与 $2\mu\text{m}$ 的连续泵浦光发生和频，用硅探测器对产生的 $0.863\mu\text{m}$ 的光子进行探测。此时，量子效率可达 55%，暗噪声仅 16Hz。参见图 15 所示，在 1 分钟脉冲累积下，采用上转换单光子探测器的微脉冲激光雷达的探测距离为 8km ，而如果采用商用的 InGaAs 单光子探测器（AUREA，APD-A），当 InGaAs 探测器的量子效率调节至 10% 时，远场的激光雷达信号将被探测器的噪声淹没。如果降低探测器的噪声，也将带来探测器的量子效率降低，接收的光子数减少，探测信噪比低。

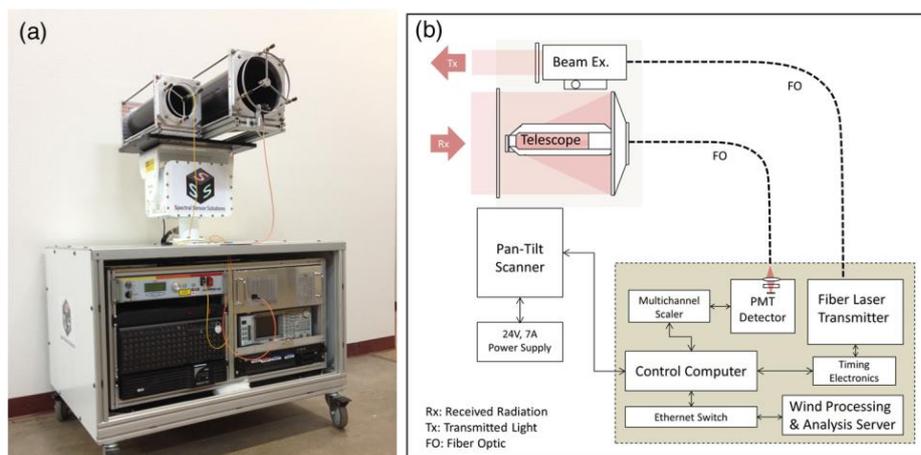


图 13 $1.5\mu\text{m}$ 微脉冲激光雷达的照片 (a) 和光路图 (b)

表 2 REAL 和 SMAPLE 的参数比较^[43]

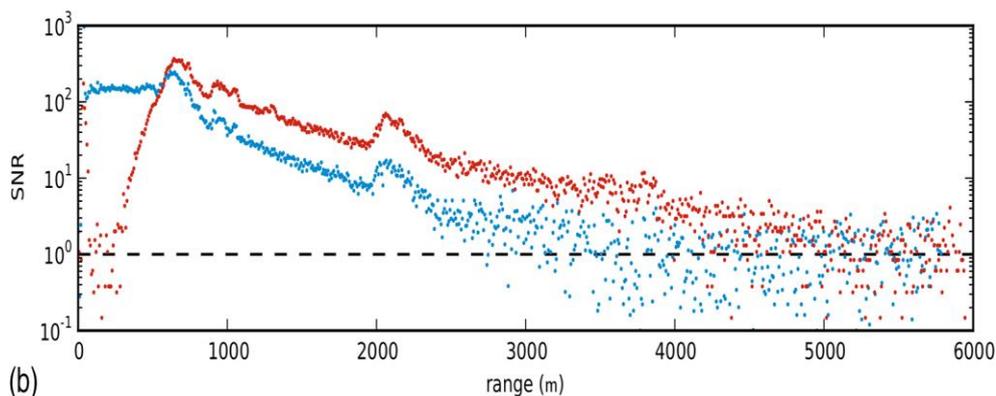


图 14 累积时间 0.1s 时, REAL (蓝色) 和 SAMPLE (红色) 的大气回波信号的信噪比比较

随后, 该方法引起德国宇航局、丹麦科技大学^[49]、白俄罗斯国立大学同行^[25]的关注, 于 2016 年 3 月采用相同技术实现了大气二氧化碳的探测^[49]。

2016 年 8 月, 中国科大采用全光纤的 Fabry-Perot 干涉仪对单光子的频移进行了检测, 利用 50 μ J 的脉冲光、80mm 口径的望远镜在国际上首次实现了大气边界层风场的探测^[50]。2016 年 11 月, 利用时分复用技术, 该团队报道了当前集成度最高的直接探测测风激光雷达, 不仅简化了系统结构, 还提高了系统稳定性和可靠性, 并免于周期性校准^[51]。其模块化的 1.5 μ m 测风激光雷达的照片见图 16。2017 年, 中国科大团队针对自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器后脉冲概率高的缺点, 对 InGaAs/InP 单光子探测器的参数进行了优化, 发展了一套后脉冲修正算法, 实现了基于 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 μ m 激光雷达在大气气溶胶探测中的应用^[52]。

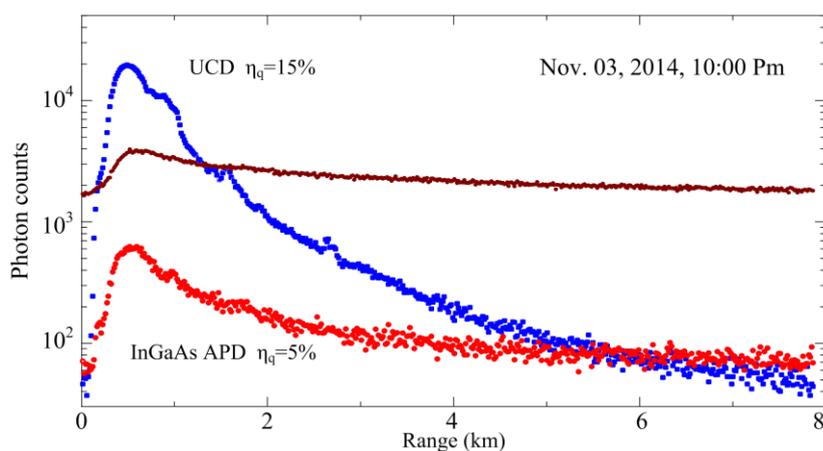


图 15 InGaAs 单光子探测器和上转换单光子探测器的探测性能比较



图 16 模块化的 $1.5\mu\text{m}$ 直接探测测风激光雷达照片

2017 年中国科大利用超导纳米线单光子探测器 SNSPD (Superconducting Nonowire Single-Photon Detector) 量子效率高、噪声低、饱和计数率大的优点, 采用 $50\mu\text{J}$ 的激光能量, 80mm 口径望远镜, 外场试验中, 在 10m 高度分辨率、 10s 时间分辨率条件下, 实现了 2.7km 高度以下大气的风切变探测^[53]。其超导双频测风激光雷达的照片见图 17 所示。

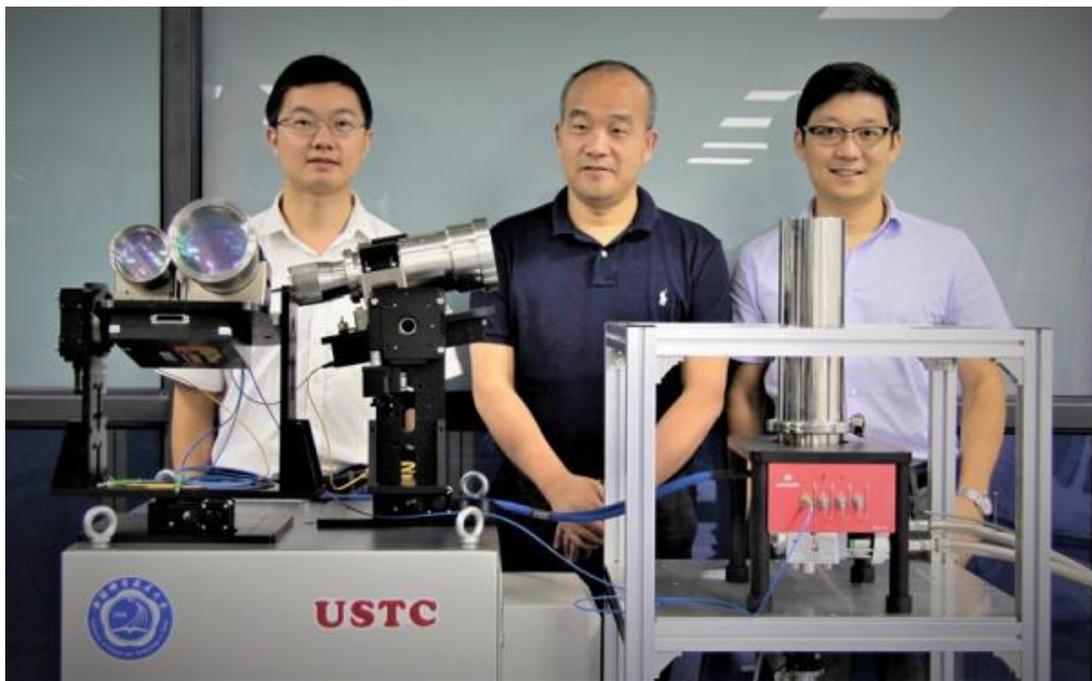


图 17 窦贤康(中)、夏海云(右)、上官明佳(左)与双频超导测风激光雷达

1.2 $1.5\mu\text{m}$ 单光子探测器的发展

1.2.1 单光子探测器介绍

探测技术是有效感知物质的技术。光能量的最小单位是一个光子, 这是由量子理论确定的不可再分的量子极限。因此, 光探测能力的极限是实现单光子探测。单光子探测技术作为极限灵敏度的光信号测量技术, 在量子通信、量子

感知、量子计算机、生物荧光分析、激光遥感、激光成像技术、空间对地通信系统、光纤传感等领域具有不可替代的作用。

由于单个 $1.55\mu\text{m}$ 光子的能量为 $1.282 \times 10^{-19}\text{J}$ ，这就要求单光子探测器具有非常大的增益，同时保持极低的噪声。单光子探测器的指标主要包括：

1、量子效率，当单个光子耦合进入探测器，经过半导体等材料的吸收，然后增益放大成宏观可测的电流信号，最终记录得到一个电信号的概率称之为探测器的量子效率。

2、暗计数，当没有信号光输入的情况下，探测器由于自身材料和电路引入的电信号称之为暗计数，其通常采用 Hz 或 cps (counts per second) 表示。

3、时间抖动，信号到达时间和理想到达时间的偏差。

4、计数率/死时间，当探测器接收到一个单光子产生的电脉冲之后，探测器需要一段时间恢复电路，这段时间称之为死时间。计数率与死时间成反比，死时间越短，计数率越大。

5、后脉冲概率，在基于 Si、InGaAs 等半导体的单光子探测器中，由于半导体材料自身的缺陷，在一个信号光产生的电子空穴对被雪崩放大后，部分电子空穴对会被半导体材料所束缚，并在随后一段时间内有概率的释放被束缚的电子空穴对，引入伪信号，该概率称为后脉冲概率。

6、光谱响应范围，由于光电材料的响应带宽有限，单个探测器仅能探测一定波长覆盖的信号，如 Si 单光子探测器的响应带宽为 400nm 至 1100nm 波段，InGaAs 单光子探测器的响应带宽为 1000nm 至 1700nm 波段，而 $1.5\mu\text{m}$ 上转换单光子探测器响应带宽约 0.3nm。

7、工作温度，探测器需要在一定低温下才能启动，如 SNSPD 一般需要制冷到 3K 左右的低温，而 InGaAs 探测器为了降低热激发载流子引入的噪声，需要将温度降低到 210K 到 250K。

8、探测器的光敏面面积，典型的 InGaAs SPAD 的光敏面的面积为 $\phi 22\mu\text{m}$ ，PMT (Photomultiplier Tube) 的光敏面可达 $\phi 22\text{mm}$ ，主流的 SNSPD 采用单模光纤耦合结构，其光敏面为 $\phi 9\mu\text{m}$ ，上转换单光子探测器中，周期极化铌酸锂波导为单模结构，其芯径为 $\phi 9\mu\text{m}$ 。实现大光敏面且响应均匀的单光子探测器，可提高空间光到光纤的耦合效率，在自由空间通信、激光遥感等领域具有重要作用。

9、FOM 值(Figure of merit)，对光电二极管而言，常用的参数是等效噪声功率 NEP (Noise Equivalent Power)，而典型的单光子探测器并不直接测量能量，而是以光子计数的方式输出信号。为此，一个无量纲的参数 FOM 值被提出，其定义为 $\text{FOM} = \eta / D_R \tau_D$ ，其中 η 为探测器的量子效率， D_R 为暗计数， τ_D 为死时

间。该参数既反映了探测的信噪比，又反映了探测器的最大计数率，适用于量子密钥分发系统、时间相关光子计数系统和激光遥感。FOM 值越大，探测器表现越好。

10、光子数分辨能力，探测器可以区分多个信号光子的能力。

表 3 单光子探测器比较^[54]

Detector type	T (K)	Efficiency η @nm	δt ns	D cps	FOM	MCR 10^6 cps
PMT (visible–near-infrared)	300	40@500	0.3	100	1.3×10^7	10
PMT (infrared)	200	2@1550	0.3	2×10^5	3.3×10^2	10
Si SPAD (thick junction)	250	65@650	0.4	25	6.5×10^7	10
Si SPAD (shallow junction)	250	49@550	0.035	25	5.6×10^8	10
Si SPAD (self-differencing)	250	74@600	---	2×10^3	---	16
Si SPAD (linear mode)	78	56@450	---	8×10^{-4}	---	10^{-2}
Si SPAD (cavity)	78	42@780	0.035	3500	3.4×10^6	10
Si SPAD (multipixel)	290	40@532	0.3	$2.5-50 \times 10^4$	1×10^4	30
Hybrid PMT (PMT + APD)	270	30@1064	0.2	3×10^4	5×10^4	200
Time multiplexed (Si SPAD)	250	39@680	0.4	200	5×10^6	0.5
Time multiplexed (Si SPAD)	250	50@825	0.5	150	7×10^6	2
Space multiplexed (InGaAs SPAD)	250	33@1060	0.133	1.6×10^7	1.6×10^1	10
Space multiplexed (InGaAs SPAD)	250	2@1550	---	--	---	0.3
InGaAs SPAD (gated)	200	10@1550	0.37	91	3.0×10^5	10^{-2}
InGaAs SPAD (self-differencing)	240	10@1550	0.055	16000	1.1×10^5	100
InGaAs SPAD (self-differencing)	240	10@1550	---	---	---	--
InGaAs SPAD (discharge pulse counting)	243	7@1550	---	40000	---	10
CIPD (InGaAs)	4.2	80@1310	---	---	---	10^{-3}
InGaAs (self-quenching and self-recovery)	300	---	10	---	---	3
InP NFAD (monolithic negative feedback)	243	6@1550	0.4	28000	5×10^3	10
Frequency up-conversion	300	8.8@1310	0.4	13000	1.7×10^4	10
Frequency up-conversion	300	58@1550	---	460000	---	5
Frequency up-conversion	300	20@1306	0.62	2200	1.5×10^5	10

VLPC	7	88@694	40	20000	1.1×10^3	10
VLPC	7	40@633	0.24	25000	6.7×10^4	10
SSPM	6	76@702	3.5	7000	3×10^4	30
TES(W)	0.1	50@1550	100	3	1.7×10^6	0.1
TES(W)	0.1	95@1556	100	---	---	0.1
TES(Ha)	0.1	85@850	100	---	---	0.1
TES (Ti)	0.1	81-98 @850	100	---	---	1
SNSPD	3	0.7@1550	0.06	10	1.2×10^7	100
SNSPD (in cavity)	1.5	57@1550	0.03	---	---	10^3
Parallel SNSPD	2	2@1300	0.05	0.15	2.7×10^9	10^3
STJ	0.4	45@350	2000	---	---	10^{-2}
QD (resonant tunnel diode)	4	12@550	150	0.002	4×10^9	0.25
QDOGFET (field-effect transistor)	4	2@805	$\frac{1000}{0}$	150	10	0.05

一个理想的单光子探测器的特点为探测效率 100%，暗计数 0Hz，无死时间、无时间抖动、无后脉冲概率、光敏面大、光谱响应宽、具有多光子分辨能力。

目前，一些成熟的半导体单光子探测器已经商用，著名的厂商包括日本 Hamamatsu 公司、德国 PicoQuant 公司、Excelitas 公司、瑞士的 ID Quantique 公司、法国 AUREA 公司、美国的 Princeton Lightwave 公司、美国的 PerkinElmer 公司、美国的 Micro Photon Devices 公司。2011 年，美国标准计量局对单光子探测器进行了总结和比较^[54]，见表 3 所示。

从表 3 来看，光电倍增管 PMT 和硅基材料的单光子雪崩光电二极管 Si-SAPD (Si Single-photon Avalanche Photodiode) 在可见光波段性能优越，尤其是混合型的 PMT (PMT+APD) 在 1064nm 波段突出，其探测器效率为 30%，暗计数 30000Hz，最大计数比率 200MHz^[55]。但是，由于 Si-SAPD 和 PMT 的材料禁带宽度的限制，它们无法有效实现近红外波段单光子的探测。

1.2.2 1.5 μ m 单光子探测的发展

当前，主流的 1.5 μ m 波段单光子探测器包括 InGaAs/InP 单光子探测器、上转换单光子探测器 UCSPD (Up-Conversion Single-photon Detector) 和超导纳米线单光子探测器 SNSPD。从探测指标来看，SNSPD 的性能最优越，UCSD 其次，InGaAs/InP 单光子探测器的性能相对较差，这三个探测器的比较见表 4。接下来将介绍这三种探测器，并讨论它们在激光雷达中的应用。

表 4 1.5 μm 单光子探测器比较

探测器 参数	SNSPD ^[70]	UCSPD ^[47]	Free-running InGaAs/InP ^[49]	Gated InGaAs/InP ^[53]
量子效率	92 %	20 %	10 %	10% @Duty ratio34%
暗计数	130 cps	300 cps	950 cps	10 k cps
后脉冲几率	无	0.94%	18%	3%
最大计数率	150 Mcps	37 Mcps	1.6 Mcps	100Mcps
工作温度	3 K	300 K	223 K	240 K
光敏面面积	$\phi 10\mu\text{m}$	$\phi 10\mu\text{m}$	$\phi 22\mu\text{m}$	$\phi 62.5\mu\text{m}$
探测波长	宽谱响应	1548.1nm	宽谱响应	宽谱响应
偏振特性	偏振相关	偏振相关	偏振无关	偏振无关

1. InGaAs/InP 单光子探测器

InGaAs/InP 单光子探测器是 1.5 μm 波段最常用的探测器。其主要包括雪崩光电二极管和与之配套的淬灭电路。当光子入射到雪崩管后，产生一个雪崩信号，电路完成对雪崩信号的记录后，雪崩管恢复到工作状态，以对下一个光子进行探测。探测器的工作速率与雪崩淬灭电路有关，雪崩淬灭越快，探测器恢复到工作状态的时间越短，工作速率就越快。InGaAs/InP 单光子探测器通常工作在门控模式（gating mode）或自由运行模式（free-running mode）。门控模式的优势在于，通过让信号光和门控同步，等光子到达时才开门，这有效降低了 InGaAs/InP 单光子探测器的暗计数。门控频率从最早的几 MHz 上升到目前的 GHz 量级^[56]。高速门控技术包括正弦门控技术和自差分技术。门控技术可缩短雪崩的持续时间，这大大降低后脉冲概率。基于高速门控技术的 InGaAs/InP 单光子探测器已用于激光测距，得益于其小的时间抖动，其实现了距离分辨率 8cm 的探测^[57]。但是，门控技术的劣势在于，其占空比低。即使采用高速的门控技术，占空比也仅为 20%，这大大降低了探测器的探测效率，这限制了其在大气激光雷达中的应用^[58]。

自由运行的 InGaAs/InP 单光子探测器更适合激光遥感应用。到目前为止，各种技术已经用于实现探测器的自由运行。首先，被动淬灭技术是实现自由运行最常用的方法。被动淬灭技术中雪崩淬灭后的恢复时间很长，因此有效降低了后脉冲效率，但缺点为计数率低，同时由于偏置电压一直大于雪崩电压，被动淬灭的暗计数也比较高^[56]。第二种技术是，主动淬灭技术。当雪崩二极管产生一个雪崩信号后，这个雪崩信号通过比较器读取，通过将偏置电压拉低到雪崩电压之下，完成雪崩淬灭，经过一段确定的时间后，再将偏置电压拉到雪崩

电压之上，雪崩二极管重新进入工作状态^[59]。第三种为采用负反馈的雪崩二极管 NFAD (Negative Feedback Avalanche Diodes)，其通过集成一块阻抗约 900K Ω 的薄膜电阻到半导体结构中，实现了被动淬灭^[60]，这为自由运行提供了简单实用的解决方案。

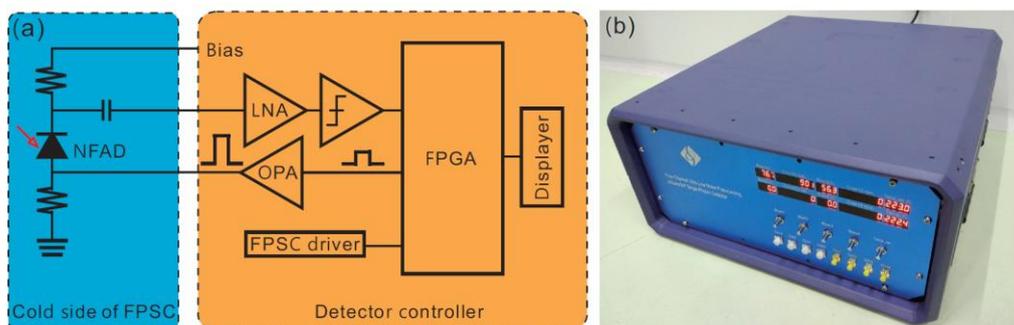


图 18 中国科大研制的自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器的设计框图(a)和照片(b)

虽然 InGaAs/InP 单光子探测器的探测性能较差，但其具有体积小、成本低、已商用的优点，其已应用于经典的光通信领域、量子保密通讯、光纤传感和 3D 激光雷达成像。InGaAs/InP 单光子探测器的各个指标（探测效率、暗计数、后脉冲概率和最大计数率）相互影响，因此，根据具体的应用，需要优化 InGaAs/InP 单光子探测器。2017 年，中国科大的研究团队开发了一套用于修正 InGaAs/InP 单光子探测器后脉冲概率的算法，实现了自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器在大气探测激光雷达中的应用^[52]。InGaAs/InP 单光子探测器的设计框图和照片如图 18 所示。

2. 频率上转换单光子探测器

UCSPD 利用非线性光学的和频过程，将红外光子高效转换成可见光光子，再通过 Si SPAD 进行探测。虽然 Si SPAD 在近红外波段的探测性能不佳，但在可见光波段，Si SPAD 具有探测效率高（65% @650nm）、暗计数低（25cps）、后脉冲小（0.5%）、计数率高（40Mcps）、常温下运行、易于与其他系统集成的优点，且已商用，产品性能稳定。

美国西北大学的 Prem Kumar 等人分别于 1990 年和 1992 年在理论和实验上证明单光子量子态频率转换的可行性^[61, 62]。其采用 KTP 晶体的非线性效应，将 1064nm 的光子转换成 532nm 的可见光，但由于 KTP 晶体的非线性效率低，现象不明显^[62]。因此，寻找非线性系数高的介质成了单光子频率转换的突破口。2004 年，MIT 的 Franco N. C. Wang 研究团队采用新型的非线性材料，即周期极化铌酸锂 PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) 实现了效率 90% 的非线性转换，其采用高功率的 1064nm 泵浦光，将 1550nm 的信号光转成 633nm，之后采

用 Si SPAD 进行探测^[63]。转换效率高的 PPLN 晶体促进了这个领域的发展，但同时也面临高噪声的困扰。

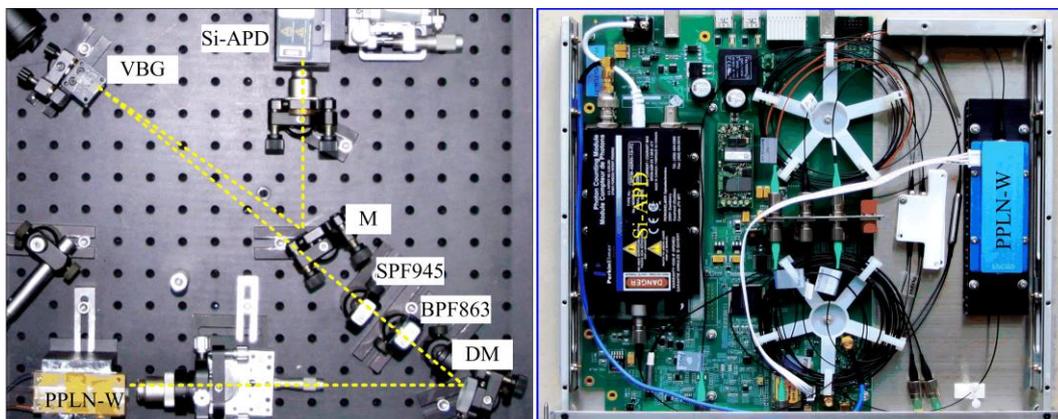


图 19 中国科大 2014 年研制的空间光 UCSPD^[48]和 2016 年研制的全光纤 UCSPD^[51]

2004 年，美国伊利诺伊大学的 P. G. Kwiat 研究团队利用 1064nm 的泵浦光，实现了转换效率 80% 的 1550 nm 信号光到 631 nm 光的转换^[64]。同年，斯坦福大学的 M.M.Fejer 研究组也采用 PPLN 实现了转换效率大于 90% 的 1550nm 单光子探测器，其采用 1.32 μm 的泵浦光^[65]。2005 年，M.M.Fejer 研究组利用逆向质子交换的 PPLN 波导，实现了探测效率为 46% 的 1.56 μm 单光子探测器，但其噪声高达 $8 \times 10^5 \text{cps}$ 。为了降低噪声，2008 年，日本 NTT 的 H.Kamada 提出利用单色仪滤除噪声，但由于单色仪的透过率低，因此在降低噪声的同时，也降低了探测器效率^[66]。2011 年，M.M.Fejer 研究组提出了长波泵浦技术，实现了总探测效率 37%，噪声 1000cps 的 UCSPD^[67]。2013 年，中国科大潘建伟课题组利用长波泵浦技术和基于体布拉格光栅的窄带滤波技术，实现了探测效率 30%，噪声 100cps 的 UCSPD^[68]。华东师范大学的曾和平研究小组，利用块状周期极化铌酸锂晶体和光学腔实现了频率的上转换^[69]。中国科大研制的 UCSPD 见图 19 所示，左图为基于空间光的 UCSPD，右图为光纤集成的 UCSPD。中国科大基于研制的 UCSPD，在激光遥感和星地量子通信方面，开展了一系列工作。激光遥感领域的工作见 1.1 节所述。在远距离量子通信方面，2017 年，中国科大潘建伟团队利用 1.5 μm 激光大气透过率高、太阳背景低的优点，利用高效低噪声的 UCSPD，实现了白天远距离（53km）的自由空间量子密钥分发，通过地基实验在信道损耗和噪声水平方面的表现，验证了其在构建基于量子星座的星地、星间量子通信网络的可行性^[70]。

3. 超导纳米线单光子探测器

SNSPD 的探测原理为，当超导纳米线吸收光子后会出现有阻的局域非平衡点“hot-shot”，从而在纳米线两端产生电压脉冲信号，通过对该电压信号的探测可实现单光子探测^[71]。SNSPD 只是超导单光子探测器的一种。超导单光子探测器还包括超导电阻转变沿 TES（Transition Edge Sensor）传感器和超导隧道结 STJ（Superconducting Tunnel Junction）。TES 和 STJ 研发的初衷为探测天文中的高能射线和粒子，其在可见光到近红外波段同样具有非常优异的性能。TES 在近红外波段探测效率大于 90%，暗计数基本没有，且具备光子数分辨能力，但缺点在于其计数率低（100KHz），时间抖动大^[72]。并且 TES 和 STJ 需要在 1K 以下温度工作，这大大限制了其广泛应用。

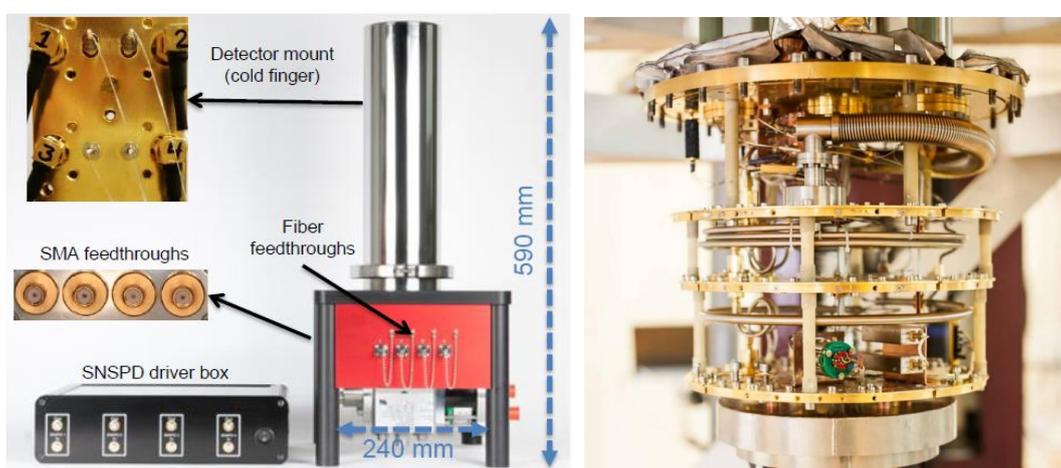


图 20 Single Quantum 公司的 SNSPD（左）和低温稀释制冷机（右）^[71]

自 2001 年，莫斯科国立师范大学 MSPU（Moscow State Pedagogical University）首先制备 SNSPD 以来^[73]，SNSPD 在 $1.5\mu\text{m}$ 的探测效率从开始的不足 1% 提升到超过 93%^[74]。作为一种新型的单光子探测器，其具有探测效率高、暗计数低、时间抖动小、计数率高、响应频谱宽、无后脉冲概率、电路简单的优势，综合性能在近红外波段已明显超越传统的半导体探测器计数。目前，SNSPD 已经用于量子密钥分发、量子计算、光纤通信、空间激光通信、飞行时间激光测距、单光子成像、荧光分析和单光子源表征^[74]。在激光雷达领域，中国科大于 2017 年采用 SNSPD，实现了小型化、远距离探测、高时空分辨率的 $1.5\mu\text{m}$ 直接探测风激光雷达^[52]。目前，研究国际上开展 SNSPD 研究的研究机构包括：美国标准计量局 NIST（National Institute of Standards and Technology）、美国麻省理工学院 MIT（Massachusetts Institute of Technology）、日本 NICT（National Institute of Information and Communications Technology）、俄罗斯莫斯科国立师范大学 MSPU（Moscow State Pedagogical University）、英国格拉斯哥大学（University of Glasgow）、英国赫瑞瓦特大学（Heriot-Watt

University) 和荷兰埃因霍温理工大学 (Technische Universiteit Eindhoven)。国内开展相关研究的机构包括: 上海微系统所、南京大学、清华大学、中科院物理所。国际上已出现了 5 个以 SNSPD 为核心产品的高科技公司: 俄罗斯的 Scontel 公司、荷兰的 Single Quantum 公司、美国的 Photon Spot 公司、美国的 Quantum Opus 公司、瑞士的 IDQ 公司^[75]。国内方面, 中国科学院上海微系统与信息技术研究所成立上海赋同科技有限公司。其中 Single quantum 的 SNSPD 产品见图 20 所示^[76]。

1.3 本文研究内容

本文的研究对象是 $1.5\mu\text{m}$ 量子激光雷达。

本文采用的基本技术是单光子频率检测技术。

本文的研究目的是基于单光子探测技术和激光频率检测技术, 研制高效低噪声的单光子探测器, 实现小型化 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达和光子计数 BOTDR, 采用 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达实现了大气能见度和大气风场探测, 光子计数 BOTDR 实现了温度和动态应变的分布式探测。

第一章 简要罗列了激光雷达的应用方向, 回顾了星载大气探测激光雷达的发展, 指出了传统大气探测激光雷达的技术瓶颈, 从激光雷达方程出发, 阐述了 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达的优点, 总结了 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达的发展, 提出了小型化和全光纤的微脉冲 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达。简要介绍了评估单光子探测器性能的指标参数, 总结了 $1.5\mu\text{m}$ 波段单光子探测器的发展及其在激光遥感中的应用。

第二章 从能见度的定义出发, 介绍了能见度探测的意义和方法。理论研究了大气消光系数的反演算法, 总结了 $1.5\mu\text{m}$ 能见度激光雷达的反演算法。提出并实现了基于上转换单光子探测器的 $1.5\mu\text{m}$ 微脉冲大气能见度激光雷达。对自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器的各参数进行了优化, 开发了一套修正 InGaAs/InP 单光子探测器的后脉冲概率的算法, 开辟了自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器在大气探测激光雷达中的应用方向。

第三章 介绍了大气风场探测的意义, 总结了各类测风设备, 通过比较指出了测风激光雷达具有时空分辨率高、低空无盲区、测量精度高、电磁兼容性好、昼夜连续观测、可实现从地面至 110km 高度全覆盖的优势。对相干激光雷达和直接探测激光雷达的发展进行了综述, 简要讨论了这两种探测机理的优缺点。提出并实现了三类 $1.5\mu\text{m}$ 直接探测测风激光雷达, 即高光谱分辨测风激光雷达、基于 Fabry-Perot 透射和反射谱的双边缘测风激光雷达、超导双频测风激光雷达。

第四章 介绍了对分布式光纤传感的意见，回顾了基于布里渊的分布式光纤传感的发展，提出了基于上转换单光子探测器的光子计数 BOTDR，采用高光谱分辨技术实现了分布式温度传感，采用双边缘探测技术实现了动态应变测量。

第五章 回顾了论文的内容，凝练了论文的几个创新点，指出论文的后续研究工作。

第二章 能见度激光雷达

2.1 大气能见度探测的意义和手段

2.1.1 大气能见度探测的定义

大气能见度是描述大气混浊的参数，大气越混浊，能见度越低。在不一样的天气条件下，能见度可以从几百米到 260 km 变化^[77]。大气能见度定义为在天空背景下，白天人眼所能看见大的黑色物体的最远距离^[78]。能见度受两个因素的影响，第一，由于大气的吸收和散射，从一定距离传过来的光将无法到达观测者；第二，由于大气的散射，增加了观测者从背景光中提取目标的难度^[5]。根据 Koschmieder 的理论^[79]，能见度由对比阈值 K （观察者需要从背景中区分出目标）和 550nm 的大气消光系数 α_{550nm} （绿色人眼最敏感）决定，即

$$V = \frac{1}{\alpha_{550nm}} \ln \frac{1}{K}. \quad (5)$$

对比度 C_v 定义为 $C_v = (L_o - L_H) / L_H$ ，式中 L_o 为黑色物体的辐亮度， L_H 为水平天空背景的辐亮度。人们肉眼所能看见黑色物体时的最小对比度 C_v 称之为对比度阈值 K 。在不同应用中， K 定义各不相同^[5]。

标准能见度 NVR (Normal Visual Range)

对于具有正常视力，且经验丰富的观察者，Koschmieder 给出了 K 为 0.02^[1]，

$$V_n = \frac{1}{\alpha_{550nm}} \ln \frac{1}{0.02} = \frac{3.912}{\alpha_{550nm}}. \quad (6)$$

气象光学距离 MOR (Meteorological Optical Range)

在气象上，考虑到观察者的心理压力，例如飞行员在飞行过程会经历比普通观察者更大的压力，因此，其对比阈值 K 设定为 0.05。

$$V_n = \frac{1}{\alpha_{550nm}} \ln \frac{1}{0.05} = \frac{3}{\alpha_{550nm}}. \quad (7)$$

垂直光学距离 VOR (Vertical Optical Range)

由于消光系数在大气垂直高度上是分层的，因此垂直光学距离 (VOR) 定义为消光系数在高度 z 上的积分，即

$$\int_0^{VOR} \alpha_{550nm}(z) dz = 3. \quad (8)$$

斜程光学距离 SOR (Slant Optical Range)

根据 Pythagoras 的理论, 当观察者从高于地面 h 的高度 (如飞机跑道), 观察到位于地面上的目标时, 观测者可以观测到目标的最远水平距离为斜程光学距离 SOR, 其定义为

$$\text{SOR} = h \left[\left(3 / \int_0^h \alpha(z) dz \right) - 1 \right]^{1/2}. \quad (9)$$

斜程光学距离 SOR 是倾斜距离在水平面上的投影。因此, 高度 h 越高, 斜程光学距离 SOR 越短。

跑道能见度 RVR (Runway Visual Range)

这两个量是由国际民用航空组织 ICAO (International Civil Aviation Organization) 定义的。跑道能见度 RVR 定义在高于跑道 5m 的地方, 沿跑道方向可以辨认跑道本身或接近跑道的目标物 (夜间为指定的跑道边灯) 的最远距离。其与斜程光学距离 SOR 类似, 定义为实际光学距离在跑道上的投影。在白天, 除非跑道的光非常亮, 否则 $\text{RVR} = \text{MOR}$ 。

斜程能见度 SVR (Slant Visual Range)

类似的, 斜程能见度 SVR 定义为, 在远高于 5m 的地点, 沿跑道方向可以辨认跑道本身或接近跑道的目标物 (夜间为指定的跑道边灯) 的最远距离。在白天, 除非跑道的光非常亮, 否则 $\text{SVR} = \text{SOR}$ 。

2.1.2 大气能见度探测的意义

大气能见度探测在环保、交通、气象和军事领域均有重要的应用。

在环境保护领域, 能见度是表征近地面大气污染程度的一个重要参数。城市排放的大量污染物悬浮在空中, 对太阳辐射产生吸收和散射, 从而降低了大气透射率和大气能见度^[80]。研究发现, 能见度每降低 6.5km, 死亡率就增加 1.13%, 诱发心血管及呼吸系统疾病病发的死亡率则分别增加 1.31% 和 1.92%。

在航空、航海、高速公路和港口等交通运输领域, 能见度具有重要影响。在陆上交通方面, 大气能见度的优劣是保证超速干道、高速公路等公路系统畅通的重要条件之一, 低大气能见度影响车辆的正常行驶, 诱发交通事故。在舰船安全航行、边防安全、舰载光电装备的使用过程中, 大气能见度是一个重要的参数。其实时、精确的获取, 对快速、准确地识别、捕获和打击目标起着重要作用。在航空业务观测方面, 能见度的准确测量, 对保证飞机安全着陆和起飞极为重要。在所有的航报站上, 都专门设置了应用于飞行业务的天气观测, 用于实时报告快速变化的天气情况, 特别是低云低高度和低能见度的情况。能

能见度直接反映了飞行员的视程大小，决定着飞机能否成功起飞或着陆，是保障飞行安全的重要气象要素之一。

在气象研究领域，能见度是气象台站基本的观测项目之一。地面气象观测的参数包括：气温、气压、空气湿度、风向、风速、云、能见度、天气现象、降水、蒸发和日照。

在天气分析方面，能见度是天气观测的一部分。气象观测的能见度，被应用于描述气团特征（陆地的对海洋的、极地对北带的对热带的）。同时，能见度观测还有助于识别边界层稳定性、降水强度、雾的密度和空间分布。

2.1.3 能见度探测的手段

大气能见度的探测手段包括：透射型能见度仪、散射式能见度仪和激光雷达能见度仪。

透射能见度仪通过测量发射器和接收器之间水平空气柱的平均消光系数，以反演能见度。由于其根据准直光束的散射和吸收原理，所以它与气象光学视程的定义密切相关，观测的能见距离与能见度一致。芬兰 Vaisala 公司的 LT31 大气透射表(Transmissometer)，是机场气象自动观测系统中常用的一种能见度仪器。但其只能获取水平方向能见度，且当出现不均匀的雾、局地的雨或雪暴的情况时，仪器的误差大。

散射式能见度仪则是根据 Mie 散射理论提出。当避开特定气体的吸收时，大气气溶胶粒子对光吸收作用，比对光的散射作用弱很多，可忽略不计，因此大气消光系数近似等于或正比于大气散射系数。散射式能见度仪分为总散射仪、后向散射仪和前向散射仪三种。最常用的是前向散射仪。目前，商用的能见度仪厂商包括芬兰的 Vaisala 公司、美国 Belfort 公司、美国的 Novalynx 公司、英格兰 Biral 公司、德国 Lufft 公司。散射式能见度仪具有晴天测量精度好、操作简单、体积小的优点。但其仅能实现单点测量，且光学系统容易受到大气污染的影响。

能见度激光雷达是特殊的后向散射型能见度仪。其通过发射激光脉冲到大气中，激光脉冲与大气相互作用后，其后向散射信号由望远镜接收，接收的回波信号经高速探测和采集后，用于反演距离分辨的大气参数。其具有高时间分辨率、高空间分辨率、远探测距离的特点。能见度激光雷达不仅可以测量水平能见度，还可以通过调节望远镜的指向，测量斜程能见度和垂直光学距离^[5]。激光雷达垂直指向时，不仅可以测量能见度，还可以获得云的信息^[81]。在激光雷达中，能见度信息通过消光系数反演。通过计算大气消光系数在高度上的积分，可以获得大气的光学厚度^[82]。另外，不同波段的大气消光系数和大气退偏振比、激光雷达比相结合，可以用于确定气溶胶的种类^[12,83,84,85]。

2.2 大气能见度反演算法

2.2.1 大气消光系数反演算法

本节首先根据 Mie 散射理论，推导球形粒子消光系数的表达式。之后，从激光雷达方程出发，总结大气消光系数的反演算法。

1908 年，G Mie 从麦克斯韦方程出发，严格计算了球形粒子的散射解^[86]。但由于 Mie 散射计算复杂，且复变量 Bessel 函数导致了严重的计算错误，因此，当时未实现球形散射的数值计算。1983 年，宾夕法尼亚州立大学 Craig F Bohren 和亚利桑那州立大学的 Donald R. Huffman 合作，根据 Mie 散射理论计算得到 Mie 散射系数^[87]，其可表示为

$$a_n(\chi, m) = \frac{m\varphi_n(m\chi)\varphi_n'(\chi) - \varphi_n(\chi)\varphi_n'(m\chi)}{m\varphi_n(m\chi)\xi_n'(\chi) - \xi_n(\chi)\varphi_n'(m\chi)}, \quad (10)$$

$$b_n(\chi, m) = \frac{\varphi_n(m\chi)\varphi_n'(\chi) - m\varphi_n(\chi)\varphi_n'(m\chi)}{\varphi_n(m\chi)\xi_n'(\chi) - m\xi_n(\chi)\varphi_n'(m\chi)}, \quad (11)$$

式中 a_n 和 b_n 都是尺寸参数 $\chi = ka = 2\pi a / \lambda$ (a 为球形粒子的半径， λ 为入射光波长) 和粒子复折射系数 $m = m_1 - im_2$ 的函数， $\varphi_n(\chi)$ 为 Riccati-Bessel 函数， $\xi_n(\chi)$ 为 Riccati-Hankel 函数，其定义为

$$\varphi_n(\chi) = [(2n-1)\varphi_{n-1}(\chi)/\chi] - \varphi_{n-2}(\chi), \quad (12)$$

$$\xi_n(\chi) = [(2n-1)\xi_{n-1}(\chi)/\chi] - \xi_{n-2}(\chi), \quad (13)$$

$$\varphi_0(\chi) = \sin \chi, \quad (14)$$

$$\varphi_1(\chi) = [(\sin \chi)/\chi] - \cos \chi, \quad (15)$$

$$\xi_0(\chi) = \sin \chi + i \cos \chi, \quad (16)$$

$$\xi_1(\chi) = [(\sin \chi + i \cos \chi)/\chi] - (\cos \chi - i \sin \chi), \quad (17)$$

$\varphi_n(\chi)$ 和 $\xi_n(\chi)$ 的导数 φ_n' 和 ξ_n' 可以表示为

$$\varphi_n'(\chi) = \varphi_{n-1}(\chi) - n\varphi_n(\chi)/\chi, \quad (18)$$

$$\xi_n'(\chi) = \xi_{n-1}(\chi) - n\xi_n(\chi)/\chi, \quad (19)$$

利用式 (10) ~ 式 (18) 可计算表征粒子光学特性的消光效率因子 Q_{ext} ，散射效率因子 Q_{scat} ，后向散射效率因子 Q_{bs} ，吸收效率因子 Q_{abs} ，它们可表示为

$$Q_{ext}(\chi, m) = \frac{2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} [(2n+1) \operatorname{Re}(a_n(\chi, m) + b_n(\chi, m))], \quad (20)$$

$$Q_{sca}(\chi, m) = \frac{2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} [(2n+1)(|a_n(\chi, m)|^2 + |b_n(\chi, m)|^2)], \quad (21)$$

$$Q_{bs}(\chi, m) = \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} [(2n+1)(-1)^n (a_n(\chi, m) - b_n(\chi, m))] \right\}^2 / \chi^2, \quad (22)$$

$$Q_{abc}(\chi, m) = Q_{ext}(\chi, m) - Q_{sca}(\chi, m), \quad (23)$$

当复折射率 $1.53+0.008i$ 时, 不同波长下, 消光效率因子 Q_{ext} 和后向散射效率因子 Q_b 随粒子径大小的变化分别如图 21 和图 22 所示。

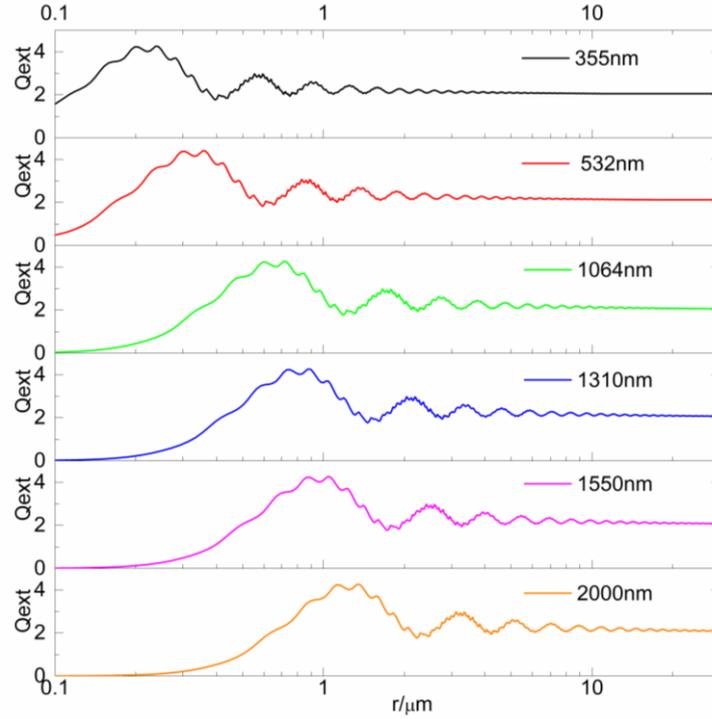


图 21 不同波长下, 消光效率因子与粒子径的关系

对于气溶胶粒子, 若假设其粒径分布为 $n(r) = dN(r)/dr$, 气溶胶的消光系数 σ_{ext} , 散射系数 σ_{sca} 和吸收系数 σ_{abs} 都可由 Mie 散射理论算出, 即

$$\sigma_{ext,sca,abs}(\lambda, m) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} Q_{ext,sca,abs}(2\pi r / \lambda, m) \pi r^2 n(r) dr. \quad (24)$$

从式 (24) 可知, 当已知探测波长、大气复折射率和大气粒子径分布, 可精确的计算大气的消光系数。或者当已知大气消光系数和大气粒子径分布, 可求解大气的复折射率^[88]。在实际大气探测中, 粒子径分布可以通过太阳光度计或粒子径谱仪测量获得。大气中的气溶胶粒子会随相对湿度的增大或减小, 不断

地发生着潮解或风化。在潮解、风化过程中，单个粒子的粒径和折射指数等微物理参数随之变化，致使气溶胶粒子的宏观光学性质发生变化。从干粒子开始的吸湿增长需要一个起始相对湿度，粒子吸湿增长常用吸湿增长因子描述^[89]。相对湿度的变化会导致气溶胶粒度分布和复折射率的改变，进而影响消光系数^[90]。由于在激光雷达中，能见度从消光系数反演，气溶胶光学厚度和气溶胶粒径分布的变化，都会影响能见度^[91, 92]。接下来从激光雷达方程出发，介绍大气消光系数的反演方法。

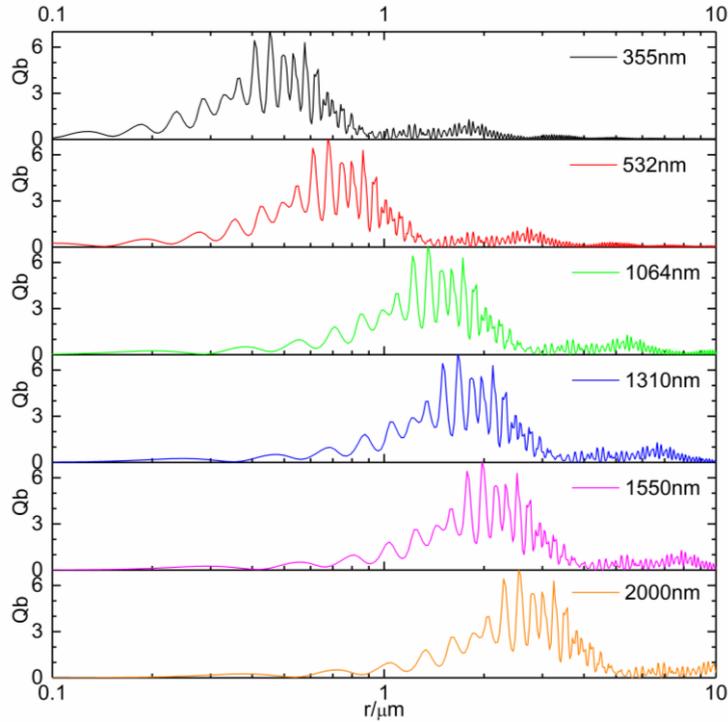


图 22 不同波长下，后向效率因子和粒子径的关系

当忽略背景噪声时，脉冲激光雷达接收到的距离 R 处的后向散射信号的功率设为 $P(R)$ ，可将式 (1) 改写成

$$P(r) = P_0 \frac{c\tau_d}{2} \frac{A_0}{R^2} Y(r) \beta_t(r) \exp\left[-2\int_0^r \sigma(r) dr\right], \quad (25)$$

式中， P_0 为激光出射功率， $\beta_t(r) = \beta_m(r) + \beta_a(r)$ 为总散射系数。接下来从激光雷达出发，介绍三种消光系数反演算法。

斜率法

定义距离修正功率为 s ，其可表示为

$$S = \ln(r^2 P), \quad (26)$$

式 (26) 可化为

$$S - S_0 = \ln \frac{\beta}{\beta_0} - 2 \int_{R_0}^r \sigma(r) dr, \quad (27)$$

式中, S_0 是距离 R_0 处的距离修正功率。

假设大气粒子分布均匀, 即后向散射系数不随距离改变。对式 (27) 两边取对数, 可得

$$\sigma = -0.5 dS / dr. \quad (28)$$

根据式 (28) 可知, 当求得激光雷达后向散射信号的斜率, 便可以反演出大气消光系数。该方法简便易行, 在水平探测时精确度较高。但其假设了大气粒子分布均匀, 当倾斜探测或是反演非均匀大气条件下的能见度时, 结果误差较大, 不能满足实际应用的要求。

Klett 反演法

Klett 假设后向散射系数与大气消光系数满足指数关系^[93], 即

$$\beta = C \cdot \sigma^k, \quad (29)$$

式中 C 为常数, k 取决于激光雷达波长和气溶胶特性, 一般在 0.67 到 1 之间。

如果假定 k 为常数, 消光系数可表示为^[93]

$$\sigma(r) = \frac{\exp[(S - S_M) / k]}{\left\{ \sigma_M^{-1} + \frac{2}{k} \int_r^{r_M} \exp[(S - S_M) / k] dr' \right\}}, \quad (30)$$

式中, r_M 为最远探测距离, S_M 和 σ_M 分别是 r_M 处的距离修正功率和大气消光系数。

Klett 提出可以用斜率法估测 σ_M , 即

$$\sigma_M = -1/2(S_M - S_0) / (r_M - r_0). \quad (31)$$

反演时, 采用最大测距 r_M 处的值 σ_M , 之后采用积分法, 从远处往近处积分。通过数值模拟发现该方法对 σ_M 敏感性不高, 即不会因为 σ_M 的估计值出现一定误差就导致整条路径反演出现很大误差, 所以 Klett 反演法得到的结果比较稳定, 且该方法对于非均匀大气依然有效。

Fernald 反演法

激光雷达探测过程中, 同时受到大气分子和气溶胶粒子两部分作用, 后向散射信号包括气溶胶米散射信号和分子瑞利散射信号两部分, 即

$$\sigma(r) = \sigma_a(r) + \sigma_m(r), \quad (32)$$

式中， $\sigma_a(r)$ 和 $\sigma_m(r)$ 分别为大气气溶胶和大气分子的消光系数。由于大气中分子的尺度、密度等分布相对稳定，分子的消光系数 $\sigma_m(r)$ 可根据美国标准大气模式精确计算得到：

$$\sigma_m(r, \lambda) = 9.807 \cdot 10^{-23} \cdot \frac{273}{T(r)} \frac{P_{atm}(r)}{1013} \cdot \left(\frac{1}{\lambda \cdot 10^{-7}}\right)^{4.0117}, \quad (33)$$

式中， $P_{atm}(r)$ 和 $T(r)$ 分别指观测位置的大气压强与温度。由式（33）求得的大气分子消光系数与实际值的相对误差一般小于3%。

气溶胶的消光与后向散射系数比为 $L_a = \sigma_a(r) / \beta_a(r)$ ，它依赖于激光波长、气溶胶粒径谱分布和复折射率，其取值范围一般在 $10Sr$ 到 $100Sr$ 之间，利用拉曼激光雷达可以对其进行较为准确的探测^[94]。对于对流层气溶胶，可以假设 $L_a = 50$ ^[95]，这意味着气溶胶的粒径谱和化学成分不随路径变化，在水平探测均匀大气时该假设成立。另一方面，大气分子的消光系数与后向散射系数的比为常数，即 $L_m = \sigma_m(r) / \beta_m(r) = 8\pi / 3$ 。

由激光雷达方程可计算气溶胶后向散射系数为^[96]

$$\beta_a(r) = \frac{P(r)r^2 / Y(r) \exp[-2(L_a - L_m)] \int_0^r \beta_m(r') dr'}{C - 2L_a \int_0^r P(r') dr' / Y(r') \exp[-2(L_a - L_m)] \int_0^{r'} \beta_m(r'') dr''} - \beta_m(r). \quad (34)$$

2.2.2 1.5 μ m 能见度反演算法

能见度激光雷达实际应用时若使用非 550nm 激光，则需要进行波长修正。往常的能见度激光雷达往往使用接近 550nm 的 532nm 激光，而不考虑波长修正^[6]。但在本实验中使用的是 1.5 μ m 人眼安全能见度激光雷达，激光波长与 550nm 偏差大，若不考虑波长修正会给能见度测量带来的误差。目前的波长修正模型中，Kruse 模型、Kim 模型和 Naboulsi 模型通过对实验数据进行拟合得到的，而 Grabner 模型则结合了实验数据与 Mie 散射理论。这几个模型的具体形式如下。

Kruse 模型

Kruse 模型^[97]是波长修正的一个经典模型，其表达式为

$$\sigma = \frac{3.91}{V} \left(\frac{\lambda}{550nm}\right)^{-q}, \quad (35)$$

式中， V 为大气能见度， λ 为探测用波长， q 则取决于能见度，即

$$q = \begin{cases} 1.6 & V > 50 \text{ km} \\ 1.3 & 50 \text{ km} > V > 6 \text{ km}. \\ 0.585V^{1/3} & 6 \text{ km} > V \end{cases} \quad (36)$$

这个模型来源于实验数据，由于其简单明了，已被广泛采用。但当能见度小于 6km 时，有些地区的实验认为它与实际不符。因此，Kim 对其进行了修改。

Kim 模型

Kim 在 Kruse 模型的基础上对能见度较低时的实验数据进行了分析^[98]。Kim 假设气溶胶粒径分布为修正伽马分布，当能见度小于 6km 时， q 是变量，他提出 q 值应为

$$q = \begin{cases} 1.6 & 50\text{km} < V \\ 1.3 & 6\text{km} < V < 50\text{km} \\ 0.16V + 0.34 & 1\text{km} < V < 6\text{km} \\ V - 0.5 & 0.5\text{km} < V < 1\text{km} \\ 0 & V < 0.5\text{km} \end{cases} \quad (37)$$

该公式很好解释了低能见度雨雪天气下的能见度情况。但缺点在于，其未考虑不同地区大气成分的不同。

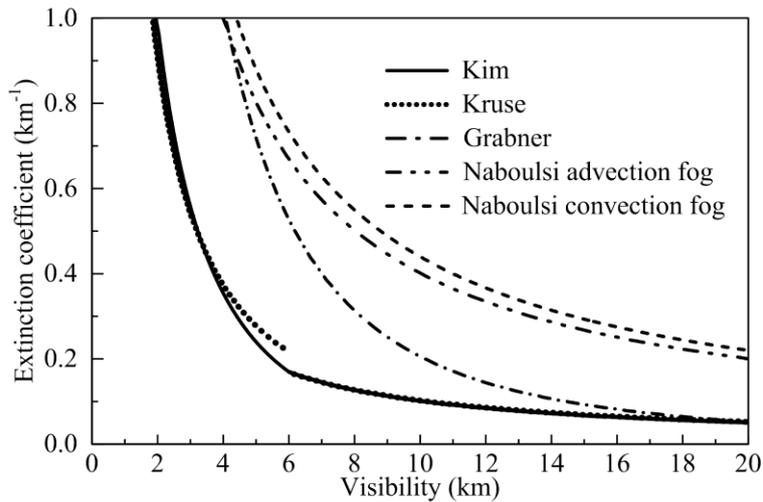


图 23 1.5 μm 波段四种模式消光系数随能见度变化关系

Naboulsi 模型

法国的 Naboulsi 利用 FASCOD 软件对实验数据进行模拟，得到了大雾天气下的波长修正模型^[99]，其可表示为

$$\sigma_t = \frac{0.18126\lambda^2 + 0.13709\lambda + 3.7502}{V} \quad (38)$$

$$\sigma_s = \frac{0.11478\lambda + 3.8367}{V} \quad (39)$$

式 (37) 适用于对流雾, 式 (38) 适用于平流雾。值得一提的是, 该模型仅使用了法国尼斯的“La Turbie”基站一个站点的观测数据, 而且该模型利用数据进行纯计算机拟合, 因此得到的公式也与其它模型存在较大差异, 只适用于特殊天气情况, 没有普遍性。

Grabner 模型

瑞士的 Grabner 基于 Mie 散射原理, 得出在雾霾天气下, 能见度与大气消光系数的关系式^[100], 其可表示为

$$\sigma = \frac{3.91}{V} \left(\frac{1550}{550} \right)^W, \quad (40)$$

$$W = 2\{\tanh[1.94311(\omega + 0.45)] - 1\} + 0.59076 \exp[-6.36656(\omega - 0.15)^2], \quad (41)$$

$$\omega = \log \left[10(0.05/V)^{0.5} \right], \quad (42)$$

该模型针对 1550nm 到 550nm 的能见度转换, 但与现实的符合情况还需验证。需要说明的是上述参数选取只适用于波长大于 550nm 的情况。虽然该模型结合了 Mie 散射原理进行推导, 但是, 式 (41) 是实验数据拟合的结果, 式 (42) 中的指数 0.5 也是经验值, 因此该模型在不同地区的适用性有待检验。

以上四种模型各不相同, 得到的结果也存在差异。在激光波长为 1550nm 时, 四种模型的消光系数与能见度的变化关系如图 23 所示。从图 23 可以看出, 在相同消光系数时, Kruse 模型和 Kim 模型得到的能见度较小, Naboulsi 模型得到的能见度最大, 而 Grabner 模型得到的能见度在两者之间。此外, 当能见度大于 6km 时, Kruse 模型与 Kim 模型的结果一致, 但在 4~6km 区域两者偏差较大。综上所述, 现有消光系数与波长的依赖模型主要基于经验数据, 不具有广泛适用性。

Shang-Xia 模型

2017 年, 中国科大量子激光雷达团队基于 Mie 散射理论, 提出了一种自适应的 1.5 μm 激光雷达能见度反演算法^[26]。根据 Kruse 模型, 1.5 μm 激光雷达的能见度可以通过 1.5 μm 消光系数和 q 值求出。 q 值为埃波长指数, 其揭示了气溶胶光学厚度 (消光系数) 与激光波长之间的对应关系, 其定义为

$$q = -\frac{\ln(\sigma_{550} / \sigma_{1550})}{\ln(\lambda_{550} / \lambda_{1550})}, \quad (43)$$

式中, σ_{550} 和 σ_{1550} 分别表示为 550nm 和 1550nm 的消光系数。

从式 (43) 可知, 当已知 σ_{550} 和 σ_{1550} 时, 可确定 q 值。根据 Mie 散射理论推导的消光系数, 见式 (24), 特定波长的大气消光系数可以通过大气粒子径分布、特定波长的消光效率因子和粒子的复折射率计算获得。而大气粒子径分布可以通过太阳光度计和粒子径谱仪获得。跟着这个理论, 中国科大的研究团队

在 2017 年 4 月 21 日开始, 进行了连续 48 小时的 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达能见度观测, 其实验结果见图 24 所示^[26]。采用太阳光度计的标记为 Algorithm A, 采用粒子径谱仪的标记为 Algorithm B。从实验结果来看, Kruse 模型、Grabner 模型和 Vaisala 能见度仪的结果偏离较大, 而 Shang-Xia 模型与 Vaisala 能见度仪的测量结果吻合很好, 拟合一致性达 R^2 为 0.96。该方法很好得解决了 $1.5\mu\text{m}$ 的能见度反演问题, 并且可以扩展到别的波长的能见度反演, 具有普适性。

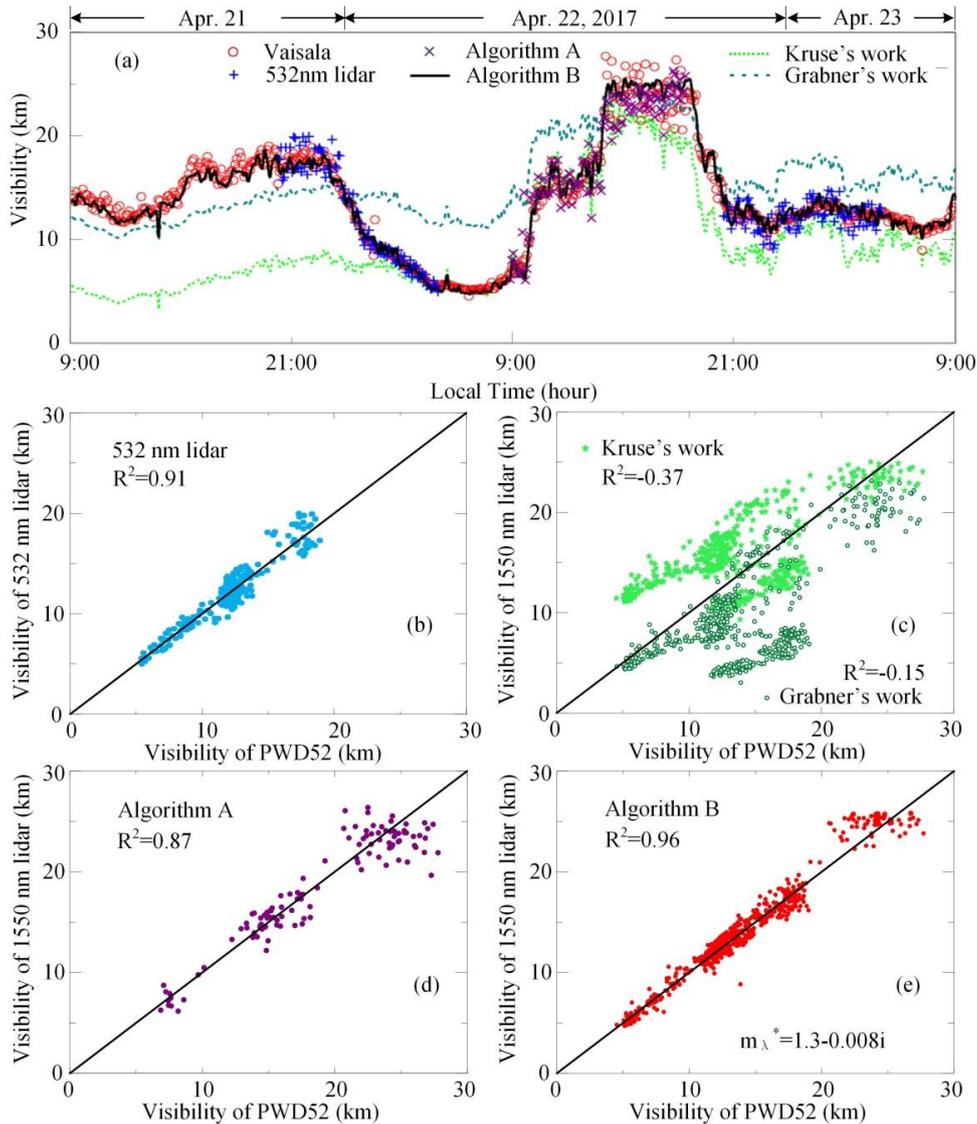


图 24 (a) $0.532\mu\text{m}$ 激光雷达、Vaisala 能见度仪以及不同模型计算的 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达的能见度比较; (b) Vaisala 能见度仪和 $0.532\mu\text{m}$ 激光雷达测量结果比较; (c) Vaisala 能见度仪和 Kruse 模型、Grabner 模型的结果比较; (d) Vaisala 能见度仪和 Shang-Xia V1 模型的结果比较; (e) Vaisala 能见度仪和 Shang-Xia V2 模型的结果比较

2.3 基于上转换单光子探测器的 1.5 μm 气溶胶激光雷达

2.3.1 系统结构

基于频率上转换单光子探测器的 1.5 μm 气溶胶激光雷达的光路图见图 25 所示，关键参数见表 5 所示。从种子激光出射的 1548nm 的连续激光经声光调制器 AOM (Acousto-Optic Modulator) 调制成脉冲光，再经掺铒光纤放大器 EDFA (Erbium-Doped Optical Fiber Amplifier) 放大。光纤放大器 EDFA 采用数值孔径为 0.08 的大模场面积光纤 LMAF (Large Mode Area Fiber)，提高光纤中的受激布里渊散射 SBS (Stimulated Brillouin Scattering) 阈值，以避免放大的自发辐射 ASE (Amplified Spontaneous Emission) 的自饱和现象。

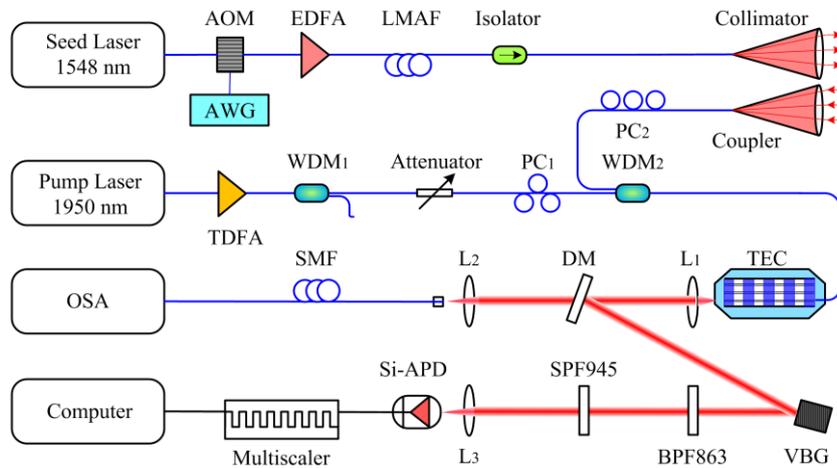


图 25 基于上转换单光子探测器的 1.5 μm 大气能见度激光雷达

激光脉冲经准直器发射到大气中，大气回波信号通过 60mm 口径耦合器耦合到单模光纤。从耦合器接收回的 1548nm 光子和 1950nm 的泵浦光在波分复用器 WDM₂ (Wavelength Division Multiplexer) 混频后，在周期极化铌酸锂波导 PPLN-W (Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide) 中完成频率上转换，转换成 863nm 的光子，并先后经过 863nm 的分色镜 DM (Dichroic Mirror)、体布拉格光栅 VBG (Volume Bragg Gratings)、863nm 带通滤波器 BPF (Band-Pass Filter) 和 945nm 短通滤波器 SPF (Short-Pass Filter) 滤除噪声后，耦合进入硅单光子探测器 Si-APD。由于周期性极化铌酸锂波导仅探测竖直偏振态的 TM₀₀ 光，因此在信号光和泵浦光进入 PPLN-W 前，通过偏振控制器 PC (polarization) 将这两个线偏振光调节至竖直偏振态。同时，采用 TEC 模块对波导进行控温，以满足波导中非线性转换过程中的准相位匹配条件，达到最优转换效率。Si-APD 的输出信号通过采集卡 Multiscaler 采集，并由计算机处理。

2.3.2 核心器件

1. 1.5 μm 脉冲激光器

1.5 μm 气溶胶激光雷达中，要求激光器满足以下 8 点要求：1、平均功率高，以提高接收的光子数；2、脉冲宽度窄，提高激光雷达距离分辨率；3、输出光束质量好，提高望远镜到单模光纤的耦合效率；4、脉冲时间抖动小，提高距离分辨率；5、在 1.5 μm 波段，激光器工作波长应避开各类气体的吸收带，尤其是 CO_2 ；6、上转换单光子探测器为偏振器件，要求 1.5 μm 激光器具有高的偏振消光比；7、考虑上转换单光子探测器的波长选择性和后续滤波器的窄带宽（50pm），激光器的谱线宽度需要窄于探测器的带宽；8、易于系统集成。

表 5 上转换 1.5 μm 气溶胶激光雷达关键参数

Parameter Subsystem	Parameter	Value
Pulsed Laser	Wavelength	1548.1nm
	Pulse duration	300ns
	Pulse energy	110 μJ
	Pulse repetition rate	15 kHz
Pump Laser	Wavelength	1950 nm
	Power	800 mW
	Polarization Extinction Ratio	17 dB
Collimator	Aperture	100 mm
	Focal length	500 mm
	LMAF Mode-field diameter	20 μm
Coupler	Aperture	60 mm
	Focal length	150 mm
	SMF Mode-field diameter	10 μm
PPLN waveguide	QPM period	19.6 μm
	Length	52 mm
	Insert loss	1.5dB
Volume Bragg grating	Reflection efficiency	95%
	Bandwidth	0.05nm@863nm
Silicon APD	Detection efficiency at 863 nm	45%
	Dark count	25cps

光纤激光器是以掺稀土离子的有源光纤或利用普通光纤自身的非线性效应作为增益介质，并结合一定的泵浦抽运所构成的一类高性能新型固体激光器。

其光路由光纤和光纤元器件构成，并且各元器件采用光纤熔接技术连接。相比于气体激光器和块体的固体激光器，光纤激光器具有激光阈值低、输出光束质量好、转换效率高、结构紧凑的优点，同时由于光纤的“表面积/体积”比高，散热效果好，光纤激光器不需要水冷系统，可设计成外形紧凑、易于系统集成的高可靠性激光光源。

综合以上考虑，1.5 μm 脉冲激光器采用法国 Keopsys 提供的型号为 PEFA-EOLA 的放大器。其工作波长为 1548.1nm，单脉冲能量为 110 μJ ，脉冲重复频率为 15KHz，线宽为 3kHz，脉冲宽度为 300ns，偏振消光比为 17dB，光束质量 M^2 小于 1.5，光纤输出，功率稳定性小于 5%rms。当脉冲能量为 110 μJ 时，ASE 噪声占 0.58%^[101]。由脉冲重复频率计算的激光雷达最远探测距离为 10km。由脉宽计算的分辨率为 45m。需要指出的是，该激光器为针对测风激光雷达设计，针对能见度的应用，其线宽、功率稳定性和噪声 ASE 的含量的要求可放宽。

2. 收发望远镜系统

在能见度激光雷达中，严格要求耦合器的接收视场角大于发射的视场角。见表 1 所示，发射望远镜的口径为 100mm，焦距为 500mm，大模场面积光纤的模场直径为 20 μm ，其发散角为 40 μrad 。接收望远镜的口径为 60mm，焦距为 150mm，单模光纤的模场直径为 10 μm ，其发散角为 66.7 μrad 。系统设计满足要求。

3. 1950nm 泵浦激光器

尽管掺铥固态激光器可产生高功率的 2 μm 激光，且已发展多年，技术成熟，但由于 PPLN-W 的频率转换中，为实现高效低噪声的频率转换，必须保证泵浦光和周期极化铌酸锂波导的模式匹配。在 PPLN 波导中，多纵模的泵浦光源由于不同模式间的竞争会导致输出功率不稳定，从而影响转换效率，采用多纵模泵浦光时，最高的转换效率仅 70%，利用单纵模的泵浦光源可以有效的避免这一模式竞争问题，转换效率可达 99%^[102]。

就单纵模 2.0 μm 掺铥光纤激光器而言，2004 年，丹麦大学的 S. Agger 等人采用 790nm 的钛宝石激光器泵浦短腔 DFB 结构的掺铥光纤激光器，首次实现了 2.0 μm 波段的单纵模光纤激光器输出^[103]。此后，南安普顿大学的 N. Y. Voo 等人、IPG 公司的 Gapontsev 等人采用 1565nm 附件的掺铥光纤 MOPA 激光系统作为泵浦源，实现了基于短腔 DFB 结构的 2.0 μm 单纵模掺铥光纤激光器^[104]。但由于掺铥光纤掺杂浓度较低，且玻璃基质光纤的声子能量较大，易导致激光上能级发生淬灭，使得激光器输出功率降低，其最好输出功率仅为 22mW。NP Photonics 公司的 Jihong Geng 等人在降低基质声子能量的同时，有效提高了掺铥

光纤的掺杂浓度，并在 2009 年分别采用 793nm 多模半导体激光器包层泵浦方案和 1564nm 附近的掺铥光纤激光器泵浦源方案，实现了最大输出功率分别为 190mW 和 40mW 的 2.0 μ m 单纵模掺铥光纤激光器^[105]。目前，采用 1565nm 附近的掺铥光纤激光，以泵浦硅酸玻璃基质的单模掺铥光纤，可使单纵模掺铥光纤激光器的最大输出功率达数百 mW。目前，可提供商用 2.0 μ m 单纵模掺铥光纤激光器的厂商包括美国的 Advalue Photonics 公司、IPG 公司和法国 Keopsys 公司。

1.95 μ m 泵浦激光器除满足单纵模输出外，还需满足：1、输出激光为偏振消光比高的线偏光，以匹配周期极化铌酸锂波导；2、输出功率可调，以优化最佳的探测效率和暗计数^[68]；3、输出功率稳定，从而保证上转换探测的系统稳定。综上考虑，1.95 μ m 泵浦激光器采用 AdValue Photonics 公司提供的型号为 AP-SF1 激光器，其输出功率 800mW，偏振消光比 17dB。

4. 周期极化铌酸锂波导 PPLN-W

周期极化铌酸锂波导是利用准相位匹配实现高效光学频率转换，这一思想最早由诺贝尔奖获得者 Bloembergen 等人于 1962 年提出^[106]。1998 年，V. Berger 于 1998 年提出了构建极化率周期变化的非线性光学晶体，满足非线性光学频率转换的能量守恒和动量守恒，即相位匹配，实现高效率的频率转换^[107]。1993 年，随着非线性晶体生长和半导体微纳加工技术的发展，Yamada 等人首次利用电极化反转的方法制作出光学超晶格^[108]。1995 年，斯坦福大学的 M.M.Fejer 等人成功制作出了大块周期极化铌酸锂，并利用光刻蚀，质子交换的方法在晶体上制作了周期极化铌酸锂波导结构，相比于块状晶体，周期极化铌酸锂波导的转换效率更高，同时具有可与光纤集成，可根据具体需求制作响应器件的优势^[109]。

目前，能提供周期极化铌酸锂产品的供应商包括美国 CTI、英国 Coverision、美国 Thorlabs。其可提供周期极化铌酸锂材料和器件，但不提供逆向质子交换型波导产品。日本 NTT 则侧重刻蚀阶跃型波导。中国济南量子技术研究院和台湾的龙彩科技 (HCP) 也可提供逆向质子交换型波导。斯坦福大学、日本 NTT 实验室和济南技术研究院研制的周期极化铌酸锂波导，其转换效率可达 99.9%，尾纤损耗为 1dB，波导的传输损耗为 0.1dB/cm，50cm 长的波导的总损耗约 1.5dB。

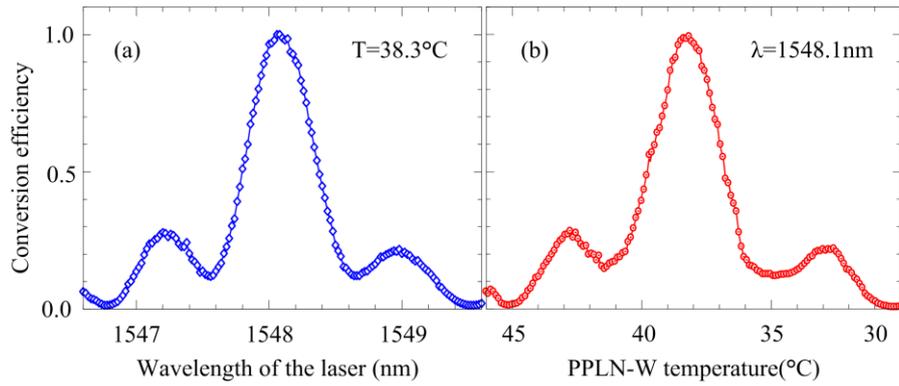


图 26 (a) PPLN-W 中转换效率和 1.5 μm 激光频率的关系；(b) 转换效率和 PPLN-W 温度的关系

周期极化铌酸锂波导中，根据泵浦光波长和信号光波长，结合温度条件来设计周期极化铌酸锂波导的极化周期，然后依次通过周期性极化、质子交换、热扩散和逆向质子交换过程，以完成周期极化铌酸锂波导的制作^[110]。见图 26 所示，通过调节 1.5 μm 激光频率和周期极化铌酸锂波导的温度可实现最佳的转换效率。从图 26 (a) 可知，当 1548.1nm 激光的波长漂移小于 0.2nm 时，转换效率大于 90%。一方面，周期极化铌酸锂波导的响应带宽可容忍短期的激光频率漂移；另外一方面，周期极化铌酸锂波导带宽有限，可有效预制其他波段的光谱，从而有效降低上转换单光子探测器的噪声。

5. 滤波器组

上转换单光子探测器的噪声主要来源于三个方面，泵浦光的拉曼散射产生的斯托克斯光子噪声、泵浦光产生的自发参量下转换光噪声和泵浦光的二次谐波噪声。为了降低上转换单光子探测器的噪声，在方案实现上，采用长波泵浦技术，避免泵浦光产生的自发参量下转换光噪声，从而降低了泵浦光所引入的拉曼噪声光噪声；在滤波器件上，采用体布拉格光栅 VBG (OptiGrate)，863nm 带通滤波器 BPF 和 945nm 短通滤波器 SPF (Semrock) 结合，从而有效滤除其他噪声。高反射率 (95%) 的体布拉格光栅 VBG 在中心波长 863nm 处的带宽为 0.05nm，对应信号光的带宽为 0.16nm。通过采用这个方案，可实现总探测器效率在 30% 时，上转换单光子探测器的噪声 100cps^[68]。级联的 VBG、863nmBPF 和 945nmSPF 滤波器组的透过率为 88%。

6. Si-APD

硅单光子探测器 Si-APD (PicoQuantum) 在 863nm 的量子效率为 45%，暗计数为 25cps。Si-APD 的最大计数率为 40MHz，死时间为 27ns，后脉冲概率为 0.94%，时间抖动为 531ps^[111]。1.5 μm 上转换单光子探测器的照片见图 24 所示。经经验，探测效率为 15% 时，暗计数为 40cps。

2.3.3 外场实验

2014年，基于上转换单光子探测器的 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达在安徽合肥的中国科大地空学院楼顶进行了观测实验。参见图27所示，10月26日下午13:00至10月27日，激光雷达测量的原始信号见图27(a)所示，其时间分辨率为300s，距离分辨率为45m。从图中可以看出，虽然脉冲能量仅为 $110\mu\text{J}$ ，接收望远镜的口径仅60mm，但原始信号可以水平探测到7km。 $1.5\mu\text{m}$ 微脉冲激光雷达在追踪大气污染物和精确定位排污源上性能优异。参见图27(b)所示，当激光雷达的望远镜指向中国科大北边的皖能集团时，在20:00到21:00， $1.5\mu\text{m}$ 微脉冲激光雷达实现了对其排放的烟雾的跟踪。

由于大气分子的散射信号与波长的负四次方正成正比，因此在 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达回波信号中分子信号很弱，其主要成分为大气气溶胶后向散射信号。通过假设气溶胶后向散射系数和消光系数存在一个固定的比值，大气消光系数可以根据Klett和Fernald方法反演出来，其反演结果如图28(a)所示。在消光系数反演之前，需要对激光雷达信号进行几何重叠因子的校准^[112]。

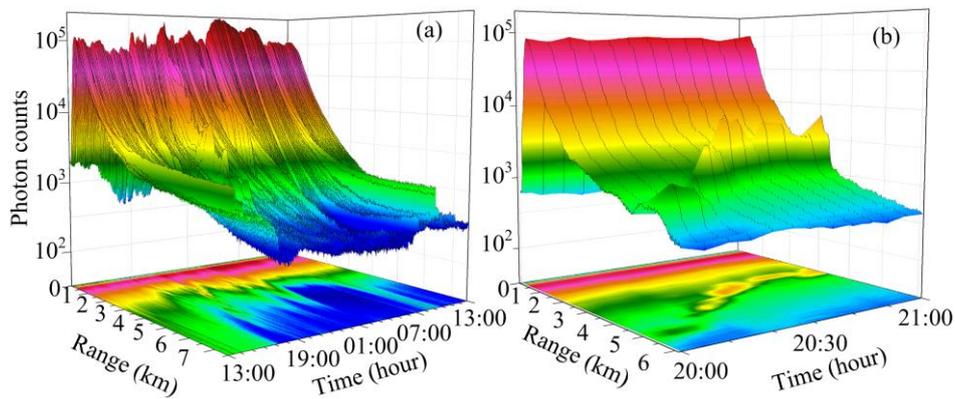


图27 (a) 连续24小时， $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达测量的原始信号；(b) 从20:00至21:00， $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达测量对大气烟雾的跟踪

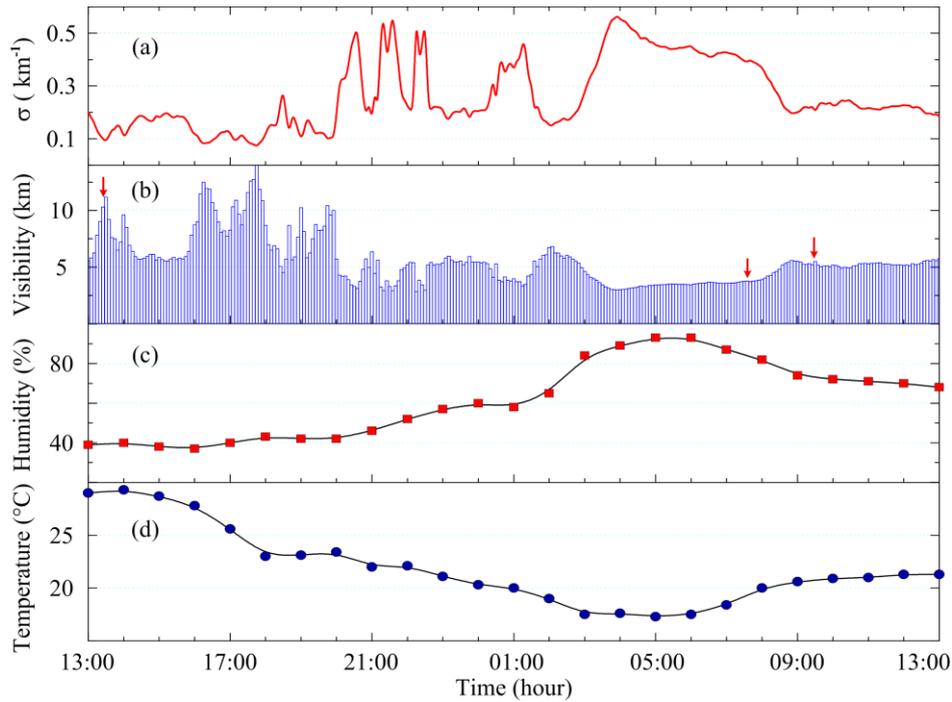


图 28 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达测量的大气消光系数 (a) 和反演的大气能见度 (b)，及其实时记录的近地面的湿度 (c) 和温度 (d) 信息



图 29 合肥气象局提供的三个时间段的能见度信息以及当时的照片

从消光系数来看，18:00 的下班高峰，由于机动车尾气排放增加，消光系数出现一个极大值。之后，在 20:00 到 23:00 之间，由于工厂间歇性排烟，导致了消光系数出现了三个极大值。24:00 到 02:00 之间，由于合肥市烧烤，导致空气质量变差，消光系数出现极大值。2:00 到 9:00 之间，由于晚间灰霾，消光系数经历了从迅速升高到缓慢降低的过程。通过采用 Kim 模型，大气能见度通过式 (36) 反演，其结果如图 28 (b) 所示。见图 29 所示，其反演结果与合肥气象局提供的数据一致。

2.4 InGaAs/InP 单光子探测器在激光雷达中的应用

2.4.1 基于 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 μm 气溶胶激光雷达

相比于上转换单光子探测器，InGaAs/InP 单光子探测器的优点是体积小、成本低、易于集成、不需要额外的泵浦光源、光敏面大、探测波长可覆盖从 0.95 μm 至 1.6 μm ^[113]。因此，InGaAs/InP 单光子探测器在实现小型化、集成度高的 1.5 μm 气溶胶激光雷达上具有优势。

基于 InGaAs/InP 单光子探测器的激光雷达的光路图见图 30。中心波长为 1548.1nm 的分布式反馈二极管 DFB (Distributed Feedback Diode) 经电光调制器 EOM (Electro-optic Modulator) 调制成脉冲光。电光调制器 EOM (Photline, MXER-LN-10) 的带宽为 10GHz, 消光比达 35dB, 从而可有效抑制直流泄露。脉冲光的重复频率为 20kHz, 对应可分辨的探测距离为 7.5km。经电光调制器 EOM 调制的微弱脉冲信号经掺铒光纤放大器 EDFA (Erbium-Doped Optical Fiber Amplifier) 放大到脉冲。经放大后的激光的单脉冲能量为 110 μJ , 经放大后的脉冲光的半高全宽 FWHM (Full width at Half Maximum) 为 200ns, 对应距离分辨率为 30m。放大后的激光脉冲经准直器 (Collimator) 发射。

激光与大气粒子相互作用后, 大气的后向散射信号经口径为 80mm 的耦合器 (Coupler) 耦合到模场直径为 10 μm 的单模光纤中。大气背景噪声采用带宽为 6pm 的光纤布拉格光栅 FBG (Fiber Bragg Grating) 隔离。经滤波后的大气回波信号由自主研发的负反馈雪崩二极管 NFAD (Negative Feedback Avalanche Diodes) 探测后, 并经采集卡 MCS (Multi-Channel Scaler) 采集后输入计算机。由于基于 InGaAs/InP 的自由运行的负反馈雪崩二极管 NFAD 响应带宽大, 因此为实现昼夜连续观测, 需要在光路中增加窄带光纤布拉格光栅 FBG。负反馈雪崩二极管 NFAD 的后续控制电路见图 18 (a), 集成的 InGaAs/InP 单光子探测器见图 18 (b)。为降低负反馈雪崩光电二极管 NFAD 的暗计数, 采用斯特林制冷机 (FPSC, SC-UE15R) 制冷, 制冷温度可达 163K。

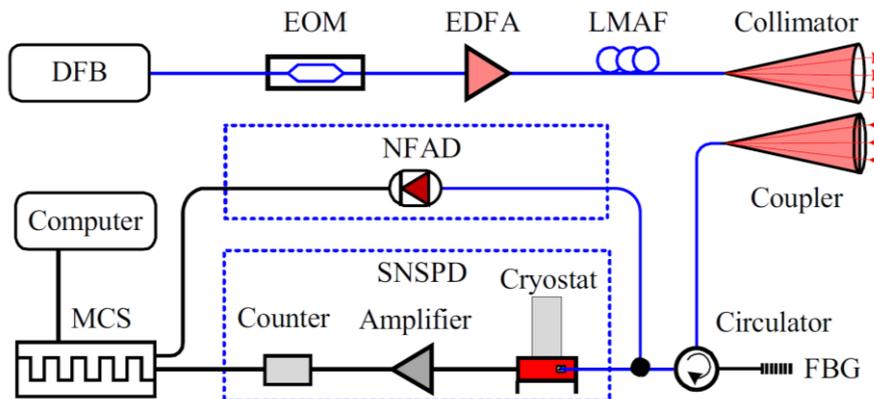


图 30 基于 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 μm 激光雷达的光路图

InGaAs/InP 单光子探测器的最大计数率、量子效率、暗计数和后脉冲概率相互影响。针对 1.5 μm 激光雷达的应用，需要对这几个参数进行优化。为此，在接收光路中，采用 3dB 分束器分出一半的大气回波信号，由商用的超导纳米线单光子探测器 SNSPD 同时对信号进行探测。SNSPD 的探测效率为 60%，暗计数为 300cps，最大计数率为 15MHz。尤其是，SNSPD 无后脉冲概率，从而可以验证接下来提出的 InGaAs/InP 单光子探测器后脉冲修正算法。

2.4.2 InGaAs/Inp 单光子探测器的优化

由于激光雷达回波信号的强度随探测距离的衰减迅速，大气回波信号的动态范围很大。因此，探测器的最大计数率需保证激光雷达的近场信号不饱和。在 InGaAs/Inp 单光子探测器中，当减小死时间，最大计数率提高，将带来脉冲概率和暗计数的增加。而最大计数率降低（即死时间的增大）时，由于激光雷达回波信号为准连续信号，将带来信号的失真。如图 30 所示，在无烟雾和云的情况下，探测器死时间设为 0.6 μs 时，激光雷达的回波信号平滑；而当死时间增大，设定为 2 μs 时，由于探测器响应速度变慢，将引起激光雷达信号峰值处出现过冲。

死时间增大引起的信号过冲的模拟结果见图 31 (c) 所示。当信号在 2 μs 内从 0 个光子上升到 10^7 个光子时，探测器的死时间设定为 2 μs 时，信号在起始位置振荡明显，之后趋于稳定。通过模拟发现，信号的振荡幅度与输入光的强度和探测器的死时间相关。假定最大计数率为 R_0 ，稳定后的计数率为 R_s ，则输入光通量 I 与 R_s 的关系为

$$I \cdot \eta = [R_s / (1 - R_s \cdot \tau)] - \text{DCR} \quad (44)$$

式中， η 为探测器效率， τ 为死时间，DCR 为探测器的暗计数。

最大相对过冲误差为 Err_{os} 定义为

$$Err_{os} = (R_0 - R_s) / R_s \quad (45)$$

死时间和最大相对过冲误差的关系见图 31 (d) 所示。从图中可以死时间越大，相对过冲误差越大。因此，在激光雷达中，为避免过冲现象应尽量减小死时间。实验中，选择 Err_{os} 小于 1.5% 时的死时间 τ ，其为 0.6 μs ，即对应最大计数率 1.6Mcps。

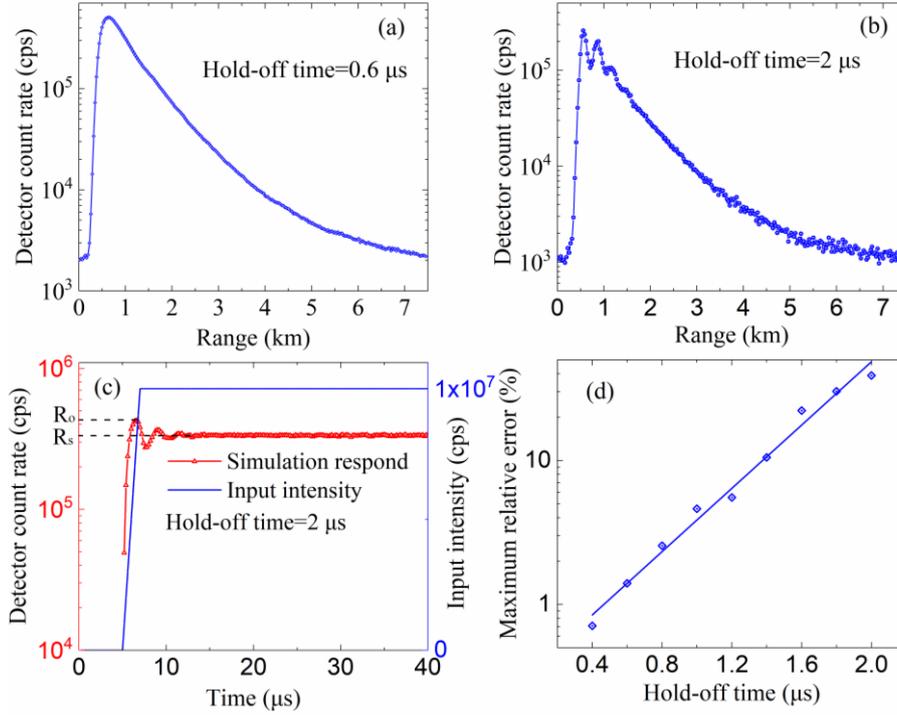


图 31 死时间分别为 $0.6\mu\text{s}$ (a) 和 $2\mu\text{s}$ (b) 时, 激光雷达的回波信号; (c) 当死时间为 $2\mu\text{s}$, 激光雷达信号以 $2\mu\text{s}$ 的上升之间从 0 升到 10^7 时, 模拟的获得的激光雷达信号的振荡; (d) 模拟获得的死时间和最大相对误差关系

接下来在死时间一定的情况下 ($0.6\mu\text{s}$), 进一步优化探测效率、暗计数和后脉冲概率。InGaAs/InP 单光子探测器参数的标定光路见图 32 所示。由脉冲发生器 PG (Pulse Generator) 驱动的二极管激光器 LD (Laser Diode) 经可调衰减器 ATT (Attenuator) 衰减后由光纤分束器 BS (Beam Splitter) 分成两份, 一份衰减到单光子水平后由 InGaAs/InP 单光子探测器探测, 另外一份信号由功率计 PM (Power Meter) 检测。脉冲发生器 PG 的驱动频率设定成与激光雷达光源的重复频率一致 (20KHz)。探测器的输出信号由时间数字变换器 TDC (Time-to-Digital Converter) 记录。

当关闭二极管激光器 LD 时, 假定输出计数率为 R_c , 则探测器的固有暗计数 r_f 可表示为

$$r_f = R_c / (1 - R_c \cdot \tau) \quad (46)$$

当将开启二极管激光器 LD 时, 假定峰值计数率为 R_p , 总计数率为 R_t , 则探测效率 η 可表示为

$$\eta = -[\ln(1 - R_p / f)] / \mu \quad (47)$$

式中, f 为激光脉冲的重复频率, μ 为每个激光脉冲的平均光子数。

在 $50\mu\text{s}$ 内的, 总的后脉冲几率为

$$P_{\text{apt}} = [R_t - R_p - r_l(1 - R_t \cdot \tau)] / R_p \quad (48)$$

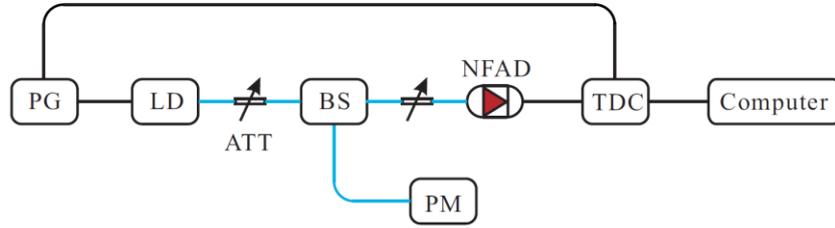


图 32 InGaAs/InP 单光子探测器参数的标定光路

表 6 当探测效率为 10%时，探测器在不同温度下的暗计数和总后脉冲概率

Temperature(K)	243	223	203
DCR(cps)	6743	952	135
P_{apt} (%)	13.2	18.0	38.5

通过以上的校准过程，当探测效率调节至 10%时，实验测量的 InGaAs/InP 单光子探测器在不同温度下暗计数和总后脉冲效率见表 6 所示。从表中可以看出，当温度降低时，InGaAs/InP 单光子探测器的暗计数减小，但带来后脉冲概率的增大；当温度升高时，后脉冲概率减小，但是暗计数增加。考虑到激光雷达的应用和接下来的后脉冲修正算法，设定 InGaAs/InP 单光子探测器的温度为 223K，此时探测效率为 10%，暗计数为 952cps，总后脉冲概率为 18%，最大计数率为 1.6Mcps。商用的 IDQ 公司的型号为 ID220-FR-SMF 自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器在探测效率为 10%时，暗计数为 1000cps，死时间为 10 μ s。相比之下，自行研制的单光子探测器性能更为优越。

InGaAs/InP 单光子探测器的后脉冲概率分布通过时间数字变换器 TDC 记录，其测量结果见图 33 中的点所示。通过以下公式对测量的数据进行拟合^[114]，其拟合结果如图 33 中的线所示。

$$P_{\text{ap}}(t) = A_1 \cdot \exp(-t/\tau_1) + A_2 \cdot \exp(-t/\tau_2) + A_3 \cdot \exp(-t/\tau_3) \quad (49)$$

式中 A_1 ， A_2 ， A_3 ， τ_1 ， τ_2 和 τ_3 为待拟合量。

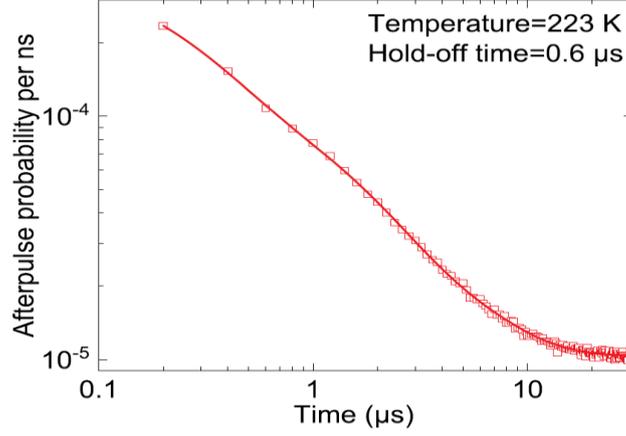


图 33 实验测量（点）和拟合获得（线）的探测器后脉冲概率分布

2.4.3 后脉冲和计数率修正算法

为了将 InGaAs/InP 单光子探测器应用到激光雷达中，需对后脉冲及计数率进行修正，其修正流程见图 34 所示。

设测量的大气后向散射信号的计数率分布为 $R(i)$ ，InGaAs/InP 单光子探测器的后脉冲概率分布为 $P(i)$ ，则在距离 bin j 处后脉冲计数率 $R_{ap}(j)$ 可表示为

$$R_{ap}(j) = \sum_i A(i, j) \quad (50)$$

式中 $A(i, j)$ 表示为第 i 个距离 bin 的激光雷达回波信号在第 j 个距离 bin 处产生的后脉计数率的概率。 $A(i, j)$ 可表示为

$$A(i, j) = R(i)P_{nc}(i, j)P_{nap}(i, j)P_{ap}(j; i) \quad (51)$$

式中， $P_{nc}(i, j)$ 表示在第 i 个距离 bin 的和第 j 个距离 bin 之间无光子数的概率， $P_{nap}(i, j)$ 表示为在第 i 个距离 bin 的和第 j 个距离 bin 之间无后脉冲发生的概率， $P_{ap}(j; i)$ 表示第 i 个距离 bin 的一个光子在第 j 个距离 bin 产生一个后脉冲的概率。 $P_{nc}(i, j)$ 和 $P_{nap}(i, j)$ 可分别表示为

$$P_{nc}(i, j) = \text{Exp}\left[-\sum_{k=i}^j R(k) \cdot \text{bin}_w\right] \quad (52)$$

$$P_{nap}(i, j) = \text{Exp}\left[-\sum_{k=0}^{j-i-1} P_{ap}(k)\right] \quad (53)$$

式中 bin_w 表示一个 bin 的时间宽度。因此，无后脉冲作用的在第 i 个距离 bin 的光子计数率 $R_1(i)$ 可表示为

$$R_1(i) = R(i) - R_{ap}(i) \quad (54)$$

之后，由于探测器的有限的最大计数率，经计数率修正的第 i 个距离 bin 的光子计数率 $R_2(i)$ 可表示为

$$R_2(i) = [R_1(i) / (1 - R(i)\tau)] - DRC(i) \quad (55)$$

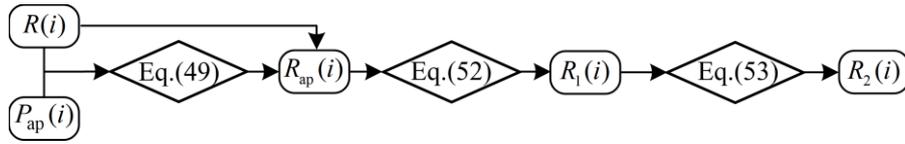
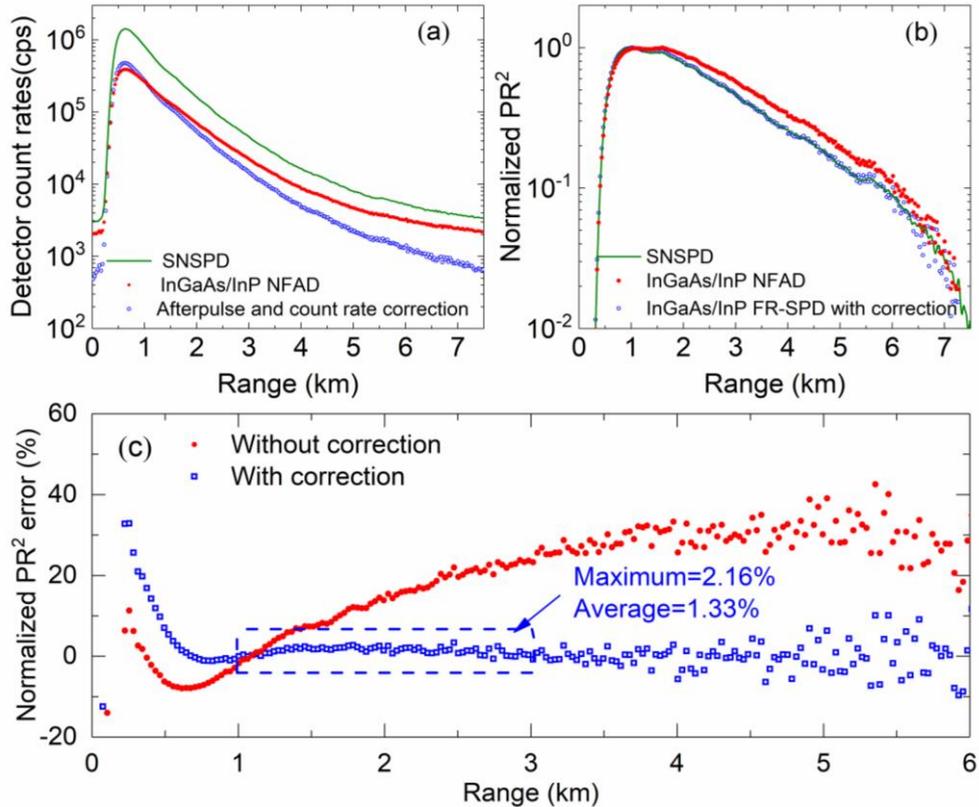


图 34 基于 InGaAs/InP 单光子探测器的后脉冲修正

图 35 InGaAs/InP SPAD 和 SNSPD 在 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达中测量的计数率 (a) 和 PR^2 (b)，(c) 通过对 InGaAs/InP SPAD 的测量结果进行后脉冲和计数率修正前后和 SNSPD 测量结果的相对误差分布

InGaAs/InP 单光子探测器和超导纳米线单光子探测器在 $1.5\mu\text{m}$ 激光雷达测量的计数率分布和 PR^2 分布分别见图 35 (a) 和图 35 (b) 所示。从图中可以看出，通过对 InGaAs/InP 单光子探测器的测量结果进行后脉冲和计数率修正后，其 PR^2 分布与超导纳米线单光子探测器的测量结果吻合很好。由于超导纳米线单光子探测器的后脉冲概率为零且最大计数率高，其测量的结果可作为参考信号。对两个探测器测量的 PR^2 求相对误差，其结果如图 33 (c) 所示。从图中可以看出，未经修正的 PR^2 的相对误差很大，经后脉冲和计数率修正后， PR^2 的相对误差在 1km 到 3km 范围内的最大误差为 2.16%，平均误差为 1.33%。其中，1km 前相对误差大是由于收发视场不重叠，几何重叠因子不为 1，从而导致接收信号弱，3km 后的相对误差大则是由于远场信号弱导致。需要指出的是，在

0.5km 前，由于两个探测器的探测信号在时域上不重叠，因此导致了大的误差。

2.5 小结

1. 总结了能见度的定义，介绍了大气能见度探测在环保、交通、气象和军事领域中的应用，对透射型能见度仪、散射式能见度仪和激光雷达能见度仪的优劣势进行了比较。

2. 从 Mie 散射理论出发，推导了大气消光系数的表达式。从激光雷达方程出发，总结了反演激光雷达消光系数的三种方法。

3. 测得 $1.5\mu\text{m}$ 消光系数后，需将其转换成 $0.55\mu\text{m}$ 的消光系数，以反演能见度，总结了波长转换模型，指出 Shang-Xia 模型解决了其他模型存在的局限性。

4. 提出并实现了基于上转换单光子探测器的 $1.5\mu\text{m}$ 能见度激光雷达，介绍了其系统组成、核心器件和外场实验。

5. 由于 InGaAs/InP 单光子探测器的众多优势，其可实现小型化和高集成， $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达，针对激光雷达的应用，对自主研发的自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器进行了优化，研发了用于修正后脉冲概率的算法，从而开辟了 InGaAs/InP 单光子探测器在 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达中的应用。

第三章 测风激光雷达

3.1 风速探测的意义和发展

3.1.1 大气风场探测的意义

大气风场的精确探测对提高数值天气预报的精度、改进气候模型、研究大气动力学和热力学、检测和预报大气环境污染物、提高对飓风等恶劣天气跟踪及登陆预报的准确性、保障国防高技术战略/战术武器系统的气象、提高弹道导弹的精度、保障航空器的起飞和着陆安全、提高风机发电效率、预报可能释放到环境的生化武器以提高国防安全等方面具有重大意义。

数值天气预报的准确性依赖于预测大气时空演变的计算模型的可靠性和描述大气初始状态的输入参数的精度。大气模型的发展不断健全，运算能力也已大幅提高，但对大气参数的测量还远远不足。风场数据是数值天气预报的重要输入量之一，世界气象组织 WMO (world Meteorological Organization) 指出精确的全球三维风场测量对大幅提高数值天气预报具有重要作用^[115]。

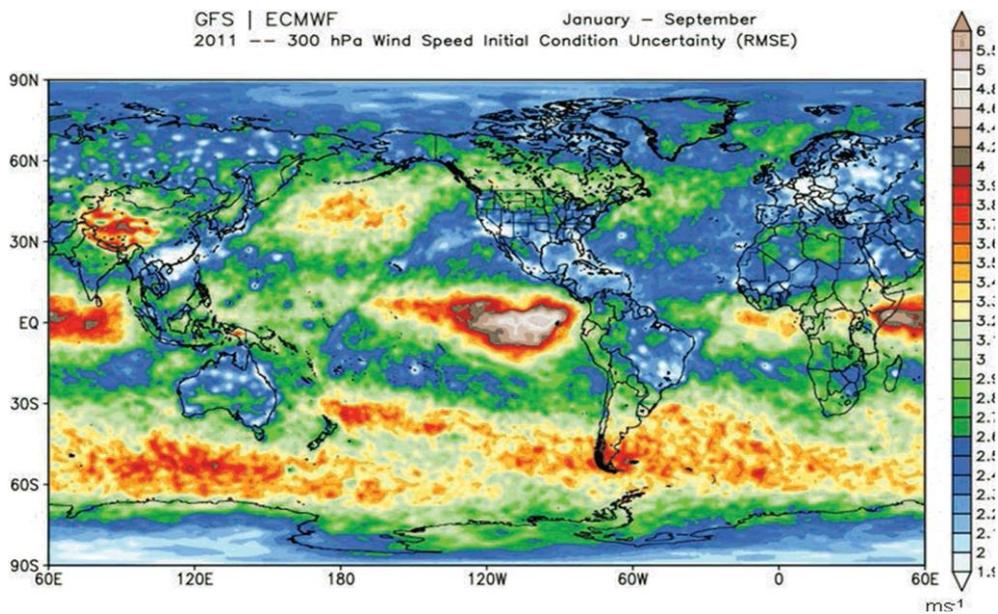


图 36 2011 年全球范围内欧洲中尺度天气预报中 ECMWF 和美国国家环境预报中心 NCEP 的全球预报系统 GFS 预报的风场的差

如图 36 所示，全球范围内，从欧洲中尺度天气预报 ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) 和美国国家环境预报中心 NCEP (National Centers for Environmental Prediction) 的全球预报系统 GFS (Global Forecast System) 这两个系统给出的风速的差值来看，在欧洲、美国和东南沿海

地区，由于具有无线电探空仪、航空器和各种地基设备的观测数据，其对流层顶的风速差值较小。相反的，在大气观测数据主要依赖于卫星辐射数据的地方，如北太平洋海域、热带和南半球中纬地区，风速误差比较大。另外，由于北大西洋有更多的航线，风速探测多，因此该地区比北太平洋的风速误差小。

风速探测可提高对**飓风天气的跟踪及登陆预报**的准确性。通过对恶劣天气精确预报，可有效疏散、撤离人群以保障人民生命财产安全。从 2004 年，美国亚特兰大海洋与大气实验室 AOML (Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory) 和喷气推进实验室 JPL (Jet Propulsion Laboratory) 给出的结果显示 (如图 37 所示)，经风廓线星载雷达修正的飓风 Ivan 登入轨迹 (蓝色) 与真实的登入轨迹 (青色) 吻合很好，然而，未经风廓线修正的登入轨迹 (红色) 与真实登入轨迹差异很大^[116]。

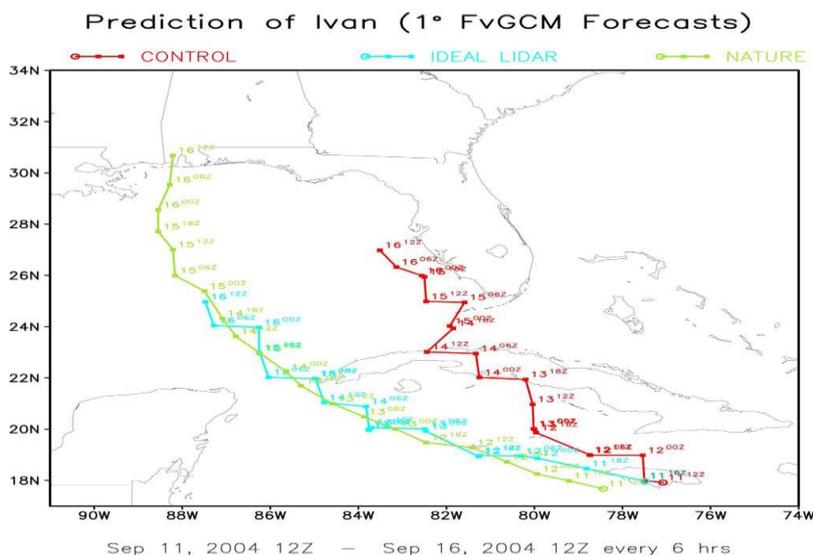


图 37 经风廓线雷达修正的飓风 Ivan 登入轨迹 (蓝色)，与未经风廓线雷达的登入轨迹 (红色) 和真实的登入轨迹 (青色) 的比较

大气湍流、风切变、飞机尾流、重力波都将对飞行器的安全造成威胁。大气湍流又分晴空湍流、雷暴湍流、山地波湍流、飞机尾流和微下击暴流。据日本宇宙航空研究开发机构 JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) 报道，日本 2003 年至 2012 年间发生的 29 起航空事故，14 起由大气湍流导致，2 起由大气湍流条件下人为操作因素引起，即直接或间接由大气湍流引起的航空事故占 55%^[117]。

晴空湍流被称为飞机的“隐形杀手”，其指晴朗天气时的空中出现的湍流。一般认为晴空湍流与风切变有关。常见在急流，或者是风向或风速变化较大的地方，例如冷暖空气交汇、气流突然加速、减速或转向的区域。快速移动的高空喷射气流，遇到周边较慢的气流时，会在边界产生一种类似海洋波浪的

大气层现象，即重力波。山上的气流与白天陆地散发的热量是导致湍流的其它原因。急流内部呈现海浪特征的垂直波动，这些波动也会像海浪一样破碎，当重力波破碎为湍流，这就形成了晴空湍流。2017 年雷丁大学（Reading University）的 Paul Williams 指出在气候变化背景下，冬季跨大西洋航线沿线的中度或重度的晴空湍流的发生概率会翻倍，甚至有可能翻 3 倍^[118]。晴空湍流的探测受到世界各国的高度重视。

微下击暴流是由雷暴引致的一种最猛烈的下沉气流，如图 38 所示，其特征是一团强烈而局部的冷空气下沉，引致地面上出现突如其来在水平方向往外扩散的风，范围通常达数千米。飞越微下击暴流的飞机可能首先会因逆风增强而浮力增加，随即遇到上空的下沉气流，继而因顺风增强而沉降。



图 38 雷暴引起的微下击暴流

风切变最广义的解释是：“风速和/或风向在空间的变化，包括上升气流和下降气流的变化”。大气中总是存在风切变，并且观测者经常能够观测到它的存在。例如，不同高度的云层向不同方向移动；烟羽被剪切且在不同高度上向不同方向移动；相对无害的尘暴和非常危险的水陆龙卷中悬浮颗粒和/或水滴旋转；尘暴/沙暴的前缘呈“墙状”；以及树木因飚线产生的瞬时阵风向各个方向弯曲。发生在最低层（500 米）的风切变对航空器的危害很大。在飞行爬升和进近阶段，航空器的空速和高度接近临界值，因而航空器特别易受风切变的不利影响。航空器对风切变的反应是相当复杂的，并且与许多因素有关，包括航空器类型、飞行阶段和风切变的作用尺度（与航空器大小、所遭遇的风切变的强度以及持续时间有关^[119]）。

飞机尾流是指跟随飞机之后的两个反向旋转的圆锥式涡旋气团。广义的尾流还包括飞机引擎喷流，但其极不稳定，存在时间非常短，而涡流则能持续两到三分钟甚至更长。

飞机起飞时，机翼下方的高压空气会汇入到机翼上方的低压空气，空气开始旋转，产生涡旋，之后涡旋慢慢下降并消失。而由于飞机起飞或降落时机翼的迎角很大，从而使得产生的涡旋很强，而机场附近飞机的降落起飞都处于较低的速度和高度，使得涡旋的危害更大。当飞机进入前机尾流时，会因受力不均出现机身抖动、下沉、反转等现象，严重时会导致飞机坠毁^[120]。国际民航组织 ICAO (International Civil Aviation Organization) 上世纪 70 年代根据前机和后机重量关系，曾制订了一套飞机安全间隔标准。但是，该标准不区分天气条件，限制了机场运力，当平静的微风条件下时，安全距离又过小，带来隐患。可靠的尾流探测、预测手段可以在提高机场运输效率的同时保障飞机的飞行安全。在军事应用领域，尾流探测技术具有巨大的应用潜力，尾流探测极有可能成为反隐身的重要辅助手段甚至主要手段。

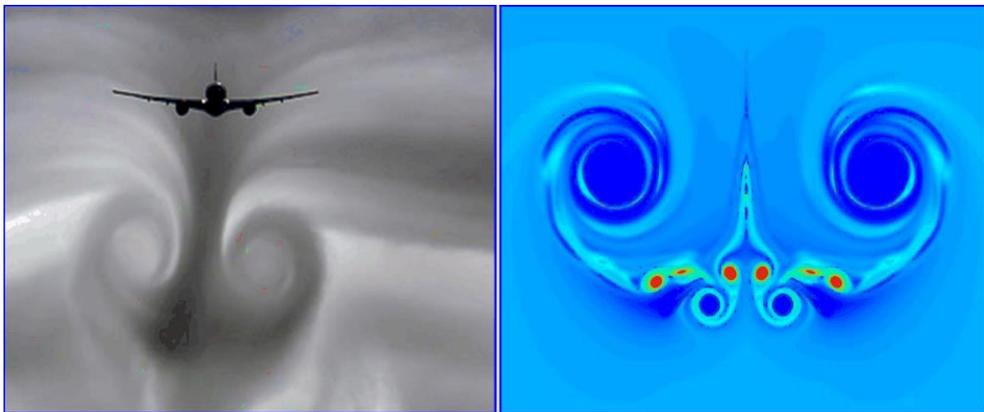


图 39 飞机尾流的照片（左）和模拟结果（右）

风力发电领域，大气风场的探测可用于大型风力发电系统的管理和调配。据 2014 年统计的全球新增装机容量中，中国占 45.2%。在风电场研究机构 and 开发商应用中，大气风场探测的应用包括：微观选址、风电场预评估、功率曲线验证、地址适合性评估、复杂地形的评估、垂直方向轮廓推断的验证、风力数据和三维的风图谱和风机机位微观选址。对于风机制造商及风电场运维业主，风速信息可提供风机功率曲线测量、风力的垂直资料和紊流用于提高风机销量和地址适合性评估^[121]。

特殊军事，精确的风速探测具有许多重要应用，包括：弹道诸元修订、航母作业、临近空间武器平台环境保障、联合作战计划与指挥、生化武器释放环境探测、精准空投和空中加油等。空中风测定的不准确性是制约现代火炮准确性的主要因素，也影响着军事行动的安全性。风的垂直切变测定是否准确，将直接危及空中运输工具和其它类型火箭施放的成功。实时的风速探测可提高机场吞吐量，如在航母平台上，可优化战机的起飞量，提高战斗力。据报道，经

1064nm 测风激光雷达数据修正后，美军 HIMARS 火箭炮在 300km 射程精度上提高了 30% 至 40%。

环境保护方面，通过探测大气气溶胶和风场，不仅能监测大气污染状态、实时发现大气污染源，还能对雾霾的形成和演化进行预报。

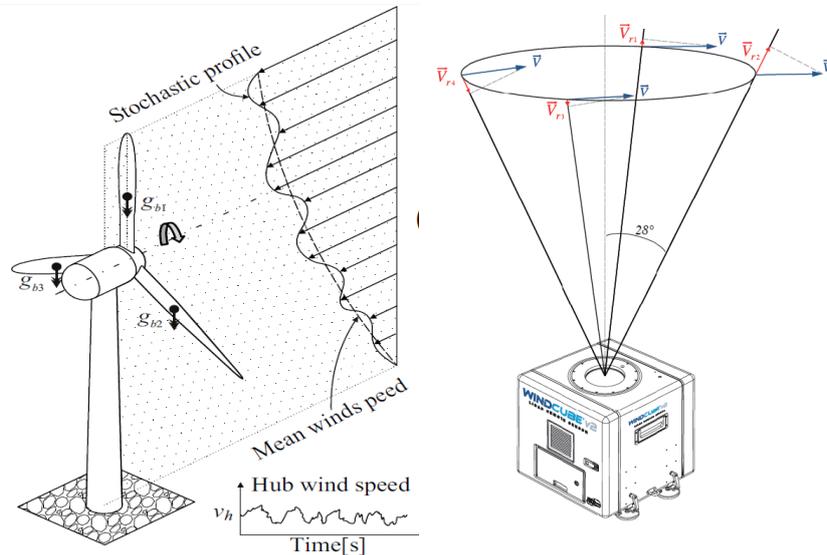


图 40 测风激光雷达在风力发电中的应用示意图

3.1.2 各类测风设备

为了获取高的时间和空间分辨率数据，具有主动遥感的大气廓线探测技术被越来越多地应用，以满足对较小尺度天气系统的分析、预报和研究。目前主要有声雷达 (Sodar)、风廓线雷达 (Wind Profiling Radar)、电声探测系统 (Radio Acoustic Sounding System) 和多普勒测风激光雷达 (Doppler Wind Lidar)。声雷达基于声波对大气温度、速度变化的敏感性原理进行边界层测风^[122]，具有成本低、可连续监测的特点，主要局限一是探测范围小 (50 米~600 米)，二是受背景噪声影响大 (交通噪声、降水或强风)，三是探测声波给邻近人员带来烦恼，这些局限都制约了声雷达的应用。风廓线雷达是晴空条件使用的甚高频或超高频 (40~1300MHz) 多普勒测风雷达^[123]，可以连续测定水平和垂直风，探测高度可达 30 千米，机场主要部署边界层、对流层风廓线雷达，但探测高度和分辨率互为矛盾，且探测高度越高，低空盲区越大，由于是弱信号检测设备，对电磁兼容要求较高。电声探测系统用于测量低对流层的虚温廓线^[124]，原理是通过配套的风廓线雷达跟踪垂直入射到大气中的高强度短声脉冲，通过测量短声脉冲传播速度和垂直空气速度计算虚温。

目前，多普勒测风激光雷达被公认为大气风场遥感的最有效方法，也是世界气象组织 WMO 列出的最具技术挑战性的激光雷达之一。测风激光雷达向大气发射激光脉冲 (紫外到红外)，与大气相互作用，光学望远镜收集大气气溶胶粒子

和大气分子后向散射信号后输入光学接收机,通过分析发射激光的径向多普勒频移来反演风速。其具有时空分辨率高、低空无盲区、测量精度高、电磁兼容性好、昼夜连续观测、可实现从地面至 110km 高度全覆盖的优势^[5]。

3.1.3 相干测风激光雷达综述

从探测方式上,测风激光雷达分为相干探测测风激光雷达和非相干探测(直接探测)测风激光雷达。相干激光雷达通过大气回波信号与本振信号进行拍频,通过对拍频信号后的射频信号进行 FFT 变换后提取大气的多普勒频移信息。直接探测测风激光雷达则通过鉴频器将激光频率的变化转化成能量的相对变化,从而提取风速信息。

红宝石和 HeNe 激光器发明之后不久,研究人员就开展基于这两个激光器的外差探测和相干激光雷达的研究。早期的相干激光雷达大多用于军事目的。自 1964 年后,由于 CO₂ 激光器具高功率、稳定的单频输出、可选择连续光或脉冲输出、脉冲能量可达几个焦耳、10.6 μm 激光位于大气窗口和人眼安全的优点,其被大部分相干激光雷达所采用^[5]。第一台基于连续波 CO₂ 激光器的相干测风激光雷达于 1970 年,由美国雷神公司(Raytheon Company)在美国国家航空航天局 NASA(National Aeronautics and Space Administration)的资助下完成^[125]。其采用可调焦望远镜,探测距离为几百米。

由于基于脉冲激光器的相干激光雷达可实现更远距离探测和更高时间分辨率。1970 年后,通过采用主振荡功率放大 MOPA 的 CO₂ 激光器,NSAS 首次实现了基于脉冲相干激光雷达系统^[126]。随后,美国国家海洋和大气管理局 NOAA(National Oceanic and Atmospheric Administration)的电波传播实验室 WPL(Wave Propagation Laboratory)研发了,基于横向激励大气压 TEA(Transverse Excited Atmospheric-pressure)的 CO₂ 激光器的相干激光雷达系统,由于 TEA CO₂ 激光器具有更高的脉冲能量(1J@20Hz),因此,该激光雷达可实现更远的探测距离(10 到 20km)。1980 年至今,基于该激光器的相干激光雷达系统仍在使用。2001 年,德国航空太空中心 DLR 和法国国家科学研究院 CNRS 联合,开展了基于 10.6 μm TEA CO₂ 激光器的机载相干激光雷达实验,其地面验证实验中,探测高度大于 7km^[127]。

20 世纪 80 年代中期,由于高功率二极管激光器的发明,基于全固态激光器的相干激光雷达系统受到极大关注。相比于 CO₂ 激光器和灯泵激光器,二极管泵浦的全固态激光器在效率、体积和寿命上都具有明显优势。基于短波长(1.06 μm 或者 2.0 μm)的全固态激光器相干激光系统,相比于基于长波长(10.6 μm 或 9.25 μm)激光的雷达系统,在相同速度分辨率的情况下,短波长的系统可实现更高的距离分辨率,这是由于 1m/s 的频移,在 10.6 μm 对应频率改变

0.19MHz, 而对于 $2.0\mu\text{m}$ 为 1MHz, 对于 $1.06\mu\text{m}$ 为 1.89MHz。同时, 通过波长调谐, 可避开特定大气气体的吸收, 从而实现更远距离和更高距离分辨率的风场探测^[5]。

1987 年, 斯坦福大学的 Kane 等人, 采用 Nd:YAG 激光器, 首次实现了 $1.06\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达系统^[128], 基于气溶胶回波信号, 其可实现 600m 的距离探测。随后, 1990 年, 美国当时的洛克希德导弹及宇航公司 LMSCI (Lockheed Missiles and Space Company Inc), 美国相干技术公司 CTI (Coherent Technologies Inc), NASA 的马歇尔太空飞行中心 MSFC (Marshall Space Flight Center) 和 NASA 兰利研究中心 LRC (Langley Research Center) 联合, 将 Nd:YAG 激光器的脉冲能量提高到 1J, 共同研制了 $1.06\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达。其重复频率为 10Hz, 望远镜口径为 200 mm, 当距离分辨率为 277 m, 时间分辨率 6min, 其测量高度达 26 km。该系统并于 1991 年, 为从肯尼迪航天中心 KSC (Kennedy Space Center) 发射的发现号航天飞机 STS-48 的提供了气象保障^[129]。

由于 $2.0\mu\text{m}$ 激光相比 $1.06\mu\text{m}$ 的人眼允许最大曝光功率大 4 个数量级, 考虑人眼安全, 基于 $2.0\mu\text{m}$ 激光器的相干激光雷达的使用更为频繁。1990 年, 美国相干公司 CTI 的 Henderson 研究小组, 采用灯泵 Tm:Ho:YAG 激光器论证了第一台 $2.09\mu\text{m}$ 相干激光雷达系统^[130], 其在脉冲能量 22mJ, 重复频率 3.2Hz, 脉冲宽度 220ns, 望远镜口径 20cm 的情况下, 实现了 20km 水平气溶胶探测, 145km 的硬目标 (山峰) 探测。此后, 1991 年, 相干激光雷达公司 CTI 发展了基于二极管泵浦的全固态 $2.01\mu\text{m}$ 相干激光雷达系统, 并于 1994 年, 将其装载在 NASA 波音 737 上, 进行机载实验, 成功探测了微下击暴流^[131]。美国国家海洋和大气管理局 NOAA 和美国科罗拉多大学联合, 采用类似的系统完成了大气边界层风场探测^[132]。随后, 在 NASA 和美国空军 (U.S. Air. Force) 支持下, 更高脉冲能量的机载 $2.0\mu\text{m}$ 相干激光雷达被 NASA 用于晴空湍流探测和美国空军用于飞机底部的风廓线以提高降落伞的落地精度和弹道精度。为适应 NASA 启动了星载 $2.0\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达方案 SPARCLE (SPACE Readiness Coherent Lidar Experiment), 美国相干公司 CTI 研制了更高脉冲能量 (120mJ) 的种子注入式二极管泵浦 Tm:Ho:YAG 激光器^[133]。自 1994 年以后, $2.0\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达的性能进一步提升, 体积和功率不断减小, 稳定性得到提高^[134,135]。并且, 2002 年美国洛克希德·马丁公司 LMT (Lockheed Martin Corporation) 发布了商用的 $2.0\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达系统 WindTracer^[136]。Windtracer 已被部署于香港国际机场、圣路易斯国际机场、伦敦机场、旧金山机场、圣路易斯国际机场、拉斯维加斯机场、曼谷国际机场、东京国际机场、昆明长水国际机场、迪拜国际机场。

为了进一步提高集成度稳定性和减低激光雷达成本，基于光通讯波段的 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达被提出。采用 $1.5\mu\text{m}$ 激光光源的优点参见第一章的第一节。由于 $1.5\mu\text{m}$ 波段激光在光纤中衰减小，且各光纤器件成熟，因此全光纤 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达具有集成度高，模块化设计和适用各种复杂条件的优点，其产业化前景开阔。 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达包括两个方案，即基于连续光的方案和基于脉冲光的方案。 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达具有低成本和多功能的特点^[137,138]，已应用于风力发电领域^[139]。

日本三菱电机公司 MEC (Mitsubishi Electric Corporation) 是最早从事 $1.5\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达研发的单位，并在 $1.5\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达做出了一系列初创工作^[140]，包括 1、研发了世界首台 $1.5\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达，并于 2001 年，将激光光源升级为 Er:Yb: Phosphate Glass 激光器，其脉冲能量为 11mJ，脉冲重复频率为 15Hz，通过采用该激光器，雷达实现了 5km 的探测距离^[141]；2、2001 年，首次实现了基于光纤的 $1.5\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达，并于 2003 年推出原理样机^[142]；3、2003 年，通过采用人眼安全波段的光参量放大器，实现了探测距离为 10km 的相干激光雷达系统，并采用该雷达实现了边界层多个气象现象的观测^[143]；4、2006 年，推出了全光纤 $1.5\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达产品^[144]，并应用于香港国际机场^[145]；5、2008 年，采用大模场面积的光纤放大器获得了脉冲能量 179 μJ 的激光输出，通过采用该高功率光纤激光器，实现了超过 8km 探测距离的 $1.5\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达^[146]；6、2011 年，通过采用 Er:Yb:glass 平面波导，实现了脉冲能量 1.4mJ，重复频率 4kHz，脉冲宽度 580nm，高光束质量因子 $M^2=1.3$ 的 $1.5\mu\text{m}$ 激光器，通过使用该激光器，日本三菱电机公司 MEC 在距离分辨率为 300m，累计时间 4s 的情况下，实现了大于 30km 的探测距离^[147]。为了有效探测大气湍流，提高飞机飞行安全，日本宇宙航空研究开发机构 JAXA 与日本三菱电机公司 MEC 合作，利用上述远距离探测相干激光雷达开展了系列机载实验^[148]。

法国航空航天研究中心 ONERA (French Aeronautics and Space Research Center) 在专注于通过研发高功率 $1.5\mu\text{m}$ 窄线宽激光器，实现远距离的 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达系统，从而用于飞机尾流的探测^[149]。2008 年，ONERA 研发了基于大模场面积光纤放大器的 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达，并完成了飞机尾流的探测^[150]。其激光器的脉冲能量为 120 μJ ，重复频率 12kHz，光束质量因子 M^2 为 1.3，脉宽 800ns。2014 年，其采用主振荡功率放大器 MOPA 技术，并通过在光纤中引入应力梯度以提高 MOPA 系统受激布里渊散射阈值的方法，获得了脉冲能量 370 μJ ，重复频率 10kHz，光束质量因子 M^2 小于 1.3，脉宽 820ns 的激光输出，通过使用该激光器，获得了最远探测距离超过 13km 的相干测风激光雷达系统

[151]。这个高功率激光器的缺点为 ASE 噪声高，占总输出功率的 30%。2015 年，通过使用双脉冲光束的相干合并，提高了激光发射功率，并实验研制了其可提高相干激光雷达的性能[152]。

2011 年，美国国家大气研究中心 NCAR (National Center for Atmosphere Research) 报道了基于高功率连续光 (10W) 的机载 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达，并进行了机载实验[153]，并完成了与飞机装载的航空电子皮托静电管 TASA (Avionics Pitot-Static Tube) 和机身皮托静电管 TASF (Fuselage Pitot-Static Tube) 的数据比对。

2011 年，美国 FiberTek Inc 在 NASA 兰利研究中心 LRC 的支持下，研发了 $120\mu\text{J}$ 的 $1.5\mu\text{m}$ 光纤激光器，采用 MOPA 结构，线宽 2.5KHz，相对强度噪声 RIN (Relative Intensity Noise) -140dBc/Hz，重复频率 20kHz，脉冲宽度 800ns。2015 年，美国 NASA 兰利研究中心 LRC 报道了全光纤，模块化的 $1.5\mu\text{m}$ 相干系统，其创新点为激光脉宽可调和采用 3D 打印技术实现的半球扫描单元[154]。

法国 Leosphere 公司成立于 2004 年，其研发的 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达采用高重复频率和微脉冲能量的激光光源，从而易于系统的安装、使用和维修。目前，其已经在全世界超过 50 个国家出售超过 800 套相干激光雷达[155]。其包含 WindCube、WindCube100s/200s/400s、WindCube 400S-AT 和 Wind IRIS 四个系列。



图 41 中国科大研制的 $1.5\mu\text{m}$ 相干激光雷达

英国的 SgurrEnergy 公司专注于相干测风激光雷达提高风力发电效率的应用。英国的 QinetiQ 早在 2002 年就报道了 $1.5\mu\text{m}$ 相干测风激光雷达，其采用脉冲光源，脉冲能量为 $50\mu\text{J}$ ，脉冲宽度为 24ns，重复频率为 20kHz，望远镜的口径为 30mm，探测距离为 500m，距离分辨率为 25m [156]。目前，QinetiQ 推出了陆上 (ZephIR300)、海上 (ZephIR300m) 和应用于风力发电 (ZephIR DM) 三款激光雷达。

国内，中国科学院上海光机所^[157,158]、中电 27 所^[159]、中国海洋大学^[160]、中国西南技术物理所、哈尔滨工业大学、电子科技大学、中国科学技术大学^[161]也均有报道。2017 年，中国科大的夏海云团队，使用 100 μ J 脉冲激光器和 80mm 口径的望远镜，采用时分复用技术，仅采用单个平衡探测器，实现了 1.5 μ m 波段大气气溶胶退偏振比和大气风场的同时测量^[161]。其系统照片如图 41 所示，照片的两套系统，一套测量纬向风，另外一套测量经向风，通过经纬风合成风矢量，从而免于系统扫描，提高时间分辨率。当出射激光为水平偏振态，单套系统测量的垂直偏振和水平偏振的径向风速如图 42 所示。参见图 43，当其工作在传统相干激光雷达模式时，距离分辨率 60m，时间分辨率 2s，水平探测距离大于 6km。

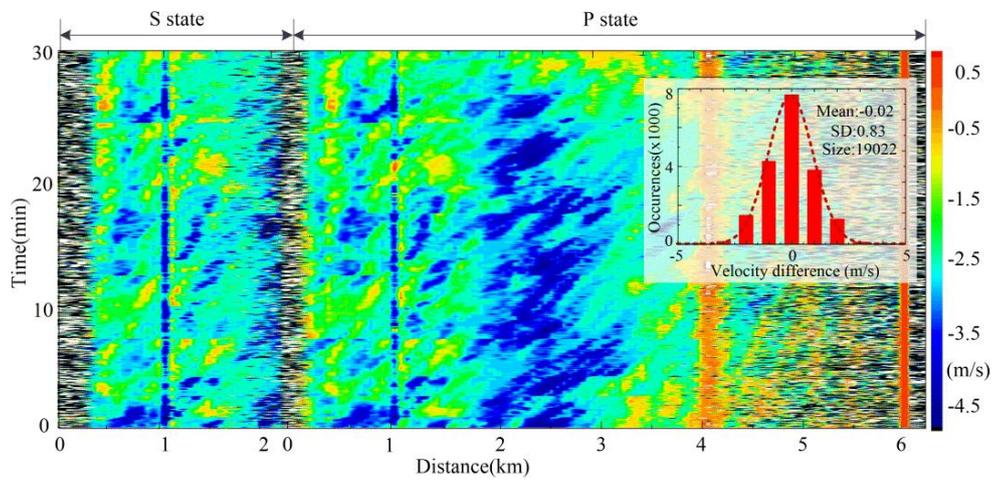


图 42 中国科大测量水平偏振和垂直偏振的径向风速^[157]

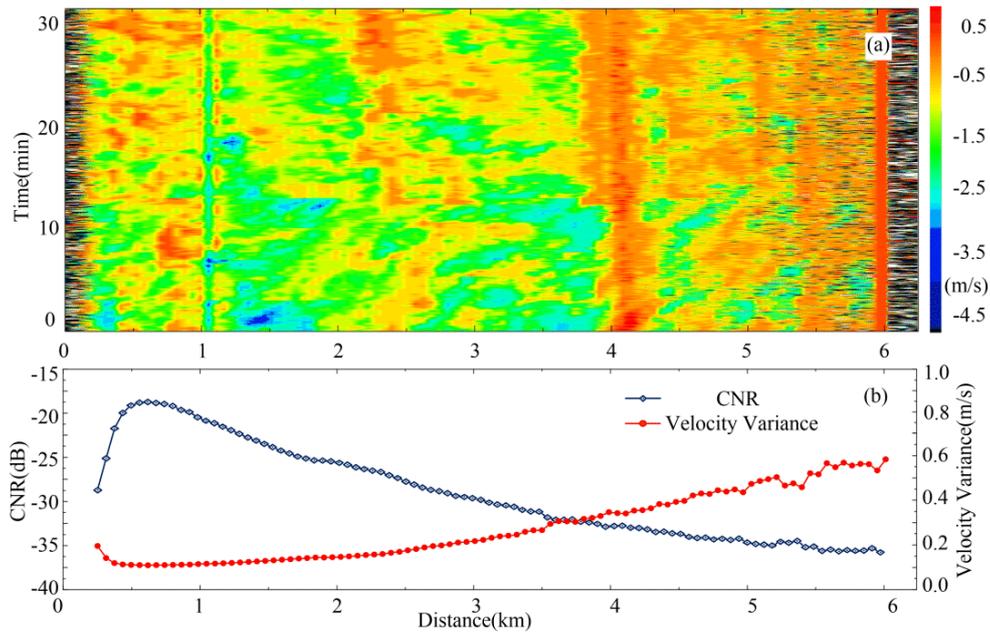


图 43 中国科大采用传统模式测量的水平径向速度^[161]

综上所述,相干激光雷达从最初的 $10.6\mu\text{m}$ (或 $9.25\mu\text{m}$) 的系统,发展到基于高功率 Nd:YAG 激光器的系统,之后考虑人眼安全和系统集成,发展了 $2.0\mu\text{m}$ 的系统,最终得益于 $1.5\mu\text{m}$ 光通讯波段的发展,产生了大量商用的 $1.5\mu\text{m}$ 波长相干测风激光雷达。相干激光雷达经过 40 多年的发展,已经在地基^[161]、舰载^[162]和机载平台^[148]得到论证,技术已经成熟,并完成了飞机尾流、大气湍流、重力波、风切变、微下击暴流、晴空湍流、风机涡流的探测,已应用于短期天气预报、边界层风场探测、机场、风力发电场领域。

3.1.3 直接探测测风激光雷达综述

和相干激光雷达的发展轨迹类似,直接探测激光雷达也是随着合适稳定的单频高功率脉冲激光器的发展而发展起来的。自 1983 年,斯坦福大学的 Bye 等人研制了基于二极管泵浦的种子注入的高功率、单纵模 Nd:YAG 脉冲激光器以来^[163],其已经成为激光雷达普遍采用的光源(见第一章第一节),并被应用于众多直接探测激光雷达中。通过使用倍频晶体, Nd:YAG 激光器可输出基频 (1064nm)、二倍频 (532nm)、三倍频 (355nm) 和四倍频 (266nm)。

区别于相干激光雷达,直接探测测风激光雷达不仅可以探测大气气溶胶回波信号,还可以探测大气分子后向散射信号和共振荧光信号。分子后向散射信号对于探测气溶胶稀薄的对流层顶、平流层和中间层至关重要,而通过共振荧光信号可实现 $80\text{-}110\text{km}$ 的风场探测。因此,为研究平流层的环流和大气海洋区域,分子后向散射信号的直接探测测风激光雷达被广泛使用^[164]。

采用气溶胶回波信号的直接探测测风激光雷达的早起探索出现在 20 世纪 70 年代到 80 年代早期^[165,166],并且早在 1979 年,美国密歇根大学 (University of Michigan) 的 Abreu 就分析了采用 532nm 直接探测激光雷达用于长距离星载探测的可能性,虽当时的 Nd:YAG 激光器单模输出不稳定,并且激光出射波长不稳定^[167]。

之后,几个关键技术的攻关,特别是核心器件 Fabry-Perot 干涉仪的稳定和成熟^[168],推动了直接探测测风激光雷达的实用化。同时,被动的风速遥感实现了对流层^[169],中间层和电离层^[170]的探测。

直接探测多普勒激光雷达的原理最早由 Benedetti-Michelangeli 于 1972 年提出,并采用频率稳定的 488nm 氩离子激光器和球面的 Fabry-Perot 干涉仪^[171]。20 世纪 90 年代至 21 世纪,研究人员开展了大量直接探测技术的理论研究,包括单边缘技术、双边缘技术和条纹成像技术。其中, NASA 戈达德太空飞行中心 GSFC (Goddard Space Flight Center) 的 Korb 和 Flesia 等人于 1992 年提出单边缘技术,1998 年在单边缘的基础上又发展了双边缘探测技术^[172,173]。美国犹他州立大学 (Utah State University) 的 McKay 分别对边缘技术^[174]和条纹成像技术

^[175]进行了理论模拟。1998年，NASA 戈达德太空飞行中心 GSFC 的 McGill and Spinhirne 对边缘探测技术和条纹成像技术进行了对比^[176]。

1989年，法国国家科学研究院 CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) 的 Chanin 首次采用双边缘技术实现对流层的风场探测。其采用 532nm 激光器和双通道 Fabry-Perot 干涉仪^[177]。1993年，Souprayen 等人重新设计了 Fabry-Perot 干涉仪，使干涉仪对气溶胶和分子后向散射信号的灵敏度一致，发展了 Rayleigh-Mie 探测系统，并采用垂直指向望远镜，解决上一套系统存在的频率漂移问题^[178]。此后，NASA 戈达德太空飞行中心 GSFC (Goddard Space Flight Center) 分别采用 1064nm 和 532nm 用于探测窄带气溶胶信号，用 355nm 激光实现宽带的分子后向散射信号^[179]。

由于大气分子后向散射系数与波长的负四次方成正比，波长越短，大气分子后向散射越强。因此，355nm 被广泛应用于分子回波信号，其研制单位包括 NASA 戈达德太空飞行中心 GSFC^[179, 180]，欧空局 ESA 的 DLR^[19]，日本福井大学 (University of Fukui)^[181]，中国科学技术大学^[182]。基于 532nm 双边缘技术探测分子后向散射信号的研发单位有法国国家科学研究院 CNRS^[178, 183]。采用 1064nm 双边缘技术探测气溶胶后向散射信号的研发单位有 NASA 戈达德太空飞行中心 GSFC^[184]和中国科学院安徽光机所^[185]。其中，日本福井大学不仅采用双边缘技术探测分子回波信号，同时采用高光谱分辨技术提取大气气溶胶的回波信号^[181]。

开展基于条纹成像技术测风激光雷达的研究单位有美国密歇根大学 (University of Michigan)^[186]、美国密歇根宇航公司 (Michigan Aerospace Corporation)^[187]，欧洲宇航防务集团创新中心 (EADS Innovation Works)^[188]，欧空局 ESA 的 DLR^[19]。其中，DLR 采用双边缘技术探测 355nm 的分子后向散射信号，采用条纹成像技术探测气溶胶信号^[19]。

碘分子吸收线也可作为窄带滤波器用于实现单边缘技术，从而实现分子和气溶胶散射信号的探测，其研究的单位有中国海洋大学^[189]，科罗拉多州立大学 (Colorado State University)^[190]，莱布尼兹大气物理研究所 (Leibniz-Institute of Atmospheric Physics)^[191]和中国空间中心^[192]。2009年，美国科罗拉多大学采用钠的双边缘磁光滤波器 (Na double-edge magneto-optic filter) 形成的边缘，从而实现 5 至 50km 的大气风速和温度探测^[193]。

除使用上述的 Fabry-Perot 干涉仪、碘分子吸收线和双边缘磁光滤波器外，Fizeau 干涉仪^[194]、Mach-Zehnder 干涉仪^[195]和 Michelson 干涉仪^[196]也被分析用于实现边缘技术。

除大气气溶胶和分子后向散射信号外，共振荧光信号也用于大气风场的探测。在 80 至 110km 高度的中间层顶和热大气层底部，大气分子和气溶胶都很稀薄，而共振荧光雷达（Na、Fe、K、Ca）可以覆盖这段区域^[197]。共振荧光激光雷达通过测量钠荧光光谱谱的移动探测风场，通常采用多波长技术^[198]。

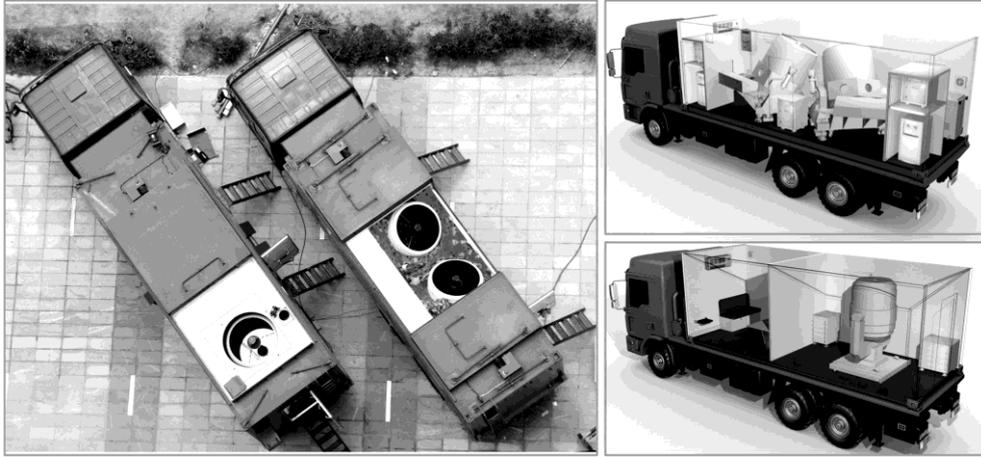


图 44 中国科大报道的 60km 测风激光雷达照片和透射图

综上所述，目前的直接探测激光雷达的波段有 355nm^[182]、532nm^[178]、1064nm^[185]、589nm^[198]。即使 1.5 μm 波段具有众多优势，且 1.5 μm 相干测风激光雷达发展成熟，但未报道过基于 1.5 μm 波段的直接探测激光雷达。此外，为了提高探测信噪比，上述系统均采用高功率的激光器，系统庞大，限制了其机载，甚至星载的应用。如图 44 所示为中国科大窦贤康课题组研制的 60km 测风激光雷达的照片和透视图，其重达数吨。2013 年于青海德令哈观测结果如图 45 所示。早在 1999 年，欧空局 ESA 就提出了基于直接探测技术的星载激测风激光雷达计划 ADM-Aeolus，其原计划 2008 年发射^[20]，却 4 次推迟，至今未发射。其原因在于 1、高功率紫外 355nm 的激光器研制面临技术瓶颈；2、高功率的 355nm 激光导致高的能量密度(1J/cm²)，因此激光雷达在提高各光学器件的损伤预制和防止激光引起的光污染上面临巨大挑战^[21]。

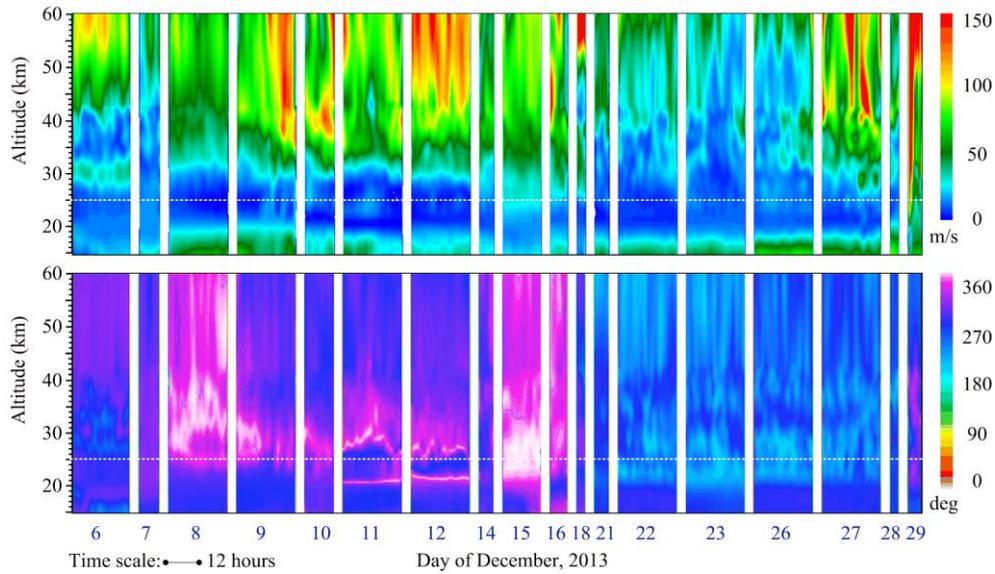


图 45 中国科大瑞利测风激光雷达 2013 年 12 月份德令哈观测结果

为此，中国科大窦贤康课题组的夏海云副教授和潘建伟课题组张强合作，自 2016 年至今，研发了基于 $1.5\mu\text{m}$ 波段的三款直接探测测风激光雷达，1、基于上转换单光子探测的 $1.5\mu\text{m}$ 高光谱分辨测风激光雷达^[50]；2、基于上转换单光子探测器的双边缘探测 $1.5\mu\text{m}$ 测风激光雷达^[51]；3、基于超导纳米线单光子探测器的双频 $1.5\mu\text{m}$ 测风激光雷达^[52]。

3.1.4 相干测风激光雷达和直接测风激光雷达的比较

相干探测由于采用了本振信号对大气回波信号的放大作用，其具有如下优点

1. 探测灵敏度高，信噪比可接近量子噪声极限。
2. 相干激光雷达要求本振光和信号光满足严格波前匹配，因此其对背景光噪声、探测器噪声具有抑制作用，无滤波器下可实现昼夜连续观测。
3. 相干激光雷达无需光学鉴频器，接收光路简单，对温度梯度、应力梯度不敏感。

相比相干探测激光雷达，直接探测激光测风雷达有如下优势：

1. 考虑严格的波前匹配条件和高面型望远镜的加工难度，相干探测一般采用红外波段，直接探测可覆盖紫外波段到红外波段。
2. 通过对鉴频器的优化设计，直接探测不仅可以探测窄带的大气气溶胶回波信号，还可以探测宽谱的大气分子散射信号（FWHM=3.8GHz，355nm @290K）。这在探测气溶胶稀薄的对流层顶、平流层和中间层至关重要。

当通过降低脉宽以提高激光雷达的距离分辨率时（如距离分辨率提高到 1m 时，脉冲的半高全宽要求为 6.7ns，考虑变换极限光脉冲情况下，对应频谱宽度

为 65.67MHz)，该宽谱信号导致相干效率大幅降低。因此，目前报道的相干激光雷达的最高距离分辨率为 15m^[154]。

然而，直接探测可实现高的距离分辨率探测，1.5 μm 直接探测的最高探测距离为 10m^[53]。通过进一步优化鉴频器，距离分辨率还可进一步提高。

3. 相干探测的本质为单模探测，本振信号和回波信号需要满足波前匹配条件，考虑相干效率优化以及大气湍流的影响，相干激光雷达的望远镜面积受限^[199]。

直接探测激光雷达可通过增大望远镜的面积，实现远距离和高信噪比的大气风场探测，例如中国科大 60km 直接探测雷达采用望远镜的口径为 1m^[200]。

4. 直接探测方式工作在光子计数模式，降低了原始数据存储和处理的难度。

相干雷达需采用高采样率模拟采集卡（ADC），并需要借助 DSP 卡或显卡等进行实时信号处理，后续数据存储和处理面临挑战^[161]。目前，结合相干探测灵敏度高和直接探测光子计数数据处理简单的单光子外差技术^[201]；结合微波光子计数的相干检测技术^[202]；结合微波和相干激光雷达的双频率技术^[203]有望在测风激光雷达领域获得突破。

3.2 基于上转换单光子探测器的高光谱分辨测风激光雷达

3.2.1 高光谱分辨测风原理

高光谱分辨测风属于直接探测测风激光雷达领域，与条纹成像技术类似。条纹成像技术采用多像素探测器，对经鉴频器后的各频率的后向散射信号同时采集，通过对测量获得的后向散射谱求其峰值以确定径向风速信息，如 EAS 的星载测风激光雷达 ADM-Aeolus 采用 16 通道的 ACCD，测量 Fizeau 干涉仪提取的大气气溶胶后向散射谱^[19]。高光谱分辨探测技术则采用扫描式 Fabry-Perot 干涉仪，通过扫描其腔长（等效于频率扫描）获得大气的气溶胶后向散射谱，然后采用非线性拟合，获得气溶胶后向散射谱的峰值位置，从峰值位置的漂移获得径向风速信息^[50]。其除具有上述直接探测的优点外，还有如下特有的优势。

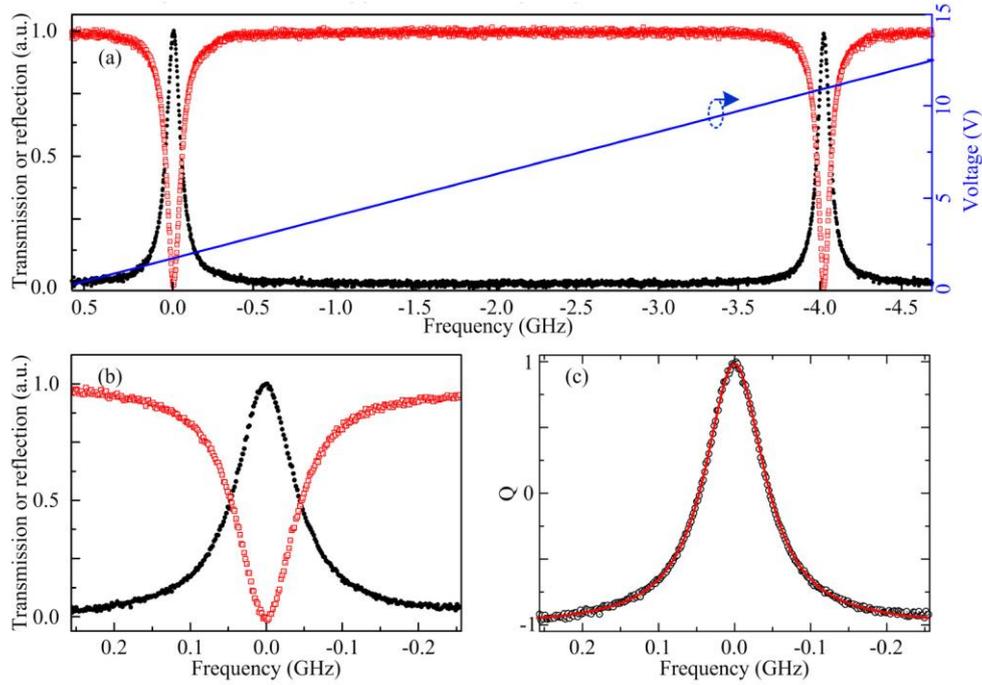


图 46 扫描 Fabry-Perot 干涉仪腔长，得到透射曲线和反射曲线，(a) 扫过一个 FSR 时的曲线，(b) 为 (a) 的放大，(c) 根据 (b) 计算的响应谱

1. 通过扫描获得的大气气溶胶后向散射谱和参考脉冲谱的相对位置，可确定风速的符号。相干激光雷达则需要增加声光调制器（如 80MHz）。
2. 通过对测量获得的大气气溶胶谱进行非线性拟合，可同时获得峰值和谱宽信息，即峰值用于风速反演，谱宽可用于大气湍流测量。
3. 其可测量风速动态范围由 Fabry-Perot 干涉仪的自由谱间距 FSR（Free Spectral Range）确定，如本工作采用的 Fabry-Perot 干涉仪的 FSR 为 4.02GHz，对应可测量的风速动态范围为 $\pm 1557\text{m/s}$ 。这对于测量热带风暴（超强台风的底层中心附近最大平均风速可达 51m/s）、平流层（风速可大于 60m/s）^[182]等具有重要意义。

如图 46 (a) 所示，当采用线宽 3kHz 的单色连续光，通过改变施加给 PZT 的电压，以扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长时，可在带宽 500MHz 的示波器上测量获得 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱和反射谱。扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长等效于扫描频率^[182]，当其变化 Δl 时，对应的频率变化 $\Delta \nu$ 满足如下关系式

$$\Delta \nu / \nu_0 = -\Delta l / l, \quad (56)$$

式中， ν_0 为入射光的频率， l 为 Fabry-Perot 干涉仪的腔长，其为 25.59mm。

根据式 (54)，当频率从 ν_0 扫描到 $\nu_0 + 4.02\text{GHz}$ 时，腔长将缩短 532nm。根据自由谱间距 FSR 的定义 $\text{FSR} = c / 2nl$ （ c 为真空中的光速， n 为光纤折射率），

FSR 与腔长成反比。当腔长缩短 532nm 时，对应的 FSR 增加 0.08MHz，因此频率扫描引起的 Fabry-Perot 干涉仪腔长的改变可忽略不计。

大气后向散射信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱，可表示为大气气溶胶后向散射光谱 $I(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M)$ 与 Fabry-Perot 干涉仪透射曲线 $h(\nu)$ 的卷积，即

$$T(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M) = h(\nu) * I(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M), \quad (57)$$

式中，* 表示为卷积， ν 为相对参考信号光谱峰值位置的频率的光频率， ν_c 为参考信号光谱峰值位置的频率， ν_D 为大气多普勒频移， $\Delta\nu_M$ 为气溶胶光谱的 1/e 的半宽。

考虑光纤 Fabry-Perot 干涉仪采用单模光纤镀膜加工而成，光束发散角可忽略不计^[204]，其透射谱可表示为

$$h(\nu) = T_0 / [1 + (\nu)^2 / (\Delta\nu_{FPI} / 2)^2], \quad (58)$$

式中， $\Delta\nu_{FPI}$ 为 Fabry-Perot 干涉仪透射谱的半高全宽 FWHM (Full Width at Half Maximum)， T_0 为峰值透过率因子，其可表示为

$$T_0 = a_i(1 - r_f)^2 / (1 - a_i \cdot r_f)^2, \quad (59)$$

式中， a_i 为衰减因子， r_f 为反射端的反射系数。

由于大气气溶胶的布朗运动对光谱展宽影响较小，因此大气气溶胶后向散射光谱与出射激光光谱接近，其可用高斯函数近似为

$$I(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M) = (\sqrt{\pi}\Delta\nu_M)^{-1} \exp[-(\nu - \nu_c - \nu_D)^2 / \Delta\nu_M^2], \quad (60)$$

类似的，大气后向散射信号经 Fabry-Perot 干涉仪的反射谱，可表示为

$$R(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M) = r(\nu) * I(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M) \quad (61)$$

式中， $r(\nu)$ 为 Fabry-Perot 干涉仪的反射谱，可表示为 $r(\nu) = 1 - h(\nu)$ 。

风速的反演从频率响应函数中反演，其定义为

$$Q(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M) = \frac{a^* \cdot T(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M) - R(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M)}{a^* \cdot T(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M) + R(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta\nu_M)}, \quad (62)$$

式中， a^* 为校准系数。由于使用全光纤 Fabry-Perot 干涉仪，通过增加光纤环形器可简单高效的提取其反射谱，式 (60) 同时利用了 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱和反射谱，其优点为：1、提高了能量的利用率，由于透射谱和反射谱的互补，当激光在透射谱的透过率低时，在反射谱上就高，反之亦然，从而提高了探测信噪比；2、同时探测单腔 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱和反射谱，有效抑制了激光能量抖动对测量的影响。

综上所述，高光谱分辨测风激光雷达通过扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长，获得大气气溶胶后向散射光谱经 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱和反射谱，利用式 (59) 计算的频率响应函数 Q ，并对其进行最小二乘法拟合，以获得气溶胶的中心频率和光谱宽度 $\Delta\nu_M$ ，大气多普勒频移 ν_D 则为气溶胶光谱的中心位置与参考光的中心位置的差值。

3.2.2 系统结构

高光谱分辨测风激光雷达的系统光路如图 47 所示，其采用模块化设计，分激光器模块、望远镜模块和接收机三个模块。连续的线偏振 1548nm 的单频种子光经声光调制器 EOM (Electro Optic Modulator) 调制成脉冲光，脉冲光的周期由脉冲发生器 PG (Pulse Generator) 确定，为 12kHz，对应最大可分辨探测距离 12.5km。脉冲光经光纤隔离器 (Isolator) 后，经 1/99 光纤分束器分成两份，一份 (1% 端) 作为参考光，其经可调衰减器 VA (Variable Attenuator) 衰减到单光子水平后接入光学接收机，另外一份 (99% 端) 经掺铒光纤放大器 EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) 放大后经多模场面积光纤 LMAF (Large Mode Area Fiber) 接入望远镜。经 EDFA 后，激光脉冲宽度为 200ns，脉冲能量为 50 μ J。出射的水平偏振激光经耦合镜 L_1 转为空间光，经偏振分束器 PBS (Polarizing Beam Splitter) 和四分之一波片转为圆偏振光，圆偏振激光由口径为 80mm 的离轴望远镜发射到大气中。圆偏振的大气回波信号由离轴望远镜接收，再次经四分之一波片转为垂直偏振的光，经 PBS 后，大气回波信号经耦合镜 L_2 耦合到单模保偏光纤 PMF (Polarization Maintaining Fiber) 进入光学接收机。PMF 的长度为 150m，从而使大气回波信号与参考光在时域上相差 750ns。

参考信号和大气回波信号先后进入接收机，其经光纤环形器和偏振控制器 PC_1 (Polarization Controller) 后，由全光纤 Fabry-Perot 干涉仪进行频率检测。其中，透射信号经 PC_2 后，接到全光纤上转换单光子探测器 UCSPD₂，反射信号经 PC_1 和光纤环形器后接入 UCSPD₁。连续的 1950nm 种子光经掺铥光纤放大器 TDFA (Thulium Doped Fiber Amplifier) 放大到平均功率为 1W，由波分复用器 1.55 μ m/1.95 μ m WDM₀ (Wavelength Division Multiplexer) 滤波后，经 3dB 分束器分成两份，分别用做两个 UCSPD (Up-Conversion Single Photon Detector) 的泵浦光。1.5 μ m 的信号光与 1.95 μ m 的泵浦光在 WDM 混频后，经周期极化铌酸锂波导 PPLN-W (Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide) 转化为 863nm 的光子，并耦合进入多模光纤 MMF (Multi Mode Fiber)，其包含的残留泵浦光、泵浦光二阶非线性效应光、泵浦光的三阶非线性效应光由带宽为 1nm 的 863nm 干涉滤光片 IF (Interferometer Filter) 进行隔离，863nm 的信号光由 Si-APD 进行探测，并由多通道采集卡 MCS (Multi-Channel Scaler) 采集。经优化，

高光谱分辨测风激光雷达中，光纤耦合的周期极化铌酸锂波导 PPLN-W 和全光纤 Fabry-Perot 干涉仪的模场直径约为 $9.7\mu\text{m}\pm 0.5\mu\text{m}$ ，为了保证整个链路的光学效率。因此，望远镜接收端需高效的将大气回波信号耦合到单模光纤（模场直径 $10.5\mu\text{m}$ ），这对望远镜的面型精度和成像质量都提出了高要求。

由于离轴反射式望远镜的检测波长（ 632.8nm ）和工作波长（ 1548nm ）可不同，不引入色差，采用检测波长装调后不需再进行调节，结构稳定，因此高光谱分辨测风激光雷达采用离轴反射式望远镜。平行的出射激光先经球面反射镜进行扩束，再经离轴椭球面反射镜转成平行光，发射到大气中。

如图 47 所示，耦合透镜 L_1 将光纤输出的激光转成平行光。大模场面积光纤 LMAF 的芯径为 $20\mu\text{m}$ ，数值孔径 NA 为 0.08。光纤出射的激光相当于焦面小孔发出的发散球面波，球面波的数值孔径 NA 为 0.08，小孔的直径为 $\Phi 20\mu\text{m}$ ，将此发散球面波准直为 $\Phi 3.78\text{mm}$ 的平行光，根据表达式（ $f = \omega / 2 \tan[\text{asin}(\text{NA})]$ ），透镜焦距 $f_{L1} = 23.55\text{mm}$ 。考虑扩束镜的扩束倍率 14，出射激光的发散角为 $60.7\mu\text{rad}$ 。

偏振分束器 PBS 为将任意偏振态的光分成垂直偏振态和水平偏振态。其与四分之一波片配合，实现发射激光和接收信号的分离。选用 thorlabs 的型号为 PBS124 偏振分束器，其偏振消光比大于 30dB，其对 P 光的透过率大于 90%，S 光的反射率大于 99.5%。

$\lambda/4$ 波片是由各向异性光学材料按一定方式切割而成，标定了光轴方向，所引入的相位差为 $\lambda/4$ 。波片的各向异性材料的快、慢轴方向的折射率不同，即双折射特性，其导致光波在快轴方向速度快，在慢轴方向速度慢，从而引入相位差。实际产生的相移 $\Delta\phi$ 由材料特性、波片厚度 d 和入射波长 λ 决定，表示为 $\Delta\phi = 2\pi d(n_1 - n_2) / \lambda$ ，式中 n_1 为主平面的折射率， n_2 为正交平面的折射率。 $\lambda/4$ 波片使得快、慢轴之间产生 $\lambda/4$ 的位相差。当偏振面与波片的主平面成 45° 的线偏振光入射到四分之一波长时，出射光将变成圆偏振光。

对于出射激光，离轴反射式望远镜实现激光扩束，其放大倍率为 14 倍，有效口径 $\Phi 64.3\text{mm}$ ，离轴反射式望远镜和潜望式扫描仪的机械设计图见图 48 所示。其中潜望式扫描仪将应用于基于上转换单光子探测器的双边缘测风激光雷达中。

根据 L_1 的焦距、LMAF 的芯径和望远镜放大倍率，出射激光的发散角为 $60\mu\text{rad}$ 。接收光纤的数值孔径 $\text{NA}=0.11$ ，芯径为 $10.5\mu\text{m}$ ，为了确保回来的光能够尽可能多的进入光纤，耦合镜 L_2 的数值孔径必须比光纤的数值孔径略小。通光口径为 $\Phi 3.78\text{mm}$ ， $\text{NA}=0.105$ ，耦合镜的焦距 $f_c = 17.9\text{mm}$ 。同理，可算出接收望远镜的发散角为 $41.9\mu\text{rad}$ 。

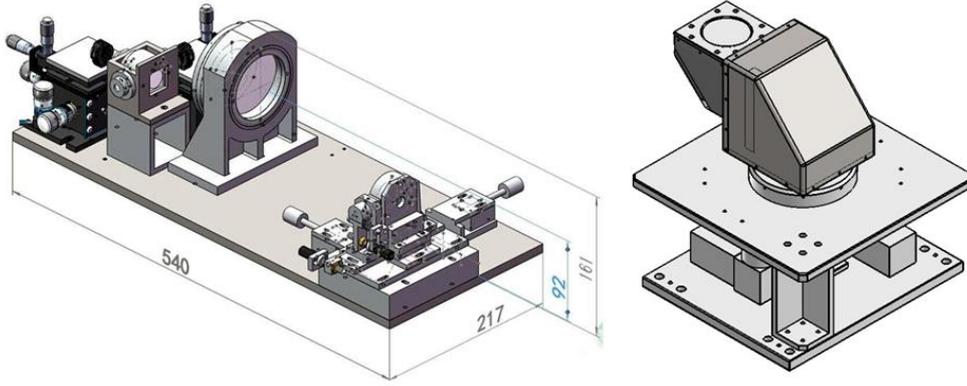


图 48 离轴反射式望远镜（左）和潜望式扫描仪（右）的光学机械设计

空间光到单模光纤的耦合效率受模式匹配、对准偏差、菲涅尔反射、吸收损耗、平台振动和大气湍流影响。在湍流中的耦合效率主要受大气折射率结构常数、探测距离、天顶角的影响^[205]。

根据维也纳科技大学 Winzer 等人的理论，入射光场分布 E_i 的空间光从孔径为 d_R (面积为 A_R)，焦距为 f 的耦合镜到单模光纤耦合的示意图如图 49 所示^[205]，经简化，便于数值计算的耦合效率的表达式^[33]为

$$\eta_c = 8a^2 \int_0^1 \int_0^1 x_1 x_2 \exp[-(a^2 + \frac{A_R}{A_C})(x_1^2 + x_2^2)] \cdot I_0(2 \frac{A_R}{A_C} x_1 x_2) dx_1 dx_2 \quad (63)$$

式中， I_0 为第一类修正的 0 阶的贝塞尔函数， a 、 A_R 、 A_C 可分别表示为

$$a = d_R \pi \omega_0 / 2 \lambda f, \quad (64)$$

$$A_R = \pi d_R^2 / 4, \quad (65)$$

$$A_C = \pi \rho_c^2, \quad (66)$$

式中， d_R 为望远镜口径， ω_0 为单模光纤半径， λ 为光波波长， f 为透镜焦距， ρ_c 为空间相干长度，其可表示为

$$\rho_c = (1.46 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}, \quad (67)$$

式中， C_n^2 为大气折射率结构常数， k 为波数，可表示为 $k = 2\pi / \lambda$ ， L 是通讯链路距离。

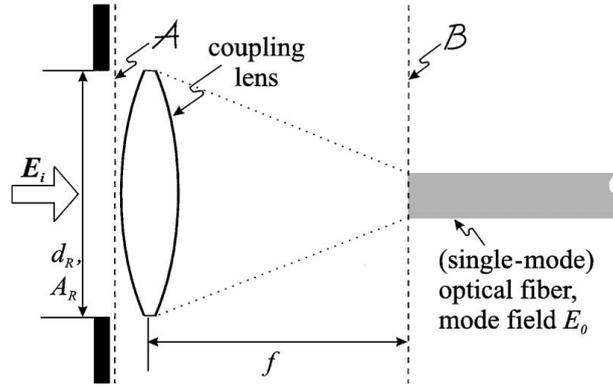


图 49 空间光从孔径为 d_R (面积为 A_R) 的耦合镜到单模光纤耦合示意图

根据式 (61)，当 A_R / A_C 取为固定值，以 a 为自变量时，假定在无湍流的情况下，当 a 取 1.12 时，耦合效率取最大值，即满足

$$d_R \pi \omega_0 / 2\lambda f = 1.12. \quad (68)$$

考虑大气湍流时，湍流将引起空间相干长度 ρ_c 的变化，从而影响耦合效率。当 d_R 为 10cm， a 为 1.12，波长为 1550nm，探测距离为 1km 时，当 C_n^2 为 $10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ 时，耦合效率将大于 30%，当 C_n^2 为 $10^{-13} \text{m}^{-2/3}$ 时，耦合效率将小于 5%。由于激光波长越长，耦合效率受湍流影响越小，因此可在激光遥感中，一方面可通过选择长波，另一方面，可通过自适应光学以提高耦合效率^[33]。

3. 全光纤 Fabry-Perot 干涉仪

高光谱分辨测风激光雷达的鉴频器采用全光纤 Fabry-Perot 干涉仪，其采用单模光纤制作，无镜片和校准光路，防振性能优越。Fabry-Perot 干涉仪腔由两个精确对准的光纤端面组成，端面镀有高反射膜，如图 50 所示。为了减小两个端面间的光束发射而造成的损失，在两个光纤端面间插入了一小段镀有增透膜的光纤，增透膜用于防止端面间再次形成 Fabry-Perot 腔。如图 50 所示，Fabry-Perot 干涉仪的腔长，通过 PZT (Piezo-electric Transducers) 调节。根据镀膜的不同，Fabry-Perot 干涉仪可工作在 S 波段(1480 到 1520nm)，C 波段(1520 到 1570nm)。

由于全光纤 Fabry-Perot 干涉仪不需要借助其他镜片，因此光纤到光纤的插入损耗小，典型值小于 2.5dB。

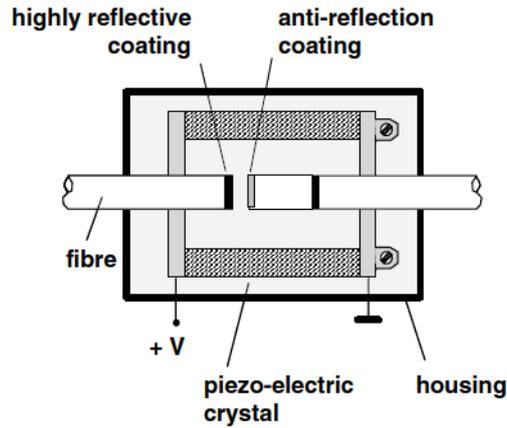


图 50 全光纤 Fabry-Perot 干涉仪的结构图

光纤式和空间光 Fabry-Perot 干涉仪的比较如图 51 所示。相比于空间光学的结构，单模光纤的 Fabry-Perot 干涉仪，由于采用全固态结构，不受环境气压影响。其结构小，容易实现精密的温控。另外，由于空间光 Fabry-Perot 干涉仪的高反镜的镜面面积大，且面型精度要求高（ $100/\lambda @ 633\text{nm}$ ），因此，加工难度大。

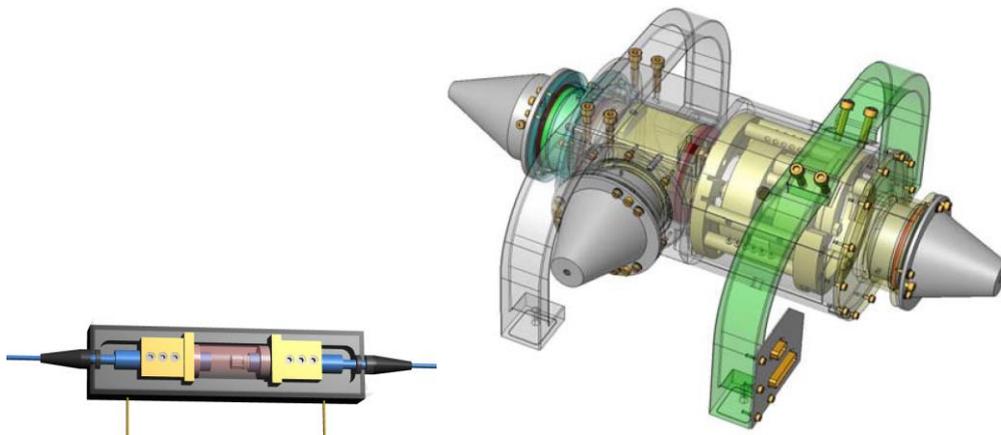


图 51 光纤式（左）和空间光式（右）的 Fabry-Perot 干涉仪的比较

接下来对 Fabry-Perot 干涉仪的特性进行检测，包括偏振特性、磁滞现象和温度特性，其检测光路如图 52 所示。1548nm 的连续线偏振激光经偏振控制器 PC 调节偏振态后，先后接入光纤环形器（Circulator）和 Fabry-Perot 干涉仪。Fabry-Perot 干涉仪的透射信号直接由 InGaAs-PIN (Detector₁) 探测，Fabry-Perot 干涉仪的反射信号经环形器后由另外一个 InGaAs-PIN (Detector₂) 探测。这个探测器输出的电信号由示波器（Oscilloscope）记录。连续光的输出功率为 2mW，其驱动电压（Driver）为 24V。Fabry-Perot 干涉仪的腔长，通过调节 PZT 的驱动器（FPI Driver）的电压实现。为了防止检测 Fabry-Perot 干涉仪时，温度梯度和

压力梯度对其的影响，将 Fabry-Perot 干涉仪封装于温控箱 TCC (Temperature Controlled Chamber) 中。

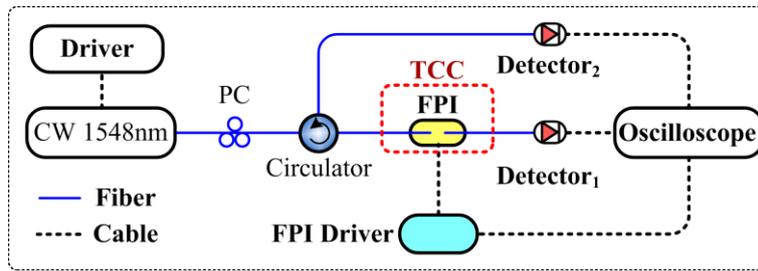


图 52 Fabry-Perot 干涉仪参数标定的实验光路

如图 53 和图 54 所示，当扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长时，对应不同的偏振态的激光，示波器记录的 Fabry-Perot 干涉仪的透射曲线和反射曲线不同。这是由于不同偏振态在 Fabry-Perot 干涉仪的折射率不同，从而导致不同的腔长，进而导致自由谱间距不同，而采用的偏振无关的 InGaAs-PIN，因此可以同时记录两个偏振态对应的峰值。当入射光为非线偏振光时，Fabry-Perot 干涉仪的透射和反射曲线如图 53 所示，为双峰结构。通过调节偏振控制器 PC 使得入射到 Fabry-Perot 干涉仪的光为线偏振光时，其测量结果如图 54 所示，为单峰结构。



图 53 入射光为非线偏振光时测量的 Fabry-Perot 干涉仪的透射和反射曲线

当入射光为线偏振态，通过扫描 PZT 的电压，可获得 Fabry-Perot 干涉仪的透射曲线，如图 54 所示。当采用上升电压，从-25V 扫描到 26V 时，其扫描获得的 7 个透射峰如图 54 (a) 所示，当采用下降电压，从 26V 扫描到-25V 时，其扫描结果如图 54 (b) 所示。从这个图可以看出，各透射峰之间的间距不相等。这是由于 PZT 的迟滞特性引起了 PZT 的位移变化非线性，PZT 的下一时刻位移量不仅取决于当前时刻的输入电压和输出位移，还与之前输入的历史有关系。迟滞效应与扫描电压范围、扫描频率和 Fabry-Perot 干涉仪所处的温度有关。

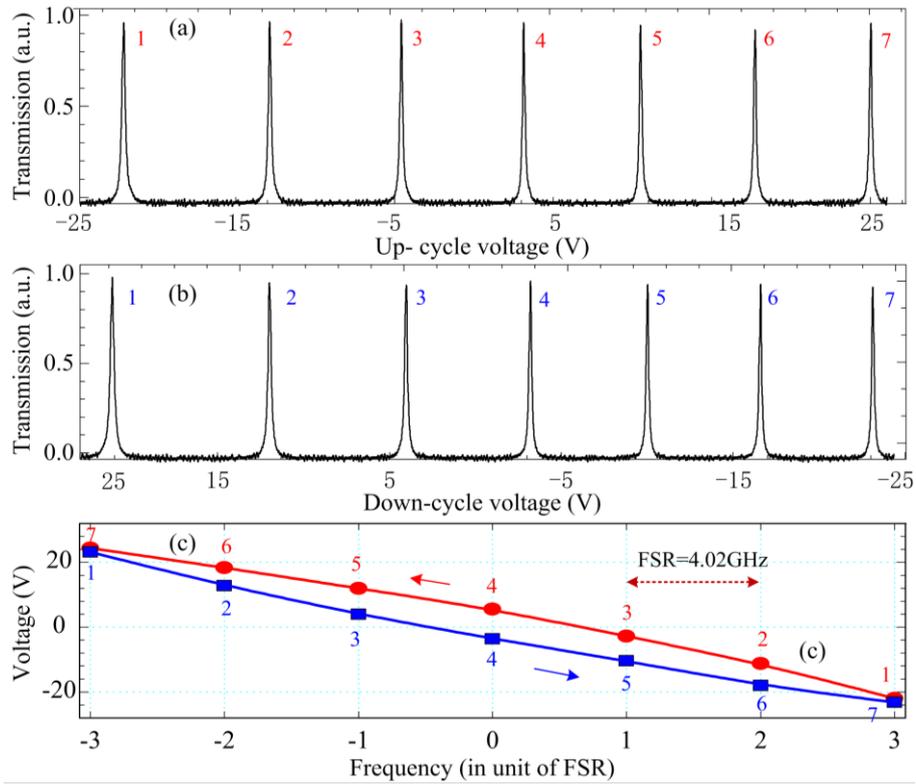


图 54 上升电压 (a) 和下降电压 (b) 扫描获得的 Fabry-Perot 干涉仪的透射曲线, 以及根据 (a) 和 (b) 获得的 Fabry-Perot 干涉仪的磁滞曲线 (c)

根据 3.2.1 节介绍, 当扫描腔长时, 其引起的 Fabry-Perot 干涉仪腔长的改变量可忽略不计。在频率上, 周期性的 Fabry-Perot 干涉仪的透射曲线的自由谱间距 FSR 是固定的, 通过将透射曲线峰值所处的电压投影到频域上, 其结果如图 54 (c) 所示。从图 54 (c) 可以看出, PZT 的扫描电压和频率的关系非线性, 该非线性与扫描速度和扫描起始电压相关, 通过采用 3 阶二项式函数, 可拟合获得该曲线, 因此当通过快速扫描 Fabry-Perot 干涉仪以进行光谱分析时, 需要在数据处理时对 PZT 的磁滞曲线进行修正。

Fabry-Perot 干涉仪的自由谱间距 FSR 的标定方法如下, 放大自发辐射 (Anamplified Spontaneous Emission) 的宽谱的光源经未扫描的 Fabry-Perot 干涉仪后接入光谱仪 (YOKOGAWA, AQ6370C), 光谱仪记录的相邻的两个峰之间的频谱距离即为 Fabry-Perot 干涉仪的自由谱间距 FSR。

4. 温控接收机

为确保光纤 Fabry-Perot 干涉仪工作在恒温恒压的环境中, 将光纤 Fabry-Perot 干涉仪封装于恒温箱, 其采取两级温控, 外部温控的精度为 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$, 内部的温控精度在 1 分钟之内可达 $\pm 0.001^{\circ}\text{C}$ 。为了验证 Fabry-Perot 干涉仪的温度特性, 将内部温控关闭, 实验测量连续了 6 个小时内, 温度变化 $25 \pm 0.06^{\circ}\text{C}$ 时, 连续光经 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱, 其测量时间分辨率为 95s, 通

过采用最小二乘法对测量的透射谱进行拟合，可同时获得 Fabry-Perot 干涉仪透射谱的中心频率和宽度。如图 54 (a)，测量的 Fabry-Perot 干涉仪透射谱的峰值与温度变化具有一致性。为了分析测风实验所需要达到温度精度，统计了测量的宽谱变化与温度变化的关系，如图 54 (b) 所示。

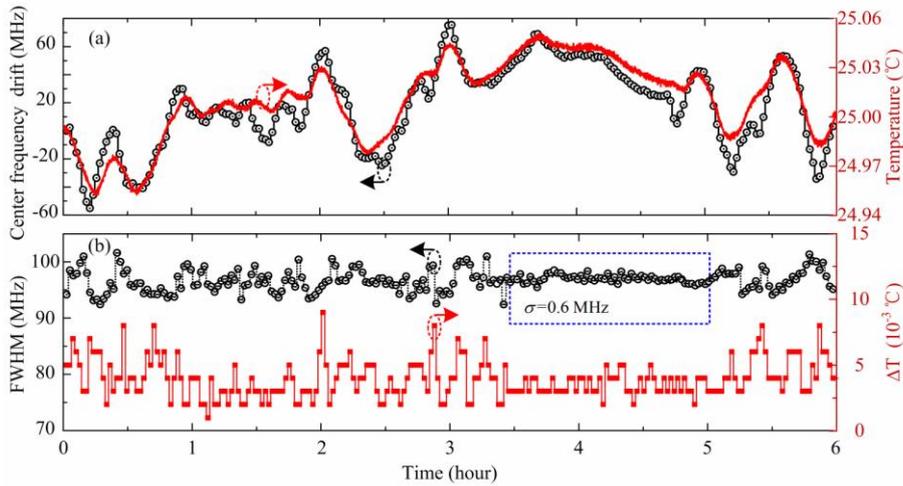


图 55 (a) 6 小时内温度变化引起的 Fabry-Perot 干涉仪中心频率的漂移，
(b) 温度的变化量与测量宽度的相关性分析

从图中可以看出，大的温度漂移将引起带宽的测量误差增大，在 3.5 到 5 小时范围内，当温度漂移小于 5‰时，测量带宽的标准偏差为 0.6MHz。当开启内部温控时，其在 10 分钟内的温度变化如图 56 所示，其在 10 分钟的温度可维持在 $\pm 0.002^{\circ}\text{C}$ ，满足实验要求。

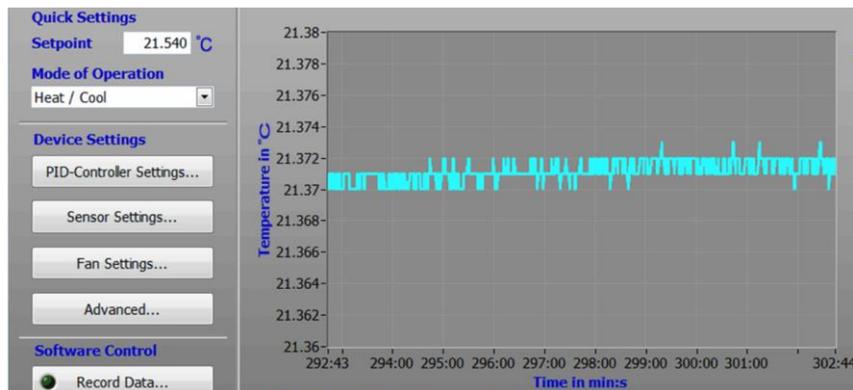


图 56 温控箱在 10 分钟内的温度变化

5. 全光纤上转换单光子探测器

由于能见度雷达采用的空间光上转换单光子探测器，如图 24 所示，其稳定性差，且耦合效率容易受温度和应力变化影响大。高光谱测风激光雷达中，为

为了提高稳定性，采用全光纤上转换单光子探测器如图 16 所示。其中光纤耦合式周期极化铌酸锂波导的内部结构和封装图如图 57 所示。

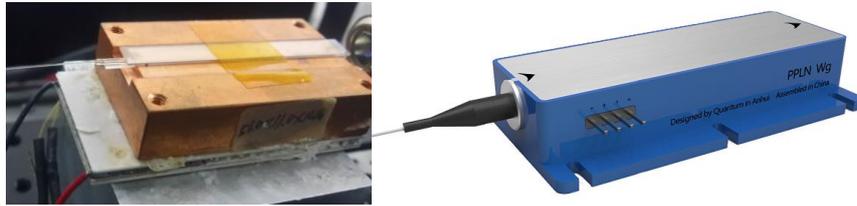


图 57 光纤耦合式周期极化铌酸锂波导的内部结构（左）和封装图（右）

3.2.4 外场实验

2016 年 4 月 13 日和 4 月 14 日，高光谱测风激光雷达在安徽合肥的中国科大东区 (31.83 °N, 117.25 °E) 进行了风速观测实验，合肥的海拔高度为 29.8m。

通过扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长，可获得气溶胶后向散射谱，如图 57 所示，其扫描范围为 39.3nm (297MHz)，步长为 1.31nm (9.9MHz)，总扫描步数 30 步，每个台阶的脉冲累计数为 22000 发。考虑数据传输和处理时间，每个台阶的测量时间为 2s，即扫描一组气溶胶谱的时间为 1 分钟。其中后向散射信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱见图 58 (a)，反射谱见图 58 (b)，频率响应函数如图 58 (c) 所示，其探测距离为 4km，距离分辨率为 30m。测量的 0.03km 和 1.8km 处的频率响应函数如图 59 (a) 的点所示，运用最小二乘法拟合，使用 Vogit 函数对测量的频率响应函数进行拟合，其结果如图 57 (a) 的线所示，拟合残差如图 59 (b) 所示，在频率 ν_1 和 ν_1 处的大气回波信号如图 59 (c) 所示。从大气回波信号 59 (c) 可以看出，高光谱分辨测风激光雷达可实现水平 4km 的回波信号探测。高光谱分辨测风激光雷达于 2016 年 4 月 13 日和 4 月 14 日，分别进行了从下午 15:00 点到晚上 21:00 的连续的径向风速观测。

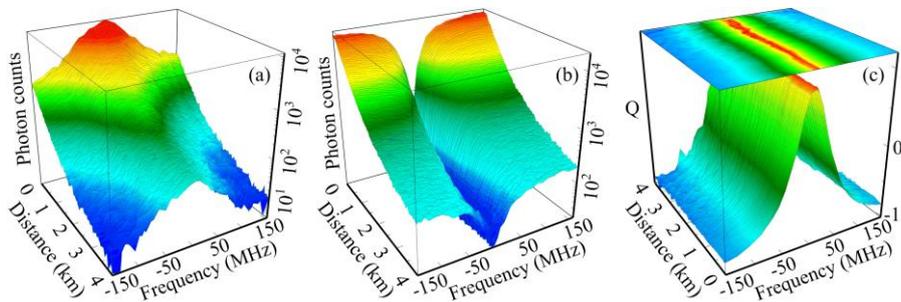


图 58 实验测量的后向散射信号的透射信号谱 (a) 和反射信号谱 (b)，以及根据式 (60) 计算的频率响应函数 (c)

如图 60 所示，4 月 13 日，激光雷达指向北偏西 75°，其地势开阔，4 月 14 日，激光雷达指向北偏东 70°，激光从楼群中穿过。其天气状况和激光雷达指向说明见图 60 所示。

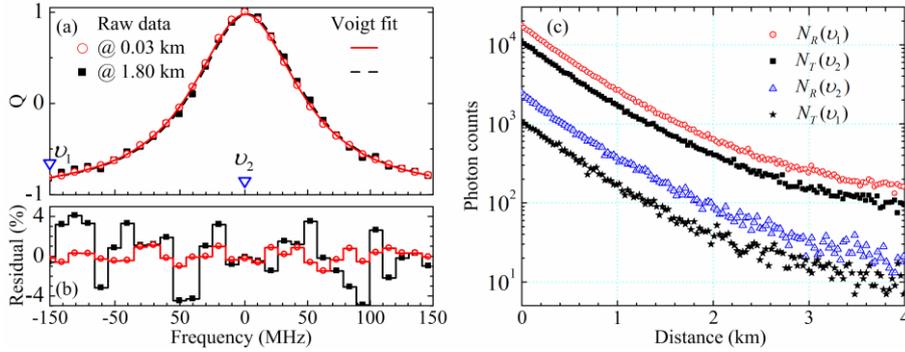


图 59 (a) 实验测量 (点) 和拟合获得 (线) 的 0.03km 和 1.8km 后向散射谱的 Q, (b) 拟合值与测量值的残差, (c) ν_1 和 ν_2 处的大气回波信号

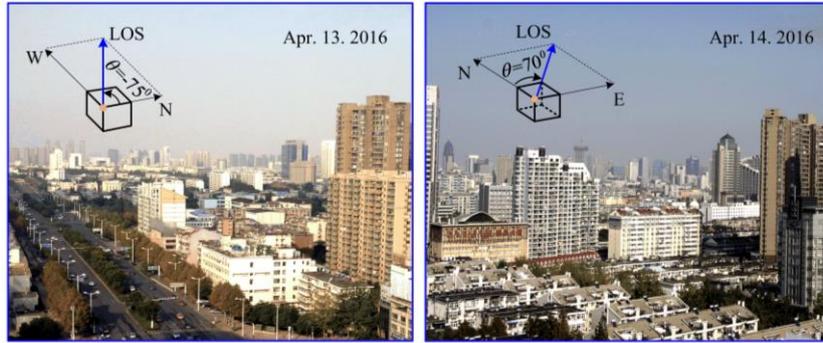


图 60 2016 年 4 月 13 日和 4 月 14 日的天气状况和激光雷达指向说明

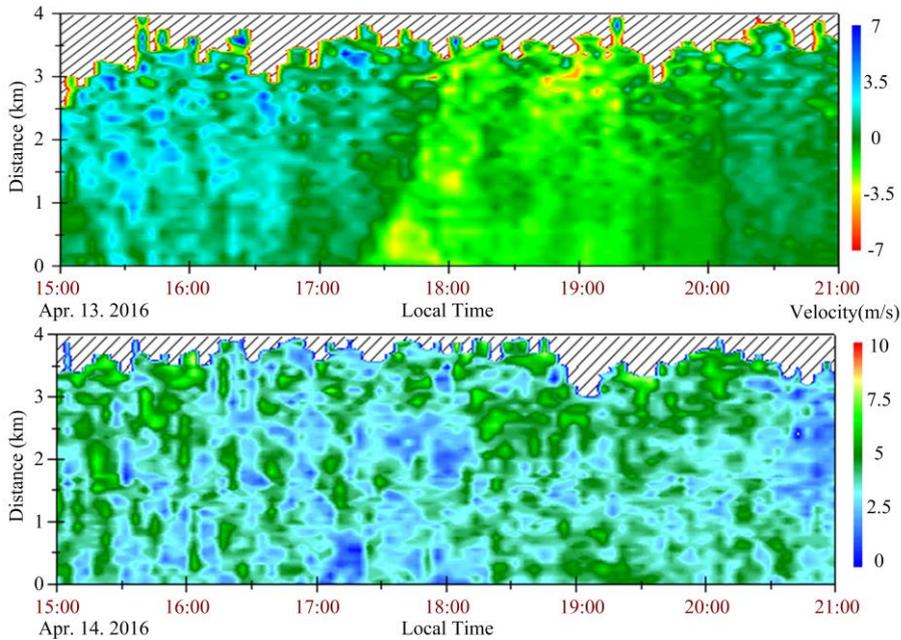


图 61 2016 年 4 月 13 日和 4 月 14 日雷达观测的径向风速信息

风场观测结果如图 59 所示。0km 到 1.8km 的距离分辨率为 30m，1.8km 以后的距离分辨率为 60m，时间分辨率为 1 分钟。从 4 月 13 日的观测结果可以看出，太阳落山前后风向发生了变化，然而 4 月 14 日的观测的径向风场一直处于紊乱状态。这是由于 4 月 13 日激光雷达指向开阔地势，可测量大气风场的变化，而 4 月 14 日激光雷达从城市的楼中间穿过，大气风场在大楼之间的传输后呈现紊乱状态。



图 62 (左) VAISAL 风速计和能见度仪和 (右) CE-318 型太阳光度计

为了验证激光雷达风速测量的准确性，激光雷达的测量结果与 Vaisala 超声波风速计 (WMT52) 的测量的同径向风速信息进行实时对比，Vaisala 风速计如图 62 所示。对比结果如图 63 所示，可以看出 4 月 13 日和 4 月 14 日，两者的风速信息吻合得很好

为了定量分析激光雷达和超声波风速计探测结果的相关性，其离散图见图 64 (a) 所示，其线性拟合的斜率为 0.996， R^2 为 0.991。图 64 (b) 为激光雷达与 Vaisala 风速计两者差值的柱状图，通过采用高斯函数对其拟合，其均值为 0.01m/s，方差为 0.5m/s。高光谱分辨测风激光雷达的其中一个优点是，其不仅可以测量多普勒频移，还可以同时测量获得气溶胶谱的展宽信息，其中，典型的径向风速廓线和气溶胶谱的展宽廓线如图 65 (a) 和图 65 (c) 所示。

如式 (55) 和式 (59) 所示，气溶胶信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱 $T(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta \nu_M)$ 和反射谱 $R(\nu, \nu_c, \nu_D, \Delta \nu_M)$ 为高斯函数和洛伦兹函数的卷积，即 Voigt 函数。Voigt 函数的表达式复杂，以至于难以对测量的风速和气溶胶展宽的误差进行评价。因此，采用经验模型对误差进行评估。

概率论中，当两个独立的随机变量 X 和 Y 符合正态分布时，其差值也符合正态分布。X 和 Y 的差值的标准偏差 $\sigma(X-Y)$ 可表示为如下式子

$$\sigma^2(X-Y) = \sigma^2(X) + \sigma^2(Y), \quad (69)$$

式中， $\sigma(X)$ 和 $\sigma(Y)$ 分别为随机变量 X 和 Y 的标准偏差。

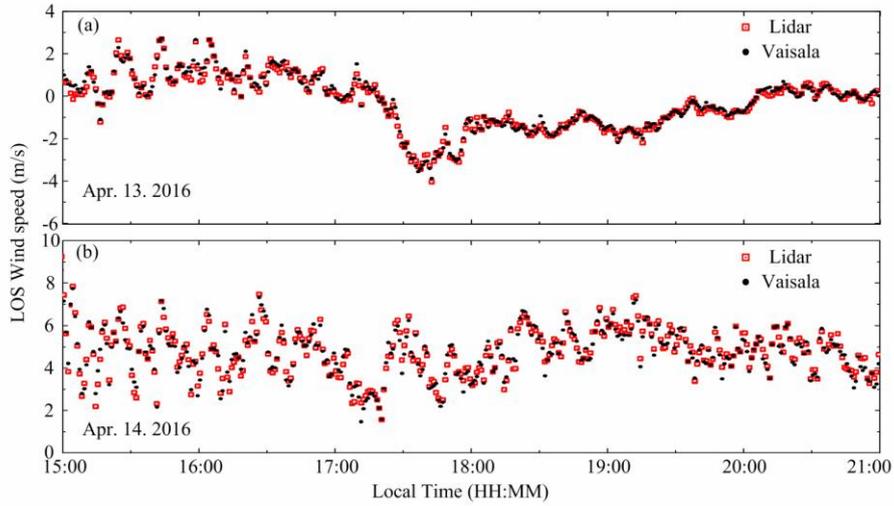


图 63 (a) 4 月 13 日和 (b) 4 月 14 日激光雷达与 Vaisala 风杯的结果比较

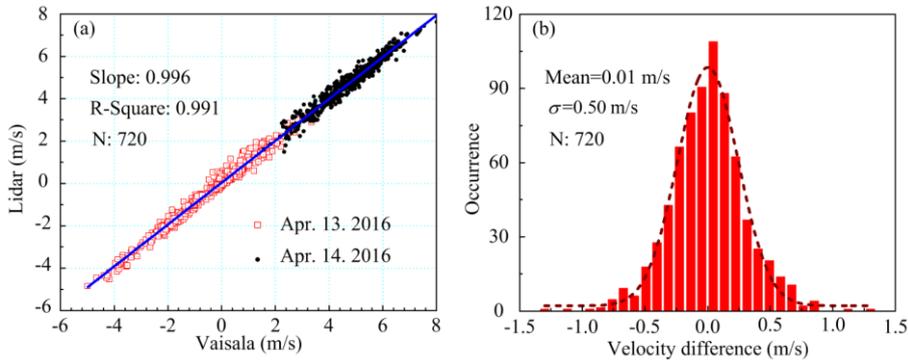


图 64 (a) 雷达和 Vaisala 风杯测量结果散点图, (b) 两者差值的柱状图

由于 4 月 13 日 18:00 至 18:30 间, 风速相对稳定, 选取这段时间测量 30 组风速廓线和 30 组展宽廓线, 将相邻两组的廓线, 前一组减后一组, 29 组风速差值和展宽差值分别如图 65 (b) 和图 65 (d) 所示。然后, 对每个距离门内的 29 个数据求均值和标准偏差, 其均值见图中的黄色廓线所示, 标准偏差见图中的红色误差棒所示。假定前后两组测量的廓线不相关, 则根据式 (67), 则测量值的标准偏差 σ_m 可表示为

$$\sigma_m = \sigma_{-} / \sqrt{2}, \quad (70)$$

式中, σ_{-} 为相邻两组差值的标准偏差。根据式 (68) 计算的风速误差和展宽误差以误差棒的形式标注于图 65 (a) 和图 65 (c) 中。其在 1.8km 处的风速误差为 0.76m/s, 1.8km 处的展宽误差为 2.07MHz。

为了展示 4 月 13 日和 4 月 14 日气溶胶谱展宽量的差异, 分别对这两天测量的 0 到 480m 的展宽量进行统计, 每天共 6120 组数据, 其统计结果如图 66 所示。4 月 13 日统计的展宽均值为 2.73MHz, 方差为 2.55MHz, 4 月 14 日统计的

展宽均值为 3.03MHz，方差为 2.94MHz。气溶胶展宽量可用于反演大气湍流信息 [206]。

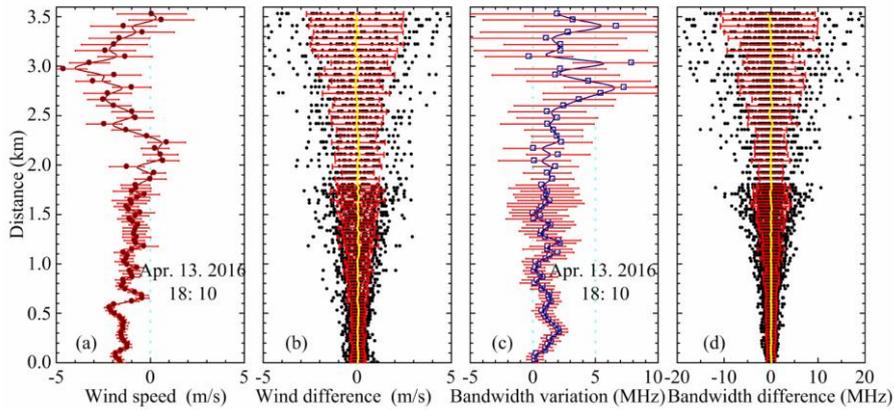


图 65 (a) 径向风速廓线, (b) 连续两组径向风速的差值, (c) 气溶胶谱的展宽廓线, (d) 连续两组气溶胶谱宽度变化的差值

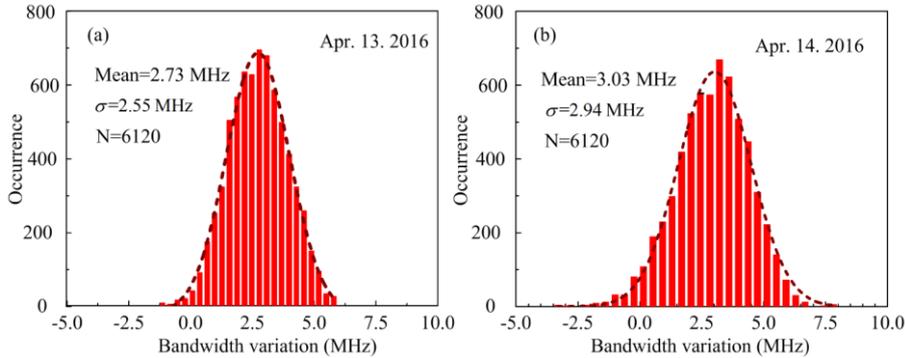


图 66 (a) 4 月 13 日和 (b) 4 月 14 日气溶胶展宽量统计结果

3.3 基于上转换单光子探测器的双边缘测风激光雷达

3.3.1 单 FPI 的透射和反射双边缘测风原理

尽管高光谱分辨测风激光雷达具有 3.2.1 所述的诸多优点,但其最大的缺点在于,扫描过程导致测量时间分辨率减低,且在每个扫描台阶上测量的大气回波不同,导致一定测量误差,且如果快速扫描,则 PZT 的磁滞效应将引入较大误差。为此,基于上转换单光子探测器的双边缘测风激光雷达被提出。

根据图 47 所示的光路,采用窄线宽(3kHz)的连续光,通过扫描 Fabry-Perot 干涉仪腔长,在示波器上记录的 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱和反射谱如图 67(a) 所示。当采用脉冲宽度为 200ns 的激光,利用时分复用技术,仅使用一个上转换单光子探测器记录 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱和反射谱,并根据式 (60) 计算的频率响应函数如图 67 (b) 所示。扫描过程中, Fabry-Perot 干涉仪封装于温

控接收机，消除温度漂移对测量的影响，其脉冲光的检测光路将在第 3.3.2 节介绍。

该测风激光雷达不仅可探测大气风场探测，还可实现大气气溶胶探测。如图 67 (a) 所示，当激光雷达处于测风模式时(Wind mode)时，将出射激光锁定在 Fabry-Perot 干涉仪透射谱和反射谱的交叉点处，当处于气溶胶探测模式时(Aerosol mode)，将出射激光锁定在 Fabry-Perot 干涉仪反射峰值处。

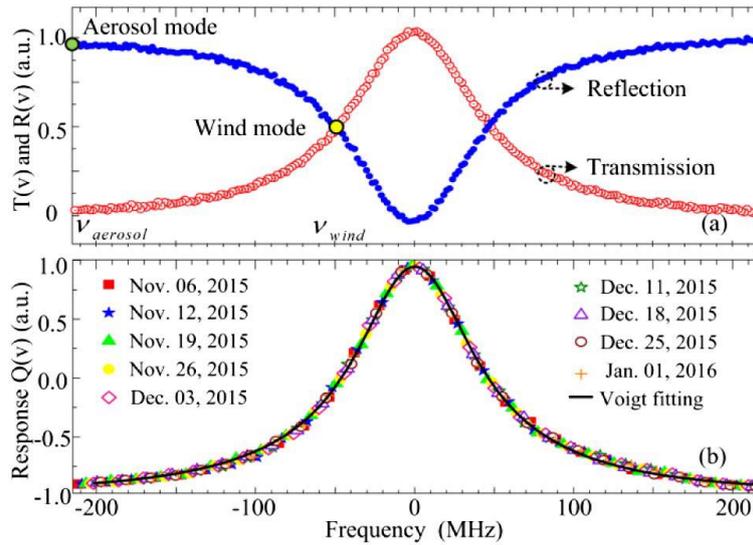


图 67 (a) Fabry-Perot 干涉仪透射谱和反射谱，(b) 连续 9 周测量的频率响应函数，其 Voigt 拟合结果如实线所示

上转换 $1.5\mu\text{m}$ 测风激光雷达采用单通道光纤 Fabry-Perot 干涉仪透射和反射曲线形成的双边缘进行风速探测。当多普勒频移为正，大气回波信号在 Fabry-Perot 干涉仪透射通道的信号增加，而在 Fabry-Perot 干涉仪反射通道的信号减弱，而当多普勒频移为负时，在反射通道的信号增加，透射通道的信号减弱。通过检测大气回波信号在 Fabry-Perot 干涉仪透射和反射通道的能量变化，根据式 (62) 定义的频率响应函数，可反演多普勒频移^[51]。反演大气风速的频率响应函数的稳定性是测风激光雷达的关键，如图 67 (b) 所示，对连续 9 周(每周一次)测量的频率响应函数进行统计，其半高全宽的平均值为 97.6MHz，其相对偏差小于 0.1%。风速探测的动态范围由 Fabry-Perot 干涉仪的带宽决定，当入射波长 1550nm 时，1m/s 的风速对应 1.29MHz 的频率变化。因此，Fabry-Perot 干涉仪的带宽被优化以覆盖 $\pm 35\text{m/s}$ 的风速测量动态范围，当激光雷达处于气溶胶探测模式时，大气回波信号在 Fabry-Perot 干涉仪透射通道被隔离，并被 Fabry-Perot 干涉仪反射，进入其反射通道探测。因此，激光雷达工作于该模式时，Fabry-Perot 干涉仪不对大气回波信号进行频率调制，即不进行能量调制，其反射通道探测的信号用于大气能见度的探测。

3.3.2 系统结构

激光雷达系统光路如图 68 所示，测风激光雷达采用模块化设计，其包括激光器模块、环形器模块、望远镜模块、光学扫描模块和接收模块。模块化设计减低了激光雷达的复杂度，简化了激光雷达的设计，利于激光雷达调试和维修。激光器采用主振荡功率放大结构，线偏振的分布式二极管激光器 DFB (Distributed Feedback laser) 出射的 1548.1nm 的连续窄线宽激光经声光调制器 EOM₁ (Electro Optic Modulator) 调制成脉冲激光。脉冲光的周期由脉冲发生器 PG (Pulse Generator) 确定，为 12kHz，对应最大可分辨探测距离 12.5km。脉冲光经小功率掺铒光纤放大器 EDFA₁ (Erbium-Doped Fiber Amplifier) 放大，其放大自发辐射噪声 ASE (Amplified Spontaneous Emission) 经反射式带宽为 6pm，消光比为 35dB 的光纤布拉格光栅 FBG (Fiber Bragg Grating) 滤除。小功率脉冲光中残留的 ASE 噪声和直流泄露，经另一个声光调制器 EOM₂ 进一步隔离，从而完成种子激光器的光路搭建。

出射的种子激光脉冲经 1/99 分束器一分为二，其中 1% 的输出端经衰减器 TA (Tunable Attenuator) 衰减到单光子水平后接入光学接收机 (Receiver) 作为激光参考零频，99% 的输出端的线偏振激光脉冲经大功率光纤放大器 EDFA₂ 放大后进入环形器 (Circulator)。经 EDFA 后，激光脉冲宽度为 200ns，脉冲能量为 50μJ。环形器由一对布儒斯特窗口片 BP (Brewster Plate) 和四分之一波片 QWP (Quarter-Wave Plate) 组成。激光经非球面望远镜和扫描头后入射到大气中。

大气回波信号经望远镜接收后，经环形器模块后接入光学接收机。光学鉴频器为扫描式全光纤 Fabry-Perot 干涉仪。为了提高系统稳定性，采用时分复用技术仅使用单通道 Fabry-Perot 干涉仪和单个上转换单光子探测器实现双边缘测风激光雷达。大气回波信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透射信号经光开关 OS (Optical Switch) 后接入频率上转换单光子探测器，而 Fabry-Perot 干涉仪的反射信号先经过 8km 的保偏光纤 PMF (Polarization Maintaining Fiber) 延时约 40μs 后，经光开关 OS 接入上转换单光子探测器。这两路信号在时域上错用，分时的进入单光子探测器。上转换单光子探测器的介绍见 3.2.2 节，其探测效率为 20%，暗计数为 300cps。光纤 Fabry-Perot 干涉仪和光纤集成的频率上转换单光子探测器的照片见图 66 所示。模块化的测风激光雷达的照片见图 67 所示。

相比于 3.2 节的高光谱分辨测风激光雷达，在提高激光雷达系统的稳定性和探测性能方面，上转换双边缘测风激光雷达进行了如下改进：1. 采用时分复用技术，通过 8km 保偏光纤对 Fabry-Perot 干涉仪的反射信号进行延时，仅使用单个上转换单光子探测器完成 Fabry-Perot 干涉仪透射和反射信号的探测，相比于两个探测器的系统，避免了两个探测器响应不一致引入误差，从而避免了频频

校准，见 3.3.3 节；2. 对光源进行了更新，降低了激光的放大自发辐射噪声和直流泄露，见 3.3.4 节；3. 用一对布儒斯特窗口片替代了偏振分束片，减低了放大自发辐射噪声和直流泄露耦合进入光学接收机，见 3.3.5 节；4. 采用扫描仪实现了大气风矢量探测，见 3.3.6 节。

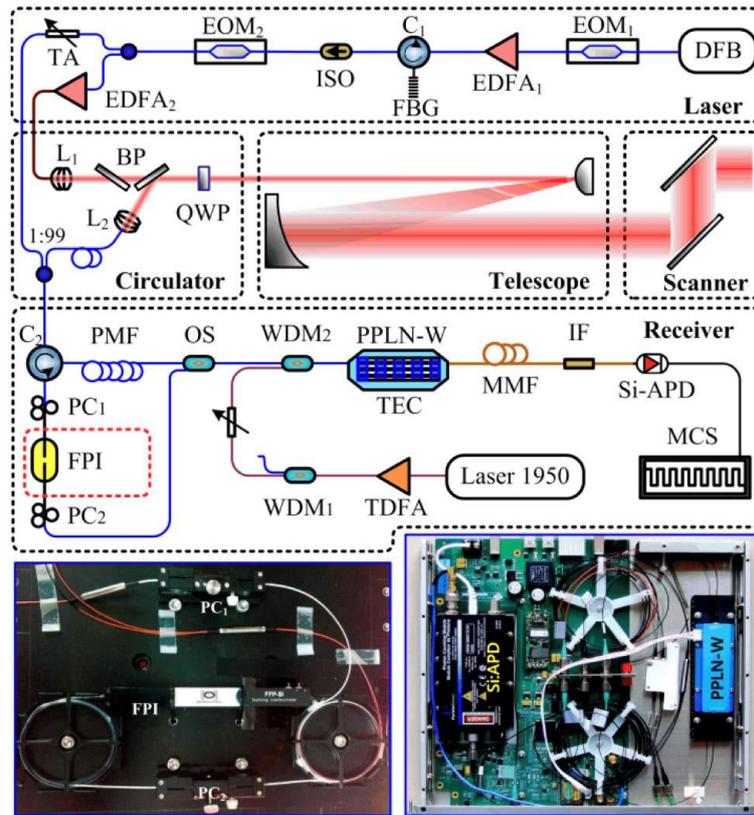


图 68 上转换双边缘测风激光雷达的光路图以及光纤 Fabry-Perot 干涉仪和光纤集成的频率上转换单光子探测器照片

3.3.3 激光雷达工作时序

上转换单光子探测器的工作时序见图 69 所示。两个串联的声光调制器 EOM 将线偏振的窄线宽连续激光调制成高消光比的脉冲光，如图 69 (a) 所示。参考激光和大气回波信号先后接入光学接收机，其中 Fabry-Perot 干涉仪的透射信号直接进入上转换单光子探测器，如图 69 (b) 所示，Fabry-Perot 干涉仪的反射信号经过 8km 的光纤延时了 $40\mu\text{s}$ 后进入上转换单光子探测器，如图 69 (c) 所示。由于在 $1.5\mu\text{m}$ 波段，激光在光纤中的衰减减小，约 0.25dB/km ，8km 的损耗仅 2dB。反射信号经 8km 延时后，透射信号和反射信号在时域上彼此分离。透射和反射信号经光开关 OS 后切换的进入上转换单光子探测器，并触发采集卡 MCS 开始采集，光开关 OS 和采集卡 MCS 的驱动信号分别如图 69 (d) 和图 69 (e) 所示，最终采集获得的信号如图 69 (f) 所示。试验中，可以用光纤耦合器替代光开关，但其插入损耗大于 3dB，光开关的插入损耗仅 0.8dB。此外，当远

场信号（大于 $40\mu\text{s}$ ）存在强信号时，如有云、烟或硬目标反射时，光开关可隔离这些信号，同时可隔离 $40\mu\text{s}$ 后的背景噪声信号。

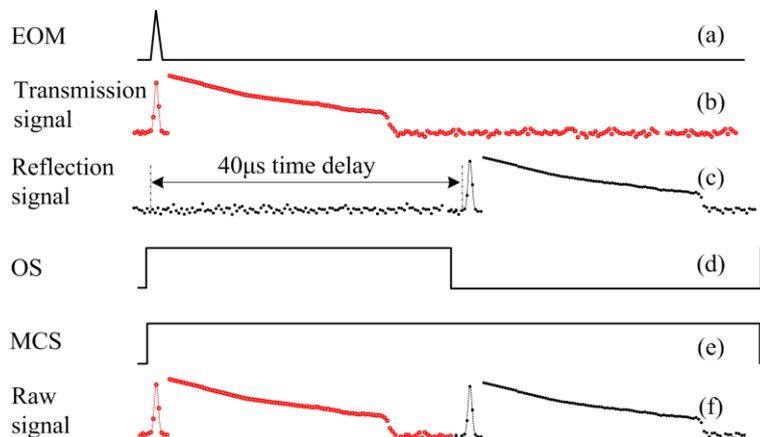


图 69 上转换双边缘测风激光雷达工作时序

3.3.4 核心器件

1. $1.5\mu\text{m}$ 脉冲激光器

直接探测测风激光雷达对光源的要求见 3.2.3 节。相比高光谱分辨激光雷达，上转换激光雷达增加了激光扫描装置。为进一步减小光纤激光器的自发辐射噪声和直流泄露经环形器模块、望远镜和扫描仪镜面反射后进入光学接收机，对激光光源进行了升级，其光路如图 68 所示。

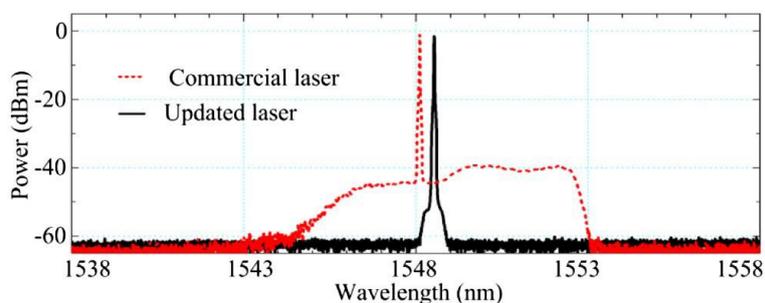


图 70 经光谱纯化后激光光源与商用激光器的比较

当输出平均功率为 1W 时，经纯化后的激光器的激光光谱和商用激光器（Keopsys 公司，型号为 PEFA-EOLA）的激光光谱的比较如图 70 所示。如图所示，经光谱纯化后激光器较商用激光器在 ASE 噪声上低 20dB 。

2. 环形器

高光谱分辨测风激光雷达采用偏振分束器和四分之一波片组合成的环形器模块，如图 47 所示。偏振分束器的使用，导致激光经其多个镜面反射后，部分激光将耦合进入光学接收机。这一方面，强的镜面反射信号将引起探测器的饱和，另外一方面，激光出射的 ASE 噪声和直流泄露导致探测信噪比降低。为

此，在上转换测风激光雷达中，采用一对布儒斯特窗片替代偏振分束器，当入射激光以布儒斯特角入射到布儒斯特窗片时，避免了镜面反射光耦合进入光学接收机。

3. 光束扫描装置

为了实现激光光束扫描，从而实现大气风矢量的观测，采用潜望式光束扫描装置，如图 48 所示。实验中，激光光束以天顶角 30° ，分时指向 4 个相互垂直的方位角，每个径向的停留时间为 10s，考虑机械扫描时间和数据传输和处理时间，每个径向用时 12.5s，通过假设水平风场均匀，风速和风向信息通过四个径向风速信息反演。完成一个风速探测周期后，通过控制光束扫描装置，光束指向水平朝北，激光雷达从测风探测模式（Wind Mode）转向气溶胶探测模式（Aerosol Mode），激光停留 6s 以进行大气能见度探测，如此往复。

3.3.7 外场实验

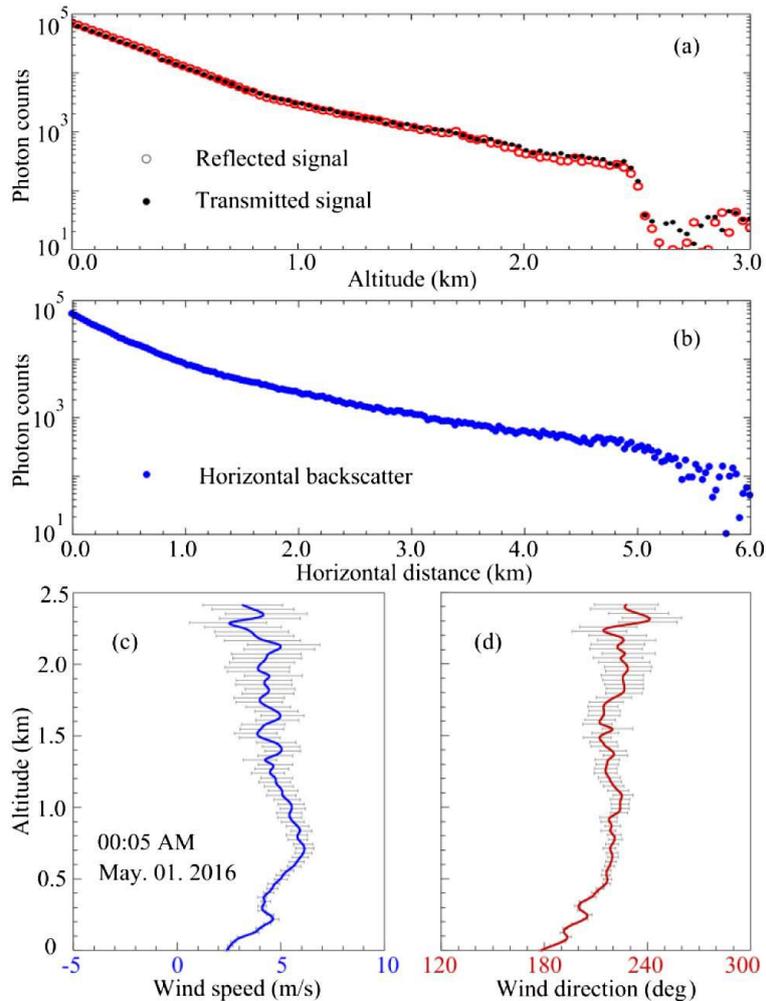


图 71 当激光雷达工作在测风模式 (a) 和气溶胶探测模式时 (b) 时测量的原始回波信号，以及探测的风速信息 (c) 和风向信息 (d)

从 2016 年 4 月 29 日 12:00 至 5 月 1 日的 12:00，上转换测风激光雷达在中国科大校园（31.843°N, 117.265°E）进行了连续 48 小时的大气风速和能见度观测。典型的观测结果如图 71 所示，距离分辨率为 30m，当激光雷达工作于测风模式时，测量的气溶胶信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透射信号和反射信号如图 71 (a) 所示。由于大气边界层顶之后，气溶胶含量降低，大气回波信号在 2.5km 左右突然降低。当激光雷达工作于气溶胶探测模式时，其水平探测结果如图 71 (b)，时间分辨率为 6s，距离分辨为 30m 时，水平探测距离 6km。其探测的风速和风向信息如图 71 (c) 和图 71 (d) 所示，其中误差棒通过假定探测噪声主要来源于探测光子数的抖动计算获得，光子数抖动符合泊松分布。

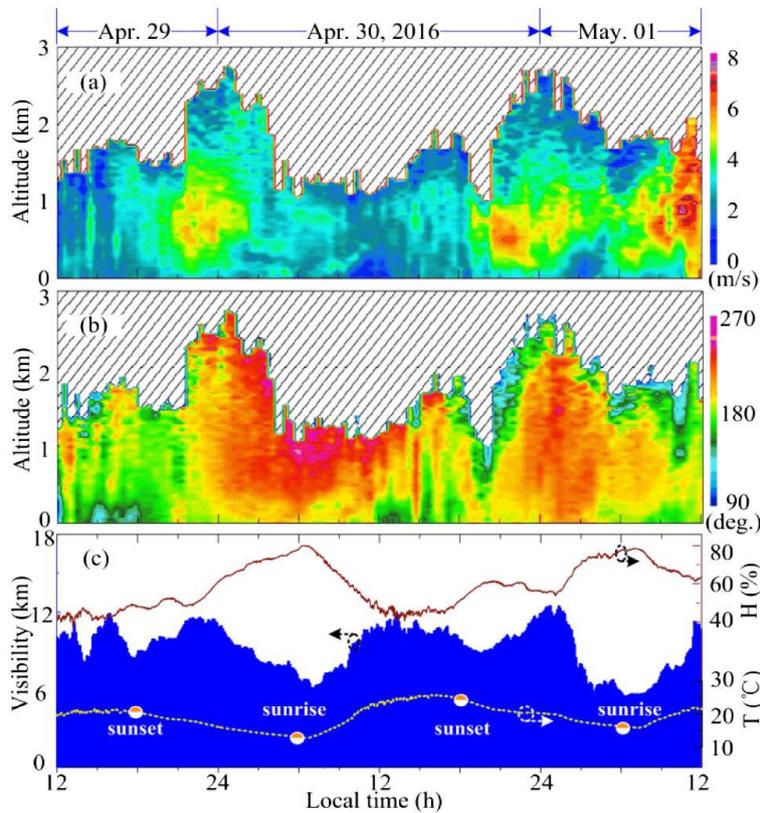


图 72 激光雷达连续 48 小时测量的风速 (a)、风向 (b) 和能见度 (c)

上转换测风激光雷达连续 48 小时观测的风速、风向和能见度如图 72 所示，其时间分辨率为 1 分钟，距离分辨为 30m。为了便于分析，近地面的湿度和温度信息也同时监测，见 71 (c)。从图中可以看出，大气边界层的风速和边界层高度，随着近地面的温度和湿度变化呈现日循环。4 月 30 日早上日出后，对流层不断发展壮大，到下午其高度可达 1.6km。之后，大气边界层的高度随着温度的变化而变化。当太阳落山以后，风速梯度增大，分层的大气边界层的高度不断升高，最高可达 2.5km 高度。

由于5月1日为雷雨天气，外场实验进行到5月1日12:00，13:30后开始降雨。从图中可以看出，5月1日10:30，在0.9km高度存在一个小尺度的低空急流，其最大风速可达7.8m/s。

为了验证激光雷达探测的准确性，Vaisala 超声波风速计（WMT52）与上转换双边缘测风激光雷达同时进行测量。当风速为10m/s时，超声波风速计的风速精度为±3%，风向精度为±3°。为了便于比较，将Vaisala 超声波风速计的时间分辨率设定为1分钟，两者风速和风向的对比结果如图73（a）和73（b）所示，可以看出两者的测量结果吻合很好。通过对两者的差值进行统计，如图73（c）和73（d）所示，风速差值的平均值为0.05m/s，风向差值的平均值为-0.84°，风速差值的标准偏差为1.04m/s，风向差值的标准偏差为12.3°。

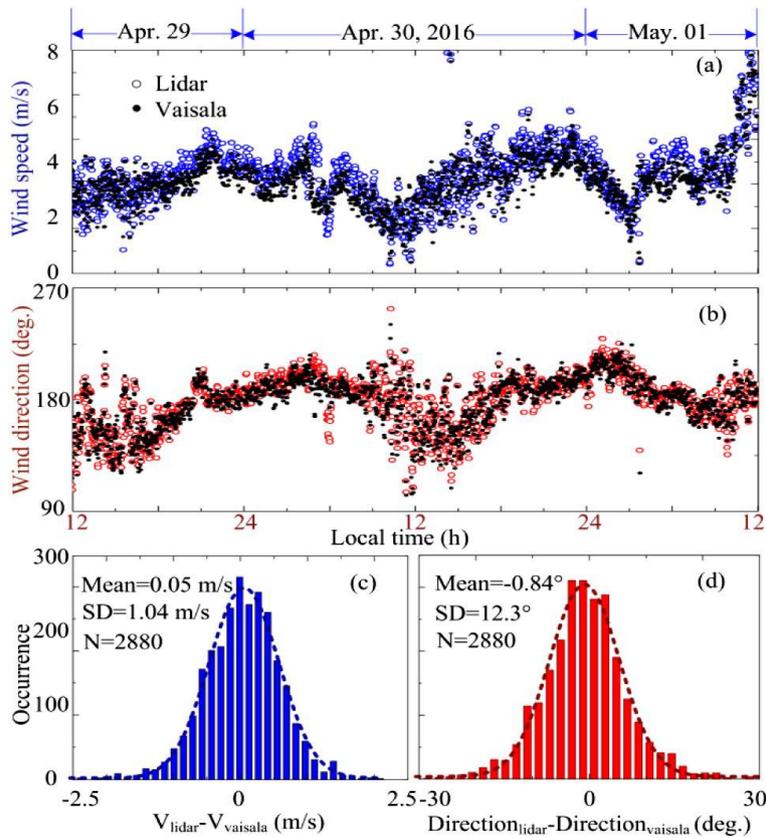


图73 上转换测风激光雷达与 Vaisala 风杯测量的风速（a）、风向（b）结果比较，以及两者风速差值（c）和风向差值（d）的柱状图

3.4 基于超导纳米线单光子探测器的双频测风激光雷达

3.4.1 双频直接探测测风原理

传统的双边缘测风激光雷达采用双通道 Fabry-Perot 干涉仪^[19, 182, 185]，如图74（a）所示，通过将激光脉冲锁定到两个 Fabry-Perot 干涉仪透过曲线的交叉点

处，当大气回波信号发生多普勒频移时，其在其中一个 Fabry-Perot 干涉仪的透过率增强，而在另外一个的透过率降低，多普勒频移根据能量的变化反演。为实现双通道 Fabry-Perot 干涉仪，通常采用空间光的 Fabry-Perot 干涉仪，如图 48 所示，通过在两个通道引入固定的台阶^[182]，使两个通道的腔长存在固定的差异，从而实现频率间距固定的两个 Fabry-Perot 干涉仪透过曲线。其存在如下劣势：1. 双通道 Fabry-Perot 干涉仪制作复杂，成本高，精确的光路对准和平行控制难度大，在复杂环境下稳定性差；2. 两个 Fabry-Perot 干涉仪透过率曲线的间距受许多因素的影响，包括激光入射角度、两镜片的平行度、Fabry-Perot 干涉仪镜片内的温度梯度和压力梯度^[185]。

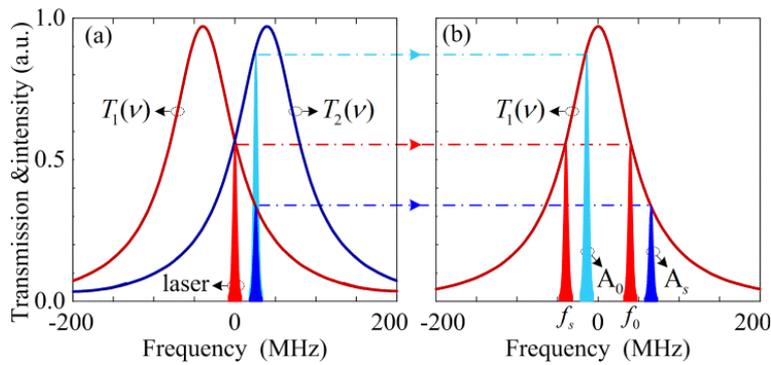


图 74 (a) 基于双通道 Fabry-Perot 干涉仪的双边缘探测技术，及 (b) 基于双频率激光脉冲的双边缘探测技术

为此，基于双频激光脉冲的双边缘测风激光雷达被提出。如图 75 (b) 所示，双频激光的其中一个频率 (f_s) 位于 Fabry-Perot 干涉仪透过率曲线的上升沿，另外一个频率 (f_0) 位于透过率曲线的下降沿，当大气回波信号发生多普勒频移时，其导致在上升沿的透过率增加，而在下降沿的透过率降低，或者引起在下降沿的透过率增加，而上升沿的透过率降低，反演多普勒频移信息通过频率响应函数反演 $Q(\nu)$ ，其定位为

$$Q(\nu) = \left[a^* \cdot T_0(\nu) - T_s(\nu) \right] / \left[a^* \cdot T_0(\nu) + T_s(\nu) \right], \quad (71)$$

式中， a^* 为校准常数， $T_0(\nu)$ 为频率为 f_0 的出射激光的大气回波信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透过率， $T_s(\nu)$ 为频率为 f_s 的出射激光的大气回波信号经大气经 Fabry-Perot 干涉仪的透过率。

相比于传统的双通道 Fabry-Perot 干涉仪实现双边缘的技术方案，频率 f_0 的激光脉冲和频率 f_s 的激光脉冲在时域上彼此分开，仅使用单个探测器可完成探测，且双频间距 ($f_0 - f_s$) 由输入给声光调制器的射频信号决定，其精度可达 KHz 量级。

相比于 3.3.1 节所采用的 Fabry-Perot 干涉仪透射和反射曲线形成双边缘，其优势为：1. 仅使用了 Fabry-Perot 干涉仪透过率曲线完成双边缘探测，相比增加 Fabry-Perot 干涉仪反射曲线的双边缘技术（3.3.1 节），有效滤除了太阳和天空背景辐射，以及激光自发辐射噪声。这是由于 Fabry-Perot 干涉仪透射曲线为窄带滤波器，如超导双频测风激光雷达使用的 Fabry-Perot 干涉仪的带宽为 97.6MHz，可有效滤除噪声，而 Fabry-Perot 干涉仪反射曲线为宽谱信号，为此在接收光路需增加窄带滤波器，这一方面引入了插入损耗，另外一方面窄带滤波器容易受环境温度的影响而发生中心频率漂移，从而导致回波信号受到窄带滤波器的调制；2. 无需使用光纤环形器和延时光纤，简化了接收光路，提高了回波信号的利用率，环形器引起的插入损耗约 1.6dB，8km 延时光纤引入的插入损耗约 3dB，即造成回波信号 65.3% 的损耗。

3.4.2 系统结构

超导双频测风激光雷达的系统光路如图 75 所示，其包括双频率激光器模块、激光发射和接收模块和接收机三个模块。连续的线偏振 1548nm 的单频种子光经光开关 OS₁（Optical Switch）截成两份，其中一份激光经声光调制器 AOM（Acousto-Optic Modulator）实现频移（ f_s ），另外一份未经频移的激光（ f_0 ）经可调衰减器 TA（Tunable Attenuator）后与频移的激光 f_s 经 3dB 耦合器合束。可调衰减器用于调节 f_0 的功率，使得 f_0 和 f_s 激光功率一致。时域分开的 f_0 和 f_s 激光经电光调制器 EOM（Electro Optic Modulator）调制成脉冲光，EOM 的驱动信号的周期为 OS₁ 的 4 倍，从而形成包含 4 个脉冲的一组脉冲对（ $f_{s,1}$ 、 $f_{s,2}$ 、 $f_{0,3}$ 、 $f_{0,4}$ ），其时序如图 76 所示。

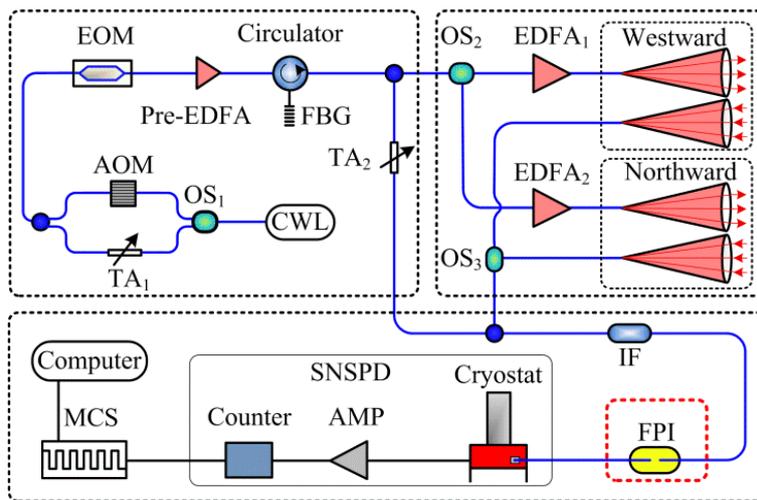


图 75 超导双频测风激光雷达的系统光路图

脉冲光的周期由脉冲发生器 PG (Pulse Generator) 确定, 为 $27\mu\text{s}$, 对应最大可分辨探测距离 4.05km 。脉冲光经掺铒光纤放大器 Pre-EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) 进行放大, 其放大自发辐射噪声 ASE (Amplified Spontaneous Emission) 经反射式, 带宽为 6pm , 消光比为 35dB 的光纤布拉格光栅 FBG (Fiber Bragg Grating) 滤除, 完成脉冲种子激光器的制备。

脉冲种子激光器经 $1/99$ 光纤分束器分成两份, 一份 (1%端) 作为激光零多普勒频参考, 其经可调衰减器 VA (Variable Attenuator) 衰减到单光子水平后接入光学接收机, 如图 75 所示, 另外一份 (99%端) 经光开关 OS_2 分配到 EDFA₁ 和 EDFA₂, 其中奇数脉冲对 ($f_{s,1}$ 和 $f_{0,3}$) 输入给 EDFA₁, 偶数脉冲对 ($f_{s,2}$ 和 $f_{0,4}$) 输入给 EDFA₂。

激光脉冲经 EDFA 放大后经多模场面积光纤 LMAF (Large Mode Area Fiber) 接入望远镜。经 EDFA 后, 激光脉冲宽度为 77ns , 脉冲能量为 $50\mu\text{J}$ 。其中激光脉冲 $f_{s,1}$ 和 $f_{0,3}$ 经 EDFA₁ 放大后接入朝西的望远镜系统, $f_{s,2}$ 和 $f_{0,4}$ 的激光脉冲经 EDFA₂ 放大后接入朝北的望远镜系统, 其接收口径为 80mm , 具体见 3.4.4 节。

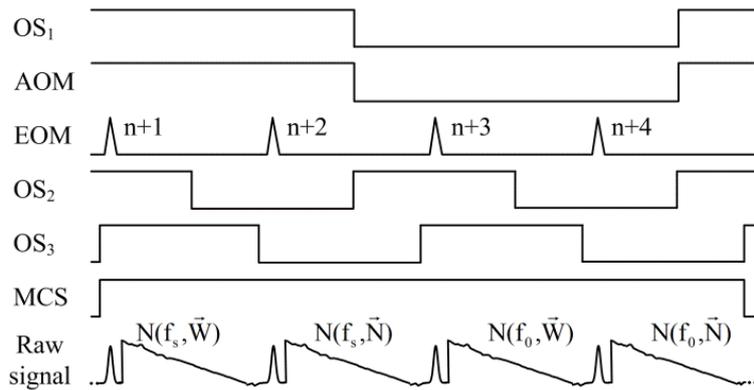


图 76 超导双频测风激光雷达的工作时序图

激光脉冲对 ($f_{s,1}$ 、 $f_{s,2}$ 、 $f_{0,3}$ 、 $f_{0,4}$) 与大气相互作用后, 其大气后向散射信号经由各自望远镜接收, 并通过光开关 OS_3 选通后, 先后进入光学接收机, 其回波信号表示为 $N(f_s, \vec{W})$ 、 $N(f_s, \vec{N})$ 、 $N(f_0, \vec{W})$ 和 $N(f_0, \vec{N})$, 如图 76 所示。其中, $N(f_s, \vec{W})$ 和 $N(f_0, \vec{W})$ 用于反演纬度风, $N(f_s, \vec{N})$ 和 $N(f_0, \vec{N})$ 用于反演经向风。光学鉴频器为扫描式全光纤 Fabry-Perot 干涉仪, 其具体见 3.2.5 节。大气回波信号先经 0.3nm 的带通滤波器 IF (Interference Filter) 滤除太阳和天空背景噪声后, 由 Fabry-Perot 干涉仪进行频率鉴定。其经 Fabry-Perot 干涉仪后的透射信号由超导纳米线单光子探测器探测, 并由多通道采集卡 MCS (Multi-Channel Scaler) 采集。其中超导纳米线单光子探测器的探测效率为 60% , 暗计数为 300cps , 最大计数率为 100Mcps 。超导纳米线单光子探测器是目前 $1.5\mu\text{m}$ 波段性能最佳的探测器, 其具体介绍见 1.2 节。其高效低噪声提高了探测的信噪比, 高

的最大计数率避免了信号的饱和，特别是近场信号，或云、硬目标的回波信号。基于超导纳米线单光子探测器的双频测风激光雷达的照片如图 17 所示。

3.4.3 核心器件

1. 双频 1.5 μm 脉冲激光器

直接探测测风激光雷达对光源的要求见 3.2.3 节和 3.3.4 节所示。超导测风激光雷达中对激光光源的要求除满足上述要求外，还需满足：

1. 不同频率激光的脉冲宽度相同。当激光脉冲不同时，其与 Fabry-Perot 干涉仪的透过率曲线卷积之后获得的曲线线性和宽度不一致，从而引入系统误差。为此，超导双频测风激光雷达对两个频率的激光采用同一电光调制器 EOM 调制。

2. 不同频率的脉冲式种子激光进入 EDFA 放大之前，其脉冲能量需相同，从而避免 EDFA 对不同脉冲能量的激光响应不一致而引入系统误差。为此，光路中增加了精细可调的衰减器 TA_1 ，经过精细调节频率为 f_0 激光功率，实现两个种子激光的脉冲能量相同。

2. 收发分置望远镜系统

为了提高望远镜的集成度，降低激光的自发辐射噪声 ASE 和直流泄露对测量的影响，降低测风激光雷达光源对 ASE 噪声的要求，测风激光雷达采用收发分置望远镜系统。发射望远镜的口径为 100mm，大模场面积光纤的模场直径为 20 μm ，其发散角为 20.3 μrad 。接收望远镜的口径为 70mm，单模光纤的模场直径为 10 μm ，其发散角为 25 μrad 。系统设计满足要求。

3.4.4 外场实验

在进行外场实验之前，先对 Fabry-Perot 干涉仪进行了校准。如图 75 所示，将双频种子脉冲激光衰减到单光子水平后，接入光学接收机，通过扫描位于 Fabry-Perot 干涉仪内 PZT 的电压，以扫描 Fabry-Perot 干涉仪腔长，可获得双频激光经 Fabry-Perot 干涉仪后的透过率曲线，如图 77 (a) 所示。假定激光频谱符合高斯函数，则激光频谱与 Fabry-Perot 干涉仪透过率曲线的卷积为 Voigt 函数。使用最小二乘法，采用 Voigt 函数对测量的透过曲线进行拟合，其典型的一组拟合结果如图 77 (a) 实线所示，拟合值与测量值的残差如图 77 (b) 所示，其残差在 $\pm 2\%$ 以内。激光频率 f_s 测量的透过率曲线为 $T_s(\nu)$ ，激光频率 f_0 测量的透过率曲线 $T_0(\nu)$ ，这两个透过率曲线的峰值相差 80MHz，由此可进行电压到频率的相互转换。根据式 (69) 计算的频率响应函数如图 77 (c) 所示，其中点为根据测量值计算的结果，线为根据图 77 (a) 中拟合的透过率曲线计算的结果。为了测试系统的稳定性，连续 10 天对其透过率曲线进行了测量。

为了分析超导测风激光雷达的系统稳定性，对10天测量的10组透过率曲线进行分析，拟合的透过率曲线的半高全宽的平均值为 98MHz，其偏差小于 0.1%。通过计算，在-45MHz 到 45MHz 范围内，该校准精度所引入的系统误差小于 0.6m/s。测风过程中，将参考激光频率锁定在灵敏度在大的 $T_s(\nu)$ 和 $T_0(\nu)$ 的交叉点处，其锁定精度为 0.1MHz，即对应 0.08m/s。

2017年3月15日，超导测风激光雷达在安徽省合肥市中国科大校园进行了1小时的外场实验，从17:00到18:00。实验中，望远镜的天顶角 30° ，一个指向朝西，另外一个朝北，其测量的四路原始数据 ($N(f_s, \vec{W})$ 、 $N(f_s, \vec{N})$ 、 $N(f_0, \vec{W})$ 和 $N(f_0, \vec{N})$) 如图 78 所示，其时间分辨率为 10s，垂直距离分辨率为 10m。外场实验在雷雨前开展(18:00 开始下雷阵雨)，因此大气回波信号 1 小时内变化大。在 17:20 至 17:36 间，由于气溶胶浓度在 1.5km 后变得稀薄，大气回波信号在 1.5km 后迅速下降。从图 78 可以看出，激光雷达在 2.6km 左右探测到雨云。

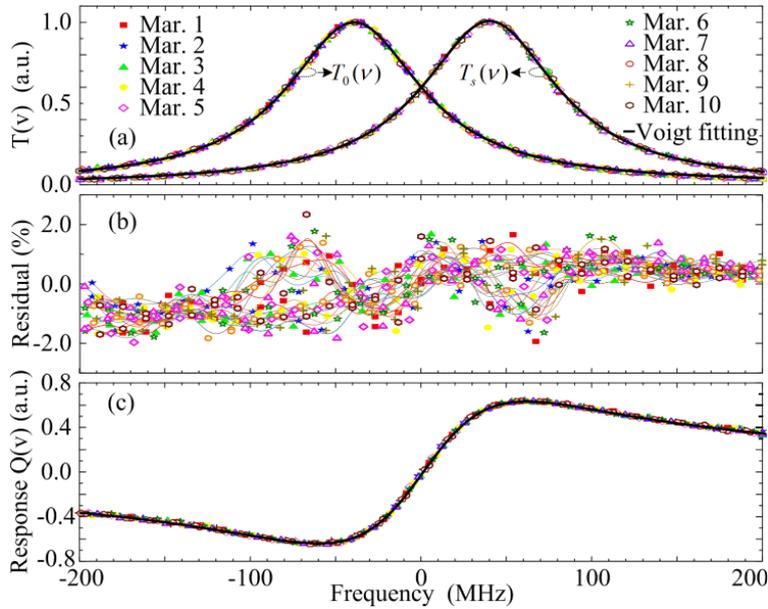


图 77 (a) 连续 10 天，双频激光测量的 Fabry-Perot 干涉仪的透过率曲线 (点) 和一组典型的 Voigt 拟合结果 (线)，(b) 测量值与拟合值的残差，(c) 根据测量结果 (点) 和 Voigt 拟合曲线 (线) 计算的频率响应曲线

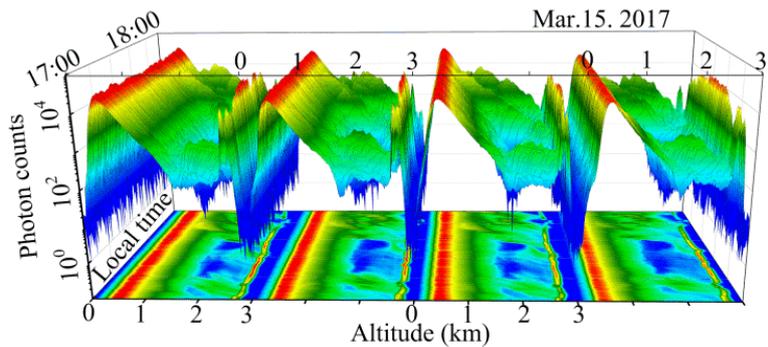


图 78 连续 1 小时超导双频测风激光雷达测量的原始数据

一组典型的风速探测结果如图 79 所示，图 79 (a) 为四路的大气回波信号，图 79 (b) 为纬向风，图 79 (c) 为经向风，图 79 (d) 和图 79 (e) 分别为合成的风速和风向。通过假定探测噪声主要来源于探测光子数的抖动，其符合泊松分布，从而可计算探测的误差，如图 79 中误差棒所示。

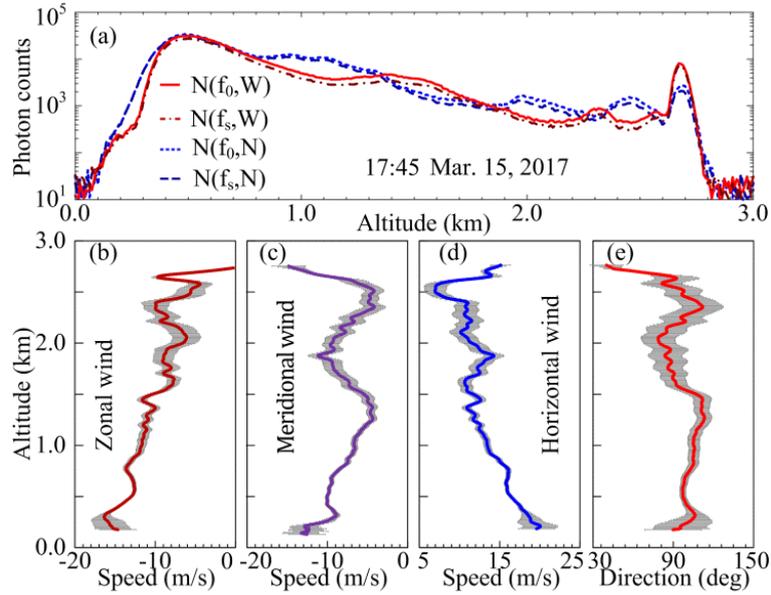


图 79 典型的原始信号 (a)，以及反演的纬向风 (b)，经向风 (c)，和合成的风速 (d) 和风向 (e)

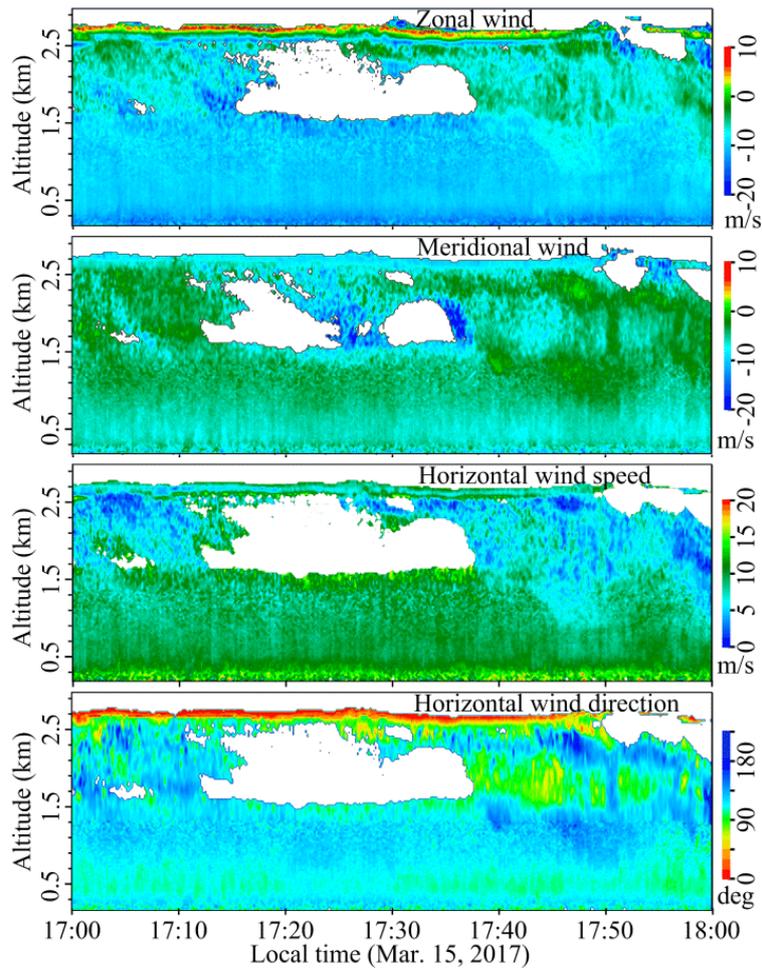


图 80 观测的纬向风 (a)、经向风 (b)、合成风速 (d) 和合成风向 (e)

为了验证测量的准确性，在外场实验之前，超导测风激光雷达与 Vaisala 超声波风速计进行了同时观测，如 3.2.8 和 3.3.7 所示，这两个设备测量的风速和风向的平均误差分别小于 0.1m/s 和 1° 。

如图 80 所示，超导双频测风激光雷达捕捉到了雷雨前大气边界层的风场演化过程。其中，水平风速和风向通过纬向风和经向风合成。需要指出的是，当反演水平风速时，需考虑垂直风的影响，如当存在重力波时，垂直风速可达 2m/s ^[206]。这次外场实验假定，垂直风速可忽略不计，风场水平均匀分布。从图 80 可以看出， 2.6km 高度处雨云的风向朝北，可观测到雨云的分层的动态结构，且雨云处的风速略高于其底部的风速。

3.5 小结

1. 阐述了风场探测的社会效益和军事应用，包括提高数值天气预报、实现飓风天气的跟踪及登陆预报、保障飞行安全、提高风力发电效率和实现特定军事目标。

2. 总结了目前主动风场探测手段的优缺点，指出了测风激光雷达具有时空分辨率高、低空无盲区、测量精度高、电磁兼容性好、昼夜连续观测、可实现从地面至 110km 高度全覆盖的特点。

3. 对测风激光雷达的两种探测机制，直接探测和相干探测的发展现状进行了总结，并比较了这两种探测机制的优缺点。

4. 介绍了基于上转换单光子探测器的 1.5 μm 高光谱分辨测风激光雷达，包括测量原理、系统组成和实验观测。其具有风场测量动态范围大，同时测量多普勒频移和气溶胶谱展宽的突出特点。

5. 发展了全光纤链路的上转换双边缘测风激光雷达系统，对其测量原理、系统组成和实验观测进行了介绍。该激光雷达的特点为：采用单通道 Fabry-Perot 干涉仪和单个上转换单光子探测器，实现了昼夜连续观测的、轻小防振、低功耗、常温环境下运行的全光纤保偏结构的激光雷达系统，不仅简化了系统结构，还提高了系统稳定性和可靠性，并免于周期性校准，适合在机载、舰载、星载等平台的恶劣环境下运行。

6. 报道了目前综合性能最优的超导双频测风激光雷达，介绍了其测量原理、系统组成和外场实验。该激光雷达系统采用单个双频光纤激光器、单个单通道光学鉴频器、单个单模探测器，不需要重复校准。通过采用时分复用技术，基于集成光电子学器件实现不同方向的径向风探测，无机械扫描器件。在外场试验中，采用弱激光光源（脉冲能量 50 μJ ）、小望远镜（口径 80mm），在 10m 高度分辨率、10s 时间分辨率条件下，实现了 2.7km 高度以下大气的风切变探测。

第四章 基于上转换单光子探测器的 BOTDR

4.1 分布式光纤传感的意义和发展

4.1.1 分布式光纤传感的意义

光纤传感技术以光波作为信息的载体，光纤作为传感介质，当光波在介质中传播时，光波的特征参数如幅值、波长、相位、偏振态等会因外界物理量，如电压、电流、磁场、温度、应变、弯曲、位移、振动、折射率、加速度、振动、声波、超声波探测、湿度的变化而改变，通过测量光波特征参量的变化可获得这些物理量^[208, 209]。其具有质量轻，体积小，柔性好，易与被测环境融合，抗电磁干扰，灵敏度高，测量精度高，测量裂缝和微扰等微弱信号，响应速度快，可形成传感网络，实现区域性检测的优点，已广泛应用于建筑、交通运输、航空、航天、工业、国防和生物医疗领域。

分布式光纤传感是点式传感的拓展，可同时获得被测量的空间分布状态和随时间变化的信息，特别适用于如大型土木工程、光纤通信、石油化工、电力工业等大尺度，长距离和高危险领域^[210]。具体如在桥梁、矿井、隧道、高楼、大坝、铁轨、油气管道中实现长距离的健康监测，在安防中对入侵的实时监测，对大面积大范围地质灾害的预警。这是由于大型结构在产生结构损伤之前，往往会产生预应变；在滑坡发生前，表层土壤会产生应变；在电力传输线缆及铁轨等设备上，温度突变会对设备产生致命损伤。通过对应力和温度的分布式高速探测，可实时检测变化，从而预防灾害的发生。

4.1.2 分布式光纤传感的发展

典型的分布式光纤传感有：基于瑞利散射的分布式光纤传感器，基于布里渊散射的分布式光纤传感器和基于拉曼散射的分布式光纤传感器。基于瑞利散射的光时域反射计 OTDR (Optical Time Domain Reflectometry) 通过测量功率可获得光纤的损耗、衰减、反射率突变的信息^[211]，通过检测偏振态可获得应变、电场、磁场、温度信息^[212]，通过检测相位可获得应变、弯曲信息^[213]。目前，商用的 OTDR 最大传感距离 200km，空间分辨率 1m。

基于拉曼散射的分布式光纤传感用于温度的传感^[214]。在纯二氧化硅中，后向散射信号中的拉曼散射相比入射光存在约 13.1THz 的频移。其中，拉曼散射的反斯托克斯光的功率随温度变化明显，0.8%/°C，而斯托克斯光的功率几乎不随温度的变化而变化，因此斯托克斯光和反斯托克斯光的功率比可用于温度探测。且拉曼散射信号仅对温度信息敏感，在分布式测量中具有更高稳定性。目前，可

提供拉曼光时域反射计的公司有英国的 York 公司，日本 Fujikura 公司，英国 Sensor Highway 公司。

光波在光纤中传播时，光子与声学光子相互作用，产生与入射光具有一定频率差的散射光称为布里渊散射光，其频率差为布里渊频移。当入射光子受激后释放一个声频光子的同时产生一个频率较低的光子，即斯托克斯光；入射光子吸收一个声频光子并产生一个频率较低的光子，即反斯托克斯光。布里渊散射光的功率和频移与光纤所受温度和应力成线性关系，因此布里渊散射信号可用于传感。

基于布里渊散射的分布式光纤传感主要有布里渊光时域反射计 BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry)、布里渊光时域分析仪 BOTDA (Brillouin Optical Time-Domain Analysis)、布里渊光频域分析仪 BOFDA (Brillouin Optical Frequency-Domain Analysis) 和布里渊光相关域分析仪 BOCDA (Brillouin Optical Correlation-Domain Analysis) [215]。

BOTDR 通过发射激光脉冲到光纤中，通过测量不同时刻后向散射回的布里渊信号的功率和频移信息，从而获得光纤沿线的温度和应变信息 [216, 217]。

BOTDA 则在光纤的两端分别入射脉冲光和连续光，当这两束相向而行的激光频率差，满足受激布里渊放大条件时，将产生能量转移，通过扫描频率差，可获得布里渊谱，再根据时域信息获得分布式的温度和应变信息 [218]。

BOFDA 则在光纤两端都入射连续光，并用一个频率等差阶跃变化的正弦信号对其中一路光进行调制，以获得光波在光纤中的幅度和频率响应。通过对该幅频响应进行反傅里叶变换得到光纤的时域响应函数，从而得到这两路光在不同频率差和光纤不同位置能量交换，获得布里渊谱，实现温度和应变测量 [219]。

BOCDA 为在激光光源中加入周期性正弦频率调制，该光源一分为二，分别入射到光纤的两端作为探测光和泵浦光，当探测光和泵浦光在传感光纤特定区域产生相关，从而只在相关峰 (Correlation Peak) 处产生布里渊效应。通过改变激光频率调制的周期，从而改变相关峰位置，实现分布式温度和应力传感 [220]。

Ippen 于 1972 年观测到光纤中的布里渊散射谱 [221]。1989 年和 1990 年，D. Culverhouse 和 T. Horiguchi 等人分别测量了布里渊频移与光纤所受应力和温度关系，且呈线性关系 [222]，从而开启了基于布里渊散射的光纤传感技术。1989 年，布里渊增益型的 BOTDA 被提出。1993 年，基于布里渊损耗的 BOTDA 实现了 32km 光纤的温度传感技术 [223]。随后，BOTDR，BOFDA 和 BOCDA 分别于 1993 年 [224]，1996 年 [225] 和 2002 年 [226] 被提出。

由于光纤的非线性效应，BOTDA 的探测长度受限于泵浦光所允许的最大光功率和泵浦损耗造成的非局域效应，探测距离一般为 30km 至 40km [223]。为提高

探测距离，单边带抑制载波调制技术（single-sideband suppressed-carrier modulation）^[227]，拉曼放大技术（Raman amplification）^[228]，脉冲编码（simplex-coded）结合预放大技术^[229]，时分复用（Time-division multiplexing）技术^[230]，相干自外差探测（Self-heterodyne detection）技术^[231]，频分复用（frequency-division multiplexing）结合 EDFA 放大技术^[232]被提出。特别是，频分复用结合 EDFA 放大技术将 BOTDR 的探测距离延伸至 150km^[232]。

由于受限于 10ns 光子寿命限制，传统 BOTDA 的极限距离分辨率约 1m，为了提高距离分辨率，基于脉冲预泵浦技术^[233]，暗脉冲（Dark-pulse）技术^[234]，差分脉宽对（Differential pulse-width pair）技术^[235]，光差分参量放大（optical differential parametric amplification）技术^[236]，差分预激脉冲技术（differential preexcitation pulse technique）^[237]，相移控制技术^[238]，布里渊动态光栅技术（Brillouin dynamic grating）^[239]被提出。这些技术可实现厘米量级的距离分辨率。

传统 BOTDA 通常采用频谱逐点扫描的方法获得布里渊谱，从而降低了测量的时间分辨率，通常需几十秒到几分钟，仅能用于静态测量。如传统的 BOTDA（C-BOTDR）在 120m 探测距离，12m 空间分辨率和 3.9kHz 采样率的条件下，可实现动态范围 256 $\mu\epsilon$ 的振动探测^[240]。为提高探测的时间分辨率，以实现动态测量，2011 年，以色列的研究人员基于布里渊增益谱的边带响应，提出了一种 SA（Slope-Assisted）BOTDA 方案，其在距离分辨率为 1.5m，探测距离为 85m 时，可实现采样率为 400Hz，动态范围 600 $\mu\epsilon$ 的振动探测^[241]。2012 年，西班牙的研究团队提出了基于布里渊相位频移的 BOTDA（BPS-OTDA）系统，其在距离分辨率 1m，探测距离 160m，应变探测精度 $\pm 20\mu\epsilon$ 下实现了动态范围 2.56 $m\epsilon$ ，采样率 1.66kHz 的应变探测^[242]。

相比 BOTDA，BOTDR 仅使用单端完成测量，在实际应用于中更为方便。根据探测方案的不同，BOTDR 可分基于直接探测的 BOTDR 和基于相干探测的 BOTDR。在相干探测机制中，众多技术被用于提高探测性能，包括：拉曼放大技术^[243]，EDFA 结合声光调制器 AOM 的技术^[244]，反向泵浦拉曼放大技术^[245]，脉冲编码技术^[246]，多波长相干探测技术^[247]，预泵浦脉冲技术^[248]，双脉冲泵浦技术^[249]，离散傅里叶变换 DFT 技术^[250]，Cohen 类时-频信号分析技术^[251]。为实现动态应变测量，相干 BOTDR 和偏振 OTDR 结合，在探测距离 4km，空间分辨率 10m 的情况下，实现了 2.5Hz 的振动探测^[252]。

而直接探测 BOTDR 中，由于 1.5 μm 探测器探测性能受限，其发展缓慢。目前，随着高性能 1.5 μm 单光子探测器的快速发展，直接探测 BOTDR 逐渐获得重视，InGaAs 单光子探测器^[253]，上转换单光子探测器^[216, 217]已被采用。相比相干

探测，其具有数据采集、存储和处理简单的特点。另外，通过直接测量自发布里渊散射的功率测量可用于温度和应变的反演。为了消除光纤固有损耗和激光器的功率抖动对测量的影响，基于 LPR (Landau Placzek Ratio) 的 BOTDR 被提出^[254]，其中 LPR 为瑞利后向散射信号和布里渊散射信号的比值。为了分离这两个信号，Fabry-Perot 干涉仪、Mach-Zehnder 干涉仪和光纤布拉格光栅被采用。另外，为了实现动态的应力变化，边缘技术被应用于 BOTDR 中。通过采用非平衡 Mach-Zehnder 干涉仪将布里渊频移的变化转变成能量的变化，其在探测距离为 2km，距离分辨率 1.3m，可实现采样率 1Hz，测量动态范围 10mε 下，测量精度为 ±50 με^[255]。2017 年，通过采用上转换单光子探测器，并使用全光纤 Fabry-Perot 干涉仪作为鉴频器，实现了探测距离为 1.5km，距离分辨率 0.6m，可实现采样率 30Hz，测量动态范围 2.4mε 下，测量精度为 ±30 με^[217]。

由于布里渊功率和频移对应变和温度具有交叉敏感性，仅探测布里渊频移或仅探测 LPR 无法解调除应变和温度信息。为此，在 BOTDR 中，扫描 Fabry-Perot 干涉仪同时获得 LPR 和布里渊频移的方案^[256]，采用 2 个级联 Mach-Zehnder 干涉仪获得 LPR 和边缘法测量布里渊频移的方案^[257]，采用直接探测和相干探测结合的方案^[258]，采用具有多个布里渊光谱的光纤方案^[259]被提出。

在 BOCDA 中，其空间分辨率由激光器光频率调制的周期和调制深度决定。因此，BOCDA 具有超高空间分辨率的特点，可达毫米量级，可实现与光纤光栅传感器相媲美的空间分辨率。其最早由日本东京大学 K. Hotate 课题组提出，实现了 3mm 距离分辨率探测^[260]。通过采用 BOCDA，探测距离为 100m，距离分辨率为 80cm，精度为 ±50 με 的情况下，实现了重复频率为 20Hz 的振动探测^[261]。经典的 BOCDA 的探测距离一般为空间分辨率的几百倍^[260]，为了提高探测距离，基于时间门控的方案被提出，其在距离分辨率为 7cm 的情况下，实现了 1km 的探测距离^[262]。但同时，探测距离的增加导致了时间分辨率的降低。表 7 总结了当前，各类基于布里渊散射的动态应变传感技术。

表 7 各类基于布里渊散射的动态应变传感技术比较

Figure of merit Detection scheme	Range	Sampling rate	Dynamic range	Spatial resolution	Strain precision	Reference
C-BOTDA	120 m	3.9 kHz	256 με	12 m	---	[240]
SA-BOTDA	85 m	0.4 kHz	600 με	1.5 m	---	[241]
BPS-OTDA	160 m	1.66 kHz	2.56 mε	1 m	±20 με	[242]
BOCDA	100 m	20 Hz	650 με	0.8 m	±50 με	[261]
C-BOTDR	4 km	2.5 Hz	---	10 m	---	[252]

D-BOTDR(MZI)	2 km	1 Hz	10 mε	1.3 m	±50 με	[255]
D-BOTDR(FPI)	1.5 km	30 Hz	2.4 mε	0.6 m	±30 με	[217]

4.2 基于高光谱分辨技术的 BOTDR

4.2.1 测量原理

高光谱分辨探测技术可参考 3.2.1 节。3.2.1 节的高光谱分辨技术用于测量大气气溶胶后向散射谱，而本节用于提取光纤后向散射的布里渊谱。布里渊光谱可表示为洛伦兹（Lorentzian）线性，其峰值归一化的表达式 $g_B(\nu)$ 为^[263]

$$g_B(\nu) = 1 / \left\{ 1 + (\nu - \nu_B)^2 / \left[(w_B + \Delta\nu_L) / 2 \right]^2 \right\}, \quad (72)$$

式中， ν_B 为布里渊频移， w_B 为布里渊光谱的半高全宽， $\Delta\nu_L$ 为啁啾高斯激光脉冲的半高全宽，其可表示为 $\Delta\nu_L = 0.44 / \Delta t$ ， Δt 为脉冲宽度，脉宽决定了探测的距离分辨率 $\Delta z = V_a \Delta t / 2$ ， V_a 为激光在光纤中传输的群速度。

布里渊信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透过率曲线为式 (56) 和式 (70) 的卷积，其可表示为

$$T(\nu_R) = T_0 / \left\{ 1 + \nu_R^2 / \left[(w_B + \Delta\nu_L + \Delta\nu_{FPI}) / 2 \right]^2 \right\}, \quad (73)$$

式中， ν_R 为布里渊光谱峰值位置与 Fabry-Perot 干涉仪的相对频率。从式 (71) 可以看出，一旦获得了 $T(\nu_R)$ ，布里渊频移、功率和线宽均可以反演获得。

当采用自由运行（free-running）单光子计数模式（photon-counting）时，经 N 个脉冲累计后的单个距离 bin 内的光纤后向散射信号的信噪比 SNR 可表示为

$$SNR = \frac{\eta}{h\nu_0} p(z, \nu_R) N \Delta t_{mcs} / \left(\frac{\eta}{h\nu_0} p(z, \nu_R) N \Delta t_{mcs} + D N \Delta t_{mcs} \right)^{1/2}, \quad (74)$$

式中， η 为探测器量子效率， h 为普朗克常数， z 为光纤距离， ν_0 为信号光的频率， Δt_{mcs} 为采集卡设置的每个 bin 的时间宽度，通常设置为与脉冲宽度 Δt 一致， D 为暗计数， $p(z, \nu_R)$ 为当发射单个激光脉冲时，BOTDR 接收到的光纤距离 z 处后向散射光功率，可其表示为

$$p(z, \nu_R) = p_0 R_B T(\nu_R) \exp(-2\alpha z), \quad (75)$$

式中， p_0 为脉冲光峰值功率， $R_B = S \alpha_B \nu \Delta t / 2$ 为布里渊散射系数， $\alpha_B = 7.1 \times 10^{-30} / \lambda^4$ 为常温下的布里渊信号的后向散射系数， S 为后向散射再捕获因子（recapture factor），可表示为 $(\lambda / \pi n \omega)^2 / 4$ ， $\omega = 4.5 \mu m$ 为光纤模场半

径， $n=1.453$ 为光纤折射率， $\alpha = \alpha_{dB} / 4343$ 为光纤插入损耗， $\alpha_{dB} = 0.3dB / km$ 。

当入射光为 1548.1nm 时，对应的单个光子的能量为-158.922dBm。当假定信噪比 SNR 为 1 时，根据式(72)，最小可探测的功率 MDP (Minimum Detectable Power) 为

$$p_d = h\nu_0 \left[1 + (1 + 4DN\Delta t)^{1/2} \right] / 2\eta N\Delta t. \quad (76)$$

当采用上转换单光子探测器的系数 $D=40cps$ ， $\Delta t=20ns$ ，则上式可表示为

$$p_d = h\nu_0 / \eta\Delta t. \quad (77)$$

式(76)与理想的外差探测最小可探测功率 MDP 的表达式一致，其表示为 [264]

$$p'_d = h\nu_0 B / \eta. \quad (78)$$

式中， $B=1/\Delta t$ 为外差探测的带宽。相比而言，基于光子计数的 BOTDR 的最大优势为，通过使用低噪声和高效率的单光子探测器，如超导纳米线单光子探测器，其可实现无噪声的探测。而相干探测无法消除本振信号的散粒噪声。

4.2.2 系统结构

基于高光谱分辨技术的 BOTDR 的光路图如图 81 所示。1548.1nm 的连续光经电光调制器 EOM (Electro Optic Modulator) 调制成脉冲光，EOM 通过任意函数发生器 AWG (Arbitrary Waveform Generator) 驱动，其决定了脉冲形状和重复频率。脉冲光经掺铒光纤放大器 EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) 放大，其放大自发辐射噪声 ASE (Amplified Spontaneous Emission) 经反射式带宽为 6pm，消光比为 35dB 的光纤布拉格光栅 FBG₁ (Fiber Bragg Grating) 滤除。出射激光的脉冲宽度为 25.6ns，对应距离分辨率为 2.56m，脉冲重复频率为 10kHz，对应最大探测距离为 10km，脉冲峰值功率为 100mW。出射激光经光纤环形器后，进入 9km 的传感光纤，其中 4 段级联的光纤分别置于不同温度的温控箱中，如图 81 所示。光纤后向散射信号先后经光纤环形器和偏振控制器，并由 Fabry-Perot 干涉仪对斯托克斯布里渊光谱进行扫描，其透射信号中的瑞利散射信号和反斯托克斯布里渊信号，经由带宽 8pm，边带隔离度为 35dB 的 FBG₂ 进行隔离。提取的 1548.1nm 的斯托克斯布里渊信号与 1950nm 泵浦光在波分复用器 WDM₂ (Wavelength Division Multiplexer) 完成混频后，由上转换单光子探测器 UCD (Upconversion single-photon Detector) 探测。探测的光电信号由采集卡完成采集，并最终由计算机计算和显示探测结果。

由于上转换单光子探测器偏振相干，因此通过偏振控制器 PC_3 (Polarization Controller) 和 PC_2 分别调节 1548.1nm 的信号光和 1950nm 的泵浦光的偏振态。周期极化铌酸锂波导 PPLN-W 的输入端为光纤耦合，其输出的 863nm 光子经镜片 L_1 耦合后分别经分色镜 DM (Dichroic Mirror)、945nm 短通滤波器 SPF (Short-Pass Filter)、785nm 长通滤波器 LPF (Long-Pass Filter)、863nm 带通滤波器 BPF (Band-Pass Filter) 滤除噪声后，经 L_2 耦合进入硅单光子探测器 Si-APD。其中 PPLN-W 的准相位匹配周期为 $20\mu\text{m}$ ，长度为 52mm，带宽为 0.3nm，插入损耗为 1.4dB。Si-APD 在 863nm 的探测效率为 45%，暗计数为 9cps，最大计数率为 43Mcps。通过热电制冷器 TEC 调节 PPLN-W 的温度，并通过衰减器 Attenuator 调节 1950nm 泵浦光功率，优化的上转换单光子探测器的探测效率为 15%，噪声为 40cps，即等效噪声功率为 $8 \times 10^{-18} \text{WHz}^{-1/2}$ 。

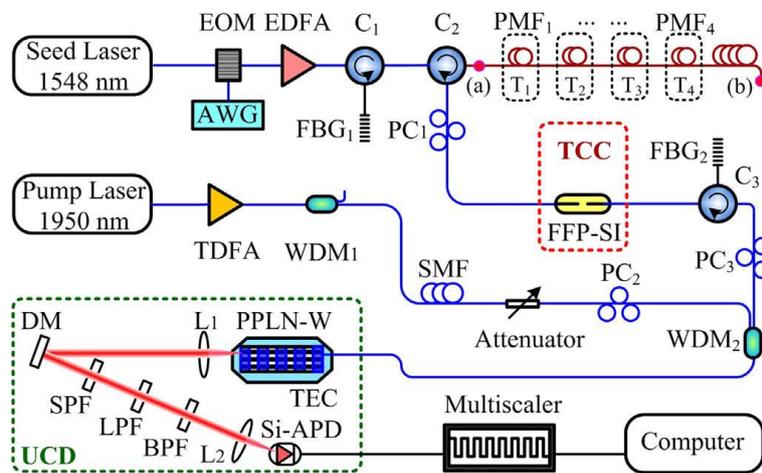


图 81 基于高光谱分辨技术的 BOTDR 的系统结构图

4.2.3 实验

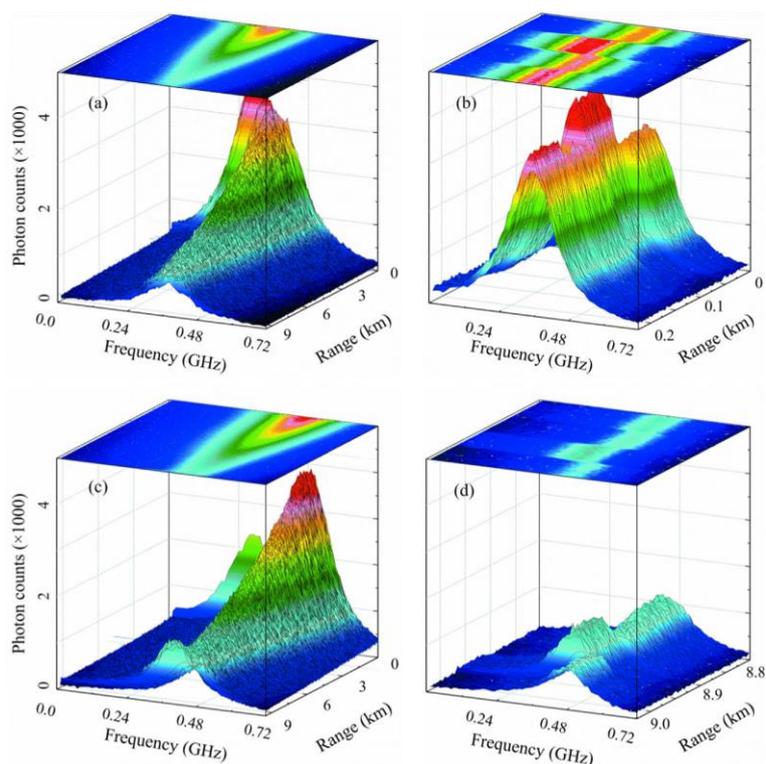


图 82 当激光脉冲分别从 a 端口 (a) 和 b 端口 (c) 输入时, 测量的布里渊谱, 图 (b) 为图 (a) 在 0 到 0.2km 的放大图, 图 (d) 为图 (c) 在 8.8 到 9.0km 的放大图

当激光脉冲从图 81 所示的 a 端口入射时, 通过扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长, 获得的光纤布里渊散射谱如图 82 (a) 所示, 其 0 至 0.2km 的细节如图 82 (b) 所示。其中, Fabry-Perot 干涉仪的自由谱间距为 4.02GHz, 半高全宽为 93.5MHz, 插入损耗为 2.25dB, 其制造过程和参数检测见 3.2.5 节所示。图 82 中, 扫描台阶为 24MHz, 每个扫描台阶的累计时间为 0.5s, 扫描步数为 30 步, 即获得整个布里渊光谱的时间, 即测量时间分辨率为 15s。距离分辨率为 2.56m。从图 82 (b) 可以看出, 由于四段光纤位于不同的温度的恒温箱中, 其布里渊频移存在差异。为了定量分析该新技术, 在第二个实验中, 激光脉冲从图 81 所示的 b 端口输入, 记录光谱如图 82 (c) 所示, 其 8.8km 至 9.0km 的布里渊光谱如图 83 (c) 所示。由于光纤在 9km 光纤内的往返衰减, 图 82 (d) 的信噪比比图 82 (d) 的信噪比低 6dB。

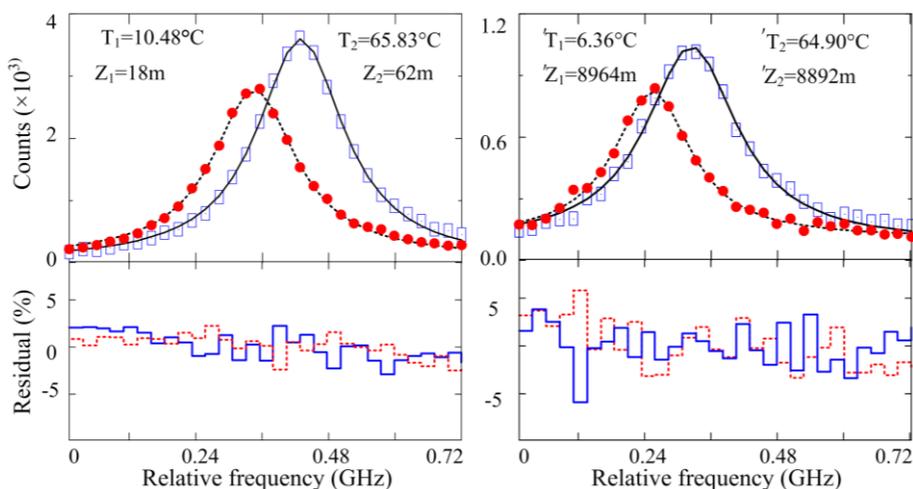


图 83 不同光纤距离处，采用洛伦兹函数对测量数据（点）进行非线性拟合（线）以及测量值与拟合值的残差分布

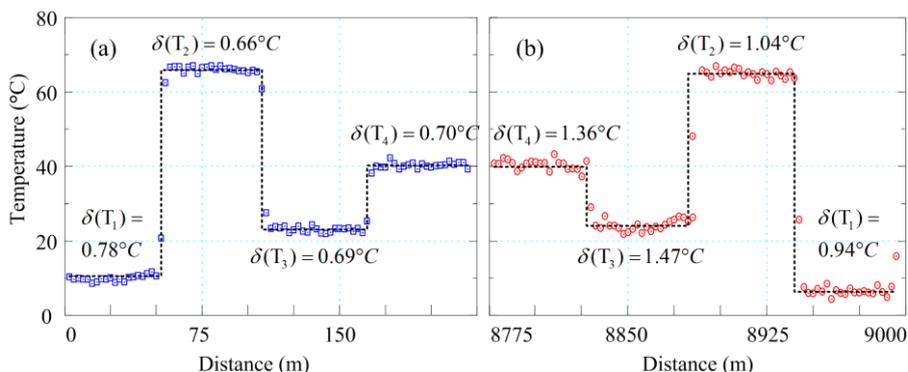


图 84 测量的温度廓线及其统计的标准偏差

在校准过程中，布里渊光谱的温度频移系数和功率变比系数分别为 $c_{\nu_B}^T = 1.46 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ 和 $c_p^T = 0.63\%/^\circ\text{C}$ 。通过采用洛伦兹函数对测量的数据进行非线性拟合，可获得温度变化引起的布里渊频移和功率变化。不同光纤距离处，所获得拟合的布里渊光谱，以及测量值与拟合值的残差如图 83 所示。根据布里渊频移和频移系数，可获得图 82 (b) 和图 82 (d) 两端内的温度，其反演结果以及其标准偏差如图 84 所示。其中，如图 82 (b) 所示的前段光纤的温度如图 84 (a) 所示，其标准偏差约 0.7°C ，如图 82 (d) 所示的后段光纤的温度如图 84 (b) 所示，其标准偏差约为 1.2°C 。

4.3 基于双边缘技术的高速应力传感 BOTDR

4.3.1 测量原理

4.2 节介绍的高光谱分辨率技术，需要通过扫描获得整个布里渊谱，这减低了探测的时间分辨率，为此，基于双边缘技术的 BOTDR 被提出以用于动态应变测量，该技术与其他基于布里渊散射的动态应变技术的比较见表 7 所示。

当激光脉冲入射到光纤中时，布里渊的后向散射谱 $S_B(\nu)$ 为激光光谱 $S_p(\nu)$ 和布里渊增益谱 $g_B(\nu)$ 的卷积，即

$$S_B(\nu) = S_p(\nu) \otimes g_{BS}(\nu), \quad (79)$$

式中， \otimes 表示卷积。布里渊增益谱 $g_{BS}(\nu)$ 可表示为

$$g_{BS}(\nu) = g_0 \left[1 + (\nu - \nu_B)^2 / (w_B / 2)^2 \right]^{-1}, \quad (80)$$

式中， g_0 为峰值，其表达式为

$$g_0 = 2\pi n_1^7 p_{12}^2 / c \lambda_p^2 \rho_0 V_a w_B, \quad (81)$$

式中， n_1 为光纤的折射率指数， p_{12} 为纵向弹光系数 (longitudinal elastic-optic coefficient)， c 为真空中的光速， λ_p 为泵浦波长， ρ_0 为密度， V_a 为光纤中的群速度。

式 (79) 中，布里渊频移 ν_B 和布里渊谱宽 w_B 均为温度和应变的线性函数，其分别表示为

$$\nu_B(T, \varepsilon) = \nu_B(T_0, 0) + c_{\nu_B}^T (T - T_0) + c_{\nu_B}^\varepsilon \varepsilon, \quad (82)$$

$$w_B(T, \varepsilon) = w_B(T_0, 0) + c_{w_B}^T (T - T_0) + c_{w_B}^\varepsilon \varepsilon, \quad (83)$$

式中， T_0 为参考温度， $c_{\nu_B}^T$ 、 $c_{\nu_B}^\varepsilon$ 、 $c_{w_B}^T$ 、和 $c_{w_B}^\varepsilon$ 分别表示布里渊频移的温度系数，布里渊频移的应变系数，布里渊展宽的温度系数，布里渊展宽的应变系数。

激光光谱 $S_p(\nu)$ 为高斯线形，其表达式为

$$S_p(\nu) = (\sqrt{\pi} \Delta \nu_M)^{-1} \exp\left[-(\nu - \nu_B)^2 / \Delta \nu_M^2\right], \quad (84)$$

式中， $\Delta \nu_M$ 为激光光谱的 1/e 高度的半宽。 $\Delta \nu_M$ 与式 (70) 给的半高全宽 $\Delta \nu_L$ 的关系式为 $\Delta \nu_M = \sqrt{2} \Delta \nu_L / \sqrt{\ln(4)}$ 。为了消除温度对动态应力测量的影响，在无应变的情况下，先采用 4.2 节测量整根光纤的温度分布。当已知温度为 T_D 时，布里渊的后向散射信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透过率随应变的变化可表示为

$$T_B(T_D, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} S_B(\nu, T_D, \varepsilon) h(\nu) d\nu / \int_{-\infty}^{\infty} S_B(\nu, T_D, \varepsilon) d\nu, \quad (85)$$

式中， $h(\nu)$ 为 Fabry-Perot 干涉仪的透过率曲线。同理，布里渊的后向散射信号经 Fabry-Perot 干涉仪的反射率随应变的变化可表示为

$$R_B(T_D, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} S_B(\nu, T_D, \varepsilon) r(\nu) d\nu / \int_{-\infty}^{\infty} S_B(\nu, T_D, \varepsilon) d\nu, \quad (86)$$

式中， $r(\nu) = 1 - h(\nu)$ 为 Fabry-Perot 干涉仪的反射率曲线。结合 $T_B(T_D, \varepsilon)$ 和 $R_B(T_D, \varepsilon)$ ，频率响应函数 $Q(T_D, \varepsilon)$ 定义为

$$Q(T_D, \varepsilon) = \frac{a^* T_B(T_D, \varepsilon) - R_B(T_D, \varepsilon)}{a^* T_B(T_D, \varepsilon) + R_B(T_D, \varepsilon)}, \quad (87)$$

式中， a^* 为校准曲线。

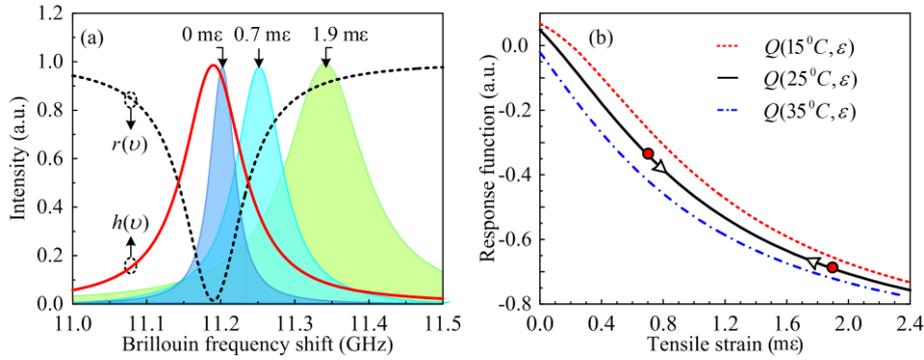


图 85 基于双边缘探测技术的 BOTDR 原理，(a) 温度为 25°C，不同应变下，光纤布里渊光谱与 Fabry-Perot 干涉仪的透过曲线 $h(\nu)$ 和反射曲线 $r(\nu)$ 相对位置示意图，(b) 在不同温度下，频率响应函数与应变的关系

Fabry-Perot 干涉仪的透过率曲线和反射率曲线如图 85 (a)，根据式 (78)，图中给出了不同应变下，光纤布里渊光谱与 Fabry-Perot 干涉仪的透过曲线和反射曲线的相对位置，Fabry-Perot 干涉仪的参数，以及 $c_{\nu_B}^T$ 、 $c_{\nu_B}^\varepsilon$ 、 $c_{\omega_B}^T$ 和 $c_{\omega_B}^\varepsilon$ 系数可以从 4.3.3 获得。从图中可以看出，应变的增加，不仅使布里渊频移增加，同时导致了布里渊光谱的展宽。根据式 (85) 定义的频率响应函数，计算的不同温度下，频率响应函数与应变的关系如图 85 (b) 所示。从图中可以看出，频率响应函数与应变呈单调关系，因此，根据测量的频率响应函数，可反演获得的单一的应变变量。

4.3.2 系统结构

基于双边缘探测技术的 BOTDR 的光路图如图 86 所示。1548.1nm 的连续光经电光调制器 EOM₁ (Electro Optic Modulator) 调制成脉冲光，脉冲光经隔离器后经掺铒光纤放大器 EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) 放大。激光脉冲从 EDFA 出射后，先采用 EOM₂ 对直流泄露和 EDFA 的放大自发辐射噪声 ASE (Amplified Spontaneous Emission) 在时域上进行隔离，随后 ASE 噪声通过采用

反射式带宽为 6pm，消光比为 35dB 的光纤布拉格光栅 FBG_1 (Fiber Bragg Grating) 进一步隔离。EOM 由任意函数发生器驱动，其决定了脉冲形状和重复频率。由 FBG_1 出射的激光的脉冲宽度为 6ns，对应距离分辨率为 0.6m，脉冲周期为 32 μ s，对应最大探测距离为 3.2km，脉冲峰值功率为 21dBm。该激光脉冲经光纤环形器 C_2 (Circulator) 后进入传感光纤。传感光纤包括一段 1.5km 无应变的保偏光纤和一段 1.8m 长施加应变的保偏光纤，1.5km 和 1.8m 光纤采用胶水隔离，以避免 1.8m 所受应变传至 1.5km 光纤，这两端光纤连接点置于高 2.5m 的天花板，1.8m 光纤的尾部挂有 110g 铜球，从而形成单摆。当铜球以一定摆角运动时，将施加给 1.8m 光纤以周期性的应变。由于 Fabry-Perot 干涉仪和上转换单光子探测器均为偏振敏感器件，因此采用保偏光纤而非单模光纤，如使用单模光纤时，需增加扰偏器。

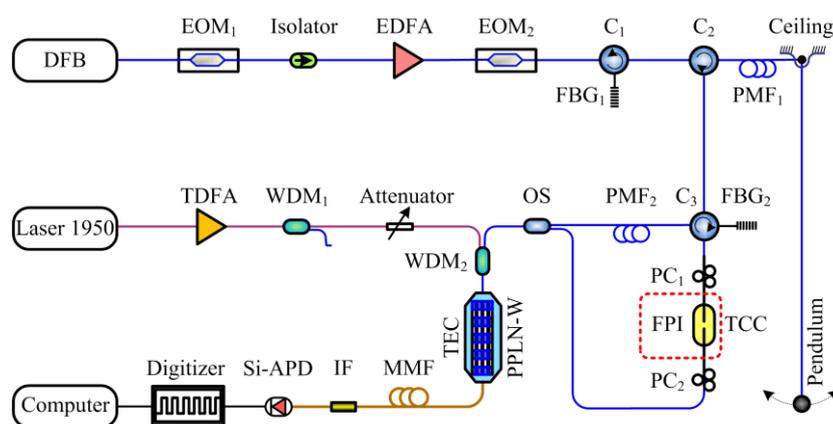


图 86 基于双边缘探测技术的 BOTDR 的系统光路图

光纤后向散射信号经环形器 C_2 进入光学接收机，后向散射信号中的斯托克斯布里渊信号通过带宽 6pm，消光比 35dB 的 FBG_2 提取，而瑞利散射信号与反斯托克斯布里渊信号被隔离。布里渊频移由扫描式 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱和反射谱进行鉴别，Fabry-Perot 干涉仪由单模光纤研制而成，具体见 3.2.5 节，因此，在其两端分别增加了偏振控制器 PC 以调节入射光的偏振态。为了确保系统稳定性，Fabry-Perot 干涉仪峰值于恒温箱中，具体见 3.2.6 节。其中，布里渊信号经 Fabry-Perot 干涉仪的透射信号直接接入上转换单光子探测器，而反射信号经环形器和一段长 3.2km 保偏光纤延时后接入上转换单光子探测器，其时序可参照图 68 所示。该时分复用技术使得仅单个上转换单光子探测器完成 Fabry-Perot 干涉仪透射和反射信号探测，使系统免于多个探测器响应不一致而导致的周期性校准。其中，上转换单光子探测器采用全光纤结构，通过热电制冷器 TEC 调节 PPLN-W 的温度，并通过衰减器 Attenuator 调节 1950nm 泵浦光功率，优化的上转换单光子探测器的探测效率为 20%，噪声为 300cps。

4.3.3 实验

由于 BOTDR 的距离分辨率由脉冲宽度决定，脉宽越窄，对应距离分辨率越高，但由于脉冲展宽，也带来了测量的灵敏度降低。经权衡，激光脉冲通过 EOM 调制为 6ns 宽。由采样率为 2.5GSa/s 的示波器记录激光脉冲形状如图 87(a) 所示，在时域信号上的高斯函数拟合结果如虚线所示，其拟合后脉冲半高全宽 Δt 为 6ns。时域脉冲信号进行 FFT 变换后的结果如图 87(a) 的插图所示，其经高斯函数拟合后，其频谱宽度 Δf 为 73.2MHz，这符合 $\Delta t \cdot \Delta f = 0.44$ ，即激光脉冲为变换极限光脉冲。激光光谱如图 87(b) 所示，其消光比达 50dB。

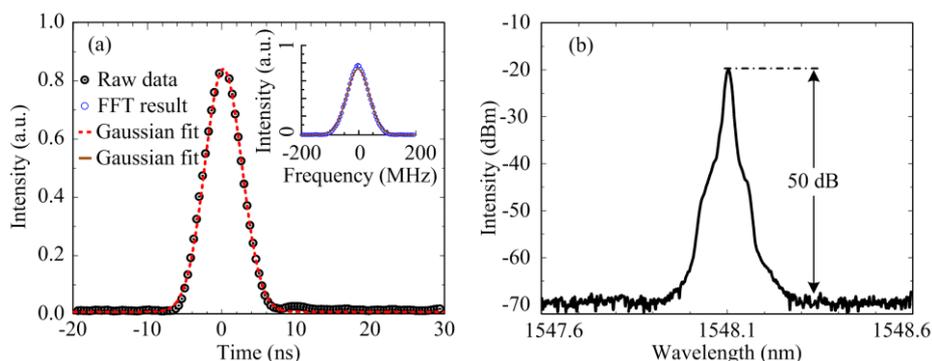


图 87 (a) 出射激光的脉冲形状和 (b) 激光光谱

在校准实验中，分别采用窄线宽 (3KHz) 的连续激光器，图 87(a) 所示的脉冲激光，6ns 激光脉冲在光纤中的斯托克斯布里渊散射信号，通过扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长，其测量结果分别如图 88 的第 1 列、第 2 列和第 3 列所示，其中扫描获得的透射曲线和反射曲线如图 88 的第 1 行所示，根据式 (85) 计算的频率响应函数如第 2 行所示，通过对频率响应函数拟合，其拟合值与测量值的残差分布如第 3 行所示，图 88(d) 给出了拟合的三个频率响应函数的比较。Fabry-Perot 干涉仪的扫描台阶为 24MHz。由于连续光的线宽远小于 Fabry-Perot 干涉仪的带宽，其测量结果图 88(a-1) 和 (b-1) 可用于标定 Fabry-Perot 干涉仪，其拟合的半高全宽为 94MHz。Fabry-Perot 干涉仪的自由谱间距为 4.02GHz。6ns 激光脉冲在光纤中的斯托克斯布里渊散射信号经 Fabry-Perot 干涉仪如图 88(a-3) 和 (b-3) 所示，其拟合的半高全宽为 180MHz，根据应变的布里渊频移系数 $c_{\text{vb}}^{\epsilon} = 0.075 \text{ MHz} / \mu\epsilon$ ，则应变的测量动态范围为 $2.4 \text{ m}\epsilon$ 。

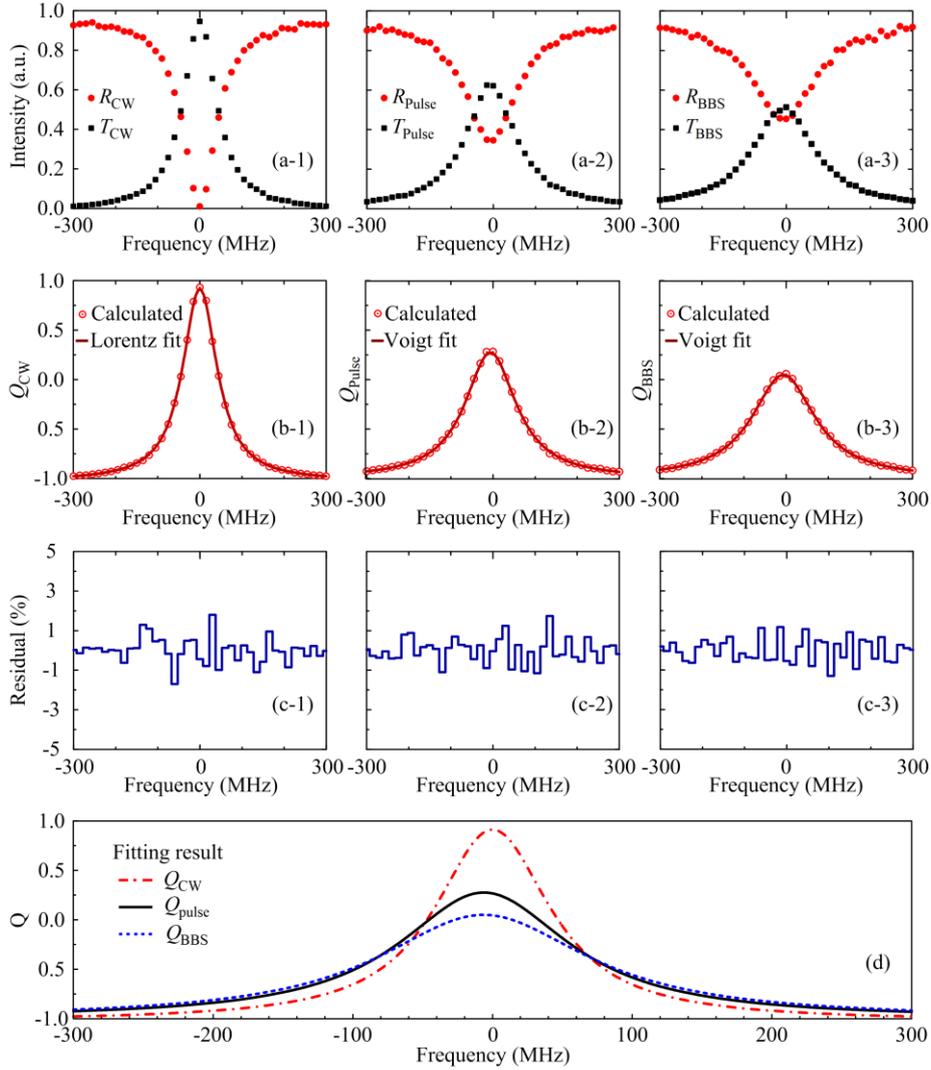


图 88 (a) 当采用连续光, 6ns 激光脉冲和布里渊后向散射谱时, 扫描 Fabry-Perot 干涉仪获得的透过曲线和反射曲线, (b) 对应的频率响应函数, (c) 测量的频率响应函数与拟合值的残差, (d) 三个频率响应函数比较

采用 4.2 节的高光谱分辨技术, 当温度不变时, 测量不同应变下的布里渊频移和展宽, 可获得布里渊的应变系数分别为 $c_{\nu_B}^\epsilon = 0.075 \text{ MHz}/\mu\epsilon$, $c_{w_B}^\epsilon = 0.05 \text{ MHz}/\mu\epsilon$; 当应力不变情况下, 测量不同温度下的布里渊频移和展宽, 可获得布里渊的温度系数分别为 $c_{\nu_B}^T = 1.46 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$, $c_{w_B}^T = 0.15 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ 。实验中, 根据以上系数, 在室温 25°C 下开展实验, 当铜球静止状态时, 先扫描 Fabry-Perot 干涉仪的腔长, 使斯托克布里渊的散射谱位于 Fabry-Perot 干涉仪透射谱和反射谱的交叉点处。当铜球和 1.5km 保偏光纤构成的单摆偏离平衡位置一定角度时, 静止释放铜球, 单摆将在沿平衡位置做往返运动, 此时保偏光纤也将受到周期性调制应变。单摆的周期可表示为^[265]

$$P = 2(2L/g)^{1/2} \int_0^{\theta_0} 1/(\cos\theta - \cos\theta_0)^{1/2} d\theta, \quad (88)$$

式中， L 为单摆长度， g 为重力加速度， θ_0 为单摆偏离垂直位置的摆角。当摆角 $\theta_0=55^\circ$ 时，实测的光纤应变如图 89 (a) 所示。其中采集卡的采样率为 500MSa/s，即对应每个采样的距离 bin 为 0.2m，经 3 个距离 bin 累计，则距离分辨为 0.6m。图 89 (a) 为 1042 个脉冲累计的结果，即采用率为 30Hz。采用最小二乘法拟合，将测量值拟合用正弦函数拟合，其拟合结果如图 89 (a) 的实线所示。根据拟合结果给出的单摆的周期为 2.88s，这与式 (86) 计算的理论值 2.86s 接近（取重力加速度 $g=9.795\text{m/s}^2$ ）。测量值略大于理论值，这可能由于应力导致光纤边长以及空气阻力的影响。通过对拟合值和测量值的差值进行统计，采用高斯函数对统计结果进行拟合，如图 89 (b) 的虚线所示，其拟合的均值为 $1\mu\epsilon$ ，半高半宽为 $30\mu\epsilon$ ，即对应该技术的测量精度为 $\pm 30\mu\epsilon$ 。

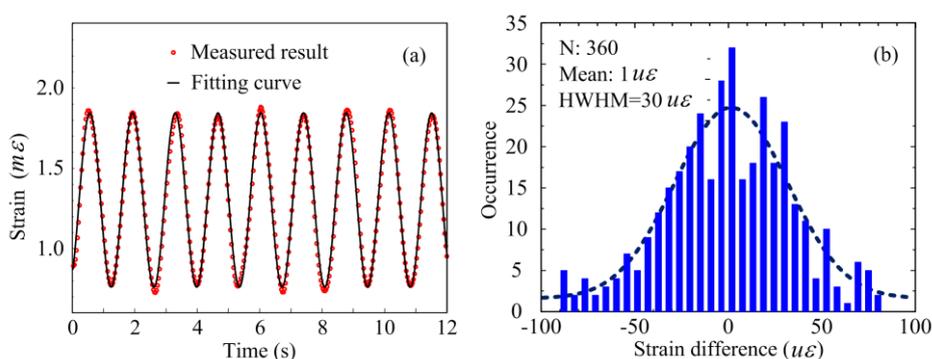


图 89 (a) 单摆运动时测量的应力变化，以及正弦拟合结果，(b) 测量值与拟合值的差的统计结果

4.4 小结

1. 介绍了分布式光纤传感的意义，对基于布里渊散射的分布式光纤传感的三类传感器，BOTDA、BOCAD 和 BOTDR 的发展进行了总结。提出了基于上转换单光子探测器的光子计数 BOTDR 系统。

2. 提出了基于高光谱分辨技术的 BOTDR，对其测量原理、系统组成和分布式温度传感进行了介绍。在论证实验中，实现了距离分辨率为 2.56m，时间分辨率为 15s，探测距离 9km 处的温度的标准偏差 1.2°C 。

3. 为实现快速的应变探测，提出了基于双边缘技术的 BOTDR，介绍了测量原理、系统组成和实验。在论证实验中，实现了探测距离 1.5km，距离分辨率 0.6m，测量动态范围 $2.4\text{m}\epsilon$ ，测量精度为 $\pm 30\mu\epsilon$ ，采样率 30Hz 的快速应变探测。

第五章 总结

论文分析了传统激光雷达的技术瓶颈，提出了基于单光子探测器的小型化 $1.5\mu\text{m}$ 量子激光雷达。回顾了三类 $1.5\mu\text{m}$ 单光子探测器的发展，总结、分析和比较了其探测指标。采用频率上转换单光子探测器，实现了大气边界层气溶胶和大气风场的昼夜连续观测。研发了用于气溶胶激光雷达的自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器，开发了一套后脉冲修正算法。采用超导纳米线单光子探测器，研发了双频测风激光雷达，实现了高时空分辨率的大气风切变探测。另外，提出了基于频率上转换单光子探测器的光子计数 BOTDR，采用高光谱分辨技术和双边缘技术，分别实现了温度和动态应变的分布式探测。

论文研究的几个结论如下：

1. 传统激光雷达通过提高出射功率和增大望远镜面积，以提高激光雷达探测信噪比。这导致了激光雷达的结构复杂、重达数吨、功耗大。由于光学破坏阈值限制和大口径望远镜加工工艺限制，传统激光雷达的性能受限。 $1.5\mu\text{m}$ 量子激光雷达突破了这些技术瓶颈，具有人眼允许最大曝光功率高、大气透过率高、太阳和天空背景辐射背景低、 $1.5\mu\text{m}$ 光通讯波段光电集成器件成熟、 $1.5\mu\text{m}$ 波段激光在光纤衰减小、可光纤集成、 $1.5\mu\text{m}$ 波段利于探测气溶胶中的粗颗粒、大气湍流对波长较长的近红外波段影响较小的优点。
2. $1.5\mu\text{m}$ 单光子探测器中，超导纳米线单光子探测器的探测性能最优，但其需要在 3K 左右的低温下工作。频率上转换单光子探测器的性能次之，其具有室温下运行、体积小、已实现全光纤集成的优点，缺点为光敏面小和探测偏振相关。InGaAs 单光子探测器的性能较差，尤其是其后脉冲概率大限制了其在激光雷达中的应用。但其具有结构紧凑、体积小、光敏面积大、偏振无光和宽谱响应的优点。针对这三个探测器的优缺点，本论文分别开展了它们在不同激光雷达中的应用。
3. 大气能见度探测在环保、交通、气象和军事领域均有重要的应用。激光雷达通过测量大气消光系数，可实现高时空分辨的大气能见度遥感探测。当使用 $1.5\mu\text{m}$ 激光时，需将测量的消光系数转换为 550nm 的消光系数。目前的波长修正模型中，Kruse 模型、Kim 模型、Naboulsi 模型和 Grabner 模型依赖于经验数据，不具有普适性，而 Shang-Xia 模型基于 Mie 散射理论，考虑实时的气溶胶粒子径分布的变化，该波长转换模型具有普适性，可实现不同地区大气能见度的精准探测。

4. 通过采用高效低噪声的单光子探测器，即使在微脉冲激光和小口径的接收望远镜的情况下，可实现高信噪比、远探测距离的大气回波信号探测。基于频率上转换单光子探测器研制的 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达，当采用脉冲能量 $110\mu\text{J}$ ，望远镜口径 60mm ，在距离分辨率 45m ，时间分辨率为 30s 时，水平探测距离 8km 。通过大气消光系数反演，获得了昼夜连续 24 小时的能见度观测。
5. InGaAs/InP 单光子探测器的各参数相互影响，当减小死时间，可提高最大计数率，避免大气回波信号失真，但这提高了后脉冲概率和暗计数。当温度降低时，可减小其暗计数，但后脉冲概率将增大；当温度升高时，后脉冲概率减小，但带来暗计数的增加。因此，当将 InGaAs/InP 单光子探测器应用于激光雷达时，需对其参数进行优化。另外，InGaAs/InP 单光子探测器突出缺点是后脉冲概率大，其引入的伪信号导致探测的回波信号失真。但其符合多个指数叠加的模型，通过采用后脉冲修正算法对大气回波信号进行修正，InGaAs/InP 单光子探测器可用于激光雷达以实现精确的大气消光系数探测。
6. 精确的大气风场探测具有广泛的社会效益和军事应用。多普勒测风激光雷达被公认为全球大气风场遥感的最佳方法，也是世界气象组织列出的最具挑战性的激光雷达之一。多普勒测风激光雷达按照探测机制可分相干探测激光雷达和直接探测激光雷达。目前，相干探测激光雷达已经成熟，且基于 $1.5\mu\text{m}$ 的光纤集成相干探测激光雷达已经商用。然而， $1.5\mu\text{m}$ 直接探测激光雷达尚处空白，其在提高距离分辨率，降低数据存储和处理难度具有显著优势，且克服了相干探测严格的波前匹配条件和高面型望远镜的加工难度。通过单光子探测技术，采用全光纤的 Fabry-Perot 干涉仪作为鉴频器，可实现小型的光纤集成 $1.5\mu\text{m}$ 直接探测激光雷达。
7. 在基于布里渊的分布式光纤传感中，光子计数 BOTDR 相比于基于相干探测的 BOTDR 具有数据存储和处理简单、空间分辨率高、可同时获得布里渊光谱的功率、带宽和频移信息的特点。当采用超低噪声的高效单光子探测器时，BOTDR 可获得量子极限的探测。基于 Fabry-Perot 干涉仪的双边缘探测技术，可实现动态应变的分布式探测。

论文的创新点主要有以下几点：

1. 首次研制了基于单光子频率上转换的 $1.5\mu\text{m}$ 量子激光雷达，具有轻小、防振、低功耗、常温环境下运行的特点，其采用全光纤保偏结构，适合在机载、舰载、星载等平台的恶劣环境下运行。通过采用全保偏 Fabry-Perot 干涉仪对单光子的频移进行测量，利用微弱光源、小口径望远镜首次实现了

大气边界层风场的探测。利用时分复用技术，报道了当前集成度最高的量子测风激光雷达，不仅简化了系统结构，还提高了系统稳定性和可靠性，并免于周期性校准，实现了大气气溶胶和大气风场的昼夜连续观测。

2. 研制了基于 InGaAs 单光子探测器的 $1.5\mu\text{m}$ 气溶胶激光雷达。针对激光雷达的应用，对自主研制的 InGaAs 单光子探测器的参数进行了优化。针对 InGaAs 单光子探测器后脉冲概率大的特点，开发了后脉冲修正算法，实现了精确的大气消光系数探测。
3. 研制了基于超导纳米线单光子探测器的双频多普勒测风激光雷达。采用双频激光器代替传统的多通道 Fabry-Perot 干涉仪，实现了激光器和光学鉴频器的高精度锁频。采用高量子效率和低暗计数噪声超导纳米线单光子探测器，提高了探测信噪比，其 100Mcps 的最大计数率避免了激光雷达的信号饱和现象。采用时分复用技术，基于集成光电子学器件实现不同方向的径向风探测，无机械扫描器件。采用微弱光源、小口径望远镜，在 10 米高度分辨率、10 秒时间分辨率条件下，超导双频激光雷达实现了 2.7km 高度以下大气的风切变探测。
4. 首次研制了基于频率上转换的光子计数 BOTDR。采用高光谱分辨方法，同时获得光纤中布里渊散射谱的频移、功率和谱宽信息，实现了分布式温度传感。采用双边缘技术，实现了动态应变的快速探测。

论文的后继研究工作主要有以下两点：

1. 通过压缩脉宽和优化鉴频器，进一步提高 $1.5\mu\text{m}$ 直接探测激光雷达的距离分辨率，以实现小尺度快速变化风场探测。基于风场数据，开展飞机尾流、风切变、大气湍流、重力波的研究。
2. 研制基于分子吸收谱线、不对称 Mach-Zehnder interferometer、光学微腔的直接探测测风激光雷达。

参考文献

- [1]. Molebny V, Kamerman G, Steinvall O. Laser radar: from early history to new trends[C]//Proc. SPIE. 2010, 7835: 783502.
- [2]. Weitkamp C (Ed.), Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere[M]. Springer Science & Business, 2006.
- [3]. 卢乃锰, 闵敏, 董立新, 郭建平, 牛涛, 刘洪利, 毕研盟, 王新, 陈林, 吴雪宝. 星载大气探测激光雷达发展与展望[J]. 遥感学报, 2016, 20(1): 1-10.
- [4]. Howard A, Seraji H. Multi-sensor terrain classification for safe spacecraft landing[J]. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, 2004, 40(4): 1122-1131.
- [5]. Churnside J H. Review of profiling oceanographic lidar[J]. Optical Engineering, 2014, 53(5): 051405-051405.
- [6]. Manamon P F, Kamerman G, Huffaker M. A history of laser radar in the United States[C]//SPIE Defense, Security, and Sensing. International Society for Optics and Photonics, 2010: 76840T-76840T-11.
- [7]. Winker D M, Couch R H, McCormick M P. An overview of LITE: NASA's lidar in-space technology experiment[J]. Proceedings of the IEEE, 1996, 84(2): 164-180.
- [8]. Winker D M, Trepte C R. Lamina cirrus observed near the tropical tropopause by LITE[J]. Geophysical Research Letters, 1998, 25(17): 3351-3354.
- [9]. Abshire J B, Sun X L, Riris H, Marcos Sirota J, McGarry J F, Palm S, Yi D H, Liiva P. Geoscience laser altimeter system (GLAS) on the ICESat mission: on-orbit measurement performance[J]. Geophysical Research Letters, 2005, 32(21).
- [10]. Winker D M, Vaughan M A, Omar A, Hu Y X, Powell K A, Liu Z Y, Hunt W H, Young S A. Overview of the CALIPSO mission and CALIOP data processing algorithms[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2009, 26(11): 2310-2323.
- [11]. Winker D M, Pelon J, Coakley Jr J A, Ackerman S A, Charlson R J, Colarco P R, Flamant P, Fu Q, Hoff R M, Kittaka C, Kubar T L, Le Treut H, McCormick M P, Mégie G, Poole L, Powell K, Trepte C, Vaughan M A, Wielicki B A. The CALIPSO mission: A global 3D view of aerosols and clouds[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 2010, 91(9): 1211-1229.

- [12]. Omar A H, Winker D M, Vaughan M A, Hu Y X, Trepte C R, Ferrare R A, Lee K P, Hostetler C A. The CALIPSO automated aerosol classification and lidar ratio selection algorithm[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2009, 26(10): 1994-2014.
- [13]. McGill M J, Yorks J E, Scott V S, Kupchock A W, Selmer P A. The Cloud-Aerosol Transport System (CATS): A technology demonstration on the International Space Station[C]//*Proc. SPIE*. 2015, 9612: 96120A.
- [14]. Chuang T, Burns P, Walters E B, Wossocki T, Deely T, Losse A, Le K, Drumheller B, Schum T, Hart M, Puffenburger K, Ziegler B, Hovis F. Space-Based Multi-Wavelength Solid-State Lasers for NASA's Cloud Aerosol Transport System for International Space Station (CATS-ISS)[C]//*Proc. of SPIE Vol. 2013*, 8599: 85990N-1.
- [15]. Yorks J E, McGill M J, Palm S P, Hlavka D L, Selmer P A, Nowotnick E P, Vaughan M A, Rodier S D, Hart W D. An overview of the CATS level 1 processing algorithms and data products[J]. *Geophysical Research Letters*, 2016, 43(9): 4632-4639.
- [16]. Illingworth A J, Barker H W, Beljaars A, Ceccaldi M, Chepfer H, Clerbaux N, Cole J, Delanoë J, Domenech C, Donovan D P, Fukuda S, Hiraoka M, Hogan R J, Huenerbein A, Kollias P, Kubota T, Nakajima T, Nakajima T Y, Nishizawa T, Ohno Y, Okamoto H, Oki R, Sato K, Satoh M, Shephard M W, Velázquez-Blázquez A, Wandinger U, Wehr T, van Zadelhoff G J. The EarthCARE satellite: The next step forward in global measurements of clouds, aerosols, precipitation, and radiation[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2015, 96(8): 1311-1332.
- [17]. Baker W E, Emmitt G D, Robertson F, Atlas R M, Molinari J E, Bowdle D A, Paegle J, Michael Hardesty R, Post M J, Menzies R T, Krishnamurti T N, Brown R A, Anderson J R, Lorenc A C, McElroy J. Lidar-measured winds from space: a key component for weather and climate prediction[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 1995, 76(6): 869-888.
- [18]. Reitebuch O. The spaceborne wind lidar mission ADM-Aeolus[M]//*Atmospheric Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2012: 815-827.
- [19]. Reitebuch O, Lemmerz C, Nagel E, Paffrath U, Durand Y, Endemann M, Fabre F, Chaloupy M. The airborne demonstrator for the direct-detection Doppler wind

- lidar ALADIN on ADM-Aeolus. Part I: Instrument design and comparison to satellite instrument[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2009, 26(12): 2501-2515.
- [20]. Straume-Lindner A G, Ingmann P, Endemann M. Status of the Doppler wind lidar profiling mission ADM-aeolus[J]. 1999.
- [21]. Wernham D, Ciapponi A, Riede W, Allenspacher P, Era F, D'Ottavi A, Thibault D. Verification for robustness to laser-induced damage for the Aladin instrument on the ADM-Aeolus satellite[C]//*SPIE Laser Damage*. International Society for Optics and Photonics, 2016: 1001408-1001408-10.
- [22]. Kameyama S, Yanagisawa T, Ando T, Sakimura T, Tanaka H, Furuta M, Hirano Y. Development of wind sensing coherent Doppler LIDAR at Mitsubishi Electric Corporation-from late 1990s to 2013[C]//*Proceedings of 17th Coherent Laser Radar Conference*, Barcelona, Spain. 2013.
- [23]. Spuler S M, Mayor S D. Raman shifter optimized for lidar at a 1.5 μm wavelength[J]. *Applied optics*, 2007, 46(15): 2990-2995.
- [24]. Lysenko S A, Kugeiko M M. Retrieval of optical and microphysical characteristics of postvolcanic stratospheric aerosol from the results of three-frequency lidar sensing[J]. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2011, 24(5): 466-477.
- [25]. Lisenko S A, Kugeiko M M, Khomich V V. Multifrequency lidar sounding of air pollution by particulate matter with separation into respirable fractions[J]. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2016, 29(3): 288-297.
- [26]. Shang X, Xia H Y, Dou X K, Shangguan M J, Li M Y, Wang C, Qiu J W, Zhao L J, Lin S F. Adaptive inversion algorithm 1 for 1.5 μm visibility lidar incorporating in situ Angstrom wavelength exponent, *Atmospheric Environment*, under review.
- [27]. Mayor S D, Spuler S M. Raman-shifted eye-safe aerosol lidar[J]. *Applied optics*, 2004, 43(19): 3915-3924.
- [28]. Petrova-Mayor A, Wulfmeyer V, Weibring P. Development of an eye-safe solid-state tunable laser transmitter in the 1.4-1.5 μm wavelength region based on Cr 4+: YAG crystal for lidar applications[J]. *Applied optics*, 2008, 47(10): 1522-1534.
- [29]. Forrister H N, Roberts D W, Mercer A J, Gimmestad G. Infrared lidar observations of stratospheric aerosols[J]. *Applied optics*, 2014, 53(16): D40-D48.

- [30]. Richardson D J, Nilsson J, Clarkson W A. High power fiber lasers: current status and future perspectives[J]. *JOSA B*, 2010, 27(11): B63-B92.
- [31]. Fu S J, Shi W, Feng Y, Zhang L, Yang Z M, Xu S H, Zhu X S, Norwood R A, Peyghambarian N. Review of recent progress on single-frequency fiber lasers[J]. *JOSA B*, 2017, 34(3): A49-A62.
- [32]. Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. Bellingham, WA: SPIE press, 2005.
- [33]. Dikmelik Y, Davidson F M. Fiber-coupling efficiency for free-space optical communication through atmospheric turbulence[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(23): 4946-4952.
- [34]. Rieker G B, Giorgetta F R, Swann W C, Kofler J, Zolot A M, Sinclair L C, Baumann E, Cromer C, Petron G, Sweeney C, Tans P P, Coddington I, Newbury N R. Frequency-comb-based remote sensing of greenhouse gases over kilometer air paths[J]. *Optica*, 2014, 1(5): 290-298.
- [35]. Queisser M, Burton M, Allan G R, Chiarugi A. Portable laser spectrometer for airborne and ground-based remote sensing of geological CO₂ emissions[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(14): 2782-2785.
- [36]. Patterson E M, Roberts D W, Gimmetstad G G. Initial measurements using a 1.54- μm eyesafe Raman shifted lidar[J]. *Applied optics*, 1989, 28(23): 4978-4981.
- [37]. Harrell-Klein S, Wilcox W E, Killinger D K, Rines G A, Schwarz R A. High-power eye-safe 1.57- μm optical parametric oscillator (OPO) lidar for atmospheric boundary-layer measurements[C]//Optical Sensing for Environmental and Process Monitoring. International Society for Optics and Photonics, 1995: 354-357.
- [38]. Spinhirne J D, Chudamani S, Cavanaugh J F, Bufton J L. Aerosol and cloud backscatter at 1.06, 1.54, and 0.53 μm by airborne hard-target-calibrated Nd:YAG/methane Raman lidar[J]. *Applied optics*, 1997, 36(15): 3475-3490.
- [39]. Spuler S M, Mayor S D. Scanning Eye-Safe Elastic Backscatter Lidar at 1.54 μm [J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2005, 22(6): 696-703.
- [40]. Spuler S M, Mayor S D. Raman shifter optimized for lidar at a 1.5 μm wavelength[J]. *Applied optics*, 2007, 46(15): 2990-2995.
- [41]. Mayor S D, Spuler S M, Morley B M, Loew E. Polarization lidar at 1.54 μm and observations of plumes from aerosol generators[J]. *Optical Engineering*, 2007,

- 46(9): 096201-096201-11.
- [42]. Warner T, Benda P, Swerdlin S, Knievel J, Copeland J, Crook A, Liu Y B, Mayor S, Morley B, Sharman R, Spuler S, Sun J Z, Xu M, Yates A, Zhang Y, Argenta E, Aronian B, Bowers J, Storwold D, Balsley B, Jensen M, Meillier Y, Carter R, Clawson K, Clark P, Frehlich R, Weil J. The Pentagon Shield field program: Toward critical infrastructure protection[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2007, 88(2): 167-176.
- [43]. Hamada M, Dérian P, Mauzey C F, Mayor S D. Optimization of the cross-correlation algorithm for two-component wind field estimation from single aerosol lidar data and comparison with Doppler lidar[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2016, 33(1): 81-101.
- [44]. Gong W, Chyba T H, Temple D A. Eye-safe compact scanning LIDAR technology[J]. *Optics and lasers in engineering*, 2007, 45(8): 898-906.
- [45]. Gong W, Ma X, Dong Y N, Lin H, Li J. The use of 1572nm Mie LiDAR for observation of the optical properties of aerosols over Wuhan, China[J]. *Optics & Laser Technology*, 2014, 56: 52-57.
- [46]. Spinhirne J D. Micro pulse lidar[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 1993, 31(1): 48-55.
- [47]. Mayor S D, Dérian P, Mauzey C F, Spuler S M, Ponsardin P L, Pruitt J D, Ramsey D, Higdon N S. Comparison of an analog direct detection and a micropulse aerosol lidar at 1.5- μm wavelength for wind field observations—with first results over the ocean[J]. *Journal of Applied Remote Sensing*, 2016, 10(1): 016031-016031.
- [48]. Xia H Y, Shentu G L, Shangguan M J, Xia X X, Jia X D, Wang C, Zhang J, Pelc J S, Fejer M M, Zhang Q, Dou X K, Pan J-W. Long-range micro-pulse aerosol lidar at 1.5 μm with an upconversion single-photon detector[J]. *Optics letters*, 2015, 40(7): 1579-1582.
- [49]. Høgstedt L, Fix A, Wirth M, Pedersen C, Lichtenberg P T. Upconversion-based lidar measurements of atmospheric CO_2 [J]. *Optics Express*, 2016, 24(5): 5152-5161.
- [50]. Shangguan M J, Xia H Y, Wang C, Qiu J W, Shentu G L, Zhang Q, Dou X K, and Pan J W. All-fiber upconversion high spectral resolution wind lidar using a Fabry-Perot interferometer[J]. *Optics express*, 2016, 24(17): 19322-19336.
- [51]. Xia H Y, Shangguan M J, Wang C, Shentu G L, Qiu J W, Zhang Q, Dou X K,

- Pan J W. Micro-pulse upconversion Doppler lidar for wind and visibility detection in the atmospheric boundary layer[J]. *Optics letters*, 2016, 41(22): 5218-5221.
- [52]. Yu C, Shangguan M J, Xia H Y, Zhang J, Dou X K, Pan J W. Fully integrated free-running InGaAs/InP single-photon detector for accurate lidar applications[J]. *Optics Express*, 2017, 25(13): 14611-14620.
- [53]. Shangguan M J, Xia H Y, Wang C, Qiu J W, Lin S F, Dou X K, Zhang Q, Pan J W. Dual-frequency Doppler lidar for wind detection with superconducting nanowire single-photon detector[J], *Optics letters*, 42(18), 3541-3544, 2017.
- [54]. Eisaman M D, Fan J, Migdall A, Polyakov S V. Invited review article: Single-photon sources and detectors[J]. *Review of scientific instruments*, 2011, 82(7): 071101.
- [55]. Bertone N, Biasi R, Dion B. Overview of photon counting detectors based on CMOS processed Single Photon Avalanche Diodes (SPAD), InGaAs APD's, and novel Hybrid (Tube+ APD) detectors[C]//*Proc. SPIE*. 2005, 5726: 153-163.
- [56]. Zhang J, Itzler M A, Zbinden H, Pan J W. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication[J]. *arXiv preprint arXiv:1501.06261*, 2015.
- [57]. Ren M, Gu X R, Liang Y, Kong W B, Wu E, Wu G, Zeng H P. Laser ranging at 1550 nm with 1-GHz sine-wave gated InGaAs/InP APD single-photon detector[J]. *Optics express*, 2011, 19(14): 13497-13502.
- [58]. Eraerds P, Legré M, Zhang J, Zbinden H, Gisin N. Photon counting OTDR: advantages and limitations[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2010, 28(6): 952-964. MLA.
- [59]. Zhang J, Thew R, Gautier J D, Gisin N, Zbinden H. Comprehensive characterization of InGaAs–InP avalanche photodiodes at 1550 nm with an active quenching ASIC[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2009, 45(7): 792-799.
- [60]. Korzh B, Walenta N, Lunghi T, Gisin N, Zbinden H. Free-running InGaAs single photon detector with 1 dark count per second at 10% efficiency[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(8): 081108.
- [61]. Kumar P. Quantum frequency conversion[J]. *Optics letters*, 1990, 15(24): 1476-1478.
- [62]. Huang J M, Kumar P. Observation of quantum frequency conversion[J].

- Physical review letters, 1992, 68(14): 2153.
- [63]. Albota M A, Wong F N C. Efficient single-photon counting at 1.55 μm by means of frequency upconversion[J]. Optics letters, 2004, 29(13): 1449-1451.
- [64]. Vandevender A P, Kwiat P G. High efficiency single photon detection via frequency up-conversion[J]. Journal of Modern Optics, 2004, 51(9-10): 1433-1445.
- [65]. Roussev R V, Langrock C, Kurz J R, Fejer M M. Periodically poled lithium niobate waveguide sum-frequency generator for efficient single-photon detection at communication wavelengths[J]. Optics letters, 2004, 29(13): 1518-1520.
- [66]. Kamada H, Asobe M, Honjo T, Takesue H, Tokura Y, Nishida Y, Tadanaga O, Miyazawa H. Efficient and low-noise single-photon detection in 1550 nm communication band by frequency upconversion in periodically poled LiNbO₃ waveguides[J]. Optics letters, 2008, 33(7): 639-641.
- [67]. Pelc J S, Ma L, Phillips C R, Zhang Q, Langrock C, Slattery O, Tang X, Fejer M M. Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm: performance and noise analysis[J]. Optics express, 2011, 19(22): 21445-21456.
- [68]. Shentu G L, Pelc J S, Wang X D, Sun Q C, Zheng M-Y, Fejer M M, Zhang Q, Pan J-W. Ultralow noise up-conversion detector and spectrometer for the telecom band[J]. Optics express, 2013, 21(12): 13986-13991.
- [69]. Dong H F, Pan H F, Li Y, Wu E, Zeng H P. Efficient single-photon frequency upconversion at 1.06 μm with ultralow background counts[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(7): 071101.
- [70]. Liao S K, Yong H-L, Liu C, Shentu G L, Li D D, Lin J, Dai H, Zhao S-Q, Li B, Guan J Y, Chen W, Gong Y-H, Li Y, Lin Z-H, Pan G-S, Pelc J S, Fejer M M, Zhang W-Z, Liu W-Y, Yin J, Ren J-G, Wang X-B, Zhang Q, Peng, C-Z, Pan J-W. Long-distance free-space quantum key distribution in daylight towards inter-satellite communication[J]. Nature Photonics, 2017, 11(8): 509-513.
- [71]. Natarajan C M, Tanner M G, Hadfield R H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications[J]. Superconductor science and technology, 2012, 25(6): 063001.
- [72]. Lita A E, Miller A J, Nam S W. Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency[J]. Optics express, 2008, 16(5): 3032-3040.
- [73]. Gol'Tsman G N, Okunev O, Chulkova G, Lipatov A, Semenov A, Smirnov K, Voronov B, Dzardanov A. Picosecond superconducting single-photon optical

- detector[J]. *Applied Physics Letters*, 2001, 79(6): 705-707.
- [74]. Marsili F, Verma V B, Stern J A, Harrington S, Lita A E, Gerrits T, Vayshenker I, Baek B, Shaw M D, Mirin R P, Nam S W. Detecting single infrared photons with 93% system efficiency[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(3): 210-214.
- [75]. 尤立星, 超导纳米线单光子探测技术进展[J]. *中国科学: 信息科学*, 2014, 3: 008.
- [76]. Zadeh I E, Los J W N, Gourgues R, Steinmetz V, Bulgarini G, Dobrovolskiy S M, Zwiller V, Dorenbos S N. Single-photon detectors combining near unity efficiency, ultra-high detection-rates, and ultra-high time resolution[J]. *arXiv preprint arXiv:1611.02726*, 2016.
- [77]. Horvath H. Estimation of the average visibility in central Europe[J]. *Atmospheric Environment*, 1995, 29(2): 241-246.
- [78]. Jarraud M. Guide to meteorological instruments and methods of observation (WMO-No. 8)[J]. World Meteorological Organisation, 2008.
- [79]. H. Koschmieder Theorie der horizontalen Sichtweite Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, 12(1924): 33-53
- [80]. Carmichael G R, Adhikary B, Kulkarni S, Allura A D, Tang Y H, Streets D, Zhang Q, Bond T C, Ramanathan V, Jamroensan A, Marrapu P. Asian aerosols: current and year 2030 distributions and implications to human health and regional climate change[J]. *Environmental science & technology*, 2009, 43(15): 5811-5817.
- [81]. Vande Hey J D. A Novel Lidar Ceilometer[J]. 2015.
- [82]. He Q, Li C, Mao J, Lau K-H A, Chu D A. Analysis of aerosol vertical distribution and variability in Hong Kong[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2008, 113(D14).
- [83]. Burton S P, Ferrare R A, Hostetler C A, Hair J W, Rogers R R, Obland M D, Butler C F; Cook A L; Harper D B; Froyd K D. Aerosol classification using airborne High Spectral Resolution Lidar measurements-methodology and examples[J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2012, 5(1): 73.
- [84]. Burton S P, Ferrare R A, Vaughan M A, Omar A H, Rogers R R, Hostetler C A, Hair J W. Aerosol classification from airborne HSRL and comparisons with the CALIPSO vertical feature mask[J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2013, 6(5): 1397.

- [85]. Groß S, Esselborn M, Weinzierl B, Wirth M, Fix A, Petzold A. Aerosol classification by airborne high spectral resolution lidar observations[J]. *Atmospheric chemistry and physics*, 2013, 13(5): 2487-2505.
- [86]. Mätzler C. MATLAB functions for Mie scattering and absorption, version 2[J]. *IAP Res. Rep*, 2002, 8: 1-24.
- [87]. Bohren C F, Huffman D R. Absorption and scattering of light by small particles[M]. John Wiley & Sons, 2008.
- [88]. Zhao F, Gong Z, Hu H, Tanaka M, Hayasaka T. Simultaneous determination of the aerosol complex index of refraction and size distribution from scattering measurements of polarized light.[J]. *Applied Optics*, 1997, 36(30):7992-8001.
- [89]. Yoon S C, Kim J. Influences of relative humidity on aerosol optical properties and aerosol radiative forcing during ACE-Asia[J]. *Atmospheric Environment*, 2006, 40(23): 4328-4338.
- [90]. Hulst H C, van de Hulst H C. Light scattering by small particles[M]. Courier Corporation, 1957.
- [91]. Bäumer D, Vogel B, Versick S, Rinke R, Möhler O, Schnaiter M. Relationship of visibility, aerosol optical thickness and aerosol size distribution in an ageing air mass over South-West Germany[J]. *Atmospheric Environment*, 2008, 42(5): 989-998.
- [92]. Retalis A, Hadjimitsis D G, Michaelides S, Tymvios F. Comparison of aerosol optical thickness with in situ visibility data over Cyprus[J]. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 2010, 10(3): 421.
- [93]. Klett J D. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns [J]. *Applied Optics*, 1981, 20(2): 211-220.
- [94]. Gong W, Zhang J, Mao F, Li J. Measurements for profiles of aerosol extinction coefficient, backscatter coefficient, and lidar ratio over Wuhan in China with Raman/Mie lidar[J]. *Chinese Optics Letters*, 2010, 8(6): 533-536.
- [95]. Sasano Y. Tropospheric aerosol extinction coefficient profiles derived from scanning lidar measurements over Tsukuba, Japan, from 1990 to 1993 [J]. *Applied optics*, 1996, 35(24): 4941-4952.
- [96]. Fernald F G. Analysis of atmospheric lidar observations: some comments [J]. *Applied optics*, 1984, 23(5): 652-653.
- [97]. Kruse P W, McGlauchlin L D, McQuistan R B. Elements of infrared technology: generation, transmission and detection [J]. New York: Wiley, 1962.

- [98]. Kim I I, McArthur B, Korevaar E J. Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications [C]. International Society for Optics and Photonics, 2001: 26-37.
- [99]. Al Naboulsi M. Fog attenuation prediction for optical and infrared waves [J]. Optical Engineering, 2004, 43(2): 319-329.
- [100]. Grabner M, Kvicera V. The wavelength dependent model of extinction in fog and haze for free space optical communication [J]. Optics express, 2011, 19(4): 3379-3386.
- [101]. Jia X D, Xia H Y, Shanguan M J, Dou X K, "Measurement of ASE noise in high power pulsed fiber laser", High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27(5), 051006.
- [102]. Pelc J S, Shentu G L, Zhang Q, Fejer M M, Pan J-W. Up-conversion of optical signals with multi-longitudinal-mode pump lasers[J]. Physical Review A, 2012, 86(3): 033827.
- [103]. Agger S, Povlsen J H, Varming P. Single-frequency thulium-doped distributed-feedback fiber laser[J]. Optics letters, 2004, 29(13): 1503-1505.
- [104]. Voo N Y, Sahu J K, Ibsen M. 345-mW 1836-nm single-frequency DFB fiber laser MOPA[J]. IEEE photonics technology letters, 2005, 17(12): 2550-2552.
- [105]. Amzajerjian F, Geng J, Wang Q, Jiang S, Luo T. Single-frequency narrow-linewidth Tm-doped fiber laser using silicate glass fiber[J]. Optics letters, 2009, 34(22): 3493-3495.
- [106]. Bloembergen N, Pershan P S. Light waves at the boundary of nonlinear media[J]. Physical Review, 1962, 128(2): 606.
- [107]. Berger V. Nonlinear photonic crystals[J]. Physical review letters, 1998, 81(19): 4136.
- [108]. Yamada M, Nada N, Saitoh M, Watanabe K. First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation[J]. Applied Physics Letters, 1993, 62(5): 435-436.
- [109]. Myers L E, Eckardt R C, Fejer M M, Byer R L, Bosenberg W R, Pierce J W. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃[J]. JOSA B, 1995, 12(11): 2102-2116.
- [110]. 申屠国樑. 上转换单光子探测器的研究及其应用[D]. 中国科学技术大学, 2014.

- [111]. Zheng M Y, Shentu G L, Ma F, Zhou H, Zhang H T. Integrated four-channel all-fiber up-conversion single-photon-detector with adjustable efficiency and dark count[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(9): 093115.
- [112]. 夏海云. 基于气溶胶后向散射的双边缘直接探测多普勒测风激光雷达研究[D]. 苏州: 苏州大学物理科学与技术学院, 2006.
- [113]. Tosi A, Scarcella C, Boso G, Acerbi F. Gate-free InGaAs/InP single-photon detector working at up to 100 Mcount/s[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2013, 5(4): 6801308-6801308.
- [114]. Ziarkash A W, Joshi S K, Stipčević M, Ursin R. Comparative study of afterpulsing behavior[J]. *arXiv preprint arXiv:1701.03783*, 2017.
- [115]. Baker W E, Atlas R, Cardinali C, Clement A, Emmitt G D, Gentry B M, Hardesty R M, Källén E, Kavaya M J, Langland R, Ma Z Z, Masutani M, McCarty W, Pierce R.B, Pu Z X, Riishojgaard L P, Ryan J, Tucker S, Weissmann M, Yoe, J G. Lidar-measured wind profiles: The missing link in the global observing system[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2014, 95(4): 543-564.
- [116]. Atlas R, Pagano T S. Observing system simulation experiments to assess the potential impact of proposed satellite instruments on hurricane prediction[C]. *SPIE Optical Engineering + Applications. International Society for Optics and Photonics*, 2014, 33 (4): 922202
- [117]. Inokuchi H, Furuta M, Inagaki T. High altitude turbulence detection using an airborne Doppler lidar[C]. *Proceedings of 29th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*, 2014.
- [118]. Williams P D. Increased light, moderate, and severe clear-air turbulence in response to climate change[J]. *Advances in Atmospheric Sciences*, 2017, 34(5): 576-586.
- [119]. ICAO, Manual on low-level Wind Shear, ICAO Doc 9817-AN/449, 2005.
- [120]. Gerz T, Holzäpfel F, Darracq D. Commercial aircraft wake vortices[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2002, 38(3): 181-208.
- [121]. Njiri J G, Söffker D. State-of-the-art in wind turbine control: Trends and challenges[J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2016, 60: 377-393.
- [122]. Barthelmie R J, Larsen G C, Frandsen S T, Rados K, Pryor S C. Comparison of wake model simulations with offshore wind turbine wake profiles measured by sodar[J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 2006, 23(7): 888-901.

- [123]. Jordan J R. Wind profiling radar: U.S. Patent 5,592,171[P]. 1997-1-7.
- [124]. May P T, Strauch R G, Moran K P, Ecklund W L. Temperature sounding by RASS with wind profiler radars: A preliminary study[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 1990, 28(1): 19-28.
- [125]. Huffaker R M. Laser Doppler detection systems for gas velocity measurement[J]. Applied Optics, 1970, 9(5): 1026-1039.
- [126]. Bilbro J W, Vaughan W W. Wind field measurement in the nonprecipitous regions surrounding severe storms by an airborne pulsed Doppler lidar system[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 1978, 59(9): 1095-1100.
- [127]. Werner C, Flamant P H, Reitebuch O, Koepp F, Streicher J, Rahm S, Nagel E, Klier M, Herrmann H, Loth C, Delville P, Drobinski P, Romand B, Boitel C, Oh D, Lopez M, Meissonnier M, Bruneau D, Dabas A M. Wind infrared Doppler lidar instrument[J]. Optical Engineering, 2001, 40(1): 115-125.
- [128]. Kane T J, Byvik C E, Kozlovsky W J, Byer R L. Coherent laser radar at 1.06 μm using Nd: YAG lasers[J]. Optics letters, 1987, 12(4): 239-241.
- [129]. Hawley J G, Targ R, Henderson S W, Hale C P, Kavaya M J, Moerder D. Coherent launch-site atmospheric wind sounder: theory and experiment[J]. Applied Optics, 1993, 32(24): 4557-4568.
- [130]. Henderson S W, Hale C P, Magee J R, Kavaya M J, Huffaker A V. Eye-safe coherent laser radar system at 2.1 μm using Tm, Ho: YAG lasers[J]. Optics letters, 1991, 16(10): 773-775.
- [131]. Targ R, Steakley B C, Hawley J G, Ames L L, Forney P, Swanson D, Stone R, Otto R G, Zarifis V, Brockman P, Calloway R S, Klein S H, Robinson P A. Coherent lidar airborne wind sensor II: flight-test results at 2 and 10 μm [J]. Applied optics, 1996, 35(36): 7117-7127.
- [132]. Grund C J, Banta R M, George J L, Howell J N, Post M J, Richter R A, Weickmann A M. High-resolution Doppler lidar for boundary layer and cloud research[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2001, 18(3): 376-393.
- [133]. Yu J, Singh U N, Barnes N P, Petros M. 125-mJ diode-pumped injection-seeded Ho: Tm: YLF laser[J]. Optics letters, 1998, 23(10): 780-782.
- [134]. Frehlich R, Hannon S M, Henderson S W. Performance of a 2- μm coherent Doppler lidar for wind measurements[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 1994, 11(6): 1517-1528.

- [135]. Frehlich R, Hannon S M, Henderson S W. Coherent Doppler lidar measurements of winds in the weak signal regime[J]. *Applied optics*, 1997, 36(15): 3491-3499.
- [136]. Gatt P, Margulis M. WindTracer® Evolution and Recent Measurement Results[C]//*Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications*. Optical Society of America, 2015: LT3D. 2.
- [137]. Karlsson C J, Olsson F Å A, Letalick D, Harris M. All-fiber multifunction continuous-wave coherent laser radar at 1.55 μm for range, speed, vibration, and wind measurements[J]. *Applied optics*, 2000, 39(21): 3716-3726.
- [138]. Rodrigo P J, Pedersen C. Field performance of an all-semiconductor laser coherent Doppler lidar[J]. *Optics letters*, 2012, 37(12): 2277-2279.
- [139]. Sathe A, Mann J. A review of turbulence measurements using ground-based wind lidars[J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2013, 6(11): 3147.
- [140]. Kameyama S, Yanagisawa T, Ando T, Sakimuraa T, Tanakab H, Furutab M, Hiranoa Y. Development of wind sensing coherent Doppler LIDAR at Mitsubishi Electric Corporation-from late 1990s to 2013[C]//*Proceedings of 17th Coherent Laser Radar Conference*, Barcelona, Spain. 2013.
- [141]. Asaka K, Yanagisawa T, Hirano Y. 1.5- μm eye-safe coherent lidar system for wind velocity measurement[C]//*SPIE*. 2001, 4153: 321-328.
- [142]. Kameyama S, Ando T, Asaka K, Hirano Y, Wadaka S. Compact all-fiber pulsed coherent Doppler lidar system for wind sensing[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(11): 1953-1962.
- [143]. Fujiyoshi Y, Yamashita K, Fujiwara C. Visualization of streaks, thermals and waves in the atmospheric boundary layer[J]. *Journal of visualization*, 2006, 9(4): 359-359..
- [144]. Ando T, Kameyama S, Hirano Y. All-fiber coherent Doppler lidar technologies at Mitsubishi Electric Corporation[C]//*IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. IOP Publishing, 2008, 1(1): 012011.
- [145]. Chan P W, Lee Y F. Application of short-range lidar in wind shear alerting[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2012, 29(2): 207-220.
- [146]. Inokuchi H, Tanaka H, Ando T. Development of an onboard doppler lidar for flight safety[J]. *Journal of aircraft*, 2009, 46(4): 1411.
- [147]. Kameyama S, Sakimura T, Watanabe Y, Ando T, Asaka K, Tanaka H, Yanagisawa T, Hirano Y, Inokuchi H. Wind sensing demonstration of more than

- 30km measurable range with a 1.5 μm coherent Doppler lidar which has the laser amplifier using Er, Yb: glass planar waveguide[C]//SPIE Asia-Pacific Remote Sensing. International Society for Optics and Photonics, 2012: 85260E-85260E-6.
- [148]. Inokuchi H, Tanaka H, Ando T. Development of a long range airborne Doppler Lidar[C]//Proceedings of 27th Congress of International Council of the Aeronautical Sciences, ICAS. 2010, 10(3): 2010.
- [149]. Besson C, Dolfi-Bouteyre A, Canat G, Cézard N, Augère B, Durecu B, Lombard L, Valla M, Hallermeyer A. Doppler LIDAR Developments for Aeronautics[J]. AerospaceLab Journal, 2016 (12): 1-16.
- [150]. Dolfi-Bouteyre A, Canat G, Valla M, Besson C, Goular D. Pulsed 1.5- μm LIDAR for Axial Aircraft Wake Vortex Detection Based on High-Brightness Large-Core Fiber Amplifier[J]. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2009, 15(2): 441-450.
- [151]. Renard W, Goular D, Valla M, Planchat C, Augere B, Dolfi-Bouteyre A, Besson C, Canat G. Beyond 10 Km Range wind-speed measurement with a 1.5 μm all-fiber laser source[C]//CLEO: Applications and Technology. Optical Society of America, 2014: AW1P. 5.
- [152]. Lombard L, Valla M, Planchat C, Goular D, Augère B, Bourdon P, Canat G. Eyesafe coherent detection wind lidar based on a beam-combined pulsed laser source[J]. Optics letters, 2015, 40(6): 1030-1033.
- [153]. Akbulut M, Hwang J, Kimpel F, Gupta S, Verdun H. Pulsed coherent fiber lidar transceiver for aircraft in-flight turbulence and wake-vortex hazard detection[C]//SPIE Defense, Security, and Sensing. International Society for Optics and Photonics, 2011: 80370R-80370R-10.
- [154]. Prasad N S, Sibell R, Vettori S, Higgins R, Tracy A. An all-fiber, modular, compact wind lidar for wind sensing and wake vortex applications[C]//SPIE Defense+ Security. International Society for Optics and Photonics, 2015: 94650C-94650C-11.
- [155]. Thobois L, Loaec S, Boquet M, Murthy R K, Cariou J P, Simonneau L, Salles N. Recent developments of windcube Doppler Lidars for airport wind hazards monitoring[C]//WakeNet-Eu 2014 Workshop. 2014.
- [156]. Pearson G N, Roberts P J, Eacock J R, Harris M. Analysis of the performance of a coherent pulsed fiber lidar for aerosol backscatter applications [J]. Applied

- optics, 2002, 41(30): 6442-6450.
- [157]. Zhu X, Liu J, Bi D, Zhou J, Xi W F, Chen W B. Development of all-solid coherent Doppler wind lidar [J]. Chinese Optics Letters, 2012, 10(1): 012801.
- [158]. Diao W, Zhang X, Liu J, Zhu X, Liu Y, Bi D C, Chen W B. All fiber pulsed coherent lidar development for wind profiles measurements in boundary layers [J]. Chinese Optics Letters, 2014, 12(7): 072801.
- [159]. 李河均, 张鹏飞, 潘静岩, 董光焰. 相干激光测风雷达信号处理系统研究 [J]. 激光与红外, 2013, 43(10): 1113-1116.
- [160]. Zhai X, Wu S, Liu B. Doppler lidar investigation of wind turbine wake characteristics and atmospheric turbulence under different surface roughness[J]. Optics Express, 2017, 25(12): A515-A529.
- [161]. Wang C, Xia H, Shangguan M, Wu Y B, Wang L, Zhao L J, Qiu J W, Zhang R J. 1.5 μm polarization coherent lidar incorporating time-division multiplexing[J]. Optics Express, 2017, 25(17): 20663-20674.
- [162]. Tucker S C, Senff C J, Weickmann A M, Brewer W A, Banta R M. Doppler lidar estimation of mixing height using turbulence, shear, and aerosol profiles[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2009, 26(4): 673-688.
- [163]. Zhou B, Kane T J, Dixon G J, Byer R L. Efficient, frequency-stable laser-diode-pumped Nd: YAG laser[J]. Optics letters, 1985, 10(2): 62-64.
- [164]. Baumgarten G, Rees D, Lloyd N D. Observations of Arctic Stratospheric Winds by the ALOMAR Doppler Wind and Temperature System[C]//European Rocket and Balloon Programs and Related Research. 1999, 437: 331.
- [165]. Benedetti-Michelangeli G, Congeduti F, Fiocco G. Measurement of aerosol motion and wind velocity in the lower troposphere by Doppler optical radar[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1972, 29(5): 906-910.
- [166]. Congeduti F, Fiocco G, Adriani A, Guarrelli C. Vertical wind velocity measurements by a Doppler lidar and comparisons with a Doppler sodar[J]. Applied optics, 1981, 20(12): 2048-2054.
- [167]. Abreu V J. Wind measurements from an orbital platform using a lidar system with incoherent detection: an analysis[J]. Applied optics, 1979, 18(17): 2992-2997.
- [168]. Vaughan M. The Fabry-Perot interferometer: history, theory, practice and applications[M]. CRC press, 1989.
- [169]. Rees D, Rounce P A, McWhirter I, Scott A F D, Greenaway A H, Towlson W,

- Observations of atmospheric absorption lines from a stabilised balloon platform and measurements of stratospheric winds[J]. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 1982, 15(2): 191.
- [170]. McCleese D J, Margolis J S. Remote sensing of stratospheric and mesospheric winds by gas correlation electrooptic phase-modulation spectroscopy[J]. *Applied optics*, 1983, 22(17): 2528-2534.
- [171]. Benedetti-Michelangeli G, Congeduti F, Fiocco G. Measurement of aerosol motion and wind velocity in the lower troposphere by Doppler optical radar[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1972, 29(5): 906-910.
- [172]. Korb C L, Gentry B M, Li S X, et al. Theory of the double-edge technique for Doppler lidar wind measurement[J]. *Applied optics*, 1998, 37(15): 3097-3104.
- [173]. Flesia C, Korb C L. Theory of the double-edge molecular technique for Doppler lidar wind measurement[J]. *Applied optics*, 1999, 38(3): 432-440.
- [174]. McKay J A. Modeling of direct detection Doppler wind lidar. I. The edge technique[J]. *Applied optics*, 1998, 37(27): 6480-6486.
- [175]. McKay J A. Modeling of direct detection Doppler wind lidar. II. The fringe imaging technique[J]. *Applied optics*, 1998, 37(27): 6487-6493.
- [176]. McGill M J, Spinhirne J D. Comparison of two direct-detection Doppler lidar techniques[J]. *Optical Engineering*, 1998, 37(10): 2675-2686.
- [177]. Chanin M L, Garnier A, Hauchecorne A, Porteneuve J. A Doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere[J]. *Geophysical research letters*, 1989, 16(11): 1273-1276.
- [178]. Souprayen C, Garnier A, Hertzog A, Hauchecorne A, Porteneuve J. Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation, and first climatological results[J]. *Applied optics*, 1999, 38(12): 2410-2421.
- [179]. Gentry B M, Chen H, Li S X. Wind measurements with 355-nm molecular Doppler lidar[J]. *Optics letters*, 2000, 25(17): 1231-1233.
- [180]. Flesia C, Korb C L, Hirt C. Double-edge molecular measurement of lidar wind profiles at 355 nm[J]. *Optics letters*, 2000, 25(19): 1466-1468.
- [181]. Imaki M, Kobayashi T. Ultraviolet high-spectral-resolution Doppler lidar for measuring wind field and aerosol optical properties[J]. *Applied optics*, 2005, 44(28): 6023-6030.
- [182]. Xia H Y, Dou X K, Sun D S, Shu Z F, Xue X H, Han Y, Hu D D, Han Y L,

- Cheng T D. Mid-altitude wind measurements with mobile Rayleigh Doppler lidar incorporating system-level optical frequency control method[J]. *Optics express*, 2012, 20(14): 15286-15300.
- [183]. Garnier A, Chanin M L. Description of a Doppler Rayleigh lidar for measuring winds in the middle atmosphere[J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 1992, 55(1): 35-40.
- [184]. Korb C L, Gentry B M, Li S X. Edge technique Doppler lidar wind measurements with high vertical resolution[J]. *Applied optics*, 1997, 36(24): 5976-5983.
- [185]. Xia H Y, Sun D S, Yang Y H, Shen F H, Dong J J, Takao Kobayashi. Fabry-Perot interferometer based Mie Doppler lidar for low tropospheric wind observation[J]. *Applied optics*, 2007, 46(29): 7120-7131.
- [186]. McGill M J, Skinner W R, Irgang T D. Analysis techniques for the recovery of winds and backscatter coefficients from a multiple-channel incoherent Doppler lidar[J]. *Applied optics*, 1997, 36(6): 1253-1268.
- [187]. Irgang T D, Hays P B, Skinner W R. Two-channel direct-detection Doppler lidar employing a charge-coupled device as a detector[J]. *Applied optics*, 2002, 41(6): 1145-1155.
- [188]. Schmitt N P, Rehm W, Pistner T, Zeller P, Diehl H, Navé P. The AWIATOR airborne LIDAR turbulence sensor[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2007, 11(7-8): 546-552.
- [189]. Liu Z S, Wu D, Liu J T, Zhang K L, Chen W B, Song X Q, Hair J W, She C Y. Low-altitude atmospheric wind measurement from the combined Mie and Rayleigh backscattering by Doppler lidar with an iodine filter[J]. *Applied optics*, 2002, 41(33): 7079-7086.
- [190]. She C Y, Yue J, Yan Z A, Hair J W, Guo J J, Wu S H, Liu Z S. Direct-detection Doppler wind measurements with a Cabannes–Mie lidar: A. Comparison between iodine vapor filter and Fabry–Perot interferometer methods[J]. *Applied optics*, 2007, 46(20): 4434-4443.
- [191]. Baumgarten G. Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km[J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2010, 3(6): 1509.
- [192]. Yan Z A, Hu X, Guo W J, Guo S Y, Cheng Y Q, Gong J C, Yue J. Development of a mobile Doppler lidar system for wind and temperature measurements at

- 30–70km[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2017, 188: 52-59.
- [193]. Huang W T, Chu X Z, Wiig J, Tan B, Yamashita C, Yuan T, Yue J, Harrell S D, She C Y, Williams B P, Friedman J S, Hardesty R M. Field demonstration of simultaneous wind and temperature measurements from 5to50 km with a Na double-edge magneto-optic filter in a multi-frequency Doppler lidar[J]. *Optics letters*, 2009, 34(10): 1552-1554.
- [194]. McKay J A. Assessment of a multibeam Fizeau wedge interferometer for Doppler wind lidar[J]. *Applied optics*, 2002, 41(9): 1760-1767.
- [195]. D. Bruneau, Garnier A, Hertzog A, Porteneuve J. Wind-velocity lidar measurements by use of a Mach–Zehnder interferometer, comparison with a Fabry–Perot interferometer[J]. *Applied optics*, 2004, 43(1): 173-182.
- [196]. Cézard N, Dolfi-Bouteyre A, Huignard J P, Flamant P H. Performance evaluation of a dual fringe-imaging Michelson interferometer for air parameter measurements with a 355 nm Rayleigh-Mie lidar[J]. *Applied optics*, 2009, 48(12): 2321-2332.
- [197]. She C Y, Yu J R. Doppler-free saturation fluorescence spectroscopy of Na atoms for atmospheric application[J]. *Applied optics*, 1995, 34(6): 1063-1075.
- [198]. She C Y, Yu J R. Simultaneous three - frequency Na lidar measurements of radial wind and temperature in the mesopause region[J]. *Geophysical research letters*, 1994, 21(17): 1771-1774.
- [199]. Rye B J, Frehlich R G. Optimal truncation and optical efficiency of an apertured coherent lidar focused on an incoherent backscatter target[J]. *Applied optics*, 1992, 31(15): 2891-2899.
- [200]. Xia H Y, Dou X K, Shangguan M J, Zhao R C, Sun D S, Wang C, Qiu J W, Shu Z F, Xue X H, Han Y L, Han Y. Stratospheric temperature measurement with scanning Fabry-Perot interferometer for wind retrieval from mobile Rayleigh Doppler lidar[J]. *Optics express*, 2014, 22(18): 21775-21789.
- [201]. Shcherbatenko M, Lobanov Y, Semenov A, Kovalyuk V, Korneev A, Ozhegov R, Kazakov A, Voronov B M, Goltsman G N. Potential of a superconducting photon counter for heterodyne detection at the telecommunication wavelength[J]. *Optics express*, 2016, 24(26): 30474-30484.
- [202]. Ghelfi P, Laghezza F, Scotti F, Serafino G, Capria A, Pinna S, Onori D, Porzi C, Scaffardi M, Malacarne A, Vercesi V, Lazzeri E, Berizzi F, Bogoni A. A fully

- photonics-based coherent radar system[J]. *Nature*, 2014, 507(7492): 341.
- [203]. Vercesi V, Onori D, Laghezza F, Scotti F, Bogoni A, Scaffardi M. Frequency-agile dual-frequency lidar for integrated coherent radar-lidar architectures[J]. *Optics letters*, 2015, 40(7): 1358-1361.
- [204]. Venghaus H. (Ed.). (2006). *Wavelength filters in fibre optics*(Vol. 123). springer.
- [205]. Winzer P J, Leeb W R. Fiber coupling efficiency for random light and its applications to lidar[J]. *Optics letters*, 1998, 23(13): 986-988.
- [206]. Smalikho I, Köpp F, Rahm S. Measurement of atmospheric turbulence by 2- μ m Doppler lidar[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2005, 22(11): 1733-1747.
- [207]. Witschas B, Rahm S, Dörnbrack A, Wagner J, Rapp M. Airborne wind lidar measurements of vertical and horizontal winds for the investigation of orographically induced gravity waves[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2017, 34(6): 1371-1386.
- [208]. Bao X Y, Chen L. Recent progress in distributed fiber optic sensors[J]. *Sensors*, 2012, 12(7): 8601-8639.
- [209]. Bao X Y, Zhou D P, Baker C, Chen L. Recent development in the distributed fiber optic acoustic and ultrasonic detection[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(16): 3256-3267.
- [210]. Galindez-Jamioy C A, Lopez-Higuera J M. Brillouin distributed fiber sensors: an overview and applications[J]. *Journal of Sensors*, 2012, 2012.
- [211]. Shentu G L, Sun Q C, Jiang X, Wang X D, Pelc J S, Fejer M M, Zhang Q, Pan J W. 217 km long distance photon-counting optical time-domain reflectometry based on ultra-low noise up-conversion single photon detector[J]. *Optics express*, 2013, 21(21): 24674-24679.
- [212]. Rogers A J. Polarization-optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions[J]. *Applied optics*, 1981, 20(6): 1060-1074.
- [213]. Masoudi A, Newson T P. Contributed Review: Distributed optical fibre dynamic strain sensing[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(1): 011501.
- [214]. Farahani M A, Gogolla T. Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, 17(8): 1379-1391.

- [215]. Bao X Y, Chen L. Recent progress in Brillouin scattering based fiber sensors[J]. *Sensors*, 2011, 11(4): 4152-4187.
- [216]. Xia H Y, Shangguan M J, Shentu G L, Wang C, Qiu J W, Zheng M Y, Xie X P, Dou X K, Zhang Q, Pan J W. Brillouin optical time-domain reflectometry using up-conversion single-photon detector[J]. *Optics Communications*, 2016, 381: 37-42.
- [217]. Shangguan M J, Wang C, Xia H Y, Shentu G L, Dou X K, Zhang Q, Pan J W. Brillouin optical time domain reflectometry for fast detection of dynamic strain incorporating double-edge technique[J]. *Optics Communications*, 2017, 398: 95-100.
- [218]. Bao X Y, Dhliwayo J, Heron N, Webb D J, Jackson D A. Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering[J]. *Journal of lightwave technology*, 1995, 13(7): 1340-1348.
- [219]. Garcus D, Gogolla T, Krebber K, Schliep F. Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis for distributed temperature and strain measurements[J]. *Journal of lightwave technology*, 1997, 15(4): 654-662.
- [220]. Mizuno Y, Zou W W, He Z Y, Hotate K. Proposal of Brillouin optical correlation-domain reflectometry (BOCDR)[J]. *Optics express*, 2008, 16(16): 12148-12153.
- [221]. Ippen E P, Stolen R H. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers[J]. *Applied Physics Letters*, 1972, 21(11): 539-541.
- [222]. Kurashima T, Horiguchi T, Tateda M. Thermal effects of Brillouin gain spectra in single-mode fibers[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1990, 2(10): 718-720.
- [223]. Bao X Y, Webb D J, Jackson D A. 32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber[J]. *Optics letters*, 1993, 18(18): 1561-1563.
- [224]. Kurashima T, Horiguchi T, Izumita H, Furukawa S, Koyamada Y. Brillouin optical-fiber time domain reflectometry[J]. *IEICE transactions on communications*, 1993, 76(4): 382-390.
- [225]. Garus D, Gogolla T, Krebber K, Schliep F. Distributed sensing technique based on Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis[J]. *Optics letters*, 1996, 21(17): 1402-1404.
- [226]. Hotate K, Tanaka M. Distributed fiber Brillouin strain sensing with 1-cm spatial resolution by correlation-based continuous-wave technique[J]. *IEEE*

- Photonics Technology Letters, 2002, 14(2): 179-181.
- [227]. Nguyen D M, Stiller B, Lee M W, Beugnot J C, Maillotte H, Mottet A, Hauden J, Sylvestre T. Distributed Brillouin fiber sensor with enhanced sensitivity based on anti-stokes single-sideband suppressed-carrier modulation[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(1): 94-96.
- [228]. Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F. Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman amplification[J]. Optics express, 2011, 19(5): 4444-4457.
- [229]. Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F. Long-range simplex-coded BOTDA sensor over 120km distance employing optical preamplification[J]. Optics letters, 2011, 36(2): 232-234.
- [230]. Dong Y K, Chen L, Bao X Y. Time-division multiplexing-based BOTDA over 100km sensing length[J]. Optics Letters, 2011, 36(2): 277-279.
- [231]. Zornoza A, Sagues M, Loayssa A. Self-heterodyne detection for SNR improvement and distributed phase-shift measurements in BOTDA[J]. Journal of Lightwave Technology, 2012, 30(8): 1066-1072.
- [232]. Dong Y K, Chen L, Bao X Y. Extending the sensing range of Brillouin optical time-domain analysis combining frequency-division multiplexing and in-line EDFAs[J]. Journal of Lightwave Technology, 2012, 30(8): 1161-1167.
- [233]. Bao X Y, Wan Y D, Zou L F, Chen L. Effect of optical phase on a distributed Brillouin sensor at centimeter spatial resolution[J]. Optics letters, 2005, 30(8): 827-829.
- [234]. Brown A W, Colpitts B G, Brown K. Dark-pulse Brillouin optical time-domain sensor with 20-mm spatial resolution[J]. Journal of Lightwave Technology, 2007, 25(1): 381-386.
- [235]. Li W H, Bao X Y, Li Y, Chen L. Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing[J]. Optics express, 2008, 16(26): 21616-21625.
- [236]. Li Y, Bao X Y, Dong Y K, Chen L. A novel distributed Brillouin sensor based on optical differential parametric amplification[J]. Journal of Lightwave Technology, 2010, 28(18): 2621-2626.
- [237]. Jamioy C A G, Lopez-Higuera J M. Decimeter spatial resolution by using differential preexcitation BOTDA pulse technique[J]. IEEE Sensors Journal, 2011, 11(10): 2344-2348.
- [238]. Foaleng S M, Tur M, Beugnot J C, Thévenaz L. High spatial and spectral

- resolution long-range sensing using Brillouin echoes[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2010, 28(20): 2993-3003.
- [239]. Song K Y, Chin S, Primerov N, Thévenaz L. Time-domain distributed fiber sensor with 1 cm spatial resolution based on Brillouin dynamic grating[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2010, 28(14): 2062-2067.
- [240]. Chaube P, Colpitts B G, Jagannathan D, Brown A W. Distributed fiber-optic sensor for dynamic strain measurement[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2008, 8(7): 1067-1072.
- [241]. Peled Y, Motil A, Yaron L, Tur M. Slope-assisted fast distributed sensing in optical fibers with arbitrary Brillouin profile[J]. *Optics express*, 2011, 19(21): 19845-19854.
- [242]. Urricelqui J, Zornoza A, Sagues M, Loayssa A. Dynamic BOTDA measurements based on Brillouin phase-shift and RF demodulation[J]. *Optics express*, 2012, 20(24): 26942-26949.
- [243]. Cho Y T, Alahbabi M, Gunning M J, Newson T P. 50-km single-ended spontaneous-Brillouin-based distributed-temperature sensor exploiting pulsed Raman amplification[J]. *Optics letters*, 2003, 28(18): 1651-1653.
- [244]. Alahbabi M N, Cho Y T, Newson T P. 100 km distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter[J]. *Measurement Science and Technology*, 2004, 15(8): 1544.
- [245]. Alahbabi M N, Cho Y T, Newson T P. 150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification[J]. *JOSA B*, 2005, 22(6): 1321-1324.
- [246]. Wang F, Zhu C H, Cao C Q, Zhang X P. Enhancing the performance of BOTDR based on the combination of FFT technique and complementary coding[J]. *Optics Express*, 2017, 25(4): 3504-3513.
- [247]. Li C L, Lu Y G, Zhang X P, Wang F. SNR enhancement in Brillouin optical time domain reflectometer using multi-wavelength coherent detection[J]. *Electronics letters*, 2012, 48(18): 1139-1141.
- [248]. Koyamada Y, Sakairi Y, Takeuchi N, Adachi S. Novel technique to improve spatial resolution in Brillouin optical time-domain reflectometry[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2007, 19(23): 1910-1912.
- [249]. Sakairi Y, Matsuura S, Adachi S, Koyamada Y. Prototype double-pulse BOTDR for measuring distributed strain with 20-cm spatial resolution[C]//SICE Annual

- Conference, 2008. IEEE, 2008: 1106-1109.
- [250]. Wang F, Zhang X P, Lu Y G, Dou R R, Bao X Y. Spatial resolution analysis for discrete Fourier transform-based Brillouin optical time domain reflectometry[J]. Measurement Science and Technology, 2008, 20(2): 025202.
- [251]. Yao Y G, Lu Y G, Zhang X P, Wang F, Wang R G. Reducing trade-off between spatial resolution and frequency accuracy in BOTDR using Cohen's class signal processing method[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2012, 24(15): 1337-1339.
- [252]. Wang F, Zhang X P, Wang X C, Chen H S. Distributed fiber strain and vibration sensor based on Brillouin optical time-domain reflectometry and polarization optical time-domain reflectometry[J]. Optics letters, 2013, 38(14): 2437-2439.
- [253]. Xia L, Hu J H, Zhao Q Y, Chen J, Wu P H, Zhang X P. A distributed Brillouin temperature sensor using a single-photon detector[J]. IEEE Sensors Journal, 2016, 16(7): 2180-2185.
- [254]. Wait P C, Newson T P. Landau Placzek ratio applied to distributed fibre sensing[J]. Optics Communications, 1996, 122(4-6): 141-146.
- [255]. Masoudi A, Belal M, Newson T P. Distributed dynamic large strain optical fiber sensor based on the detection of spontaneous Brillouin scattering[J]. Optics letters, 2013, 38(17): 3312-3315.
- [256]. Parker T R, Farhadiroushan M, Handerek V A, Roger A J. A fully distributed simultaneous strain and temperature sensor using spontaneous Brillouin backscatter[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1997, 9(7): 979-981.
- [257]. Kee H H, Lees G P, Newson T P. All-fiber system for simultaneous interrogation of distributed strain and temperature sensing by spontaneous Brillouin scattering[J]. Optics Letters, 2000, 25(10): 695-697.
- [258]. Maughan S M, Kee H H, Newson T P. Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter[J]. Measurement Science and Technology, 2001, 12(7): 834.
- [259]. Zou L F, Bao X Y, Afshar S, Chen L. Dependence of the Brillouin frequency shift on strain and temperature in a photonic crystal fiber[J]. Optics letters, 2004, 29(13): 1485-1487.
- [260]. Song K Y, He Z Y, Hotate K. Distributed strain measurement with

- millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis and beat lock-in detection scheme[C]//Optical Fiber Sensors. Optical Society of America, 2006: ThC2.
- [261]. Song K Y, Kishi M, He Z Y, Hotate K. High-repetition-rate distributed Brillouin sensor based on optical correlation-domain analysis with differential frequency modulation[J]. Optics letters, 2011, 36(11): 2062-2064.
- [262]. Hotate K, Arai H, Song K Y. Range-enlargement of simplified Brillouin optical correlation domain analysis based on a temporal gating scheme[J]. SICE Journal of Control, Measurement, and System Integration, 2008, 1(4): 271-274.
- [263]. Xia H Y, Zhang C X, Mu H Q, Sun D S. Edge technique for direct detection of strain and temperature based on optical time domain reflectometry[J]. Applied optics, 2009, 48(2): 189-197.
- [264]. Healey P. Optical time domain reflectometry—a performance comparison of the analogue and photon counting techniques[J]. Optical and quantum electronics, 1984, 16(3): 267-276.
- [265]. Lima F M S, Arun P. An accurate formula for the period of a simple pendulum oscillating beyond the small angle regime[J]. American journal of physics, 2006, 74(10): 892-895.
- .

攻读博士期间取得的科研成果

发表论文:

[1]. **Mingjia Shanguan**, Haiyun Xia, Chong Wang, Jiawei Qiu, Shengfu Lin, Xiankang Dou, Qiang Zhang, Jian-Wei Pan, "Dual-frequency Doppler lidar for wind detection with superconducting nanowire single-photon detector" *Optics Letters*, 42(18), 3541-3544, 2017.

OSA News Release: Light-Based Method Improves Practicality and Quality of Remote Wind Measurements, 06 September 2017

[2]. **Mingjia Shangguan**, Haiyun Xia, Chong Wang, Jiawei Qiu, Guoliang Shentu, Qiang Zhang, Xiankang Dou, and Jian-wei Pan, "All-fiber upconversion high spectral resolution wind lidar using a Fabry-Perot interferometer," *Optics Express* 24(17), 19322-19336, 2016.

[3]. **Mingjia Shanguan**, Chong Wang, Haiyun Xia, Guoliang Shentu, Xiankang Dou, Qiang Zhang, and Jian-Wei Pan, "Brillouin optical time domain reflectometry for fast detection of dynamic strain incorporating double-edge technique," *Optics Communications* 398, 95-100, 2017.

[4]. **Mingjia Shangguan**, Haiyun Xia, Xiankang Dou, Chong Wang, Jiawei Qiu, Yunpeng Zhang, Zhifeng Shu, and Xianghui Xue, "Comprehensive wind correction for a Rayleigh Doppler lidar from atmospheric temperature and pressure influences and Mie contamination," *Chinese Physics B*, Vol. 24, No. 9 (2015) 094212.

[5]. Chao Yu, **Mingjia Shangguan**, Haiyun Xia, Jun Zhang, Xiankang Dou, and Jian-Wei Pan, "Fully integrated free-running InGaAs/InP single-photon detector for accurate lidar applications," *Optics Express*, 25(13), 14611-14620, 2017.

[6]. Haiyun Xia, **Mingjia Shangguan**, Chong Wang, Guoliang Shentu, Jiawei Qiu, Qiang Zhang, Xiankang Dou, Jianwei Pan, "Micro-pulse upconversion Doppler lidar for wind and visibility detection in the atmospheric boundary layer," *Optics Letters* 41(22), 5218-5221, 2016

[7]. Haiyun Xia, **Mingjia Shangguan**, Guoliang Shentu, Chong Wang, Jiawei Qiu, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, Xiankang Dou, Qiang Zhang, Jian-Wei Pan, "Brillouin optical time-domain reflectometry using up-conversion single-photon detector," *Optics Communications*, Vol. 381, pp. 37-42, 2016.

- [8]. Haiyun Xia, Guoliang Shentu, **Mingjia Shangguan**, Xiuxiu Xia, Xiaodong Jia, Chong Wang, Jun Zhang, Jason S. Pelc, M. M. Fejer, Qiang Zhang, Xiankang Dou, and Jian Wei Pan, “Long-range micro-pulse aerosol lidar at 1.5 μm with an up-conversion single-photon detector,” *Optics Letters*, 40(7), 1579-1582, 2015.
- [9]. Haiyun Xia, Xiankang Dou, **Mingjia Shangguan**, Ruocan Zhao, Yuli Han, Zhifeng Shu, Xianghui Xue, Yan Han, Chong Wang, Jiawei Qiu, “Stratospheric temperature measurement with scanning Fabry-Perot interferometer for wind retrieval from mobile Rayleigh Doppler lidar,” *Optics Express*, 22(18), 21775-21789, 2014.
- [10]. Chong Wang, Haiyun Xia, **Mingjia Shangguan**, Yunbin Wu, Wang Lu, Lijie Zhao, Jiawei Qiu, Renjun Zhang, “1.5 μm polarization coherent lidar incorporating time-division multiplexing” *Optics Express*, 25(17), 20663-20674, 2017.
- [11]. Jiawei Qiu, Haiyun Xia, **Mingjia Shangguan**, Xiankang Dou, Manyi Li, Chong Wang, Xiang Shang, Shengfu Lin, and Jianjiang Liu, "Micro-pulse polarization lidar at 1.5 μm using a single superconducting nanowire single photon detector," *Optics Letters*, 42(21), 4454-4457, 2017.
- [12]. Jiawei Qiu, Haiyun Xia, Xiankang Dou, **Mingjia Shangguan**, Chong Wang, Yunpeng Zhang, "Optimization of scanning Fabry-Perot interferometer in the high spectral resolution lidar for stratospheric temperature detection," *Optical Engineering* 55(8), 084107, 2016.
- [13]. Dongdong Hu, Dongsong Sun, Zhifeng Shu, **Mingjia Shangguan**, Yuanyuan Gao, Xiankang Dou Mobile incoherent doppler lidar using fiber-based lidar receivers. *Optical Engineering*. 53(9), 093106, 2014
- [14]. Xiankang Dou, Yuli Han, Dongsong Sun, Haiyun Xia, Zhifeng Shu, Ruocan Zhao, **Mingjia Shangguan** and Jie Guo, “Mobile Rayleigh Doppler lidar for wind and temperature measurements in the stratosphere and lower mesosphere”, *Optics Express*, vol. 22. No. 105, pp. A1203-A1221, 2014
- [15]. Feifei Zhang, Zhifeng Shu, Xiankang Dou, Dongsong Sun, Haiyun Xia, Yuanyuan Gao, **Mingjia Shangguan**, “Analysis on error of laser frequency locking for fiber optical receiver in direct detection wind lidar based on Fabry-Perot interferometer and improvements”, *Optical Engineering*, vol.53, No. 12, pp. 124102, 2014.

- [16]. Ruocan Zhao, Haiyun Xia, Xiankang Dou, Dongsong Sun, Yuli Han, **Mingjia Shangguan**, Jie Guo, Zhifeng Shu. "Correction of temperature impact on the wind retrieval from a mobile Rayleigh Doppler lidar"[J], Chinese Physics B, vol. 24. No. 2, 024218-1-7, 2014.
- [17]. 上官明佳、夏海云、王冲、裘家伟、窦贤康, "瑞利测风激光雷达的频率标定方法", [J]《强激光与粒子束》 27(1), 011015-1-7, 2014.
- [18]. 上官明佳、夏海云、舒志峰、窦贤康、王冲、裘家伟、韩於利、赵若灿、张飞飞、郭洁、高园园, "基于扫描 F-P 标准具的高光谱分辨低平流层温度探测", [J]《强激光与粒子束》 26(12), 129002-1-7, 2014.
- [19]. 上官明佳、夏海云、舒志峰、孙东松、张飞飞、胡冬冬、韩於利、高园园, "双边缘瑞利测风技术中信号通道分光比对风速反演的影响", [J]. 《中国激光》 41(7): 0714001, 2014.
- [20]. Xiaodong Jia, Haiyun Xia, **Mingjia Shangguang**, Xiankang Dou, "Measurement of ASE noise in high power pulsed fiber laser", High Power Laser and Particle Beams 27(5), 051006, 2015.
- [21]. 任敬宇、尚祥、上官明佳、王冲、裘家伟、夏海云, "1.5 μm 能见度激光雷达的波长修正模型比较", 光电子, 6(4), 139-148, 2016.
- [22]. 郭洁、孙东松、强希文、夏海云、舒志峰、韩於利、赵若灿、上官明佳, "差分像移湍流廓线激光雷达系统研制" [J]. 《光学学报》, 34(8): 0801004-1-6, 2014.
- [23]. 高园园、舒志峰、孙东松、夏海云、张飞飞、韩於利、上官明佳, "积分球在瑞利测风激光雷达中的应用", 《红外与激光工程》 43(11), 3547-3554, 2013.

申请国家发明专利

- [1]. 夏海云, 张强, 上官明佳, 申屠国樑, 王冲, 潘建伟, 窦贤康, 夏秀秀, "基于高光谱分辨技术的光纤温度和应力传感装置及方法", 专利号 ZL 2015100704447.7 (已授权)
- [2]. 张强, 夏海云, 潘建伟, 窦贤康, 申屠国樑, 上官明佳, "基于上转换单光子探测器的近红外激光能见度仪", 专利号 ZL 201410697295.2. (已授权)
- [3]. 上官明佳, 夏海云, 窦贤康, 薛向辉, 王冲, 裘家伟, "一种基于双波长单接收通道的转动拉曼测温激光雷达", 201510536323.7 (已授权)
- [4]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 王冲, 裘家伟, "一种基于保偏光纤形成双腔 F-P 干涉仪的激光频移探测方法和设备", 专利号 ZL 201410370824.8 (已授权)

- [5]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 孙东松, 赵若灿, 舒志峰, “一种基于 FP 标准具的高光谱分辨大气瑞利测温方法”, 专利号 ZL 2014101723417 (已授权)
- [6]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 王冲, 裘家伟, 舒志峰, 薛向辉, “一种基于偏振复用的直接探测测风激光雷达”, 专利号 ZL 201510172766.2 (已授权)
- [7]. 赵若灿, 窦贤康, 上官明佳, 韩於利, 夏海云, 孙东松, “一种扫描腔长时进行光学频率补偿的 Fabry-Perot 标准具标定系统和方法”, 专利号 ZL 201310752533.0. (已授权)
- [8]. 窦贤康, 王冲, 夏海云, 薛向辉, 上官明佳, 裘家伟, “一种基于时分-波分复用的瑞利-钠激光雷达集成方法和系统”, 专利号 ZL 201510160707.3. (已授权)
- [9]. 窦贤康, 夏海云, 王冲, 上官明佳, 赵若灿, “一种双波长自适应光学修正波前畸变对直接探测测风激光雷达影响的装置及方法”, 专利号 ZL 201410403959.X. (已授权)
- [10]. 夏海云, 贾晓东, 窦贤康, 王冲, 上官明佳, 裘家伟, “一种中频捷变的全光纤相干测风激光雷达系统”, 专利号 ZL 201510080765.5. (已授权)
- [11]. 夏海云, 赵若灿, 窦贤康, 孙东松, 上官明佳, 舒志峰, 韩於利, “一种全光纤直接探测测风激光雷达系统及其闭环控制方法”, 专利号 ZL 201310451469.2. (已授权)
- [12]. 夏海云, 赵若灿, 窦贤康, 孙东松, 上官明佳, 舒志峰, 韩於利, “一种基于双工作波长的直接探测测风激光雷达系统及测风方法”, 专利号 ZL 201310479786.5. (已授权)
- [13]. 夏海云, 赵若灿, 窦贤康, 孙东松, 上官明佳, 舒志峰, 韩於利, “一种直接探测多普勒激光雷达的快速校准系统和方法”, 专利号 ZL 201310544932.8. (已授权)
- [14]. 夏海云, 王冲, 舒志峰, 上官明佳, 窦贤康, 薛向辉, 裘家伟, “高精度单电机传动激光雷达三维扫描仪”, 201510454959.7. (已授权)
- [15]. 上官明佳, 余超, 夏海云, 张军, 窦贤康, 潘建伟, “一种激光雷达信号的后脉冲修正方法和装置”, 201710236542.2. (已受理)
- [16]. 上官明佳, 夏海云, 窦贤康, 薛向辉, “基于偏振双边缘的单像素探测测风激光雷达”, 201610637866.2. (已受理)
- [17]. 上官明佳, 夏海云, 窦贤康, 薛向辉, “基于全光纤扫描 F-P 干涉仪的大动态风场探测激光雷达”, 201610346026.0. (已受理)
- [18]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 薛向辉, “基于超导单光子探测器的大气探测激光雷达”, 201610348507.5. (已受理)

- [19]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 薛向辉, “温度和应力同时探测的高光谱瑞利-布里渊光时域反射计”, 201610346029.4. (已受理)
- [20]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 王璐, 薛向辉, “一种基于单频连续光 EOM 调制的双频相干测风激光雷达”, 2016101279637. (已受理)
- [21]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, “一种多发单收望远镜阵列的全光纤激光雷达”, 201611227866.1. (已受理)
- [22]. 夏海云, 上官明佳, 任佳恩, 王冲, 裘家伟, 窦贤康, 薛向辉, “基于不对称 M-Z 干涉仪的全光纤测风激光雷达装置及方法”, 201510456142.3. (已受理)
- [23]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 薛向辉, “基于大光敏面超导单光子探测器的高空大气探测激光雷达”, 201610657540.6. (已受理)
- [24]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 王冲, 薛向辉, “单腔 F-P 干涉仪单探测器实现的透反式双边缘测风激光雷达”, 201510563707.8. (已受理)
- [25]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 薛向辉, “一种基于 $1\mu\text{m}\sim 2\mu\text{m}$ 气体分子吸收谱线的全光纤测风激光雷达”, 201510535632.2. (已受理)
- [26]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 王冲, “一种基于时分复用的非扫描连续光相干测速激光雷达”, 201510528695.5. (已受理)
- [27]. 薛向辉, 上官明佳, 夏海云, “有效提取大气镍共振荧光信号的激光雷达系统”, 201710651701.5. (已受理)
- [28]. 夏海云, 周艳宗, 上官明佳, 窦贤康, 薛向辉, “一种基于时分固定频移技术的 FPI 频率标定方法”, 201610856552.1. (已受理)
- [29]. 夏海云, 周艳宗, 上官明佳, 王冲, 窦贤康, “扫描式保偏全光纤法布里-珀罗干涉仪装置及系统”, 201610867358.3. (已受理)
- [30]. 夏海云, 赵力杰, 上官明佳, 窦贤康, “基于差分受激布里渊增益效应的直接测风激光雷达”, 201610846712.4. (已受理)
- [31]. 夏海云, 裘家伟, 上官明佳, 王冲, 窦贤康, “基于时分复用的单探测器全光纤偏振激光雷达”, 201610826594.0. (已受理)
- [32]. 夏海云, 裘家伟, 上官明佳, 王冲, 窦贤康, 薛向辉, “一种应用于钠激光雷达的全光纤频率上转换种子光系统”, 201410828715.6. (已受理)
- [33]. 王冲, 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 裘家伟, “一种距离分辨率可调的相干测风激光雷达系统”, 2015106613102. (已受理)
- [34]. 夏海云, 王冲, 窦贤康, 上官明佳, 裘家伟, “一种同时探测大气风速和退偏振比的相干激光雷达”, 201610515441.4. (已受理)

- [35]. 夏海云, 刘燕平, 王冲, 上官明佳, 窦贤康, “一种低散射噪声的光学望远镜”, 201610854786.2. (已受理)
- [36]. 夏海云, 王璐, 王冲, 上官明佳, 窦贤康, “一种双频线性调频相干测风激光雷达”, 201611130242.8. (已受理)
- [37]. 尚祥, 夏海云, 窦贤康, 上官明佳, 王冲, 裘家伟, “气体颗粒物测量方法及装置” 201710685506.4. (已受理)
- [38]. 王冲, 魏天问, 上官明佳, 裘家伟, 夏海云, 窦贤康 “一种光电探测器的非线性校准系统及方法” 201710962879.1. (已受理)

致 谢

时光荏苒、岁月如梭，五年的硕博生涯即将结束。从曾经青涩小伙到如今即将步入而立之年，感慨良多。五年的青葱岁月可以在科大度过，我是幸运的。回首科研路上的点滴，感谢一路帮助我陪伴我的诸多良师益友。

感谢我的导师张强教授，张老师严谨而活跃的科研思维、孜孜不倦的学术追求、开放包容的合作精神为我树立了很好的科研榜样。张老师待人随和，易于沟通，善于倾听，有幽默感，为人处世风格让人如沐春风。

感谢我的导师夏海云副教授。夏老师将我带入科学的殿堂，教诲我敢为天下先的科研抱负、大胆假设小心求证的科研精神、诚信正直的科研作风，鼓励我勇于追求人生的理想，并勉励我做一个有担当、有抱负、有血性、有灵魂、肯奉献、勇于创新的青年。在生活中，两位老师也给予了很多关怀和信任，感谢两位老师！

感谢潘建伟院士和窦贤康教授，潘老师和窦老师高瞻远瞩的眼光、开阔的国际视野、卓越的领导能力，以及对国家和社会的使命感和责任感令人尊敬。感谢两位老师提供了一流的实验条件和宽松自由的科研环境，使我们在科研的道路上心无旁骛、披荆斩棘。

感谢地空学院的薛向辉教授，薛老师深厚的理论基础、敏锐的学术洞察力、严谨求实的治学态度、乐观豁达的人格魅力，让我受益匪浅。感谢微尺度实验室的张军教授和苑震生教授，张老师思维敏捷、做事果断令人印象深刻。感谢地空学院的雷久侯教授、李陶教授、孙东松教授、栾晓莉教授、申成龙教授、王传兵教授、陆全明教授、王传兵教授、傅云飞教授、袁仁民副教授、舒志峰副研究员、谷升阳副教授、陈婷娣工程师、方欣工程师、唐怡环博士后，感谢你们传授我知识并给我鼓励。

感谢量子雷达实验室的王冲、裘家伟、尚详、章振、余赛芬、周艳宗、刘燕平、吴云斌、王璐、赵力杰、刘健江、林生富、李蔓一、唐大卫、魏天问和张鸿博，和你们奋斗的日子一点都不孤单。感谢上转换实验室的刘洋师兄、申屠国樑师兄、孙启超师兄，以及夏秀秀、管建宇、吴骋、马飞、李明翰、赵思然，与你们的讨论开拓了我的视野。感谢量子器件研制组的余超、蒋文浩、白冰在电子学上的帮助。

感谢我的朋友和同学韩燕、郭洁、赵若灿、高健、高齐、阮海炳、吴建飞、班超、于超、贾铭姣、钟嘉豪、易稳、李静、张全浩、孙耀充、王盼、包韬、陶雷刚，衷心感谢你们对我生活上的关心和帮助。

致 谢

感谢微尺度实验室的石磊教授、崔雪峰副教授、刘燕萍、马苗苗、赵红花老师，以及地空学院的吕冰涛、胡银玉、徐燕老师在工作和生活上的关心和帮助。

感谢我的爱人张苏，异地多年，不离不弃，桃的到来更是让你忙得不可开交，辛苦了。感谢我的岳母，对我如此的宽容和厚爱。感谢我的父母，他们一生饱经风霜，含辛茹苦地将我们姐弟三人抚养成人，特别的不容易。感谢我的故乡，那个偏僻但宁静美好的村庄，她滋养了我的童年，它时常在我梦中。

上官明佳
中国科学技术大学
2017年10月于合肥

作者简介

上官明佳，男，汉族，中国共产党员，1988年9月26日出生于福建省龙岩市。

邮箱 mingjia1401@gmail.com

<p>◆ 教育背景</p> <p>理学博士，量子信息 (2015.6~2017.10) 中国科学技术大学合肥微尺度物质科学国家实验室，合肥 230026。</p> <p>理学硕士，空间物理 (2012.6~2015.4) 中国科学技术大学地球和空间科学学院，合肥 230026。</p> <p>工学学士，安全工程 (2008.9~2012.6) 吉林建筑大学市政与环境工程学院，长春 130118。</p>
<p>◆ 科研经历</p> <p>激光雷达工作</p> <p>基于超导纳米线单光子探测器的高时空分辨率测风激光雷达 (Optics Letters, 第一作者)</p> <p>高光谱分辨的微脉冲量子测风激光雷达 (Optics Express, 第一作者)</p> <p>15 km-60 km 瑞利测风激光雷达 (Chinese Physics B, 第一作者)</p> <p>基于 InGaAs/InP 的小型化气溶胶激光雷达 (Optics Express, 共同一作)</p> <p>人眼安全的远距离探测微脉冲气溶胶激光雷达 (Optics Letters, 学生一作)</p> <p>基于双边缘原理的微脉冲量子测风激光雷达 (Optics Letters, 学生一作)</p> <p>15 km-40 km 高光谱分辨瑞利测温激光雷达 (Optics Express, 学生一作)</p> <p>全光纤相干偏振测风激光雷达 (Optics Express, 第三作者)</p> <p>1.5μm 微脉冲偏振激光雷达 (Optics Letters, 第三作者)</p> <p>光纤传感工作</p> <p>基于双边缘技术的高速高时间分辨率布里渊光时域反射计 (Opt. Commun, 第一作者)</p> <p>频率上转换探测器的布里渊光时域反射计 (Opt. Commun, 学生一作)</p>
<p>◆ 曾获奖项</p> <p>2017 中国科学技术大学优秀毕业生称号;</p> <p>2017 量子协同创新中心一等奖学金;</p> <p>2017 45 届日内瓦国际发明展特别金奖;</p> <p>2017 获中国科学技术大学首届优秀创客 第一名;</p>