

中国科学技术大学

博士学位论文



1.5 μm 波长全光纤多功能相干多 普勒测风激光雷达

作者姓名：王冲

学科专业：空间物理

导师姓名：窦贤康 教授 夏海云 副教授

完成时间：二〇一九年 一月

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



1.5 μ m All-Fiber Multifunction Coherent Doppler Wind Lidar

Author: Chong Wang

Speciality: Space Physics

Supervisors: Prof. Xiankang Dou,

Ass.Prof. Haiyun Xia

Finished time: January, 2019

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,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

地球大气层从地面往上，包括对流层、平流层、中间层、热层和磁层等。其中对流层是密度最高的一层，它蕴含了整个大气层约 80% 的质量，以及几乎所有的水蒸气及气溶胶。对流层也是地球大气层中天气变化最复杂的一层，人类在航空和日常生活中遇到的几乎所有天气变化都出现在这一层。对流层的风场、大气退偏振比等参数特性是风能源开发利用、航空安全、大型建筑物和重大工程的安全设计及城市规划和防灾管理的关键参数，也是大气污染物稀释、扩散、输送的重要参数，因此对流层内的大气参数观测至关重要。

激光雷达使用激光的振幅、频率、相位、偏振搭载信息，可以精确测距、测量频移、测量目标角度和偏振态。相干多普勒测风激光雷达具有结构紧凑、高角分辨率、高空间和时间分辨率、高测量精度、大动态范围、远探测距离、多目标探测、强抗干扰能力。本论文介绍了 1.5 μm 全光纤多功能相干多普勒测风激光雷达研制的过程，论文共分为三个章节。

第一章为绪论。本章节介绍了相干多普勒测风激光雷达在提高风能利用率、极端天气预警、大气污染监测、大型建筑物安全保障和解决科学问题上的应用。对相干多普勒测风激光雷达的发展进行了综述和回顾。

第二章为相干多普勒测风激光雷达的理论推导。基于 BPLO 方法推导出相干多普勒测风激光雷达载噪比的表达式，并引出天线效率的概念，进一步对关键器件的参数进行优化，提高整机电载噪比。然后基于优化后的系统参数，使用蒙特卡洛仿真产生回波数据并处理，得到理论上的相干多普勒测风激光雷达性能。最后使用雷达实测结果与理论性能进行对比，证明理论推导的正确性。

第三章为相干多普勒测风激光雷达外场实验。分别介绍了（1）1.5 μm 全光纤偏振相干多普勒测风激光雷达的设计方法和外场实验；（2）使用联合时频分析方法提高相干多普勒测风激光雷达距离分辨率；（3）基于 Golay 脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达系统；（4）合肥地区 $\text{PM}_{2.5}$ 与边界层之间关系；（5）安庆地区激光雷达与探空气球的对比实验。通过以上 5 组实验充分验证了全光纤多功能相干多普勒测风激光雷达的稳定性和广泛的应用场景。

关键词：相干多普勒测风激光雷达 天线效率 偏振探测 联合时频分析 脉冲编码 大气边界层 $\text{PM}_{2.5}$ 探空气球

Abstract

Beginning from the ground, the Earth's atmosphere includes the troposphere, stratosphere, mesosphere, thermosphere, exosphere. The troposphere is the highest density layer, which contains about 80% of the mass of Earth's atmosphere, and almost all water vapors and aerosols. The weather change in troposphere is also the most complex, and almost all weather changes that humans encounter in aviation and in their daily lives appear on this layer. The tropospheric wind field and atmospheric depolarization ratio are the key parameters for wind energy development and utilization, aviation safety, safety security of large buildings and major projects, and urban planning and disaster prevention management. They are also important parameters for dilution, diffusion and transportation of atmospheric pollutants.

Lidar uses the amplitude, frequency, phase, and polarization of the laser to accurately measure distance, frequency shift, target angle and the polarization. Coherent Doppler wind lidar (CDWL) has compact structure, high angular resolution, high spatial and temporal resolution, high measurement accuracy, large dynamic range, long detection range, multi-target detection and strong anti-interference ability. This paper introduces the development of 1.5 μm all-fiber multifunctional coherent Doppler wind lidar. The paper is divided into three chapters.

The first chapter is the introduction. This section describes the application of CDWL in improving wind energy utilization, extreme weather warning, air pollution monitoring, large building security and solving scientific problems. The history of CDWL is reviewed.

The second chapter is the theoretical derivation of CDWL. Based on BPLO, the expression of carrier-to-noise ratio of CDWL is derived, and the concept of antenna efficiency is introduced. The parameters of key components are optimized to improve the carrier-to-noise ratio of the lidar. Then based on the optimized system parameters, Monte Carlo simulation is used to generate backscattering data and process to obtain the theoretical CDWL's performance. Finally, the comparison between the measured results of the lidar and the theoretical performance is used to prove the correctness of the theoretical derivation.

The third chapter introduces the design, manufacturing process and experiment of CDWL. This chapter is divided into five parts: (1) 1.5 μm polarization coherent lidar incorporating time-division multiplexing. (2) Spatial resolution enhancement of

coherent Doppler wind lidar using joint time-frequency analysis; (3) Meter-scale spatial resolution coherent Doppler wind lidar based on Golay coding; (4) Relationship analysis of PM_{2.5} and BLH using aerosol and turbulence detection lidar; (5) Comparison experiment between coherent Doppler wind lidar and air balloon in Anqing area. The stability and wide application scenarios of all-fiber multifunctional coherent Doppler wind lidar are fully verified by the above five experiments.

Key words: Coherent Doppler Wind Lidar Antenna Efficiency Depolarization
Joint Time-Frequency Analysis Golay Pulse coding Atmosphere Boundary Layer
PM_{2.5}

目 录

摘 要.....	I
第一章 绪论.....	1
1.1 意义和背景.....	1
1.2 国内外发展现状.....	4
1.3 本文组织结构.....	5
第二章 相干多普勒测风激光雷达的理论推导.....	7
2.1 相干多普勒测风激光雷达的参数优化.....	7
2.1.1 光的多普勒效应.....	7
2.1.2 相干多普勒测风激光雷达系统的组成.....	8
2.1.3 激光雷达方程.....	9
2.1.4 相干多普勒测风激光雷达的载噪比.....	10
2.1.5 外差信号功率推导.....	10
2.1.6 噪声功率.....	12
2.1.7 载噪比参数的具体化.....	13
2.2 基于后向传播本振方式 (BPLO) 的载噪比推导.....	14
2.2.1 简化的单个粒子载噪比模型的计算.....	14
2.2.2 从单个粒子载噪比公式引申到大量粒子公式的推导.....	16
2.2.3 天线效率的优化.....	17
2.2.4 望远镜口径的优化.....	20
2.2.5 空间光到单模光纤耦合效率的优化.....	21
2.2.6 湍流对光纤耦合效率的影响.....	25
2.2.7 本振光功率的优化.....	28
2.2.8 脉冲光频移 ν_M 和时域脉冲宽度 (ΔT) 的优化.....	29
2.3 基于系统硬件参数的回波数据载噪比仿真.....	31
2.3.1 基于频域的回波信号生成算法.....	32
2.3.2 基于时域的回波信号生成算法.....	33
2.4 风速反演算法选取.....	37

2.4.1 最大似然估计 (ML. Maximum Likelihood)	37
2.4.2 周期图最大似然估计 (PML.Periodogram Maximum Likelihood)	38
2.5 估计风速误差的性能评估	39
2.5.1 周期图离散谱峰值估计 (PGDSP)	39
2.5.2 最大似然离散谱峰值估计 (MLDSP)	40
2.5.3 克拉美罗界 (CRLB)	40
2.6 影响风速误差评估的关键参数	43
2.6.1 载噪比对系统性能影响	43
2.6.2 脉冲累积次数及采样点数对系统性能影响	43
2.6.3 激光时域脉冲宽度对系统性能影响	44
2.7 小结	45
第三章 相干多普勒测风激光雷达外场实验	46
3.1 全光纤偏振相干多普勒测风激光雷达系统	46
3.1.1 实验目标	46
3.1.2 偏振相干多普勒测风激光雷达的理论依据	47
3.1.3 偏振相干多普勒测风激光雷达的系统设计	48
3.1.4 系统电路设计	49
3.1.5 并行计算程序设计	50
3.1.6 风速反演程序	53
3.1.7 偏振相干多普勒测风激光雷达外场实验	55
3.1.8 本节小结	61
3.2 基于联合时频分析算法的相干多普勒测风激光雷达	61
3.2.1 实验目标	62
3.2.2 联合时频分析算法介绍	62
3.2.3 算法仿真	65
3.2.4 实验验证	66
3.2.5 本节小结	69
3.3 基于 Golay 脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达	69
3.3.1 背景介绍	70
3.3.2 脉冲编码理论	72
3.3.3 算法仿真	75

3.3.4 系统参数设计与实验优化.....	77
3.3.5 本节小结.....	81
3.4 合肥地区 PM _{2.5} 与边界层之间关系	82
3.4.1 背景介绍.....	82
3.4.2 设备介绍.....	84
3.4.3 数据分析.....	85
3.4.4 本节小结.....	91
3.5 安庆实验：激光雷达与探空气球比较.....	92
3.5.1 实验目的.....	92
3.5.2 设备介绍.....	92
3.5.3 实验过程.....	93
3.5.4 实验结果.....	94
3.5.5 本节小结.....	97
第四章 总结和展望.....	99
4.1 创新点总结.....	99
4.2 未来展望.....	100
参考文献.....	101
致 谢.....	115
在读期间发表的学术论文与取得的其他研究成果.....	116

图目录

图 1.1 用于机场的相干多普勒测风激光雷达系统..... 2

图 1.2 中国 2006 年到 2017 年风机装机量 3

图 1.3 使用测风激光雷达保证大桥建造的安全 4

图 2.1 参数优化思路 7

图 2.2 传统全光纤相干多普勒测风激光雷达系统结构图 8

图 2.3 回波信号功率与探测距离的关系 9

图 2.4 相干探测中频信号和基带信号示意图 11

图 2.5 BPLO 示意图 15

图 2.6 收发同置光路参数示意图 17

图 2.7 F, ρ 和 η_a 之间的关系 19

图 2.8 不同 F 值时取得的最大天线效率 19

图 2.9 $F=0.01$ 时的最大天线效率 20

图 2.10 CNR 随探测距离和望远镜口径变化趋势 20

图 2.11 不同探测距离情况下望远镜口径的最优值 21

图 2.12 6km 探测距离时 CNR 与望远镜口径关系 21

图 2.13 空间光耦合到光纤示意图 22

图 2.14 耦合效率数值模拟 24

图 2.15 耦合效率最大值与 A_r / A_c 的关系以及对应的 α 24

图 2.16 合肥地区四个季度大气折射率结构常数随海拔高度分布 25

图 2.17 不同 C_n^2 条件下准直系统耦合效率随距离的关系 26

图 2.18 不同 C_n^2 条件下聚焦系统耦合效率随距离的关系 27

图 2.19 本振光对信号光的放大作用 28

图 2.20 不同 α 情况下 CNR 的变化 29

图 2.21 不同脉冲宽度和频率调制情况下功率谱示意图 30

图 2.22 CNR 随距离变化 32

图 2.23 基于频域模拟回波信号的时域和频域图 33

图 2.24 分层模型示意图 34

图 2.25 对数坐标下基于时域的回波信号仿真	36
图 2.26 不同距离门处的时域信号和归零后的频域信号	36
图 2.27 不同 CRLB 模型误差与载噪比关系	42
图 2.28 不同载噪比情况下风速的 PDF 和 CRLB	42
图 2.29 不同脉冲累积次数情况下风速的 PDF 和 CRLB.....	43
图 2.30 不同发射脉冲宽度情况下风速的 PDF 和 CRLB.....	44
图 3.1 本节结构框图	46
图 3.2 偏振相干多普勒测风激光雷达系统光路图.....	49
图 3.3 时分复用模块工作时序图	50
图 3.4 数据处理系统流程图.....	52
图 3.5 回波信号示波器图及直流降噪前后的功率谱图.....	53
图 3.6 平衡探测器频率响应噪声的去除	54
图 3.7 可信度示例.....	55
图 3.8 双偏振通道测风实验结果图	56
图 3.9 载噪比和大气退偏振比分布	56
图 3.10 长距离风场探测结果和数据分析	57
图 3.11 每隔 300 米的功率谱分布	58
图 3.12 两套偏振相干多普勒测风激光雷达样机.....	58
图 3.13 2017 年 3 月 13 日 18: 00 到 14 日 20: 00 的大气能见度数据.....	59
图 3.14 PPI 风场扫描结果	59
图 3.15 连续 26 小时垂直风场观测结果	60
图 3.16 本节结构框图.....	61
图 3.17 信号自相关项和互相关项的 WINGER 域分布示意图	64
图 3.18 设定风速和不同算法反演的风速结果	66
图 3.19 JTFA 实验光路图	67
图 3.20 (A)谷歌地图和激光光束方向示意图; (B)两大楼之间的风场模拟.....	67
图 3.21 (A)JTFA 和 FFT 反演的径向风速分布; (B)大楼风切变.....	68
图 3.22 (A)20 组风切变范围处风速分布; (B)20 组风切变范围处的风速统计	69
图 3.23 本节结构框图.....	70

图 3.24 GOLAY 码卷积特性.....	72
图 3.25 脉冲编码示意图	73
图 3.26 脉冲编码回波信号解码示意图	74
图 3.27 脉冲编码数据的仿真	76
图 3.28 脉冲编码数据仿真的三维功率谱分布	77
图 3.29 实验光路图	77
图 3.30 出射激光监测波形.....	78
图 3.31 大气和硬目标的回波信号功率谱	80
图 3.32 非编码和编码相干多普勒测风激光雷达回波信号功率谱分布	80
图 3.33 编码和非编码系统径向风速和 CNR 分布比较.....	81
图 3.34 本节结构框图.....	82
图 3.35 混合雷达系统的结构框图	84
图 3.36 中值算法数据处理结果图	86
图 3.37 2018 年 6 月 1 日至 2018 年 6 月 2 日的激光雷达观测结果.....	87
图 3.38 2018 年 6 月 1 日至 6 月 2 日实验期间的地表气象参数	88
图 3.39 使用不同反演方法得到的边界层高度结果及拟合结果.....	89
图 3.40 本节结构框图.....	92
图 3.41 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风速风向探测准确性评估	96
图 3.42 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风速风向探测精度评估.....	96
图 3.43 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风向探测结果.....	97
图 3.44 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风速探测结果.....	98

第一章 绪论

1.1 意义和背景

地球大气层从地面往上,包括对流层、平流层、中间层、热层和磁层等。其中对流层是密度最高的一层,它蕴含了整个大气层约 80%的质量,以及几乎所有的水蒸气及气溶胶。对流层也是地球大气层中天气变化最复杂的一层,人类在航空和日常生活中遇到的几乎所有天气变化都出现在这一层。对流层的风场、大气退偏振比等参数特性是风能源开发利用、航空安全、大型建筑物和重大工程的安全设计及城市规划和防灾管理的关键参数,也是大气污染物稀释、扩散、输送的重要参数,因此对流层内的大气参数观测至关重要。

为了实现大范围连续大气参数的测量,微波雷达和激光雷达应运而生,成为目前主要的主动大气参数探测设备。微波雷达以大气中的云、雨、冰晶等微粒为介质,根据这些微粒反射的微波信号进行大气参数探测。但是由于地面杂波的干扰,在地面存在一个盲区(Cheong et al., 2013),且微波雷达对晴空湍流探测效果较差(Konrad and Brennan, 1971)。

激光雷达以激光为信息承载介质,激光具有高亮度、高单色性、高相干性、高阶相关性好、高方向性、高峰值功率的特点。因此,激光雷达具有微波雷达不具有的一系列独特的特点,如结构紧凑、高角分辨率、高空间分辨率、高时间分辨率、高测量精度、大动态范围、远探测距离、多目标探测、强抗干扰能力。激光雷达用激光的振幅、频率、相位、偏振搭载信息,可以精确测距、测量频移、测量目标角度和偏振态。

使用基于米散射原理的多普勒测风激光雷达,可以实现从地面起,到对流层高度无盲区的大气参数观测(Akbulut et al., 2011, McGill et al., 1999, Xia et al., 2014a, Dou et al., 2014, Xia et al., 2012a)。目前主要用于保障航空安全、提高风能利用率、极端天气预警、大气污染监测、大型建筑物安全保障和解决科学问题。

保障航空安全:微下击暴流、阵风风切变、低空急流切变和大气湍流等突发天气情况,使用传统微波雷达手段难以探测,是公认造成飞行安全事故的隐形杀手(彭笑非, 2010, Cui et al., 2014)。微下击暴流的半径通常在 4km 以下(Ji and Qu, 2010),暴流中心空气快速下落,能够在地面产生超过 270km/h 的瞬时风速(Sengupta and Sarkar, 2008)。当微下击暴流以顺风方向吹向飞行器时,会使飞行器升力大减;当以逆风方向吹向飞行器时,又会使飞行器猛然上升,如果飞行员处理不当,会导致飞行姿态失去控制,发生事故。大气湍流是大气中一种不规则

的随机运动，湍流每一点上的压强、速度、温度等物理特性随机涨落，美国航天工程学家 Von. Karman 和英国流体力学家 I. G. Taylor 将大气湍流定义为“气体中出现的一种无规则流动现象”(Dogan and Kabamba, 2000)；美国流体力学家 J. O. Hinz 将大气湍流定义为“速度场在时间和空间上的不规则随机变化”(Piesinger and Neuharth, 1989)。大气湍流主要发生的区域有：大气边界层内、对流云的云体内部和对流层上部西风急流区，是引起飞机颠簸和威胁飞行安全的主要原因。

根据美国联邦航空局统计，2008 年美国发生的航班延误事故中，超过 70% 是因为天气因素引起的，并带来超过 180 亿美元的经济损失。根据日本宇航开发机构报道，2003 年至 2012 年间共发生 29 起航空事故，16 起是由天气因素导致的，占总事故的 55%(Inokuchi et al., 2014)。

相干多普勒测风激光雷达，可以对晴空湍流、机场风切变等进行有效探测，提高飞机起降安全和机场运行效率，目前香港、东京、大阪、伦敦、旧金山、拉斯维加斯、法兰克福和昆明等(Tang et al., 2010 , Yoshikawa and Matayoshi, 2014 , Matayoshi et al., 2014 , Drew et al., 2013 , Delisi et al., 2013 , Wiegele et al., 2008 , Huanquan, 2011 , Langford et al., 2015)地机场都已经安装了相干多普勒测风激光雷达设备。



图 1.1 用于机场的相干多普勒测风激光雷达系统

提高风能利用率：风力发电是新能源技术中，除水力发电外，最成熟，最具大规模开发和商业化前景的新能源领域(严陆光 et al., 2007)。根据中国风能协会发布的《2017 年中国风电装机容量简报》，从 2006 年到 2017 年国内风机装机量如图 1.2 所示。

在 2003 年，英国的 QinetiQ 公司与 DTU 合作，成立了后来的 ZephIR 公司，并将相干多普勒测风激光雷达用于风力发电领域，经过十几年发展，出现了基于相干多普勒测风激光雷达的风电厂选址评估(刘波 et al., 2016, 李军军, 吴政球,

谭勋琼)、前馈涡轮机控制策略(Pao and Johnson, 2011)和功率曲线评估方法等新的应用。法国 LEOSPHERE 公司、丹麦科技大学风能中心 (DTU Wind Energy, DTUWE) (Mikkelsen, 2014), 德国卡尔斯鲁厄理工学院 (KIT) (Shinohara et al., 2014), 国内的金风科技, 国电联合动力技术有限公司(张岩 and 王冬冬, 2017), 中国大唐集团(潘宁, 2013)等, 都已经将相干多普勒测风激光雷达技术用于风力发电。

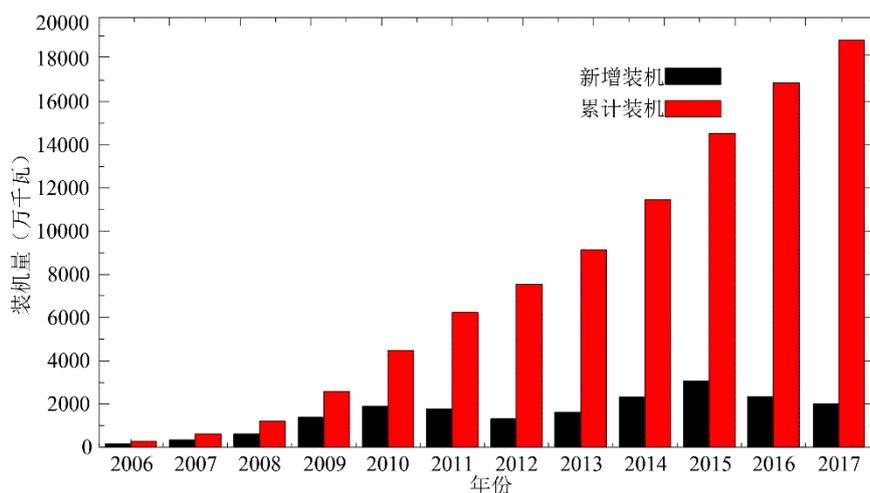


图 1.2 中国 2006 年到 2017 年风机装机量

极端天气预警：龙卷风给人类带来巨大损失，由于龙卷风的尺度小，发生地点随机，发生时间短，使用传统的微波雷达难以探测。龙卷风产生的原因，其内部结构，龙卷风的预报等在国内外仍然是个难题。得益于上文所述的相干多普勒测风激光雷达的诸多优点，车载相干多普勒测风激光雷达系统被美国俄克拉马荷大学用于龙卷风观测(Bluestein et al., 2014)。

大气污染监测：WHO 下属的国际癌症研究中心 2013 年 10 月首次将 $PM_{2.5}$ 为首的大气污染物归类为人类一类致癌物(Loomis et al., 2013)。科研机构依照中国公开的环保数据和卫星遥感数据，针对全国 4 万多个乡镇和街道进行了 $PM_{2.5}$ 浓度推算，得出结论：中国人年均暴露在 $PM_{2.5}$ 污染中的天数为 113 天，京津冀地区更是高达 200 多天(潘小川 et al., 2016)。使用相干多普勒测风激光雷达和偏振激光雷达相结合，可以通过大气回波信号的退偏振比，判断大气颗粒污染物的种类和来源，并通过风场观测，预测污染物的扩散路径。

国内中国科学院安徽光学精密机械研究所和南京信息工程大学基于大气的风场和退偏振信息，对 2012 年 3 月 30 日到 31 日北京春季强沙尘过程进行了研究(樊璠 et al., 2013)。安徽光学精密机械研究所分析了 2014 年北京 APEC 会议

期间的一次大气污染过程,基于风场分布和激光雷达消光比成功跟踪了污染的扩散过程(Zhang et al., 2017)。中国科学技术大学团队基于超导探测器,探测到 2016 年 12 月 17 日到 12 月 19 日中国华东地区的污染扩散过程,并监测到建筑施工的扬尘过程(Qiu et al., 2017)。

大型建筑物安全保障和科学问题:大型桥梁的建造过程对风场要求极高,尤其在桥梁牵引钢索的过程中,风湍流会导致牵引钢索产生应力,导致钢索的强度下降,影响桥梁的性能。同时,桥梁的风场分布也是桥梁设计的重要参数,通过使用相干多普勒测风激光雷达,可以实现大桥建造过程中风场的监测。如图 1.3 所示,在 Lysefjord Birdge 的建造过程中,使用了两台 WindScanner 的短距离相干多普勒测风激光雷达对大桥风场分布进行实时观测,保障大桥建造的安全(Cheyne et al., 2017, Cheyne et al., 2016, Mikkelsen et al., 2017)。



图 1.3 使用测风激光雷达保证大桥建造的安全

通过使用测风激光雷达观测风场信息,还可以解决一些科学问题,比如使用相干多普勒测风激光雷达观测到重力波现象(Witschas et al., 2017)。

1.2 国内外发展现状

得益于光纤通信技术的发展,目前全光纤相干多普勒测风激光雷达发展迅速,但是目前国际上尚无基于相干探测原理的,既能测风又能测大气退偏振比的全光纤多功能相干多普勒测风激光雷达。研发具有多种大气参数探测能力的,人眼安全的,结构紧凑,系统稳定,功耗低的相干多普勒测风激光雷达系统,是国际民航组织、世界气象组织、世界各国航空航天研究机构和各大高校研究的重点。本文只关注全光纤相干多普勒测风激光雷达,读者如需详细了解相干激光雷达的发展历史以及 2018 年之前全球相干多普勒测风激光雷达的发展情况,可参阅综述性文章《相干测风激光雷达研究进展和应用》(周艳宗 et al.)。图 1.4 为近年相干多普勒测风激光雷达单脉冲能量与最远探测距离的统计,中国科大基于脉冲编码技术,在单脉冲能量 3nJ 情况下实现超过 500m 的水平径向风速探测。更为早期

的基于 CO₂ 激光器的相干激光雷达发展历史，可以参阅 Vaughan et al. (1996)和 Huffaker and Hardesty (1996)的文章，他们分别回顾了基于 CO₂ 激光器的相干激光雷达在欧洲和美国的发展情况。

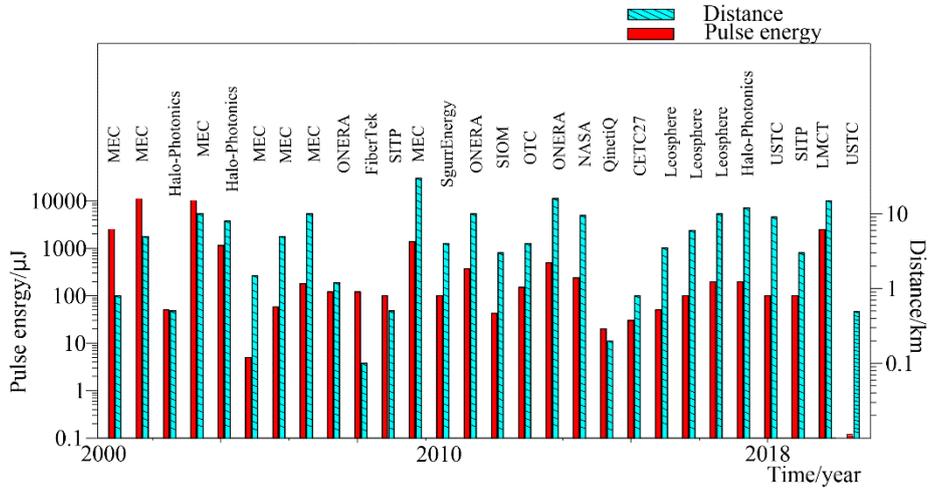


图 1.4 近年相干多普勒测风激光雷达发展水平统计

1.3 本文组织结构

本论文介绍了基于 1.5 μm 的多功能全光纤相干多普勒测风激光雷达的研制，论文共分为三个章节。

第一章为绪论。本章节介绍了相干多普勒测风激光雷达在提高风能利用率、极端天气预警、大气污染监测、大型建筑物安全保障和解决科学问题上的应用。对相干多普勒测风激光雷达的发展历史进行了综述和回顾，介绍了目前国内外从事相干多普勒测风激光雷达的研究单位和其发展水平。

第二章为相干多普勒测风激光雷达的理论推导。分为器件参数优化和风速反演算法两个部分。首先，基于激光雷达方程，介绍了积分法和后向传播本振法（BPLO），并基于 BPLO 推导出相干多普勒测风激光雷达载噪比的表达式，并引出天线效率的概念，对关键器件的参数进行优化，提高整机电载噪比。然后基于优化后的系统参数，使用频域信号仿真和时域信号仿真，得到理论上的相干多普勒测风激光雷达回波信号。使用最大似然离散峰值谱方法对仿真风速数据进行处理，得到最优化参数情况下本相干多普勒测风激光雷达的理论性能。最后使用雷达实测结果与理论性能进行对比，证明理论推导的正确性。

第三章为相干多普勒测风激光雷达外场实验。分别介绍了（1）1.5 μm 全光纤偏振相干多普勒测风激光雷达的设计方法和外场实验；（2）使用联合时频分

析方法提高相干多普勒测风激光雷达距离分辨率；（3）基于 Golay 脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达系统；（4）合肥地区 $PM_{2.5}$ 与边界层之间关系；（5）安庆地区激光雷达与探空气球的对比实验。通过以上 5 组实验充分验证了全光纤相干多普勒测风激光雷达的稳定性、可靠性和广泛的应用场景。

第二章 相干多普勒测风激光雷达的理论推导

本章从理论方面推导了相干多普勒测风激光雷达的测风原理，以及在雷达设计过程中需要进行优化的参数。

首先，介绍了风速与多普勒频移的关系。该关系是相干多普勒测风激光雷达的理论基础。然后，从相干外差探测的原理出发，设定发射激光脉冲和本振光的函数形式分别为 u_s 和 u_{LO} ，基于激光雷达方程，以后向传播本振光(BPLO)的方法推导出载噪比(CNR)，并引出天线效率 η_a 的概念。通过数值模拟对CNR中的望远镜口径 D ，接收望远镜对光束的截断比 η_r ，本振光功率 P_{LO} 和空间光到单模光纤的耦合效率 η_c 等分别进行优化，以提高天线效率和CNR。为相干多普勒测风激光雷达的参数优化设计提供理论指导。

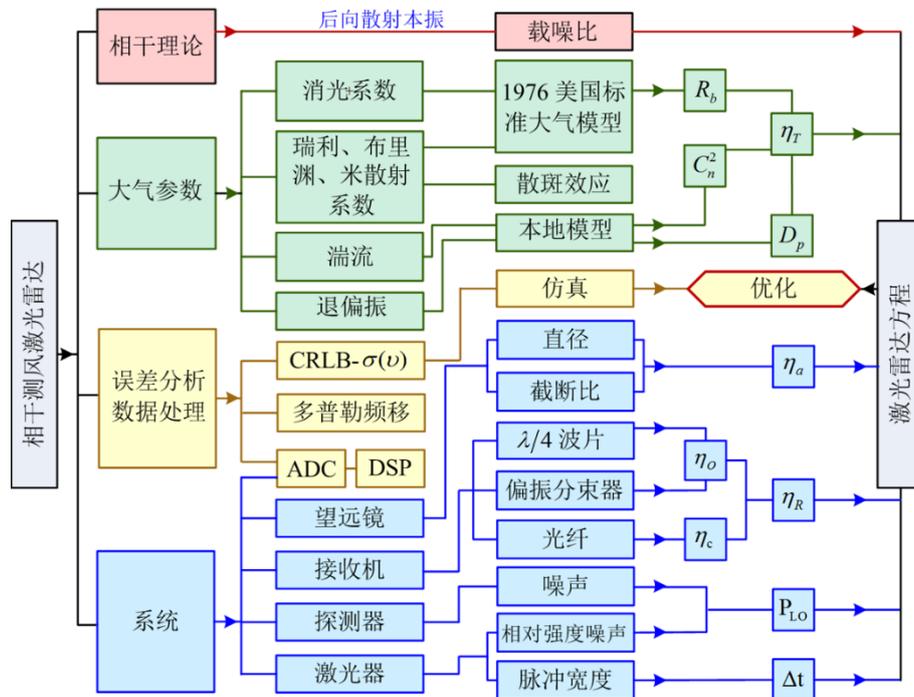


图 2.1 参数优化思路

2.1 相干多普勒测风激光雷达的参数优化

2.1.1 光的多普勒效应

惯性系 S 相对于惯性系 D 速度为 V ，从 D 中以 θ 角度对 S 中的静止粒子发射一束频率为 ν_0 ，波长为 λ 的激光，则在惯性系 S 中，该激光频率为：

$$\nu_s = \nu_0 + \frac{V}{\lambda} \cos \theta。 \quad (2.1)$$

同样，该激光在惯性系 S 中，与粒子作用产生后向散射信号，在惯性系 D 中，该后向散射信号的频率为：

$$\nu_r = \nu_s + \frac{V}{\lambda} \cos \theta。 \quad (2.2)$$

因此，发射激光和后向散射信号之间产生了一个频率差，这个频率差就是多普勒频移：

$$\Delta \nu_d = \nu_r - \nu_s = \frac{2V}{\lambda} \cos \theta， \quad (2.3)$$

其中 θ 为发射激光与待测粒子运动方向之间的夹角， λ 为发射激光的中心波长， V 为粒子的运动速度。

因此，相干多普勒测风激光雷达通过检测回波信号中多普勒信号的频移量，就可以实现空间风场信息的测量。

2.1.2 相干多普勒测风激光雷达系统的组成

传统全光纤相干多普勒测风激光雷达系统可以分为激光出射模块和接收机模块，如图 2.2 所示；在激光出射模块，连续波激光器产生中心频率为 ν_0 的线偏振光，经分束器后分为出射激光和本振光，出射激光经声光调制器 (AOM) 调制为脉冲光，并产生 ν_M 的频移，再由放大器进行功率放大，经环形器后由望远镜出射。设风场对脉冲光产生的多普勒频移为 ν_d ，则回波信号中心频率为 $\nu_0 + \nu_M + \nu_d$ 。在接收机模块，回波信号与本振光两者的拍频信号经平衡探测器转换为频率为 $\nu_M + \nu_d$ 的中频电信号，再经采集卡采样，然后由数据处理电路分析得到风场信息。使用基于出射激光脉冲的飞行时间法，可以得到不同距离处的风场信息。由于相干探测中信号数据量巨大，通常使用数字信号处理芯片 (DSP)、现场可编程门阵列 (FPGA) 或显卡 (CUDA) 对原始数据进行高速处理，并不直接保存原始数据。

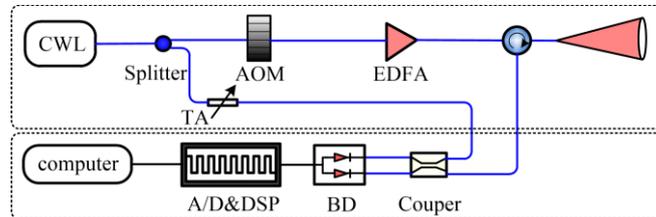


图 2.2 传统全光纤相干多普勒测风激光雷达系统结构图

2.1.3 激光雷达方程

激光雷达方程描述了激光脉冲在发射接收装置和大气传输过程中的能量传递关系，是激光雷达的理论基础。在不同的探测方式情况下，激光雷达方程的具体表达方式也会有所不同，下面根据相干多普勒测风激光雷达的原理，引入对应的激光雷达方程(Fujii and Fukuchi, 2005)。

在不考虑望远镜几何重叠因子的情况下，设相干多普勒测风激光雷达的雷达方程形式为：

$$P_s(R) = \eta_{Tx} \eta_T E_T T^2(R) \frac{\beta c A_r}{2 R^2}, \quad (2.4)$$

其中， $P_s(R)$ 为望远镜平面处接收到的回波信号功率， E_T 为激光单脉冲能量，出射激光的平均功率 $P_T = f_{rep} E_T$ ， f_{rep} 为激光脉冲重复频率。 η_{Tx} 为光瞳对出射光束的截断比， η_T 为雷达发射机光学效率（不包括 η_{Tx} ）， $T(R)$ 为激光在大气传输中的单程透过率，且：

$$T(R) = \exp\left[-\int_0^R \sigma(r) dr\right], \quad (2.5)$$

$\sigma(r)$ 为大气消光系数， β 为气溶胶后向散射系数， A_r 为望远镜有效面积， c 为空气中的光速。代入相干多普勒测风激光雷达系统的参数，在 $1.5\mu\text{m}$ 波段，设 $E_T = 100\mu\text{J}$ ， $\eta_{Tx} = 0.95$ ， $\eta_T = 0.85$ ， $\eta_R = 0.459$ ， $A_r = 0.005 \text{ m}^2$ ， $\beta = 8 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ， $\sigma(r) = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ ，得到图 2.3，回波信号功率与探测距离的关系。

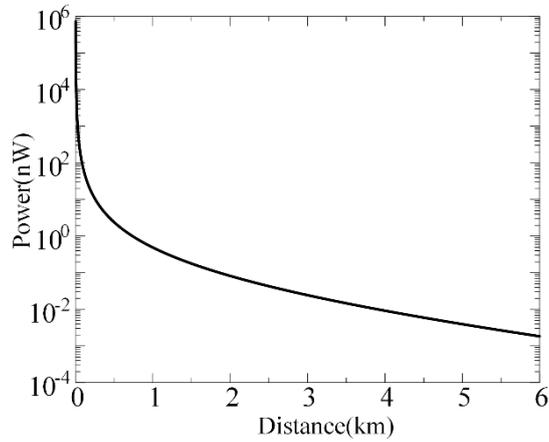


图 2.3 回波信号功率与探测距离的关系

由模拟数据可知，回波信号强度动态范围大，在 5km 距离处回波信号强度为 pW 级别，相干多普勒测风激光雷达系统为弱信号检测系统。在探测距离尽可能远的情况下，保证从微弱信号中提取风场信息的准确性，是相干多普勒测风激光雷达的难点。

2.1.4 相干多普勒测风激光雷达的载噪比

在相干多普勒测风激光雷达中, 基于激光雷达方程可以估算回波信号的功率, 但是风速估算的精度和雷达最远探测距离还与噪声功率直接相关, 因此描述激光雷达回波信号需要从信号功率和噪声功率两方面考虑。根据无线电通讯和微波雷达中的术语。信号功率和噪声功率的比值叫做载噪比(carrier to noise ratio, CNR) (Fujii and Fukuchi, 2005), 表达式为:

$$CNR(t) = \langle i_h^2(t) \rangle / \langle i_n^2(t) \rangle, \quad (2.6)$$

其中 $\langle \rangle$ 为集平均, i_h 为外差信号的光电流, i_n 为接收机的噪声电流, 公式中电阻项被消除。下面从发射激光数学模型开始, 对相干多普勒测风激光雷达系统的 CNR 进行公式推导和数学建模。

2.1.5 外差信号功率推导

设激光器出射激光中心频率为 ν_0 , 幅度为 A , 相位为 ϕ_s , 出射激光的空间光场分布 u_s 使用复数形式可以表示为(Fujii and Fukuchi, 2005):

$$u_s(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) \exp[j2\pi\nu_0 t + j\phi_s(x, y, z, t)], \quad (2.7)$$

其中, x, y, z 为光束在空间中的坐标, t 为激光传输时间。

出射激光经 AOM 调制频移 ν_M 之后, 空间光场分布变为:

$$u_M(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) \exp[j2\pi(\nu_0 + \nu_M)t + j\phi_M(x, y, z, t)], \quad (2.8)$$

经望远镜接收到的包含多普勒频移信息的信号光光场分布为:

$$u_{sd}(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) \exp[j2\pi(\nu_0 + \nu_M + \nu_d)t + j\phi_{sd}(x, y, z, t)], \quad (2.9)$$

其中 ν_d 为风场产生的信号光的多普勒频移。

本振光光场分布为:

$$u_{od}(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) \exp[j2\pi\nu_0 t + j\phi(x, y, z, t)]. \quad (2.10)$$

光电探测器响应的是照射在探测器感光面上的光场辐照度(Träger, 2012), 即投射到单位面积的探测器感光元件上的光功率。由于本振光和信号光的频率都很高, 探测器无法响应, 其响应曲线会变成直流曲线。本振光和信号光经过耦合器之后产生相干混频, 混频产生的中频信号在百兆赫兹量级, 探测器可以响应。如图 2.4 所示。在不考虑探测器的非均匀响应和光路损失情况下, 探测器表面的光场的辐照度 I_d 为:

$$\begin{aligned} I_d(x, y, z, t) &= |u_{sd}(x, y, z, t) + u_{od}(x, y, z, t)|^2 \\ &= |u_{sd}(x, y, z, t)|^2 + |u_{od}(x, y, z, t)|^2 \\ &\quad + 2\text{Re}[u_{sd}(x, y, z, t)u_{od}^*(x, y, z, t)], \end{aligned} \quad (2.11)$$

其中设:

$$I_h(x, y, z, t) = 2 \operatorname{Re}[u_{sd}(x, y, z, t)u_{od}^*(x, y, z, t)], \quad (2.12)$$

$$I_{sd}(x, y, z, t) = |u_{sd}(x, y, z, t)|^2, \quad (2.13)$$

$$I_{od}(x, y, z, t) = |u_{od}(x, y, z, t)|^2, \quad (2.14)$$

I_h 为相干探测中本振光与后向散射信号光的拍频信号的辐照度，代入公式(2.9)和(2.10)，得到相干探测中拍频信号的辐照度与 ν_d 和 ν_M 的关系：

$$I_h(x, y, z, t) = 2\sqrt{I_{od}(x, y, t)I_{sd}(x, y, t)} \times \cos[2\pi(\nu_M + \nu_d)t + \Delta\phi(x, y, z, t)] \quad (2.15)$$

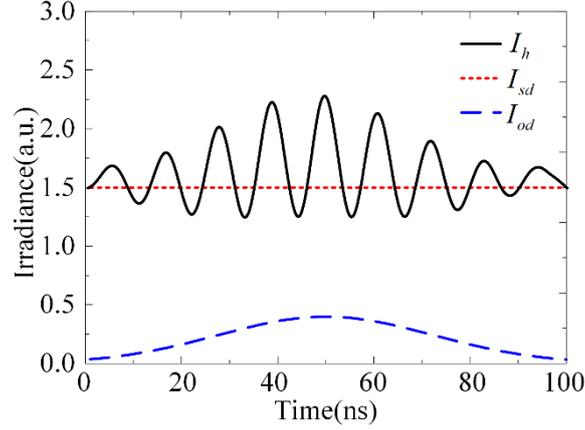


图 2.4 相干探测中频信号和基带信号示意图

目前相干多普勒测风激光雷达系统使用的多为平衡探测器，设平衡探测器的感光面对辐照度的响应为均匀响应。设其响应函数为：

$$\mathfrak{R}(x, y) = \begin{cases} \eta_q e / h\nu & r \leq r_d \\ 0 & r > r_d \end{cases}, \quad (2.16)$$

其中， η_q 为探测器的量子效率， e 为电子电荷， h 为普朗克常量， ν 为光频率， r_d 为探测器的感光面半径， r 为照射在探测器表面的光束半径。

根据公式(2.15)和(2.16)，除去直流分量后，外差信号光电流为：

$$i_h(t) = 2 \operatorname{Re}[\iint \mathfrak{R}(x, y)u_{od}^*(x, y, t)u_{sd}(x, y, t)dx dy], \quad (2.17)$$

该信号为标准的中频信号，对于幅值为正弦形式的电流信号，其有效值为电流最大幅值的 $1/\sqrt{2}$ ，所以多个正弦信号周期平均会产生一个 $1/2$ 的系数。经时间平均之后，在单位电阻下，信号平均功率为

$$\langle i_h^2(t) \rangle = 2 \left| \iint \mathfrak{R}(x, y)u_{od}^*(x, y, t)u_{sd}(x, y, t)dx dy \right|^2. \quad (2.18)$$

2.1.6 噪声功率

在相干多普勒测风激光雷达中，噪声来源主要有光电探测器的散粒噪声、热噪声和激光器的相对强度噪声以及其它噪声。

(1) 散粒噪声

相干探测属于微弱信号探测，本振光信号强度为 mW 级别，而回波信号强度为 pW 级别，所以本振光引起的散粒噪声为主要噪声来源。本振光在每个时间间隔 T_{int} 内到达探测器感光面的光子数都服从 Poisson 分布，在探测器上，光子所激发的电子数也服从 Poisson 分布，平均电子数随探测器量子效率下降而下降。根据 Poisson 分布方差等于平均值，可以得到单位电阻下本振光引起的散粒噪声的功率：

$$\langle i_{sn}^2(t) \rangle = e i_0(t) / T_{\text{int}}, \quad (2.19)$$

其中

$$i_0(t) = \iint \Re(x, y) |u_{od}(x, y, t)|^2 dx dy, \quad (2.20)$$

是本振光在探测器上产生的光电流。散粒噪声为白噪声(Dereniak and Crowe, 1984)，这就意味着无论积分时间多短，光电子数量分布始终服从 Poisson 分布(Cariou et al., 2006)。根据等效噪声带宽是基带积分时间倒数的 1/2，散粒噪声电流可以表示为：

$$\langle i_{sn}^2(t) \rangle = 2e i_0(t) B = 2e \Re P_{LO} B, \quad (2.21)$$

其中 P_{LO} 为本振光功率， B 为接收机的等效噪声带宽。

(2) 热噪声

热噪声是由导体中的离散载流子随机热运动产生的，存在于任何一个处于绝对零度之上的导体中，不可避免，热噪声会引起导体中电流的起伏，属于白噪声范畴(Dereniak and Crowe, 1984)。热噪声电流为：

$$\langle i_m^2 \rangle = 4KTB/R_L, \quad (2.22)$$

其中 K 为波尔兹曼常量， T 为导体绝对温度， R_L 为负载电阻。

(3) 相对强度噪声

相对强度噪声 (Relative Intensity Noise, RIN) 是由于激光器的平均输出功率波动导致的，其定义为：

$$RIN = 10 \log_{10} \frac{\langle (\Delta P_{LO})^2 \rangle}{P_{LO}^2}, \quad (2.23)$$

其中 ΔP_{LO} 为激光器输出本振光功率的起伏， P_{LO} 为激光器本振光平均功率。

由相对强度噪声引起的噪声电流可以表示为：

$$\langle i_{RIN}^2 \rangle = \Re^2(x, y) P_{LO}^2 \cdot 10^{0.1RIN} B. \quad (2.24)$$

在平衡探测系统中，当两个探测器相互匹配，且分束比为 50:50 时，相对强度噪声得到完全消除，平衡探测器的共模抑制比也会消除部分相对强度噪声，因此文中不再考虑相对强度噪声。

相干接收机中的其他噪声还包括信号的散粒噪声、背景光、探测器暗电流、电子放大器噪声、拍频噪声和不需要的激光反射导致的噪声，甚至是由于外差信号自身产生的散粒噪声。在设计完备的系统中，本振信号功率要比其他光源信号大的多，因此其他光源信号的散粒噪声可以忽略不计，为了便于计算，在工程实用上引入额外噪声系数 F_h 。接收机的额外噪声系数 F_h 是总噪声功率与本振光散粒噪声功率的比值(Fujii and Fukuchi, 2005)。因此总的噪声为：

$$\langle i_n^2 \rangle = 2e i_0 B F_h, \quad (2.25)$$

比如，如果散粒噪声功率是总噪声功率的 90%，额外噪声系数是 $10/9=1.11$ 。

激光雷达设计的一个关键问题是，如何在增加本振光功率以减小 F_h 的同时，避免探测器的饱和效应。因为随着本振光功率的增加，探测器由于饱和效应，对小信号的响应度会下降，导致载噪比下降。后文参数优化部分，会根据探测器本身响应曲线特性对本振光功率进行优化。

2.1.7 载噪比参数的具体化

联合方程(2.6)(2.16)(2.17)(2.19)(2.25)，因为混频信号在探测器表面拍频，以上方程中的距离参数 z 项被消除，假设探测器光电响应均匀，得到相干多普勒测风激光雷达系统的载噪比公式：

$$\begin{aligned} CNR(t) &= \frac{\langle i_h^2(t) \rangle}{\langle i_n^2(t) \rangle} \\ &= \frac{2 \left| \iint \Re(x, y) u_{od}^*(x, y, t) u_{sd}(x, y, t) dx dy \right|^2}{2e i_0 B F_h} \\ &= \frac{\eta_q \left| \iint u_{sd}(x, y, t) u_{od}^*(x, y, t) dx dy \right|^2}{h \nu B F_h P_{LO}(t)} \\ &= \frac{\eta_q P_{sd}(t)}{h \nu B F_h} \times \frac{\left| \iint u_{od}^*(x, y, t) u_{sd}(x, y, t) dx dy \right|^2}{\iint |u_{od}(x, y, t)|^2 dx dy \iint |u_{sd}(x, y, t)|^2 dx dy}, \end{aligned} \quad (2.26)$$

其中

$$P_{sd}(t) = \iint |u_{sd}(x, y, t)|^2 dx dy = \eta_R P_s, \quad (2.27)$$

P_{sd} 是探测器表面接收到的回波信号功率。定义外差效率 η_h 为外差光电流功率与参与混频的本振光和回波信号光电流的乘积的比值，其表达式为：

$$\eta_h(t) = \frac{|\iint u_{od}^*(x, y, t) u_{sd}(x, y, t) dx dy|^2}{\iint |u_{od}(x, y, t)|^2 dx dy \iint |u_{sd}(x, y, t)|^2 dx dy}, \quad (2.28)$$

则 CNR 可以重新改写为:

$$CNR(t) = \frac{\eta_q \eta_h(t) \eta_R P_s(t)}{h\nu B F_h}. \quad (2.29)$$

将激光雷达方程(2.4)带入载噪比公式(2.29)可得:

$$\begin{aligned} CNR(R) &= E_T T^2(R) \frac{\beta c A_r}{2 R^2} \frac{\eta_q \eta_{Tx} \eta_T \eta_R}{h\nu B F_h} \eta_h(t) \\ &= \frac{\eta_a \eta_{ox}}{F_h} \frac{T^2(R) E_T}{h\nu B} \frac{c\beta A_r}{2 R^2}, \end{aligned} \quad (2.30)$$

其中定义天线效率为 $\eta_a = \eta_h \eta_{Tx}$, $\eta_{ox} = \eta_T \eta_R \eta_q$ 代表雷达系统总的光学传输效率。

2.2 基于后向传播本振方式 (BPLO) 的载噪比推导

计算外差效率和载噪比时可以选择光束坐标原点在探测平面、接收平面或者目标平面。对于在探测平面或接收平面的计算, 需先从发射平面积分到目标平面, 再从目标平面积分到探测器平面, 需要使用自由空间的格林函数(Wang, 1984, Siegman, 1966), 并进行两次复杂的积分过程。如果假设目标平面为原点, 再分别计算发射平面到目标面的正向积分, 和探测器平面到目标平面的反向积分, 可以发现这两个过程是共轭的。只需要选取目标平面作为中介跳板, 进行单次积分, 便可以简化 CNR 的计算过程。该方法叫做后向传播本振方法(Backpropagated Local Oscillator, BPLO)(Fujii and Fukuchi, 2005, Wang, 1984, Rye, 1979)。

2.2.1 简化的单个粒子载噪比模型的计算

首先进行简化的单个粒子模型的天线效率的计算 (表达式中存在相位项), 假设接收平面处的光场分布为:

$$u_s(x, y, t) = \frac{s_c u_x(x_t, y_t, z_t, t - R/c)}{R} \exp(-ikR), \quad (2.31)$$

其中 $u_x(x_t, y_t, z_t, t - R/c)$ 为出射光场在粒子位置处 (x_t, y_t, z_t) 的复振幅。 s_c 为粒子的复振幅散射系数, $|s_c| = \sqrt{\sigma_\pi}$, σ_π 为粒子的辐照度后向散射截面。

将 $u_{sd} = u_s$ (目标面处的光场作为信号源) 代入公式(2.17), 得到外差信号的光电流表达式为:

$$\begin{aligned} i_h(t) &= (2\eta_q e / h\nu) \text{Re}[s_c u_x(x_t, y_t, z_t, t - R/c) \\ &\quad \times \iint u_{od}^*(x, y, t) \exp(-ikR) / R dx dy], \end{aligned} \quad (2.32)$$

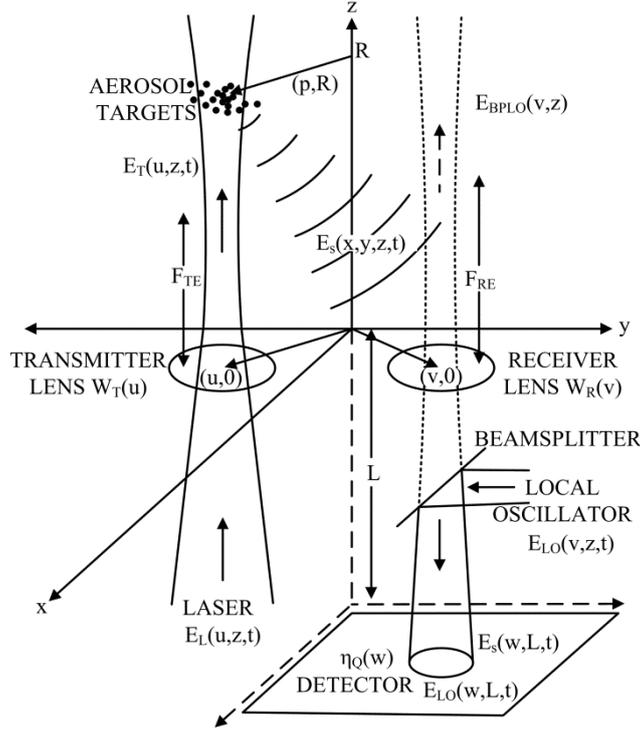


图 2.5 BPLO 示意图

假设傍轴光学系统情况： $R = [(x-x_t)^2 + (y-y_t)^2 + z_t^2]^{1/2}$ 麦克劳林级数展开后近似为 $R \approx z_t + [(x-x_t)^2 + (y-y_t)^2]^{1/2} / 2z_t$ ，再用 z_t 替换方程(2.32)的分母 R ，得到

$$i_h(t) = (2\eta_q e / h\nu) \text{Re}\{[s_c u_x(x_t, y_t, z_t, t - R/c) / z_t] \exp(-ikz_t) \times \iint u_{od}^*(x, y, t) \times \exp\{-ik[(x-x_t)^2 + (y-y_t)^2] / 2z_t\} dx dy\}, \quad (2.33)$$

探测器所能探测到的外差信号的平均光电流功率表达式为：

$$\langle i_h^2(t) \rangle = 2\lambda^2 (e / h\nu)^2 \sigma_\pi I_x(x_t, y_t, z_t, t - R/c) \times I_b(x_t, y_t, z_t, t - R/c), \quad (2.34)$$

其中 I_x 和 I_b 分别为目标平面处信号光和后向传播本振光的辐照度。把(2.25)和(2.34)代入(2.6)得到单个粒子的载噪比公式：

$$CNR_i(t) = \frac{\lambda^2 (e / h\nu)^2 \sigma_\pi}{e i_o B F_h} I_x(x_t, y_t, z_t, t - R/c) \times I_b(x_t, y_t, z_t, t - R/c), \quad (2.35)$$

把 I_x 和 I_b 改写成如下形式：

$$\begin{aligned} I_x(x_t, y_t, z_t, t - R/c) &= \eta_T T(R) P_T(t - 2R/c) I_{nx}(x_t, y_t, z_t, t - R/c), \quad (2.36) \\ I_b(x_t, y_t, z_t, t - R/c) &= \eta_R T(R) I_{nb}(x_t, y_t, z_t, t - R/c) \\ &\times P_{od}(t) \frac{\iint |\eta_q u_{od}(x, y, t)|^2 dx dy}{\iint |u_{od}(x, y, t)|^2 dx dy}, \quad (2.37) \end{aligned}$$

代入(2.20)、(2.36)、(2.37)到 $CNR_i(t)$ 可得：

$$CNR_i(t) = \frac{\eta_{ox} T^2(R) \sigma_\pi P_T(t-2R/c)}{h\nu B F_h} \quad , \quad (2.38)$$

$$\times \lambda^2 I_{nx}(x_t, y_t, z_t, t-R/c) I_{nb}(x_t, y_t, z_t, t-R/c)$$

这里 I_{nx} 和 I_{nb} 分别是未被望远镜截断的，光功率归一化的传输光和后向本振光在目标面的辐照度。它们在光瞳前面积之比等于光瞳的截断效率 η_{Tx} 和 η_{Tb} 。对于高斯光束，截断效率为：

$$\eta_{Tx} = \frac{\int_0^a \exp(-\frac{2r^2}{\rho^2 a^2}) r dr}{\int_0^\infty \exp(-\frac{2r^2}{\rho^2 a^2}) r dr} \quad , \quad (2.39)$$

其中 $\rho = \omega_0 / a$ 为光瞳截断比， ω_0 是高斯光束在光瞳位置的 e^{-2} 强度半径。 a 是光瞳半径。

2.2.2 从单个粒子载噪比公式引申到大量粒子公式的推导

假设归一化之后的目标平面辐照度分布不随时间变化，总的后向散射信号是大量粒子散射信号的相干叠加。由于每个粒子散射信号的幅度和相位都是随机的，满足功率叠加的原理，因而总的 CNR 等于各粒子 CNR 之和(Fujii and Fukuchi, 2005)。根据公式(2.38)，对整个探测体积内散射粒子的坐标 x, y, z 进行积分，得到 CNR 表达式为：

$$CNR(t) = \frac{\eta_{ox}}{h\nu B F_h} \lambda^2 \int_0^\infty P_T(t-2z/c) T^2(z) \times \iint \beta_A(x, y, z) I_{nx}(x, y, z) I_{nb}(x, y, z) dx dy dz \quad , \quad (2.40)$$

这里 $\beta_A = \rho_a |s_c|^2 = \rho_a \sigma_\pi$ ， ρ_a 是探测体积内的微粒密度。

如果是对硬目标进行探测， $\beta_A(x, y, z) = \delta(z-R) \rho_\pi(x, y)$ ，公式简化为：

$$CNR(t) = \frac{\eta_{ox}}{h\nu B F_h} \lambda^2 P_T(t-2R/c) T^2(R) \times \iint \rho_\pi(x, y) I_{nx}(x, y, R) I_{nb}(x, y, R) dx dy \quad , \quad (2.41)$$

如果在光束的有效探测截面内后向散射系数是相同的，则气溶胶目标的 CNR 可以写为如下方式：

$$CNR(t) = \frac{\eta_{ox}}{h\nu B F_h} \frac{A_r}{R^2} \times \int_0^\infty P_x(t-2z/c) T^2(z) \beta_A(z) \eta_a(z) dz \quad , \quad (2.42)$$

其中：

$$\eta_a(z) = \frac{\lambda^2 R^2}{A_r} \iint I_{nx}(x, y, z) I_{nb}(x, y, z) dx dy \quad , \quad (2.43)$$

为接收机天线效率(梁铨廷, 2008), 与接收望远镜有效面积 A_r 有关。将 CNR 写成这种形式有助于系统设计, 因为对于给定的望远镜孔径, 当天线效率最大时, CNR 也最大。

短脉冲时, $c \cdot \Delta T / 2$ 距离内积分参数可近似为不变常数, 代入 $\int P(2z/c)dz = cE_T/2$ 到方程(2.42), 可以得到:

$$\text{CNR}(R) = \frac{\eta_a \eta_{ox}}{F_h} \frac{E_T T^2(R)}{h\nu B} \frac{c\beta_A}{2} \frac{A_r}{R^2}, \quad (2.44)$$

与方程(2.30)相同。

2.2.3 天线效率的优化

由方程(2.44)可以看出, 要取得最大载噪比, 就必须要对天线效率进行优化, 下面通过物理光学理论(Degnan and Klein, 1974), 对收发同置系统的天线效率公式进行具体参数的推导和优化(Rye, 1982, Wang, 1988)。

设发射激光脉冲为高斯光束, 其表达式为(Wen and Breazeale, 1988):

$$u_x(r_a) = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_0^2}} \exp[-(\frac{r_a^2}{\omega_0^2} + j\frac{kr_a^2}{2R_f})], \quad (2.45)$$

其中 r_a 为高斯光束上某点距离光束中心的位置, ω_0 为高斯光束的 e^{-2} 强度半径, R_f 为高斯光束波前的曲率半径, k 为波数, 参数如图 2.6 所示。

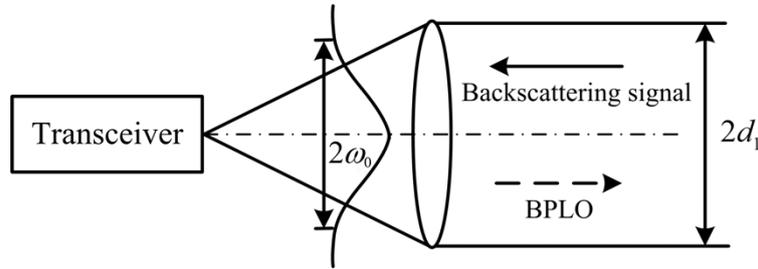


图 2.6 收发同置光路参数示意图

因为高斯光束理论上是向外无限延伸的, 但是望远镜口径是有限的。因此引入一个光瞳函数 $a(r)$ (王喜庆 and 吕百达, 2001, 顾永建 and 杨会江, 1999):

$$a(r) = \begin{cases} 1, & |r| \leq d_1 \\ 0, & |r| > d_1 \end{cases}. \quad (2.46)$$

使用极坐标下的菲涅尔衍射公式(Degnan and Klein, 1974, Olaofe, 1970, Zhao et al., 1990a), 在目标平面处的归一化本振光光场 U_{L_n} 和信号光光场 U_{T_n} 分别为:

$$U_{L_n}(r, z) = \frac{\sqrt{8\pi}}{\lambda z \omega_L} \int_0^{d_1} \exp[-\frac{1}{\omega_L^2} + \frac{j\pi}{\lambda z_e}] r_a^2 J_0(\frac{2\pi r r_a}{\lambda z}) r_a dr_a, \quad (2.47)$$

$$U_{Tn}(r, z) = \frac{\sqrt{8\pi}}{\lambda z \omega_T} \int_0^{d_1} \exp\left[-\frac{1}{\omega_T^2} + \frac{j\pi}{\lambda z_e} r_a^2\right] J_0\left(\frac{2\pi r r_a}{\lambda z}\right) r_a dr_a, \quad (2.48)$$

其中 $z_e^{-1} = z^{-1} - R_f^{-1}$ 为等效距离, 因为本文假设相干多普勒测风激光雷达激光准直出射, R_f 无穷大, 所以 $z_e = z$ (Wen and Breazeale, 1988)。

将光瞳函数(2.46)代入(2.47)可得:

$$U_{Ln}(y, z) = \frac{\sqrt{8\pi} d_1^2}{\lambda z \omega_L} \int_0^\infty a(x) \exp\left[-\frac{1}{\rho_L^2} + jF\right] x^2 J_0(2Fxy) x dx, \quad (2.49)$$

其中 $x = r_a / d_1$, $y = r / d_1$, $\rho_T = \omega_T / d_1$, $F = \pi d_1^2 / (\lambda z)$ 为菲涅尔数。

为了方便进行数值计算, 使用近似公式 $a(x) = \sum_{n=1}^N a_n \exp(-b_n x^2)$ 把 a 展开 (Erdelyi et al., 1954, 步志超 et al., 2014), 并利用积分公式:

$$\int_0^\infty x e^{-\beta x^2} J_0(\gamma x) dx = \frac{1}{2\beta} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{4\beta}\right), \quad (2.50)$$

得到本振光束在目标截面的复振幅为:

$$U_{Ln}(y, z) = \frac{\sqrt{8\pi} d_1^2}{\lambda z \omega_L} \sum_{n=1}^N a_n \frac{1}{2(b_n + 1/\rho_L^2 - jF)} \exp\left[-\frac{(2Fy)^2}{4(b_n + 1/\rho_L^2 - jF)}\right], \quad (2.51)$$

同理可得:

$$U_{Tn}(y, z) = \frac{\sqrt{8\pi} d_1^2}{\lambda z \omega_T} \sum_{n=1}^N a_n \frac{1}{2(b_n + 1/\rho_T^2 - jF)} \exp\left[-\frac{(2Fy)^2}{4(b_n + 1/\rho_T^2 - jF)}\right], \quad (2.52)$$

把(2.51)、(2.52)代入天线效率方程(2.43), 得到:

$$\eta_a = \frac{128F^2}{\rho_L^2 \rho_T^2} \int_0^\infty \left| \sum_{n=1}^N a_n \frac{1}{2(b_n + 1/\rho_L^2 - jF)} \exp\left[-\frac{(2Fy)^2}{4(b_n + 1/\rho_L^2 - jF)}\right] \right|^2 \times \left| \sum_{n=1}^N a_n \frac{1}{2(b_n + 1/\rho_T^2 - jF)} \exp\left[-\frac{(2Fy)^2}{4(b_n + 1/\rho_T^2 - jF)}\right] \right|^2 y dy, \quad (2.53)$$

该公式描述了天线效率与 F 数和截断比 ρ_T 、 ρ_L 之间关系。可以证明, 对于固定的望远镜口径, 要使天线效率 η_a 取得最大值, 需要满足 $\rho_T = \rho_L = \rho$ (Rye, 1982, Zhao et al., 1990b)。

表 2.1 贝塞尔函数级数展开值

A	B
11.428+0.95175i	4.0697+0.22726i
0.06002-0.08013i	1.1531-20.933i
-4.2743-8.562i	4.4608+5.1268i
1.6576+2.7015i	4.3521+14.997i
-5.0418+3.2488i	4.5443+10.003i
1.1227-0.68854i	3.8478+20.078i
-1.0106-0.2695i	2.5280-10.310i
-2.5974+3.2202i	3.3197-4.8008i

-0.14840-0.31193i	1.9002-15.820i
-0.20850-0.23851i	2.6340+25.009i

公式(2.53)将贝塞尔函数积分转化为级数求和形式，从而可以使用数值模拟的方法计算最大天线效率(Rye and Frehlich, 1992)。其中的展开系数 a_n 和高斯系数 b_n 取值可由计算机优化得到。在这里 N 取 10，具体数值见表 2.1(Erdelyi et al., 1954)。根据不同的 F 和 ρ ，使用数值模拟方法得到 F ， ρ 和 η_a 之间的关系，如图 2.7 所示。从图可见当 ρ 固定时， η_a 随着 F 数增大而减小。

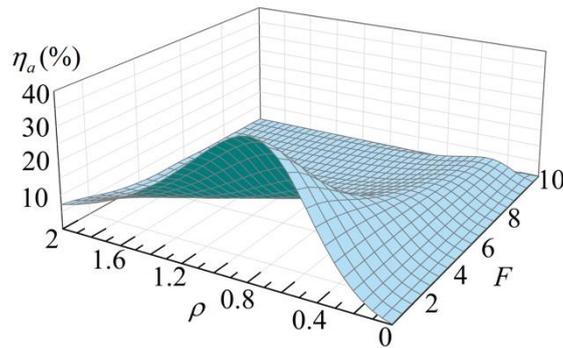


图 2.7 F , ρ 和 η_a 之间的关系

提取不同 F 值时，得到 η_a 的最大值，并取与之对应的 ρ 值，得到图 2.8，从图中可见，在不同的 F 值情况下，最优的截断比 ρ 也不同，因此在实际工程应用中应该根据具体的 F 值选取最优截断比。地基相干测风激光雷达望远镜口径约 100mm，取波长为 $1.5 \mu\text{m}$ ，远场探测距离情况下， F 很小，截断比取 $\rho \approx 80\%$ 比较合适。

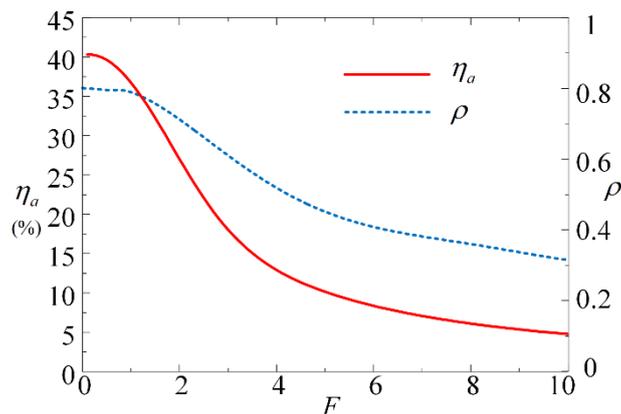


图 2.8 不同 F 值时取得的最大天线效率

当 $F = 0.01$ ， $\rho = 80.2\%$ 时，得到理论最大天线效率 $\eta_a = 40.1\%$ 。如图 2.9 所示，根据 $\eta_a = \eta_h \eta_{Tx}$ ，并带入方程(2.39)可得理论最大外差效率： $\eta_a = 42\%$ 。

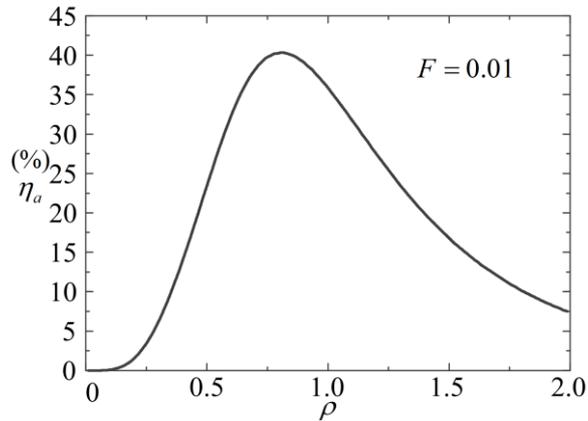


图 2.9 $F=0.01$ 时的最大天线效率

2.2.4 望远镜口径的优化

望远镜口径大小是相干测风激光雷达系统设计的重要参数，望远镜口径的选取关系到扩束系统和光纤耦合系统的参数优化。在截断比不变的情况下，如果望远镜口径过大，不仅会降低天线效率，而且会增加雷达系统的制造成本；而过小的望远镜口径会导致接收回波信号的能量下降，影响相干多普勒测风激光雷达的性能。因此，对望远镜口径参数的优化十分必要(葛宪莹, 2014)。

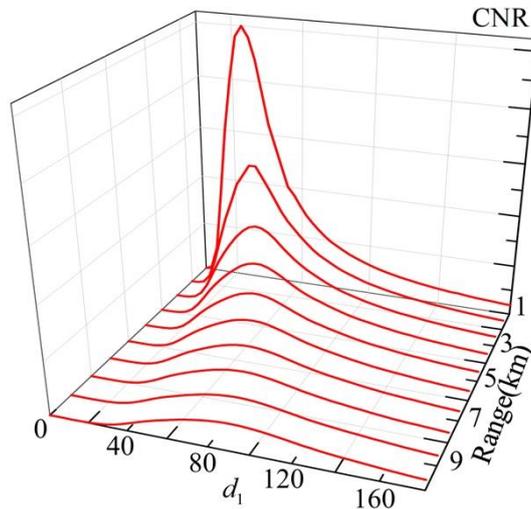


图 2.10 CNR 随探测距离和望远镜口径变化趋势

在不考虑对准误差、望远镜重合因子和湍流的情况下，对公式(2.44)只保留含有望远镜口径参数的量(Chouza et al., 2015)，得到：

$$CNR(R) = \frac{\eta_a \eta_{ox}}{F_h} \frac{E_T T^2(R)}{h\nu B} \frac{c\beta_A}{2} \frac{\pi d_1^2/4}{R^2} \propto \frac{d_1^2}{R^2} \eta_a, \quad (2.54)$$

计算得到 CNR 与望远镜口径 d_1 和探测距离 R 之间的关系，如图 2.10，其中截断比 $\rho = 80.2\%$ ，得到不同探测距离情况下的最优天线口径。

对于 1km 至 10km 范围内不同的探测距离，分别取最大 CNR 对应的天线口径，得到不同探测距离情况下望远镜口径的最优值曲线，如图 2.11 所示。当探测距离为 6km 时，得到 CNR 与望远镜口径之间的关系，如图 2.12，此时最佳口径为 80mm。

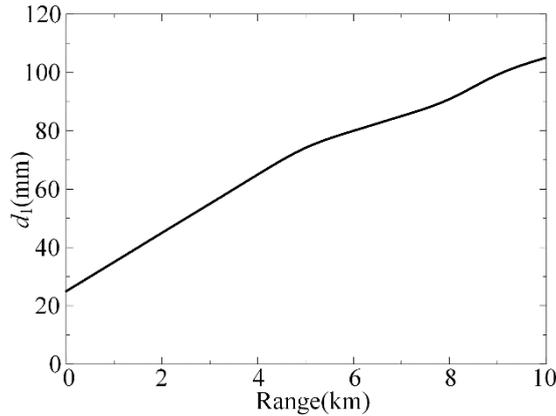


图 2.11 不同探测距离情况下望远镜口径的最优值

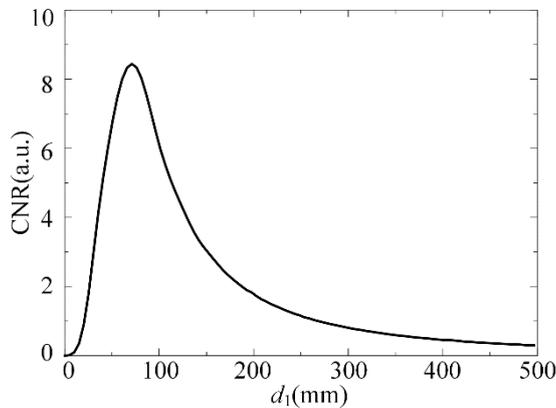


图 2.12 6km 探测距离时 CNR 与望远镜口径关系

2.2.5 空间光到单模光纤耦合效率的优化

全光纤雷达系统中，无论是直接多普勒测风激光雷达还是相干多普勒测风激光雷达，大气的后向散射信号均为空间光信号，需经望远镜实现空间光到光纤光路系统的耦合，由于测风激光雷达弱信号探测特性，根据激光雷达方程，在出射

激光功率、探测器量子效率一定情况下，耦合效率直接关系到系统的整体探测性能(Winzer and Leeb, 1998)。因此光纤耦合效率是相干多普勒测风激光雷达系统需要优化的参数之一(Dikmelik and Davidson, 2005, 吴从均 et al., 2013, 宋鸿飞 et al., 2014)。

空间光到单模光纤的耦合效率主要受模式匹配、对准偏差、菲涅尔反射、吸收损耗、平台振动和湍流等影响。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(Wheeler and Schmidt, 2011)。在理想情况下，理论上计算得到的空间光到单模光纤最大耦合效率约为 81%(韩立强 and 王祁, 2011)。下面由 Peter J. Winzer 的理论(Dikmelik and Davidson, 2005)入手，对相干多普勒测风激光雷达的光纤耦合效率进行推导和优化。

定义空间光到单模光纤的平均耦合效率 η_c 为耦合进单模光纤的平均光功率 $\langle P_c \rangle$ 与望远镜系统接收口径平面的光功率 $\langle P_a \rangle$ 之比，示意图和方程各项参数含义如图 2.13 所示。

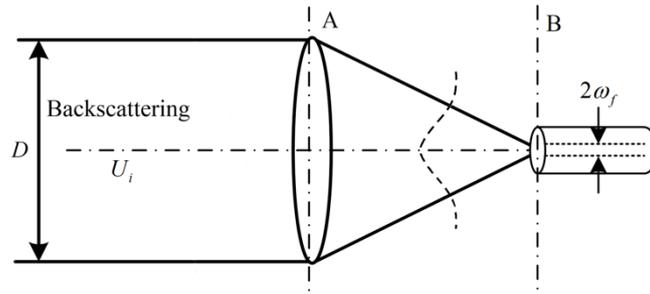


图 2.13 空间光耦合到光纤示意图

耦合进单模光纤的平均光功率表达式为：

$$\langle P_c \rangle = \langle |\int_A U_i(r) U_f^*(r) dr|^2 \rangle, \quad (2.55)$$

其中 $U_i(r)$ 为接收孔径平面上入射光场， $U_f(r)$ 为归一化的光纤模场经过后向传播，在接收孔径平面上的光场分布。

$$\langle P_a \rangle = \langle \int_A |U_i(r)|^2 dr^2 \rangle, \quad (2.56)$$

进一步得到平均耦合效率表达式：

$$\eta_c = \frac{\langle P_c \rangle}{\langle P_a \rangle} = \frac{\langle |\int_A U_i(r) U_f^*(r) dr|^2 \rangle}{\langle \int_A |U_i(r)|^2 dr^2 \rangle}. \quad (2.57)$$

引入入射光场的互相关函数， $\Gamma(r_1, r_2) = \langle U_i(r_1) U_i^*(r_2) \rangle$ ，则(2.57)可以写成如下形式：

$$\eta_c = \frac{1}{\langle P_a \rangle} \iint_A \Gamma(r_1, r_2) U_f^*(r_1) U_f(r_2) dr_1 dr_2. \quad (2.58)$$

把单模光纤中的模场分布（LP₀₁ 模）近似为高斯分布，通过惠更斯-菲涅耳积分可以得到：

$$U_f(r) = \frac{k\omega_f}{\sqrt{2\pi f}} \exp\left[-\left(\frac{k\omega_0}{2f}\right)^2 r^2\right], \quad (2.59)$$

其中， f 为透镜焦距， λ 为光波波长， ω_0 为单模光纤末端处的 e^{-1} 模场半径。

假设目标平面散射的光场强度分布为高斯分布，根据 Van Cittert-Zernike 理论可以得到(Dikmelik and Davidson, 2005)：

$$\Gamma(r_1, r_2) = I_i \exp\left(-\frac{|r_1 - r_2|^2}{\rho_c^2}\right), \quad (2.60)$$

其中， I_i 为入射光场的强度， ρ_c 为入射光场互相干函数的 e^{-1} 相干半径：

$$\rho_c = \frac{\lambda R}{\pi\omega_z}, \quad (2.61)$$

ω_z 为目标面的光束半径。

把(2.59)、(2.60)代入(2.58)得到便于数值计算的耦合效率表达式(韩立强 and 王祁, 2011, Andrews and Phillips, 2005)：

$$\begin{aligned} \eta_c = 8a^2 \int_0^1 \int_0^1 \exp\left[-\left(a^2 + \frac{A_r}{A_c}\right)(x_1^2 + x_2^2)\right] \\ \times I_0\left(2\frac{A_r}{A_c} x_1 x_2\right) x_1 x_2 dx_1 dx_2, \end{aligned} \quad (2.62)$$

其中 I_0 为第一类零阶修正贝塞尔函数，其他参数如下：

$$a = \frac{D}{2} \frac{\pi\omega_0}{\lambda f}, \quad (2.63)$$

$$A_r = \frac{\pi D^2}{4}, \quad (2.64)$$

$$A_c = \pi\rho_c^2, \quad (2.65)$$

其中， A_r 为望远镜有效接收面积， A_c 为入射场的空间相干面积， A_r / A_c 表示散斑数， k 为波数， L 为距离。

以 a 和 A_r / A_c 为变量，对 η_c 进行数值模拟，得到耦合效率随 a 和 A_r / A_c 变化的分布图，如图 2.14 所示。

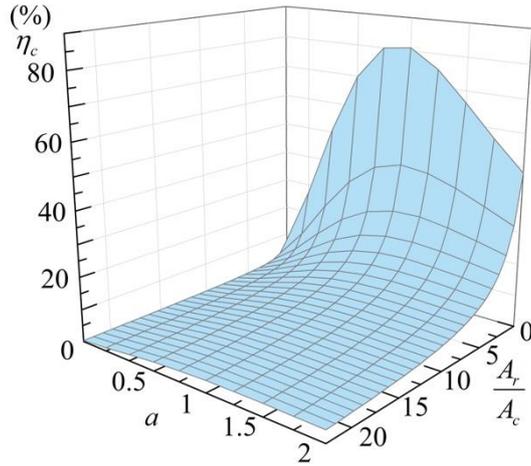
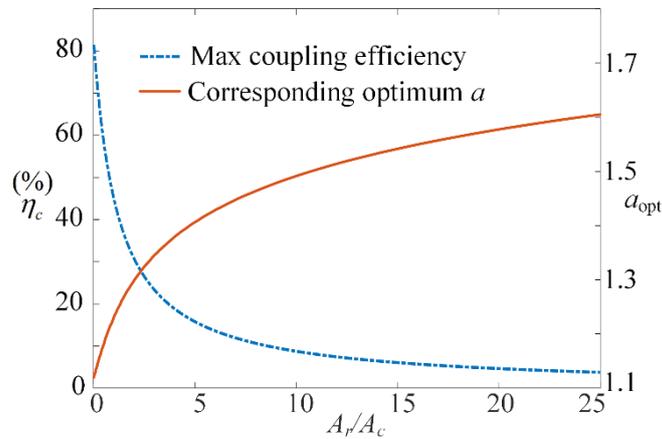


图 2.14 耦合效率数值模拟

图 2.15 显示了耦合效率最大值随 A_r / A_c 的分布以及对应的 a 的最优值。由图可见，最大耦合效率随 A_r / A_c 的增大快速减小；对于一个确定的平面波入射情况 ($A_r / A_c \rightarrow 0$)，当 $a=1.12$ 时，耦合效率可得最大值 $\eta_c \approx 81\%$ 。

$$\frac{D}{2} \frac{\pi \omega_0}{\lambda f} = 1.12。 \quad (2.66)$$

图 2.15 耦合效率最大值与 A_r / A_c 的关系以及对应的 a

在激光雷达应用中，由于气溶胶或大气分子对出射激光的漫散射，导致接收的信号光出现散斑现象，降低了耦合效率所能够取得的最大值。因此在光纤耦合效率的优化上，必须考虑湍流造成的影响(韩立强 et al., 2010)。文献(Winzer and Leeb, 1998)给出了单轴雷达系统，最大耦合效率的值为 42%，该数值与 2.2.3 节导出的最大外差效率是一致的。其原因是对于基于光纤的相干测风激光雷达，光纤耦合效率与外差效率是等价的。

2.2.6 湍流对光纤耦合效率的影响

2.2.5 节推导光纤耦合效率的过程中并未考虑大气湍流的影响，在实际的大气条件下，由于湍流的存在，耦合效率的数值可能会进一步降低。这是因为接收信号相干度的损失包含两部分：一是湍流折射率导致激光传输过程中相干度的下降；二是气溶胶后向散射光的空间非相干性使得在接收面处形成散斑。

湍流的强弱由大气折射率结构常数 C_n^2 来描述，Hufnagel-Valley 模型给出了 C_n^2 随海拔高度的关系：

$$C_n^2(h) = 0.00594(v_\sigma / 27)^2 (10^{-2}h)^{10} \exp(-h) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1.5) + 1.7 \times 10^{-14} \exp(-h/0.1), \quad (2.67)$$

其中 v_σ 为速度的方均根 RMS。经过安徽光机所多年研究，饶瑞中老师给出了合肥地区四个季度大气折射率结构常数 C_n^2 的模型(饶瑞中, 2005)：

$$\text{春: } C_n^2(h) = 8.0 \times 10^{-26} (h)^{13.5} e^{-\frac{h}{0.88}} + 1.95 \times 10^{-15} e^{-\frac{h}{0.11}} + 8.0 \times 10^{-17} e^{-\frac{h}{7.5}}, \quad (2.68)$$

$$\text{夏: } C_n^2(h) = 2.8 \times 10^{-29} h^{17} e^{-\frac{h}{0.7}} + 2.1 \times 10^{-15} e^{-\frac{h}{0.1}} + 2.0 \times 10^{-17} e^{-\frac{h}{4.8}}, \quad (2.69)$$

$$\text{秋: } C_n^2(h) = 3.0 \times 10^{-27} h^{14.9} e^{-\frac{h}{0.8}} + 5.5 \times 10^{-15} e^{-\frac{h}{0.01}} + 6.0 \times 10^{-17} e^{-\frac{h}{6.0}}, \quad (2.70)$$

$$\text{冬: } C_n^2(h) = 1.2 \times 10^{-26} h^{15.5} e^{-\frac{h}{0.7}} + 7.4 \times 10^{-15} e^{-\frac{h}{0.08}} + 6.0 \times 10^{-17} e^{-\frac{h}{6.0}}. \quad (2.71)$$

四个季度的大气折射率结构常数随海拔高度的分布如图 2.16 所示，可以看到不同季节，大气折射率结构常数会有很大的差异，但整体随高度递减。

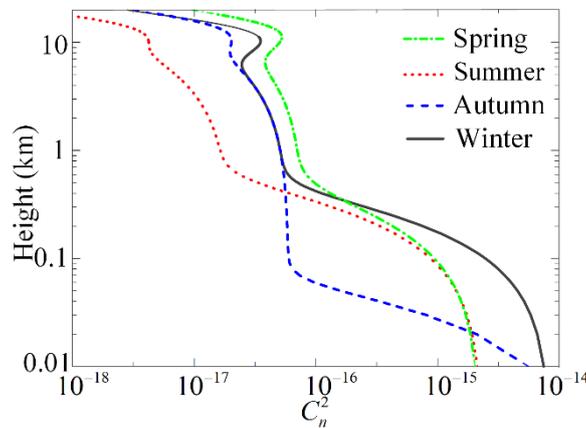


图 2.16 合肥地区四个季度大气折射率结构常数随海拔高度分布

直观理解，由于湍流的影响，激光传输过程中光束的平均面积会变宽，根据 Van Cittert-Zernike 定理，接收面处散斑相干半径会减小，进一步增加了散斑数，从而导致耦合效率的降低。假设出射激光为无截断高斯光束，根据 Frehlich

和 Kavaya 的理论(Frehlich and Kavaya, 1991), 在湍流影响下, 目标面的平均光束半径 ω_z 满足:

$$\omega_z^2 = \omega_T^2 \left[\left(1 - \frac{R}{R_f} \right)^2 + \left(\frac{R}{R_r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\lambda R}{\pi \rho_0} \right)^2, \quad (2.72)$$

其中 ω_T 为出射面处高斯光束的 e^{-2} 辐照度半径, R_f 为相位曲率半径, 对于准直系统 $R_f = \infty$, $R_r = \pi \omega_T^2 / \lambda$ 为瑞利距离, ρ_0 为光场的横向相干长度:

$$\rho_0 = [1.46k^2 \sec \theta \int_0^H C_n^2(h) dh]^{-3/5}, \quad (2.73)$$

其中 h 为海拔高度, θ 为天顶角, $k = 2\pi / \lambda$, C_n^2 为大气折射率结构常数。

进一步, 在弱湍流条件下, 接收面处回波信号光场的有效相干半径为 (Frehlich and Kavaya, 1991):

$$\rho_c = \left[\frac{1}{\rho_0^2} + \left(\frac{\pi \omega_z}{\lambda R} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (2.74)$$

这里假设在光束发射和接收两条路径上湍流是相互独立的。等号右面第一项为湍流的影响, 和自由空间光通信的情况是一致的(Dikmelik and Davidson, 2005)。第二项是由 Van Cittert-Zernike theorem 定理给出的, 即(2.61)式。可以看出, 湍流会引起 ρ_c 的改变, 从而导致 A_r / A_c 的改变, 因此在光纤耦合效率的优化上, 必须考虑湍流造成的影响(韩立强 et al., 2010)。

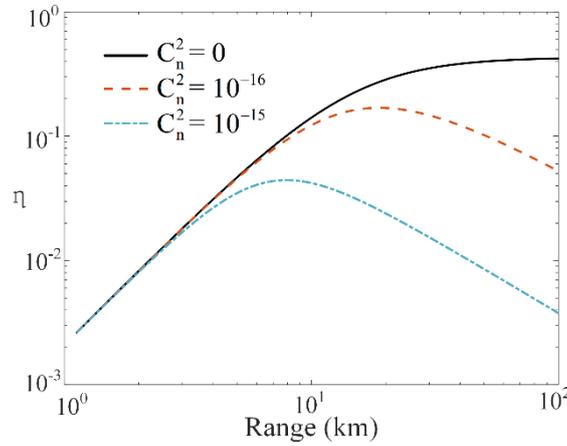


图 2.17 不同 C_n^2 条件下准直系统耦合效率随距离的关系

图 2.17 给出了不同湍流条件下耦合效率随距离的关系, 其中激光准直出射 $R_f = \infty$, $\omega_T = D/2 = 10\text{cm}$, $\lambda = 1550\text{nm}$, $a = 1.12$ 。可以看到, 没有湍流时, 耦合效率随着距离增大而逐渐增大, 并在远场达到最大值, 约 44%。湍流的存在导致

了耦合效率的降低，并且由于湍流对光束相干度的削弱，在远场时耦合效率也趋于减小。

图 2.18 对应 $R_f = 1\text{km}$ 的情况，可以看到，在聚焦位置处耦合效率达到最大，之后快速降低，同样湍流的存在降低了耦合效率。需要指出的是，湍流对耦合效率的减弱并不是绝对的。在某些特定情况下，反而会增加耦合效率，甚至高于没有湍流时的情况(Frehlich and Kavaya, 1991)。

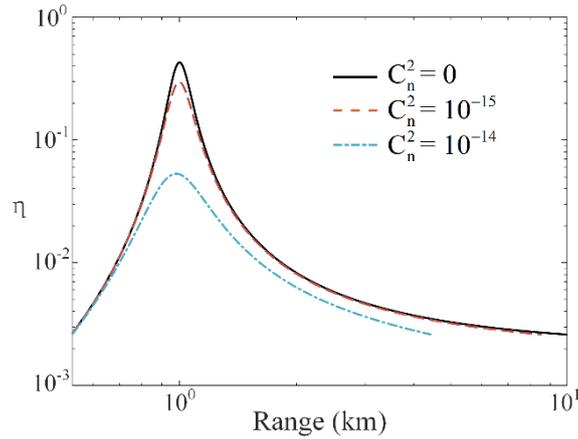


图 2.18 不同 C_n^2 条件下聚焦系统耦合效率随距离的关系

此外，激光雷达受湍流影响与其波长有关，根据结合(2.72)，(2.73)和(2.74)可以得到：

$$\rho_c = \left[\frac{2}{\rho_0^2} + \frac{\pi^2 \omega_T^2}{\lambda^2} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_f} \right)^2 + \frac{1}{\omega_T^2} \right]^{-1/2}, \quad (2.75)$$

式中 ρ_0 与 λ 正相关，因此相同条件下，波长越长， ρ_c 越大，从而耦合效率越大。

由于相干检测的特性，只有与本振光偏振态相同的回波信号才能与本振光产生相干拍频，从而被探测(Träger, 2012)。因此在目前的传统相干多普勒测风激光雷达中，均无法对大气退偏振比参数进行测量，在雷达方程(2.4)中也未考虑大气退偏振比对雷达回波信号造成的损失。根据安徽光机所刘东教授 2005 年 2 月 1 日对合肥地区大气退偏振比垂直廓线的测量(刘东, 2005)，合肥地区 5km 高度内大气退偏振比最高可达 35%，大气边界层内气溶胶粒子的退偏振比约为 10%。这意味着使用传统相干多普勒测风激光雷达，至少 10% 的回波信号无法被探测，在沙尘暴等极端天气下，大气退偏振比可能会高达 50%，更会严重影响雷达性能。在后文中，因大气退偏振现象导致的回波信号损失可通过一种时分复用的偏振相干多普勒测风激光雷达实现，该方法会在第三章节中详细描述。

2.2.7 本振光功率的优化

从图 2.3 和方程(2.15)中可以看出,相干探测属于弱信号检测,通过本振光与信号光的混频效应,可以实现对弱信号的放大。在积分时间 T_{int} 内,外差信号的总光子数的 RMS 为(Dereniak and Crowe, 1984):

$$n_s = T_{\text{int}} i_{h_{\text{rms}}} / e = \eta_q \sqrt{2\eta_h N_{sd} (\eta_{od} N_{od})}, \quad (2.76)$$

这里 N_{sd} 和 N_{od} 分别是入射到探测器感光面的信号光光子数和本振光光子数,也可用 P_{sd} 和 P_{od} 表示。每个信号光光子通过与本振光相干混频,都在探测器里激发了大量信号电子,如图 2.19 所示,在理想情况下,提高本振光功率有助于在相干混频时提高回波信号的放大率(Pearson et al., 2002)。

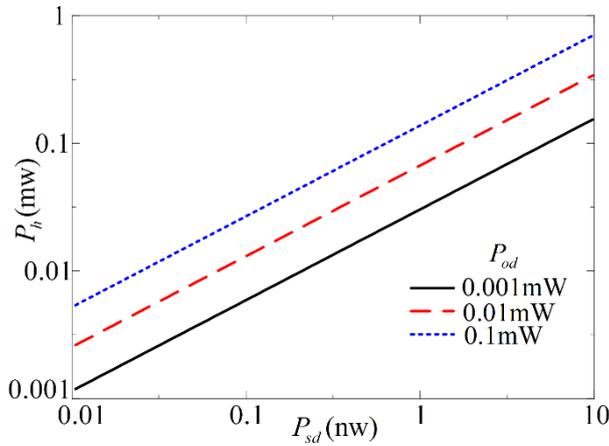


图 2.19 本振光对信号光的放大作用

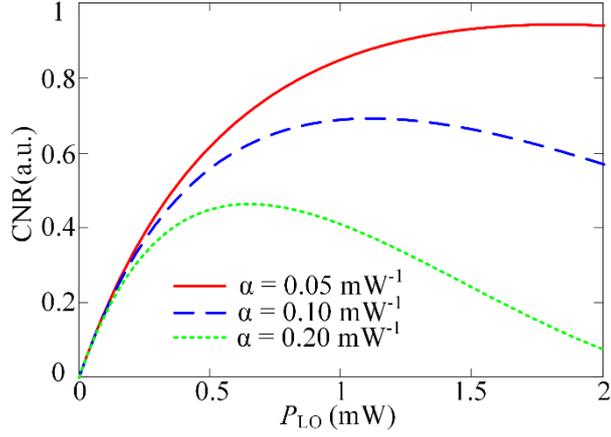
但是实际应用中,本振光功率过高会导致探测器产生饱和效应,导致探测器对信号的响应度降低,最终影响系统整体载噪比。设考虑饱和响应的探测器响应为(Holmes and Rask, 1995, 马宗峰 et al., 2009):

$$i_d = \Re P(1 - \alpha P), \quad (2.77)$$

其中 α 为探测器饱和响应因子, P 为探测器接收到的总的光功率。当噪声功率只考虑本振光的散粒噪声和热噪声时,载噪比可以表示为(Li et al., 2010):

$$\text{CNR} = \frac{2\Re^2 \eta_h P_{sd} P_{LO} (1 - 2\alpha P_{LO})^2}{4KTB / R_L + 2e\Re P_{LO} (1 - \alpha P_{LO}) B}, \quad (2.78)$$

其中探测器响应度 \Re ,负载电阻 R_L ,温度 T ,探测器带宽 B ,回波信号功率 P_{sd} 和外差效率 η_h 都是常数参量,取值分别设为: $\Re=1\text{A/W}$ 、 $R_L=50\Omega$ 、 $T=300\text{K}$ 、 $B=200\text{MHz}$ 。根据(2.78),得到不同情况下 CNR 的变化曲线,如图 2.20 所示。可以看到,随着 α 的增大,最优本振光功率减小,降低了对回波信号的放大作用。当 $\alpha = 0.1\text{mW}^{-1}$ 时,对应的最优本振光功率在 1mW 左右。

图 2.20 不同 α 情况下 CNR 的变化

2.2.8 脉冲光频移 ν_M 和时域脉冲宽度 (ΔT) 的优化

相干多普勒测风激光雷达系统可以分为零差 (Homodyne) 相干多普勒测风激光雷达和外差 (Heterodyne) 相干多普勒测风激光雷达, 两者的区别在于发射激光中心频率和本振光中心频率之间有没有经过频移调制。零差法没有频移调制, 只能区分视向风速产生的多普勒频移大小, 无法区分正负, 因而无法区分视向风速的方向。外差法使用 AOM 进行频移调制, 将零风速位置的中频频率调制为 ν_M , 当风速的方向与激光雷达望远镜的视向方向相同时, 风速产生的多普勒频移 ν_d 为负, 反之为正, 因此可以区分风速的大小和方向。为了避免风速过大导致的风向混叠, 频移调制量和多普勒频移量需要满足:

$$\nu_M + \nu_d > 0. \quad (2.79)$$

若风速测量范围要求为 $v_r = \pm 30 \text{ m/s}$, 在 1550nm 波长时, 根据多普勒频移公式可得:

$$\nu_d = \frac{2v_r}{\lambda} = \pm 38.7 \text{ MHz}, \quad (2.80)$$

则 $\nu_M > 38.7 \text{ MHz}$ 即可满足区分风向正负的要求, 但是为了减少激光器的相对强度噪声和 $1/f$ 噪声对混频信号的影响, 目前的相干多普勒测风激光雷达中最常用的频移调制为 $\nu_M = 80 \text{ MHz}$ 。

根据相干多普勒测风激光雷达距离分辨率 ΔR 和发射激光脉冲时域半高全宽 ΔT 的关系(Fujii and Fukuchi, 2005):

$$\Delta R = \frac{c\Delta T}{2}. \quad (2.81)$$

假设能量归一化的、满足变换极限的高斯脉冲表达式为(Frehlich and Yadlowsky, 1994, Frehlich, 2000):

$$P_i(t) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta T} \exp(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\Delta T^2}), \quad (2.82)$$

脉冲的时域宽度和光谱宽度满足关系：

$$\Delta f = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{2\pi}\Delta T}, \quad (2.83)$$

其中 Δf 为光谱宽度，因此通过减小 ΔT 提高距离分辨率必须考虑 Δf 的展宽。

图 2.21 为不同 ΔT 情况下，回波信号功率谱分布的仿真。由图 2.21(a)可见，在 10MHz 附近会有因为激光器的 RIN 噪声和散斑噪声等导致的功率谱抖动。在噪声功率和脉冲光功率相同的情况下， ΔT 从 300ns 缩小至 30ns 和 10ns 时，本振光和信号光的功率谱宽度也展宽 10 到 30 倍，若仍然取 $\nu_M = 80\text{MHz}$ ，如 10ns 情况下的绿色虚线，会导致信号光光谱湮没在噪声光谱中，无法准确测量 $\Delta\nu$ 的峰值所在。因此仅靠减小激光脉冲半高全宽 ΔT ，而不对 ν_M 进行优化，无法有效提高相干多普勒测风激光雷达的距离分辨率。将 $\Delta\nu_M$ 扩大 3 倍至 240MHz，此时可以清晰区分信号谱和噪声谱，如图 2.21(b)所示。但是根据采样定理，采样率应该是信号最高频率的 2 倍以上，过高的 ν_M 会对接收机的数据采集和实时数据处理产生巨大压力。因此应当根据应用场合和回波信号强度，改变激光脉冲半高全宽 ΔT ，并选取不同的 ν_M ，改变相干测风激光雷达的空间分辨率，使采集卡的采集频率和数据处理负担都得到优化。在后边章节中将会介绍一种新型的相干多普勒测风激光雷达数据处理方法，通过使用联合时频分析方法，在脉冲宽度固定的情况下实现最高 1.2m 的径向距离分辨率。

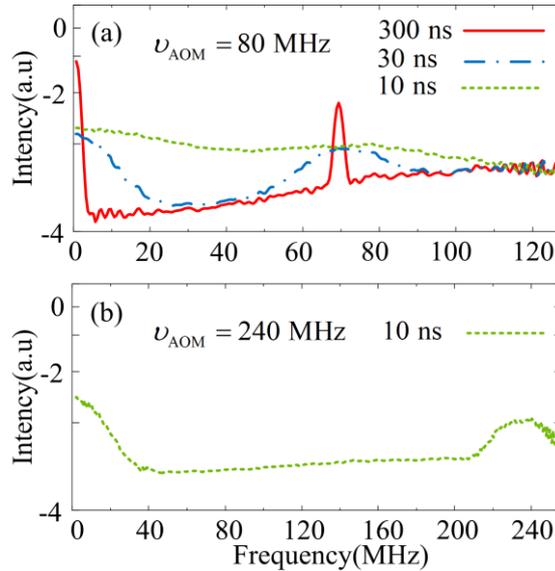


图 2.21 不同脉冲宽度和频率调制情况下功率谱示意图

2.3 基于系统硬件参数的回波数据载噪比仿真

回波信号的多普勒频移量与激光雷达探测距离门内的气溶胶分子的平均运动速度成正比。因为相干多普勒测风激光雷达回波信号需要先经过相干拍频解调，不如直接多普勒测风激光雷达回波信号直观，使用载噪比对相干多普勒测风激光雷达回波信号进行描述，既能看出回波信号的强度分布，也便于对雷达误差进行分析。所以我们先建立相干回波信号的载噪比分布数学模型，再通过基于频域和基于时域两种方法，对优化之后的相干多普勒测风激光雷达性能进行蒙特卡罗模拟。

根据系统硬件参数的优化，在不考虑望远镜几何重叠因子的情况下，由载噪比公式可以计算得到不同探测距离上的理论 CNR 值：

$$CNR(R) = \eta_{ox} \eta_a(R) \frac{T^2(R) E_T}{h\nu B} \frac{c\beta_A}{8} \frac{\pi D_{Tele}^2}{R^2}, \quad (2.84)$$

方程中的参数如表 2.2 所示，其中天线效率参数取 $\rho_T = 0.803$ ，CNR 与距离 R 的关系如图 2.22 所示，在生成模拟信号时，需将对应距离门处的 CNR 带入仿真。

表格 2.2 系统参数符号及意义

符号	意义	数值	单位
ΔT	激光脉冲半高全宽	400	ns
T_s	采样间隔	4	ns
c	光速	3×10^8	m/s
R	探测距离	0.1-6	km
h	普朗克常量	6.626×10^{-34}	$M^2 kg/s$
B	接收机带宽	200	MHz
E_T	发射脉冲能量	100	μJ
λ	激光波长	1550	nm
η_{ox}	系统光学效率	0.179	
D_{tele}	望远镜口径	80	mm
β_A	后向散射系数	4.0×10^{-7}	$m^{-1} sr^{-1}$
ΔR	距离分辨率	60	m
P_{LO}	本振光功率	1	mW
ν_M	AOM 频移频率	80	MHz
σ	大气消光系数	1.7×10^{-4}	m^{-1}
ρ_T	望远镜截断比	0.803	

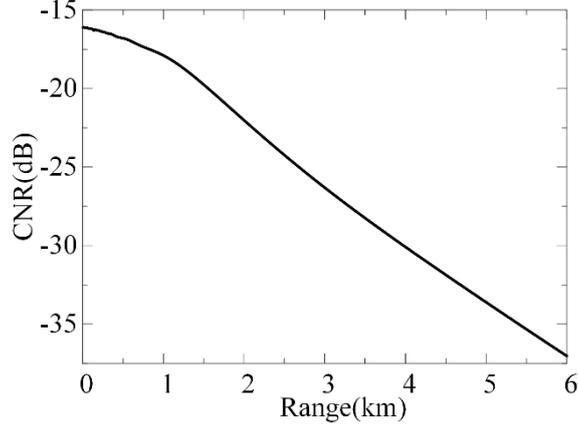


图 2.22 CNR 随距离变化

2.3.1 基于频域的回波信号生成算法

回波信号是大量气溶胶粒子后向散射信号的叠加, 每个粒子的后向散射信号相位随机分布, 因此回波信号可以用零均值复高斯过程描述, 且满足(Frehlich, 1993, Frehlich, 1997):

$$\langle z_k z_l \rangle = 0, \quad (2.85)$$

其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示集平均, 根据 Zrnic(Zrnic and Doviak, 1984, Zrnic, 1979)的天气多普勒信号模拟理论, z_k 的具体表达式为:

$$z_k = s_k \exp(j4\pi v k T_s / \lambda) + n_k, \quad (2.86)$$

其中 s_k 为接收信号的幅度, $s_k \exp(j4\pi v k T_s / \lambda)$ 代表大气回波信号, $v = \lambda f / 2$ 为平均风速, T_s 为采集卡采样间隔, n_k 为高斯白噪声的幅度。 s_k 和 n_k 均满足零均值复高斯分布且统计独立。

z_k 的协方差矩阵 $R(\Theta)$ 描述了其统计特性, 对于一个距离门内的 M 个采样点, 假设信号是平稳的, 则 $R(\Theta)$ 由下式给出(Frehlich, 1993, Zrnic, 1979):

$$R_k(\Theta) = S_p \exp[-2(\pi \Delta f k T_s)^2 + j4\pi v k T_s / \lambda] + N_p \delta_k, \quad (2.87)$$

其中 S_p 和 N_p 分别代表后向散射信号和噪声的功率。 Θ 为信号参量, 具体包括风速 v , 多普勒功率谱宽 Δf 和载噪比CNR。对于相干多普勒测风激光雷达, 回波信号的多普勒功率谱宽可以根据发射激光脉冲的谱宽计算得来(Frehlich, 1993, Frehlich, 1999), 其载噪比可以根据信号实测功率谱得到, 在本处信号模拟中, 采用的为公式(2.84)计算得到的载噪比分布。本处 $R(\Theta)$ 的估计参量 Θ 为风速 v 。

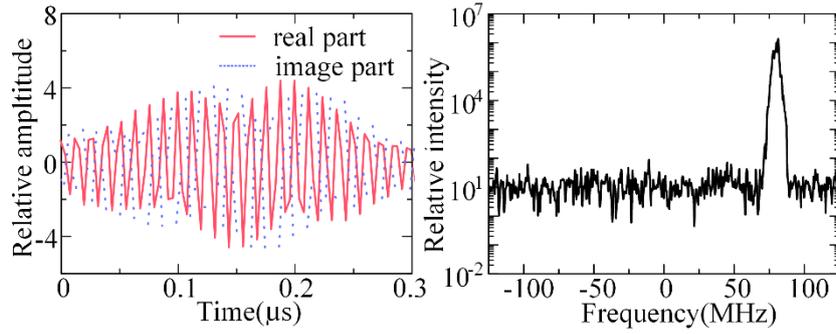


图 2.23 基于频域模拟回波信号的时域和频域图

以上描述的是基于频域的回波信号模型，根据参考文献(Patel, 1964, Vaughan et al., 1996, Frehlich et al., 1994, Vaughan and Harris, 2001, Kavaya et al., 1989)的描述，使用计算机数值模拟生成回波信号总结为以下具体步骤：

- (1) 根据优化后的系统硬件参数计算得到不同距离门处的载噪比；
- (2) 根据每一个距离门处的载噪比、速度和谱宽信息生成协方差函数 $R_k(\Theta)$ ，并做傅里叶变换得到随机过程的功率谱 Y_m ；
- (3) 根据 Y_m 生成满足零均值复高斯随机过程的信号频谱 y_m ；
- (4) 将 y_m 进行逆傅里叶变换 (IFFT)，得到所需信号序列 z_k 。

该方法为目前常用的相干多普勒测风激光雷达模拟回波信号生成方法，单个距离门内频域和时域模拟信号如图 2.23 所示。学者 D.S.Zrnic (Zrnic and Doviak, 1984, Zrnic, 1979, Zrnić, 1975, Zrnic, 1977, Mahapatra and Zrnic, 1983), Barry.J.Rye(Rye, 1990, Rye and Hardesty, 1997b, Rye and Hardesty, 1997a, Rye and Hardesty, 1993a), V.A.Banakh(Banakh and Werner, 2005), Rod Frehlich(Frehlich and Yadlowsky, 1994, Frehlich, 1993, Frehlich, 1997, Frehlich, 1999, Frehlich, 1994, Frehlich, 2000, Frehlich, 2001), Dale Sirmans(Sirmans and Bumgarner, 1975), R.Michael Hardesty(Hardesty, 1986), Aliain Dabas(Dabas, 1999)等，都使用上述方法生成模拟数据对雷达系统进行算法优化和性能评估。

图 2.23 为基于频域模拟的单个距离门内的回波信号，左侧为时域复信号（前 $0.3\mu\text{s}$ ），右侧为信号功率谱。此处取 $\text{CNR} = 30\text{dB}$, $\Delta f = 2\text{MHz}$ ，多普勒中心频率为 80MHz ，每个距离门内采样点数为 512 点。

2.3.2 基于时域的回波信号生成算法

基于时域的回波信号生成算法又叫大气分层模型算法 (feuillete Model) (Salamitou et al., 1995)。该模型将光路所经过的大气按照 Δr 的距离分为 n 层。其

中 Δr 为大气最小分层距离，该最小距离与大气参数相关。使用大气分层模型算法需要满足两个假设：

(1) 每一个 Δr 分层中，气溶胶均匀分布，且在激光脉冲照射时风场速度和方向不存在突变。

(2) 在激光脉冲照射时，气溶胶散射系数变化导致的回波信号变化量远小于风速导致的回波信号变化。

基于时域回波信号的分层模型如图 2.24 所示：

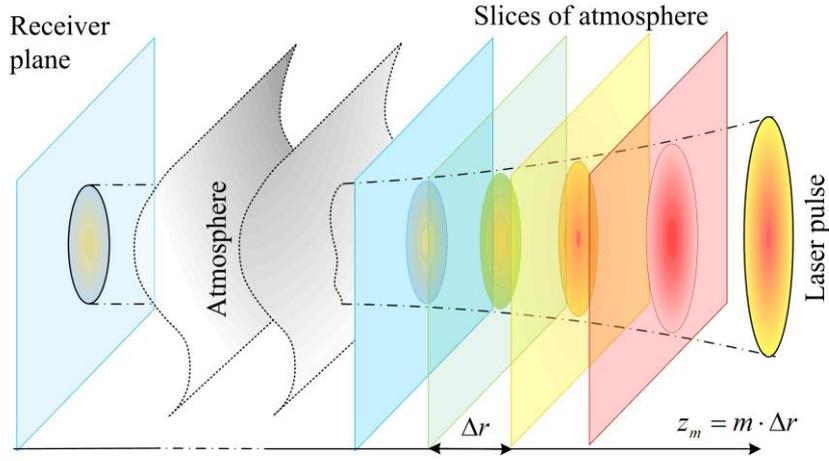


图 2.24 分层模型示意图

在 Δr 很小的时候，就可以认为在很短的脉冲飞行时间和空间距离上，满足以上两个假设。根据实际情况，分层距离需要满足：

$$\lambda \ll \Delta r \ll c\tau/2, \quad (2.88)$$

其中： $\tau = \sqrt{2}/\pi\Delta\nu$ 为激光脉冲的相干时间， $\Delta\nu$ 为激光脉冲的线宽。为了提高相干多普勒测风激光雷达的距离和时间分辨率，根据采集卡采样间隔 T_s ，一般取 $\Delta r = c \cdot T_s / 2$ (Frehlich and Sharman, 2005, Banakh et al., 2000)。

将激光雷达方程(2.4)代入外差电流公式(2.17)，可以得到单个分层距离门内外差电流的表达形式：

$$i_h(t) = 2\Re\sqrt{\eta_s P_{Lo} P_T(t - 2R/c) T^2(R) \beta \Delta r (A_r / R^2)} \exp(-j2\pi\Delta f t), \quad (2.89)$$

其中 $P_T(t - 2R/c)$ 为激光脉冲功率函数， $\eta_s = \eta_a \eta_R \eta_T$ 为系统总光学效率。

公式(2.89)中，所有参数都是确定的，得到的外差电流不存在随机波动，这不符合真实的大气回波信号情况。在分层模型中，每一层都含有大量气溶胶后向散射信号，每个粒子后向散射的回波信号是空间非相干的，波前相位各不相同。它们在接收面相干叠加之后，导致回波信号的强度和相位产生随机抖动，产生散

斑现象。根据中心极限定理，此时的回波信号振幅服从瑞利分布，相位服从 0 至 2π 的均匀分布(Goodman, 1975, 凯, 2014)。由大气分层模型，可将外差电流模型改写为：

$$i_m(t) = 2\Re \exp(j2\pi v_M t) \times a_n \sqrt{\eta_s P_{LO} P_T (t - 2R_n / c) T_n^2(R) \beta_n \Delta r (A_r / R_n^2)} \exp(-j2k v_n t), \quad (2.90)$$

其中 $R_n(m)$ 、 $\beta_n(m^{-1}sr^{-1})$ 、 $T_n(R)$ 、 $v_n(m/s)$ 分别代表第 n 层对应的探测中心距离、后向散射系数、透过率和对应的风速。其中 a_n 为散斑效应对应的随机因子，服从零均值复高斯分布：

$$\langle a_n a_l \rangle = 0, \quad \langle a_n^* a_l \rangle = \delta_{nl}, \quad (2.91)$$

其中 δ 为狄拉克函数。

将最小距离分辨率内的每一层回波信号叠加，再将整个探测范围内的回波信号按时序拼接，得到有效探测范围内回波信号的时域模型：

$$i_h(t) = 2\Re \exp(j2\pi v_M t) \times \sum_n a_n \sqrt{\eta_s P_{LO} P_T (t - 2R_n / c) T_n^2(R) \beta_n \Delta r (A_r / R_n^2)} \exp(-j2k v_n t), \quad (2.92)$$

设激光器脉冲波形为高斯型，则脉冲时域模型为公式(2.82)，激光脉冲在光轴横截面上的光强分布通常也使用高斯函数描述，在极坐标下的归一化光束光强可表达为：

$$I(r) = \frac{2}{\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right), \quad (2.93)$$

公式(2.92)没有考虑噪声的影响，探测器探测得到的电流信号主要包括散粒噪声、热噪声和激光器的相对强度噪声。其中相对强度噪声能量大多分布在低频区，可以在数据处理时使用高通滤波器滤除，因此此处仅考虑散粒噪声和热噪声。

散粒噪声和热噪声都属于高斯白噪声，可以使用零均值复高斯过程描述。噪声电流值可表示为：

$$\langle |i_n(t)|^2 \rangle = \frac{2qe^2}{h} P_{LO}. \quad (2.94)$$

根据公式(2.92)得到的时域信号生成算法，代入激光时域脉冲模型(2.82)和噪声电流(2.94)，各项仿真参数如表 2.2 所示，得到相干多普勒测风激光雷达的时域仿真回波信号，如图 2.25 所示：

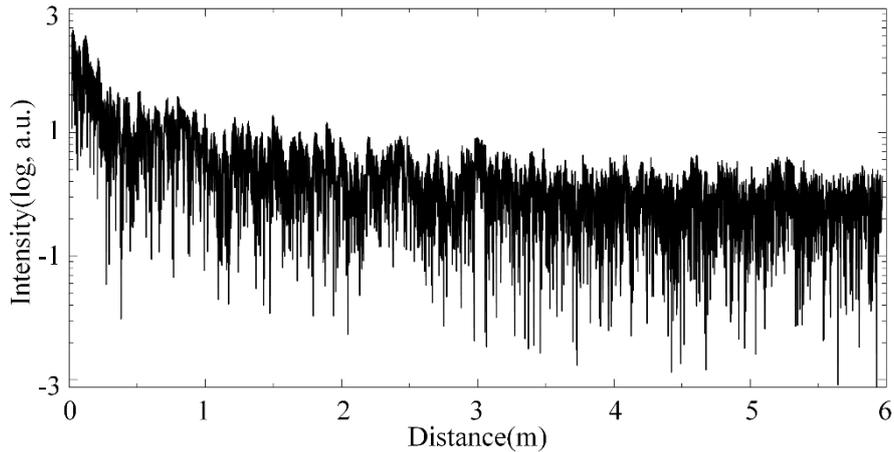


图 2.25 对数坐标下基于时域的回波信号仿真

图 2.25 为 0-6km 范围内回波信号产生的外差电流分布图，由图可见：

- (1) 外差电流随距离的增加迅速减小。
- (2) 外差电流为余弦调制信号，存在上下余弦波动。
- (3) 可见大气散斑效应和噪声导致的外差电流波动。

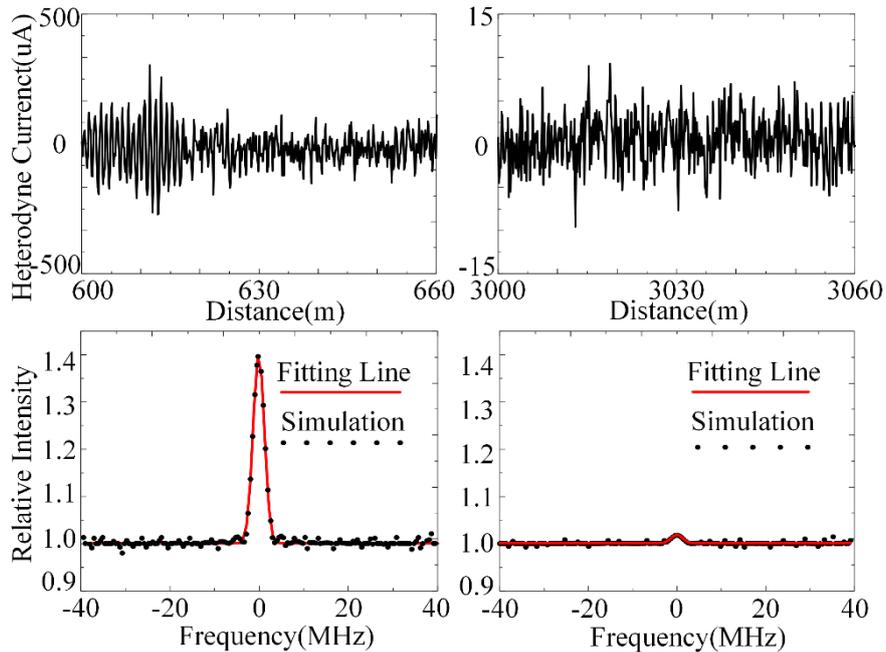


图 2.26 不同距离门处的时域信号和归零后的频域信号

图 2.26 为 600-660m (Bin=10) 和 3000-3060m (Bin=50) 范围内的外差电流时域和频域分布图，图中点表示仿真数据的功率谱分布，实线表示拟合的功率谱

分布。在近场时，载噪比较高，噪声对多普勒频移探测影响较小，在远场时多普勒频移信号会湮没在噪声中，导致误差较大甚至无法正确反演风场数据。

使用基于时域的回波信号生成算法的学者主要有 Rod Frehlich(Frehlich, 1997, Frehlich, 2000, Frehlich, 2001, Frehlich and Cornman, 2002), Bricteux L(Bricteux, 2008), Viktor A. Banakh(Banakh et al., 2000), Oliver Reitebuch(Reitebuch et al., 2001), Igor Smalikho(Smalikho et al., 2005)以及国内的张寅超课题组(步志超, 2014)等，由于时域算法比频域算法的推导过程更为直观易懂，且便于进行湍流模拟，所以目前大多数课题组都使用时域算法对相干多普勒测风激光雷达的信号进行模拟。

2.4 风速反演算法选取

基于相干探测的原理，相干多普勒测风激光雷达需要从每秒 GB 量级的中频信号中提取多普勒频移、信号功率以及回波信号的谱宽信息(Zrnic and Doviak, 1984)。对于实时风速测量，如何准确高效地提取多普勒频移信息尤为重要。目前常用的多普勒频移提取算法有脉冲对算法(PP)(Frehlich, 1993, Zrnic, 1977, Sirmans and Bumgarner, 1975)、最大似然估计法(ML)(Frehlich and Yadlowsky, 1994, Zrnic, 1979, Frehlich, 1999, Hardesty, 1986)、周期图最大似然估计法(PML)(Levin, 1965, Shirakawa and Zrnic, 1983)和时间级数模型算法(AR, MV)(Frehlich and Yadlowsky, 1994)，其中最大似然估计法中的离散峰值谱估计(MLDSP)(Levin, 1965)，又称为 Levin 估计(Rye and Hardesty, 1993a)。脉冲对算法计算量最小，但是在低载噪比情况下误差大(Frehlich and Yadlowsky, 1994, Frehlich, 1999, Mahapatra and Zrnic, 1983)。本处仅对最大似然估计法和周期图最大似然估计法进行讨论。

2.4.1 最大似然估计 (ML. Maximum Likelihood)

根据公式(2.87)，风速参量 v 的最大似然函数为(Frehlich and Yadlowsky, 1994):

$$L(z|v) = -z^* A^* R^{-1}(v=0)Az - \ln(|R(v=0)|) - M \ln(\pi), \quad (2.95)$$

其中 z^* 代表 z 的共轭转置， $|R(v=0)|$ 代表 $R(v=0)$ 的行列式， M 是数组 z 所取点数， A 是对角矩阵：

$$A_{kk} = \exp(4\pi i v T_s k / \lambda), \quad (2.96)$$

使 $L(z|v)$ 取最大值时的 v 就是风速的最大似然估计。因为最大似然方程只有一个待估参量 v ，所以方程(2.95)可以简化为(Frehlich, 1999):

$$L_1(z|v) = -\text{Re}\left[\sum_{m=0}^{M-1} d_m \exp(-4\pi i T_s v m / \lambda)\right], \quad (2.97)$$

$$d_m = \sum_{k=0}^{M-m-1} z_k^* z_{k+m} D_{k,k+m}(CNR, \Delta f), \quad (2.98)$$

其中 $D(CNR, \Delta f) = R^{-1}(CNR, \Delta f)$ 。

公式(2.97)在采样点数 M 很大时计算量非常大。用快速傅里叶变换替代协方差矩阵运算可以减小运算量(Zrnić, 1975)。风速的最大似然估计的标准差为:

$$v_\sigma \geq \frac{\lambda}{2} \left[-4\pi^2 T_s^2 \sum_{k=0}^{M-1} \sum_{l=0}^{M-1} (l-k)^2 R_{kl} (R^{-1})_{lk} \right]^{-1/2}. \quad (2.99)$$

2.4.2 周期图最大似然估计 (PML.Periodogram Maximum Likelihood)

根据参考文献(Zrnic and Doviak, 1984, Marple and Marple, 1987, 何子述, 2009)可得, z_k 的周期图表达式为:

$$\hat{P}(m) = \frac{T_s}{M} \left| \sum_{k=0}^{M-1} z_k \exp(-\frac{2\pi i k m}{M}) \right|^2. \quad (2.100)$$

当 M 个采样点相互独立时, 周期图 $\hat{P}(m)$ 中的点也相互独立, 周期图最大似然估计的最大似然函数为:

$$L(z_k | v) = -\sum_{m=0}^{M-1} \frac{\hat{P}(m)}{P(m, v)}, \quad (2.101)$$

其中(Frehlich and Yadlowsky, 1994, Zrnic and Doviak, 1984):

$$P(m) = \langle \hat{P}(m) \rangle = T_s \sum_{k=-(M-1)}^{M-1} R_k \exp(-\frac{2\pi i T_s m k}{M}). \quad (2.102)$$

Levin(Levin, 1965)、Rye 和 Hardesty(Rye and Hardesty, 1993a, Rye and Hardesty, 1993b)使用平滑之后累积的信号功率谱分布代替 $P(m)$, 带入如上公式进行风速估算。风速的周期图最大似然估计的标准差为:

$$v_\sigma = \frac{\lambda}{2} \left[\sum_{m=0}^{M-1} \frac{d_m^2(v)}{P_m^2(v)} \right]^{-1/2}, \quad (2.103)$$

其中:

$$d_m(v) = \frac{\partial P(m, v)}{\partial v}. \quad (2.104)$$

在相干多普勒测风激光雷达系统中, 最重要的参数是回波信号的平均多普勒中心频率。最大似然离散峰值谱估计就是求得单个距离门内回波信号功率谱后, 通过最大似然估计, 求得多普勒中心频率。该估算方法基于周期图最大似然估计法(Rye and Hardesty, 1993b, Rye and Hardesty, 1993a, Hardesty, 1986), 为了实现高速中频信号的实时处理, 目前相干多普勒测风激光雷达系统中通常采用快速傅

里叶变换（FFT）配合功率谱非相干累积，求得回波信号的周期图平均功率谱分布，再通过求单个距离门内功率谱峰值位置的频率来估算多普勒风速。该方法便于实现雷达信号的实时处理。

2.5 估计风速误差的性能评估

最大似然估计、周期图最大似然估计以及最大似然离散谱峰值估计都属于无偏估计(Frehlich and Cornman, 2002)，对于任何无偏估计量，其方差都存在一个下限，即克拉美罗界（Cramer-Rao. CRLB），CRLB 是最常用且容易确定的估计误差的下限值(凯, 2014)。使用 CRLB 便于对相干多普勒测风激光雷达进行性能评估。

2.5.1 周期图离散谱峰值估计（PGDSP）

本处使用基于谱分布的回波信号仿真模型，对估计功率谱的概率密度函数进行推导。

激光雷达回波信号功率谱可用其集平均功率谱密度描述，但是需要满足以下假设(Rye and Hardesty, 1993a):

- (1) 在单个距离门内后向散射信号的频谱不发生改变。
- (2) 光电探测器输送给采集卡数据前，先进行滤波，去除回波信号的频谱混叠，并减小噪声带宽。
- (3) 滤波器的通带关于本振光中心频率对称，并且允许尽可能大的多普勒频移信号通过。
- (4) 回波信号经过相干拍频之后，输出处于基带的中频信号，相对于本振光中心频率，功率谱峰值频率 f_i 的正负取决多普勒频移的正负。
- (5) 噪声为白噪声。
- (6) 信号频谱带宽就是整个接收机的带宽 B ，且 $B = F_s$ ， F_s 为 Nyquist 频率。

基于以上假设，回波信号谱 ϕ 为高斯型信号谱 ϕ_s 叠加噪声谱 ϕ_n ：

$$\phi(f_i | f_0) = \phi_s(f_i | f_0) + \phi_n(f_i), \quad (2.105)$$

其中：

$$\begin{aligned} \phi_s(f_i | f_0) &= \frac{CNR_w}{\sqrt{2\pi}\Delta f} \exp\left[-\frac{(f_i - f_0)^2}{2\Delta f^2}\right], \\ \phi_n(f_i) &= 1, \quad -0.5 \leq f_i < 0.5. \end{aligned} \quad (2.106)$$

定义窄带载噪比(CNR_n)为接收机在匹配滤波器(Matched filter)情况下信号功率除以噪声功率。 Δf 为对带宽 F_s 归一化的高斯谱宽。。

对 N 次独立脉冲的回波信号功率谱进行累积，得到单个距离门内功率谱分布函数为：

$$p_N(x_i | f_0) = \left[\frac{N}{\phi(f_i | f_0)} \right]^N \frac{x_i^{N-1} e^{-\frac{Nx_i}{\phi(f_i | f_0)}}}{\Gamma(N)}, \quad (2.107)$$

其中 $\Gamma(N) = (N-1)!$ ， x_i 代表累积之后单个距离门周期图内第 i 个频率分辨单元对应的值。

累积之后的频谱峰值位置是一个随机变量，设峰值出现在第 i 个频率分辨单元的概率密度函数（PDF）为 $g_N(f_i; f_0)$ ，可得(Rye and Hardesty, 1993a)：

$$g_N(f_i | f_0) = \frac{1}{\Gamma(N)} \left[\frac{N}{\phi(f_i | f_0)} \right]^N \times \int_0^\infty x_i^{N-1} e^{-\frac{Nx_i}{\phi(f_i | f_0)}} \prod_{l=1, l \neq i}^M \left\{ 1 - e^{-\frac{Nx_l}{\phi(f_l | f_0)}} \sum_{k=0}^{N-1} \frac{1}{\Gamma(k+1)} \left[\frac{Nx_l}{\phi(f_l | f_0)} \right]^k \right\} dx_i. \quad (2.108)$$

对(2.108)进行简化(Frehlich, 1997, Hardesty, 1986)，得到更为简洁的 PDF：

$$\text{PDF}(\hat{\nu}) = b_0 + \frac{1-b}{\sqrt{2\pi}g} \exp\left[-\frac{(\hat{\nu}-\nu)^2}{2g^2}\right], \quad (2.109)$$

其中 b_0 为“坏”的估计， b 为“坏”的估计的概率， g 为“好”的估计的标准差。

2.5.2 最大似然离散谱峰值估计（MLDSP）

MLDSP 又称为 Levin 估计(Levin, 1965, Rye and Hardesty, 1993a)，最初 Levin 估计被用于微波雷达，是 Zrinc 将该方法拓展到激光雷达领域(Zrinc and Doviak, 1984)。根据 Levin 估计，累积频谱的最大似然函数为：

$$L_N(x | f_0) = \prod_{i=1}^M P_N(x_i | f_0), \quad (2.110)$$

在 PGDSP 中，频率估计值只与功率谱的峰值有关，在 MLDSP 中，通过求对数似然函数的最大值来估计多普勒中心频率 f_0 ：

$$\begin{aligned} \Lambda_N(x | f_0) &= \ln[L_N(x | f_0)] \\ &= M[N \ln N - \ln \Gamma(N)] - N \sum_{i=1}^M \ln \phi_s(f_i | f_0) \\ &\quad + (N-1) \sum_{i=1}^M \ln x_i - N \sum_{i=1}^M \frac{x_i}{\phi_s(f_i | f_0)} \end{aligned} \quad (2.111)$$

2.5.3 克拉美罗界（CRLB）

根据参考文献(张贤达, 2002)中的公式 2.2.16，对 f_0 的参数估计满足不等式：

$$\sigma^2(f_0) \geq \sigma_{CRLB}^2 = \frac{1}{E\left\{\left[\frac{\partial \Lambda_N(x|f_0)}{\partial f_0}\right]^2\right\}}, \quad (2.112)$$

将(2.111)代入(2.112), 可得:

$$\sigma_{CRLB}^2 = \frac{1}{NM \int_{-0.5}^{0.5} \left\{ \frac{\partial}{\partial f_0} \log[\phi(f|f_0)] \right\}^2 df}. \quad (2.113)$$

如上公式就是 Levin 对任意 N 次独立脉冲的回波信号进行谱累积的 CRLB 模型(Levin, 1965), 使用连续谱分布 $\phi(f|f_0)$ 替代离散谱分布 $\phi(\phi_i|f_0)$, 并将累加求和公式转变为积分公式(Rye and Hardesty, 1993a)。

将高斯型脉冲的功率谱函数(2.106)代入(2.113), 得到精确的 CRLB 表达式:

$$\sigma_{v_{CRLB}}^2 = \left(\frac{\lambda F_s}{2} \right)^2 \frac{\Delta f^2}{NM} \left\{ \int_{-0.5}^{0.5} \frac{\left(\frac{f}{\Delta f} \right)^2}{\left[1 + \left(\frac{CNR_n}{\sqrt{2\pi\Delta f}} \exp\left(-\frac{f^2}{2\Delta f^2}\right) \right)^{-1} \right]^2} df \right\}^{-1}, \quad (2.114)$$

Zrnic 在(2.114)的基础上考虑了两种特殊情况(Fujii and Fukuchi, 2005):

(1) 当 $\frac{CNR_n}{\sqrt{2\pi\Delta f}} \exp\left(-\frac{f^2}{2\Delta f^2}\right) \ll 1$ 时, 即 CNR_n 很低的情况下, 风速误差的方差

可以近似为:

$$\sigma_{v_1}^2 = \left(\frac{\lambda F_s}{2} \right)^2 \frac{4\sqrt{\pi}\Delta f^3}{NMCNR_n^2}. \quad (2.115)$$

(2) 当 $\frac{CNR_n}{\sqrt{2\pi\Delta f}} \exp\left(-\frac{f^2}{2\Delta f^2}\right) \gg 1$ 时, 即 CNR_n 很高的情况下, 风速误差的方差

可以近似为:

$$\sigma_{v_2}^2 = \left(\frac{\lambda F_s}{2} \right)^2 \frac{12\Delta f^4}{NM}. \quad (2.116)$$

Rye 还给出了更便于计算的近似 CRLB 公式(Rye and Hardesty, 1993a):

$$\sigma_{v_{CRLB}}^2 \approx \left(\frac{\lambda F_s}{2} \right)^2 \frac{4\sqrt{\pi}\Delta f^3}{NMCNR_n^2} \left(1 + 0.16 \frac{CNR_n}{\Delta f} \right)^2, \quad (2.117)$$

由公式(2.114)-(2.117)可见, 风速误差的下界与回波信号的载噪比 CNR_n 、单个距离门内的独立采样点数 M 和累积独立脉冲次数 N 有关。根据实际雷达系统的参数, 取 $M=100$, $N=10000$, $\Delta f=0.01$, $F_s=250\text{MHz}$ 得到风速误差下限 σ_v 与载噪比 CNR 的关系:

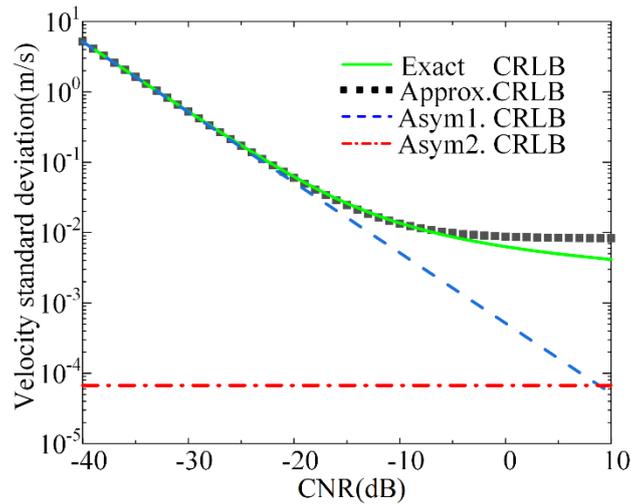


图 2.27 不同 CRLB 模型误差与载噪比关系

图中绿色实线为准确的 CRLB，黑色方块为 Rye 近似的 CRLB，蓝色虚线和红色点线分别为 Zrnic 在低载噪比和高载噪比情况下的 CRLB 渐近线。由图 2.27 可见，在 $CNR < -20$ dB 时，准确 CRLB、近似 CRLB 和 Zrnic 的低载噪比模型三者吻合度都比较好，在 $CNR > -30$ dB 时，根据实际雷达系统的参数，风速误差小于 0.5 m/s。

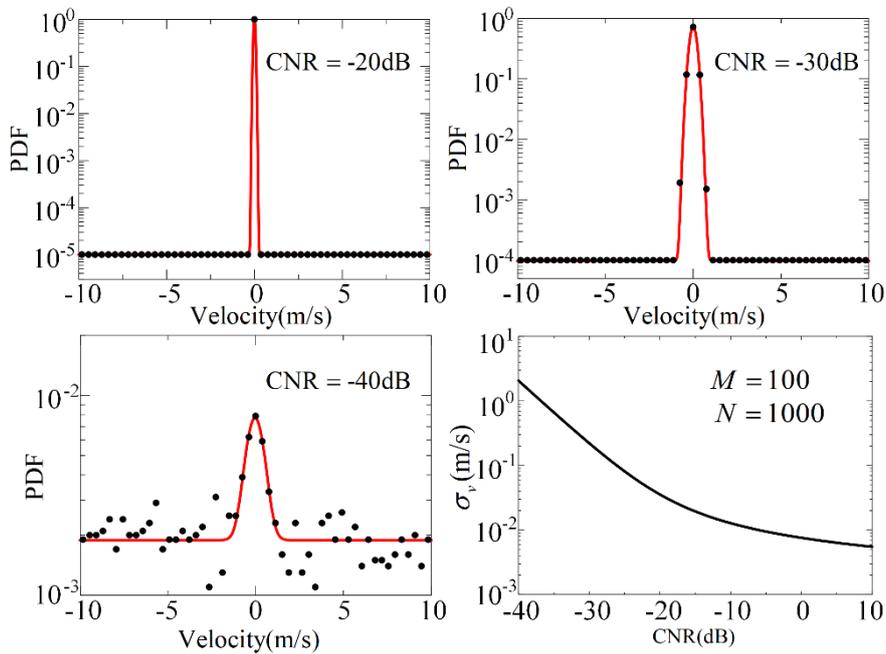


图 2.28 不同载噪比情况下风速的 PDF 和 CRLB

2.6 影响风速误差评估的关键参数

基于 2.5 节的推导,影响风速误差评估的关键参数有 CNR、脉冲累积次数 N 、单个距离门内的采样点数 M 和发射脉冲宽度 ΔT ,本节将根据系统实际参数,进行基于频域回波信号的蒙特卡罗仿真,根据风速的概率密度分布函数和风速误差的 CRLB,研究这些关键参数对系统性能的影响。

2.6.1 载噪比对系统性能影响

取激光波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$,发射脉冲半高全宽 $\Delta T = 300 \text{ ns}$,采样频率 $F_s = 250 \text{ MHz}$,取距离门内采样点数 $M=100$ (补零到 512 后做 FFT 运算),脉冲累积次数 $N=1000$,CNR 分别取 -20dB 、 -30dB 和 -40dB 时,进行 10000 次蒙特卡洛模拟,得到 0 风速情况下风速估计的概率密度分布函数及理论 CRLB,如图 2.28 所示:可见随着载噪比减小,‘坏’的估计占比越来越大,速度估计误差明显增大。

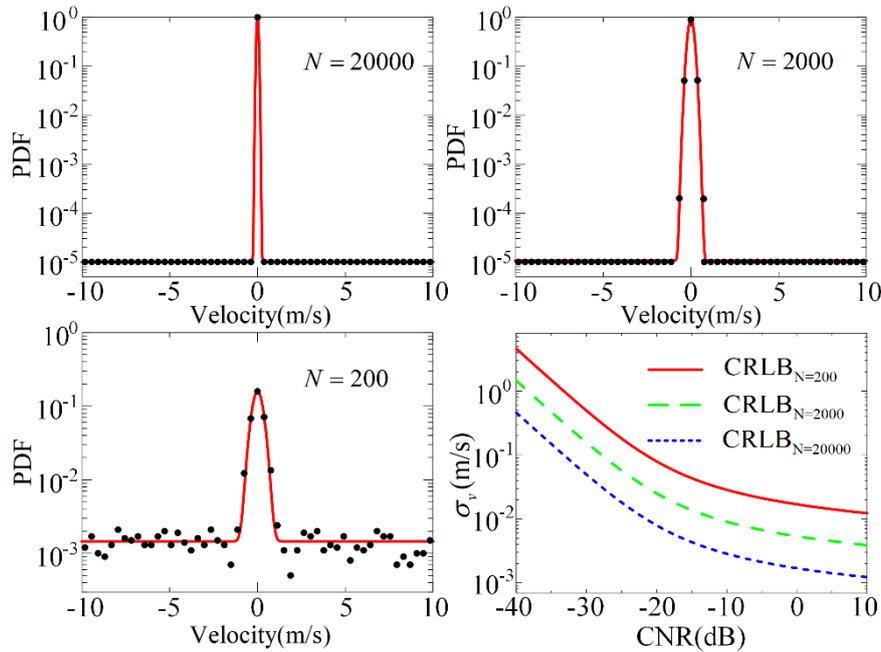


图 2.29 不同脉冲累积次数情况下风速的 PDF 和 CRLB

2.6.2 脉冲累积次数及采样点数对系统性能影响

由公式(2.114)-(2.117)可见,通过增加脉冲累积次数及采样点数,可以提高 \sqrt{MN} 倍的速度估算精度。采样点数 M 定义为有效独立采样点数,在固定采样时间内,单一通过增加 M 会导致采样饱和,无法提高风速估算精度。通常使用 N 发脉冲的非相干累积,使估算精度提高 \sqrt{N} 倍。在 $M=100$, $\Delta T = 300\text{ns}$,

CNR = -30dB, $F_s = 250$ MHz 情况下, 0 风速情况下风速估计的概率密度分布函数及理论 CRLB, 如图 2.29 所示。

2.6.3 激光时域脉冲宽度对系统性能影响

根据公式(2.83), 在不考虑湍流情况下, 相干多普勒测风激光雷达回波信号谱宽由发射激光时域宽度决定, 不同脉冲宽度不仅会影响激光雷达的空间分辨率, 还会影响雷达系统的整体性能。

(1) 在风速估计中, 较窄的脉冲时域宽度会导致回波信号谱宽增加, 导致脉冲功率谱峰值不尖锐, 模棱两可的峰值点落入不同周期图谱的频率分辨单元会引发风速估算误差。

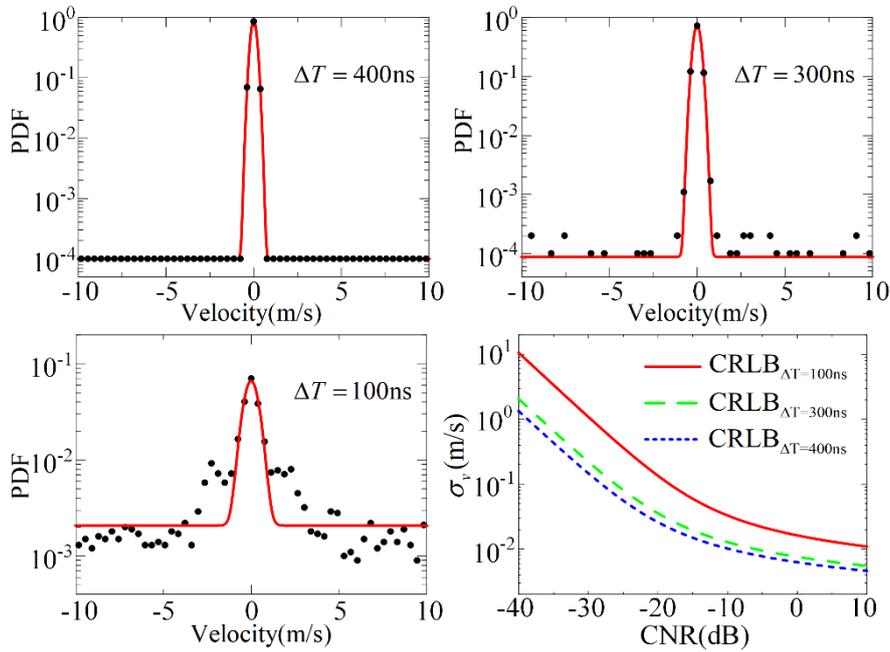


图 2.30 不同发射脉冲宽度情况下风速的 PDF 和 CRLB

(2) 在光纤激光器中, 较强的激光功率会导致光纤产生受激布里渊散射等非线性光学效应, 为了避免这些非线性光学效应, 在激光脉冲功率一定的情况下, 脉冲时域宽度窄的脉冲能量也会降低, 从而使其回波信号的载噪比降低, 如图 2.21 所示。

(3) 在散粒噪声极限和匹配滤波器的情况下, 接收机等效窄带带宽 $B_n = 1/\Delta T_\sigma$, 其中 ΔT_σ 为时域高斯脉冲的标准差, 不考虑其他噪声, 根据公式(2.21)和(2.30), 得到:

$$CNR = \frac{\eta_a \eta_{ox} \lambda E_x \beta T^2(R) \pi A_r \Delta T_\sigma}{8hR^2}, \quad (2.118)$$

由公式(2.118)可见, 脉冲时域宽度减小, 系统载噪比也会相应减小。

在 $M=100$, $N=1000$, $CNR=-30\text{dB}$, $F_s = 250\text{ MHz}$ 情况下, 取不同激光脉冲宽度 ΔT , 0 风速情况下风速估算的概率密度分布函数及 CRLB 如图 2.30 所示。

2.7 小结

本章给出了相干多普勒测风激光雷达理论的数学模型推导, 给出了系统载噪比的公式, 并基于系统参数, 使用频域和时域的模拟算法对雷达性能进行了评估。通过改变脉冲累积次数 N , 出射激光脉冲宽度 ΔT , 以及载噪比 CNR , 得到不同情况下最大似然离散峰值估计的误差。由蒙特卡罗仿真证明, 如果系统需要实现探测距离 $R \geq 6\text{km}$, 速度误差 $\Delta v \leq 0.5\text{m/s}$ 的设计要求, 在激光脉冲宽度 $\Delta T = 300\text{ns}$, 脉冲重复频率 15625Hz , 采集卡采样频率 $F_s = 250\text{ MHz}$, 距离分辨率为 45m 情况下, 通过 2s 的数据累积, 理论上该相干多普勒测风激光雷达可以满足设计要求。

第三章 相干多普勒测风激光雷达外场实验

根据第二章的理论推导，基于现有硬件参数，本章介绍了五个实验：（1）全光纤偏振相干多普勒测风激光雷达的设计方法和外场实验；（2）使用联合时频分析方法提高相干多普勒测风激光雷达距离分辨率的方法；（3）基于互补码编码的米级距离分辨率的相干多普勒测风激光雷达系统；（4）合肥地区 $PM_{2.5}$ 与边界层之间关系；（5）安庆地区激光雷达与探空气球的对比实验。每个实验都分别从实验目标出发，结合实验需求设计软硬件系统，得到实验结果并进行分析总结。

3.1 全光纤偏振相干多普勒测风激光雷达系统

本节从相干探测和偏振探测的理论依据、系统设计、实验验证三个方向，详细解释说明了本全光纤偏振相干多普勒测风激光雷达的研制过程。本节思路如图 3.1 所示。

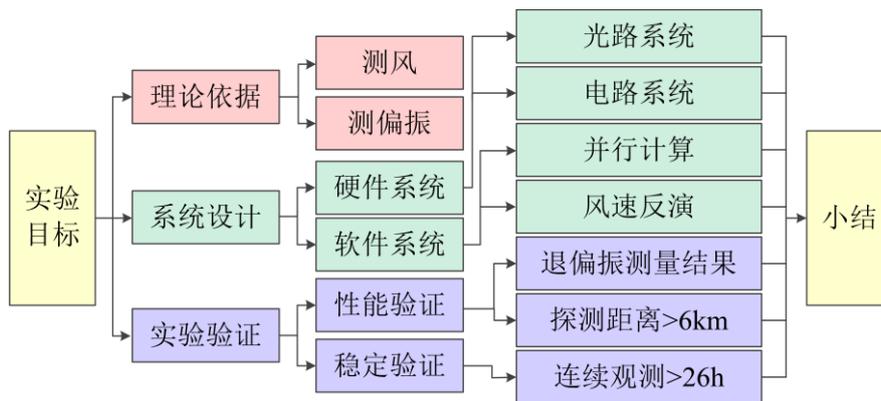


图 3.1 本节结构框图

3.1.1 实验目标

近些年，气溶胶污染对人类健康的影响越来越受重视，激光雷达作为气溶胶污染探测的有效手段，可以实现高时间和空间分辨率的遥感观测，近些年发展迅猛。气溶胶污染浓度和种类的不同会对激光雷达回波信号的强度和退偏振信息产生不同的影响，通过激光雷达回波信号可以反演出大气中的气溶胶信息(Dolfi-Bouteyre et al., 2009b, Diao et al., 2014, Koch et al., 2007, Tucker et al., 2009, Xia et al., 2015)。测量大气退偏振比的激光雷达通常被称为偏振激光雷达，目前世界

上已经有许多长期观测的偏振激光雷达系统, 比如 Network for the Detection of Atmospheric Composition Change (NDACC)(Hendrick et al., 2011), European Aerosol Research Lidar Network (EARLINET)(Pappalardo et al., 2010), Asian Dust and Aerosol Lidar Observation Networks (AD-Net)(Murayama et al., 2001), Global Atmosphere Watch (GAW) Aerosol Lidar Observation Network (GALION)(Althausen et al., 2009)和 Cloud-aerosol Lidar And Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO)(Winker et al., 2009)。单一观测大气退偏振比只能得到观测时刻观测路径上的气溶胶情况, 需要同时观测大气退偏振比和风场分布才能追溯气溶胶来源以及对气溶胶扩散进行预测。

目前国际上已经有能够实现大气退偏振比和风场观测的米散射激光雷达 (Mayor et al., 2007, Dérian et al., 2015), 但是都不是基于相干探测原理。科罗拉多大学报道了一个同时测风和测大气退偏振比的相干多普勒测风激光雷达系统的仿真(Abari et al., 2015), 但是他们在仿真实验的光路中使用了 4 个平衡探测器, 系统复杂, 不便于使用和维护。且不同探测器的响应不可能完全一样, 使用 4 个探测器就会由于响应不同而引入系统误差。

在本节中, 介绍并演示了一种使用单个平衡探测器的、可以同时实现风场和大气退偏振比探测的全光纤相干多普勒测风激光雷达。本套系统使用了时分复用技术, 仅使用一个平衡探测器, 消除了由于探测器响应度不同导致的系统误差。使用全光纤光路, 结构紧凑, 外界的环境变化对系统性能影响较小。在本系统中, 不同偏振态的信号均可用于风速反演, 提高了相干多普勒测风激光雷达对回波信号的利用率, 在实验中使用本套雷达系统得到了 2km 范围内水平大气退偏振比分布和同时刻的风场分布。在不需要大气退偏振比信息的情况下, 系统可以选择工作在长距离探测模式。通过特殊的数据处理方法可以减小系统的噪声, 提高系统的载噪比, 在 100 μ J 单脉冲能量、60 米距离分辨率、2s 时间分辨率情况下, 实现 6km 的水平风场探测距离, 并给出了水平风场的 PPI 扫描数据。

3.1.2 偏振相干多普勒测风激光雷达的理论依据

根据偏振激光雷达方程, 两个不同偏振态的雷达方程可以表述为:

$$N_{\parallel}(R) = E_0 \frac{\eta_q}{h\nu} \frac{A_0}{R^2} \xi(R) \beta_{\parallel}(R) k_{\parallel} \exp \left[-2 \int_0^R \sigma_{\parallel}(r) dr \right], \quad (3.1)$$

$$N_{\perp}(R) = E_0 \frac{\eta_q}{h\nu} \frac{A_0}{R^2} \xi(R) \beta_{\perp}(R) k_{\perp} \exp \left[- \int_0^R \sigma_{\parallel}(r) + \sigma_{\perp}(r) dr \right], \quad (3.2)$$

其中 N 代表回波信号的功率, E_0 为激光能量, η_q 为量子效率, h 为普朗克常量, ν 为激光中心频率, A_0 为望远镜有效面积, R 是探测距离, $\xi(R)$ 是距离 R 处的几何重叠因子。 k 是偏振校准因子, β 和 σ 是大气后向散射系数和消光系数。下标(\perp)和(\parallel)分别代表 S 偏振态和 P 偏振态。根据假设 $\sigma_{\parallel} \cong \sigma_{\perp}$, 大气的退偏振比可以表述为(Sassen, 1991):

$$\delta(R) = k_{\parallel} N_{\perp}(R) / k_{\perp} N_{\parallel}(R) = k_0 \beta_{\perp}(R) / \beta_{\parallel}(R)。 \quad (3.3)$$

在相干多普勒测风激光雷达中, 通常使用信号的载噪比 (CNR) 来描述回波信号的强度, 根据方程(2.30), 不同偏振态的回波信号 CNR 可以表述为:

$$CNR_{\perp}(R) = \frac{\eta_a \eta_{ox}}{F_h} \frac{T^2 \beta_{\perp}(R)}{h\nu B} \frac{E_0 c}{2} \frac{A_0}{R^2}, \quad (3.4)$$

$$CNR_{\parallel}(R) = \frac{\eta_a \eta_{ox}}{F_h} \frac{T^2 \beta_{\parallel}(R)}{h\nu B} \frac{E_0 c}{2} \frac{A_{r0}}{R^2}, \quad (3.5)$$

其中 η_a 为天线系数, η_{ox} 为系统的光学效率, F_h 为噪声因子, B 为平衡探测器的带宽, T 为大气透过率, 可以更为具体地表述为:

$$T = \exp \left[-\int_0^R \sigma_{\parallel}(r) + \sigma_{\perp}(r) dr \right] \approx \exp \left[-2 \int_0^R \sigma_{\parallel}(r) dr \right], \quad (3.6)$$

方程(3.6)中的近似实际上是不严谨的, 但是目前还没有具体的 σ_{\parallel} 与 σ_{\perp} 之间的关系, 国内外同行也都使用这种近似, 因此此处也使用近似 $\sigma_{\parallel} \cong \sigma_{\perp}$ 。

根据方程(3.1)到方程(3.6), 可以推导出 CNR 与大气退偏振比的关系为:

$$\delta(R) = k_0 CNR_{\perp}(R) / CNR_{\parallel}(R)。 \quad (3.7)$$

根据以上公式, 需要得到不同偏振通道的回波信号 CNR 和系统的偏振校准因子 k_0 , 然后便可以反演大气的退偏振比参数。

虽然不同的气溶胶会产生不同的大气退偏振比, 但是由同一个气溶胶粒子产生的后向散射信号所包含的多普勒频移信息是相同的。因此在同一时刻和同一位置处, 不同偏振态的后向散射信号反演得到的风速信息也是相同的。根据前些章节所述的风速反演原理便可以得到风速信息, 此处不再赘述风速反演理论。

3.1.3 偏振相干多普勒测风激光雷达的系统设计

本系统的光路图如图 3.2(a)所示。P 偏振态的种子激光被保偏光纤分束器分为本振光和出射激光, 出射激光经声光调制器 (AOM) 频移 80MHz, 并调制成半高全宽为 300ns 的脉冲光, P 偏振态的脉冲光经掺铒光纤放大器 (EDFA) 放大至单脉冲能量 100 μ J, 经准直器 (Collimator) 准直射入大气。由于大气的退偏振现象, 回波信号中会包含 P 和 S 两种偏振态的信号, 回波信号由接收望远镜 (Coupler) 接收, 经光纤偏振分束器 (PBS) 将 P 偏振态和 S 偏振态分开。S 偏

振态信号经一个转换器（Adapter），转换为 P 偏振态后接入光开关（OS）的一个输入口；P 偏振态信号经保偏延时光纤（PMF）后，接入光开关另一个输入口。通过控制光开关的时序，分别允许光开关两个输入通道信号的通过，与本振光进行混频，并使用平衡探测器（BD）对混频信号进行探测。光纤偏振分束器、保偏延时光纤、转换器和光开关共同组成了时分复用模块（TDM 模块）（图 3.2 中黄色标注部分）。探测器数据经采集卡进行数模转换，并由数字信号处理器（DSP）进行风速反演。由于在接收机中使用了磁盘阵列，原始数据也可以直接存储，便于后期使用其他数据处理方法对数据进行处理。

由于本套系统工作在 1550nm 的光纤通信波段，信号光在保偏光纤中衰减小于 1dB/km，所以可以使用保偏延时光纤组建时分复用技术。在对系统偏振校准系数 k_0 进行修正之后，后续使用无需校准。本系统的偏振校准光路如图 3.2(b)所示。种子激光经可调光纤衰减器衰减至合适阈值，入射到积分球（IS），由积分球将线偏振光转化为偏振均匀光。偏振均匀光通过 TDM 模块后，通过测量不同通道的信号强度，得到系统的偏振校准系数 k_0 。

$$k_0 = I_p / I_s, \quad (3.8)$$

其中 I_p 和 I_s 分别为 P 通道和 S 通道的信号强度。图 3.2(b)中 A 点之后的设备与雷达系统 A 点之后完全相同。

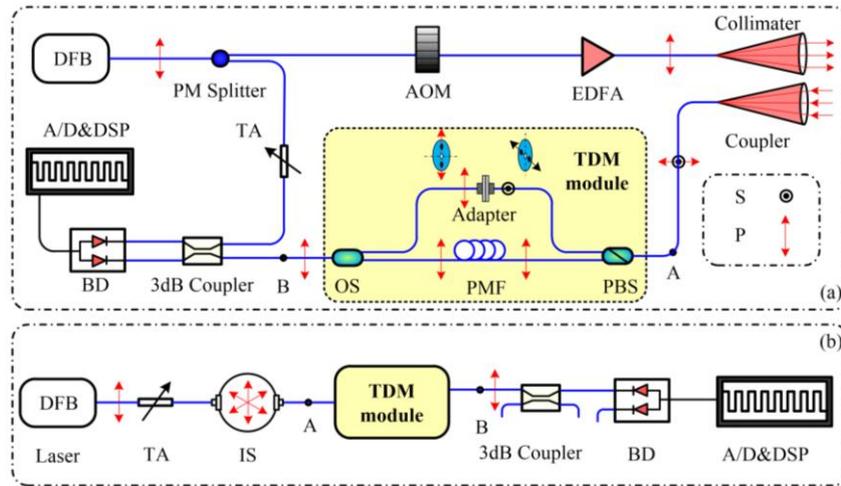


图 3.2 偏振相干多普勒测风激光雷达系统光路图

3.1.4 系统电路设计

系统的电路设计主要为电信号时序设计，为了便于理解本系统中时分复用模块的工作原理，模块的时序图如图 3.3 所示。

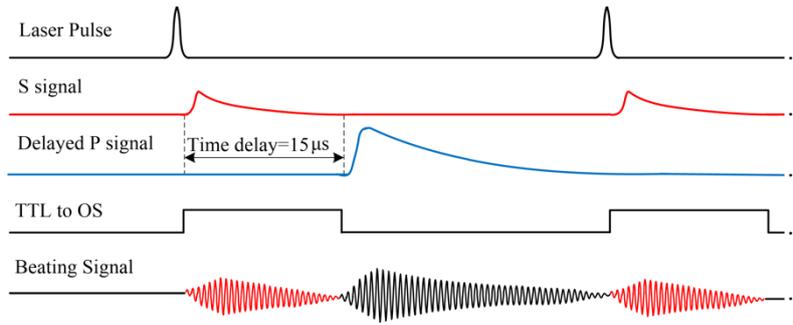


图 3.3 时分复用模块工作时序图

激光脉冲出射，PBS 将回波信号分为 S 偏振态通道和 P 偏振态通道，此时光开关为高电平，选通 S 偏振态通道的信号与本振信号混频产生混频信号，如图中红色正弦信号所示。与此同时，P 偏振态信号经过 3km 长的保偏延时光纤，延时 15 μ s 后，光开关切换为低电平，关闭 S 通道，允许 P 偏振通道的信号与本振信号混频产生混频信号，如图中黑色正弦信号所示。由于本系统工作在 1550nm 的光纤通信波段，信号在保偏光纤中的衰减小于 1dB/km，因此可以使用保偏延时光纤将同一时刻不同偏振态的回波信号在时域上分开，再使用单个平衡探测器将分开的拍频信号转换为中频电信号，反演出风场和大气退偏振比信息。偏振探测距离 d 可以根据如下公式计算：

$$d = l \cdot n_f / 2n_a, \quad (3.9)$$

其中 l 为保偏光纤长度， n_f 和 n_a 分别为光纤和空气的折射率。当 $n_f/n_a = 1.4685$ 时得到最远偏振探测距离为 2202.75m。系统的主要参数如表 3.1 所示：

表 3.1 偏振相干多普勒测风激光雷达的主要参数

名称	数值	厂商
波长(nm)	1548.1	Keopsys (法国)
单脉冲能量(μ J)	100	
脉冲持续时间(ns)	300	
脉冲重复频率(Hz)	15625	
本振光功率(mW)	1	
AOM 频移量(MHz)	80	
望远镜直径(mm)	80	Honglulin (中国)
平衡探测器带宽(MHz)	200	Thorlabs (美国)
采集卡采样率(MHz)	250	Spectrum (德国)
DSP 型号	6678	Texas Instruments (美国)

3.1.5 并行计算程序设计

在本偏振相干多普勒测风激光雷达系统中，当系统工作在偏振测风模式下，根据保偏延时光纤的长度，退偏振信号最远可以探测到 2202 米，由于正常天气

情况下大气退偏振比通常小于 0.5, 非退偏振信号探测距离会远大于退偏振信号, 因此本设备设定非退偏振信号的最远探测距离为 4500 米, 若距离分辨率按照 60 米, 则需要至少 112 个距离门。当系统工作在长距离测风模式下, 设计的探测距离为 6000m, 此时至少需要 100 个距离门。因为距离门的设置将直接影响到数据处理系统的运算量大小。本雷达中 AOM 调制频率 $\nu_M = 80\text{MHz}$, 在考虑风场的动态范围之后, 中频电信号将达到 120MHz 量级。根据奈奎斯特采样定理, 采样频率需达到中频信号的 2 倍以上, 才能完整地信号进行还原。本系统使用采样率 $F_s = 250\text{MHz}$ 的采集卡, 每个距离门内采样点数 $N = 100$, 根据傅里叶变换中频率分辨率 Δf_{FFT} 与参与 FFT 变换的点数 N_{FFT} 之间的关系:

$$\Delta f_{FFT} = F_s / N_{FFT}, \quad (3.10)$$

原始回波数据通过补零提高 N_{FFT} 至 1024 个点。在脉冲重复频率为 15625Hz, 设定 120 个距离门的情况下, 每秒需进行 1.875M 个 1024 点的 FFT 计算。考虑到采集卡的分辨率为 14bit, 传输通道为 PCI-Ex2, 理论传输速度为 1GB/s, 在 250MS/s 采样率情况下 (数据量为 500MB/s), 传输耗时 0.5s。德州仪器的 TMS320C6678 进行单次 1024 点 FFT 耗时约 0.86 μs , 在不考虑内存分配, 功率谱计算, 数据累积等运算, 仅考虑 FFT 运算的情况下, 需要至少三颗该型号的 DSP 才能满足雷达数据的实时 FFT 变换的要求。研华公司生产的 DSPC8681 带有 4 颗 6678 芯片, 带有 PCI-Ex2 接口, 通过并行化编程可以满足运算要求。图 3.4 是雷达数据处理系统的整体流程图和单个 6678 芯片的数据处理流程图。

每颗 TMS320C6678 芯片自带 512MB 的 DDR3 外挂存储空间, 但是由于相干多普勒测风激光雷达系统 500MB/s 的数据量, 且对数据处理的实时性要求很高, 原始数据在外挂存储空间需要通过 EDMA (Enhanced Direct Memory Access) 搬运至 DSP 核心的 L2 SRAM 中才能进行高速运算。这种数据流方式有两个弊端:

(1) 外挂的 DDR3 读写寿命有限, 读写速度不够快, 频繁大量的数据读写会缩短 DDR3 的寿命, 造成数据丢失以及系统运行不稳定。

(2) 数据需要使用 EDMA 由外挂的 DDR3 转运到 DSP 核心中, 降低了数据处理的实时性, 增加了程序复杂性。

因此在本套偏振相干多普勒测风激光雷达系统中, 数据直接由采集卡, 经 PCI-E 接口传输至 MSM (Multicore Shared Memory) 中, MSM 速度快且不存在读写寿命次数问题, DSP 可以直接读取 MSM 数据至 L2 SRAM, 这样就避免了以上两个弊端。但是每颗 TMS320C6678 芯片的 MSM 大小只有 4MB, 因此采集卡得到的原始数据按照每 4MB 分一组, 轮流写入到 4 颗 DSP 芯片的 MSM 中。

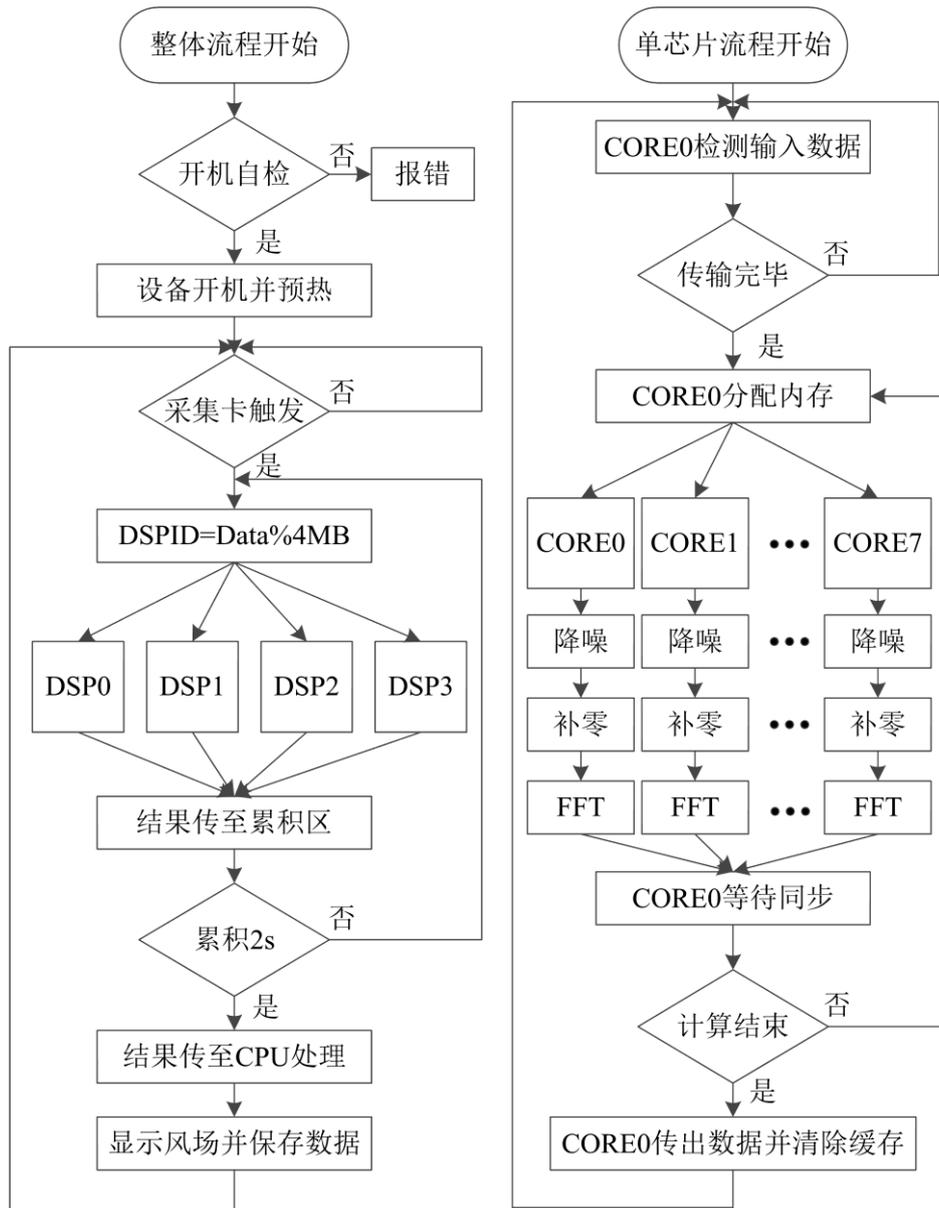


图 3.4 数据处理系统流程图

每颗 TMS320C6678 芯片内部有 8 个 6678 小核心,命名为 CORE0-CORE7。在本数据处理系统中,使用主从模型(Master/Slave Model),设定每颗芯片的 CORE0 为主核心,通过核间通信的方式控制 CORE2-CORE7 这 7 个从核心,实现数据的分发、校验、处理以及最后的进程同步问题。CORE0 从 MSM 中读取采集卡原始数据,并分发至 CORE2-CORE7 对应的 L2 SRAM 中,分发完成通知各个核心开始计算。CORE0-CORE7 八个核心分别对数据进行去除直流噪声、补零和求功率谱,等待 CORE0 确认每个核心都同步完成计算后,将各个核心的计算结果传输至 DDR3 的指定区域中,并记录脉冲累积次数。由于计算结果相对原

始数据要小的多,所以 DDR3 用来暂时存储计算结果不会有不稳定的问题。当脉冲累积次数达到 31250 时 (2s), CPU 读取 DDR3 中的功率谱结果,并在 CPU 中对功率谱进行降噪、反演风速等后续算法处理。得到的风场数据由 CPU 负责显示和保存。

为了便于查看整个雷达系统的运行状态,每隔 300 秒数据处理程序会对整个系统的运行状态自检, CPU 会分别给采集卡, DSP, 信号发生器等部件发送测试代码,检测设备各个部件是否正常工作,工作异常则会报错。

3.1.6 风速反演程序

基于 MLDSP 的风速反演以及误差分析算法在第二章中已经详细介绍,此处不再赘述。但是第二章的算法都是基于蒙特卡洛仿真的,在实际信号处理时还会面临一些其他的问题,比如(1) 3dB 光纤耦合器两端口并不是严格的 50: 50,平衡探测器共模抑制比不足(Painchaud et al., 2009)会导致直流噪声;(2) 平衡探测器在不同频率处响应不均一导致功率谱的起伏噪声;(3) 低载噪比处数据可信度的问题。因此根据实际情况,DSP 芯片中的风速反演程序要比第二章 MLDSP 的算法复杂。此处介绍该风速反演程序中对这三种情况的解决办法。

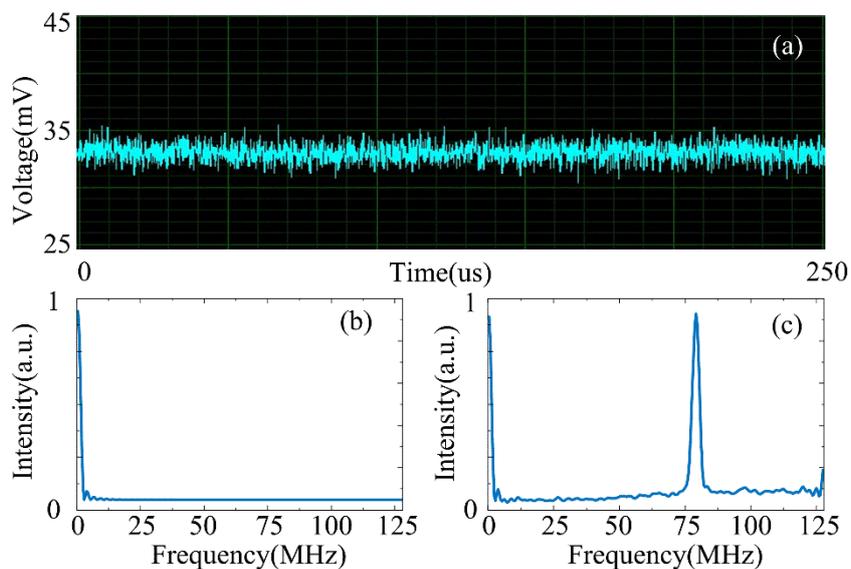


图 3.5 回波信号示波器图及直流降噪前后的功率谱图

图 3.5(a)是在示波器上显示的原始回波信号,可见信号有一个 33mV 左右的直流,理论上平衡探测器输出直流应该为零,但是平衡探测器的共模抑制比不可能无限大,加之 3dB 耦合器的参数误差,直流噪声难以避免。图 3.5(b)是带有直流噪声信号的功率谱图。因为直流噪声过大,信号已经完全淹没在 0MHz 附近的

直流噪声中，无法看到 80MHz 附近的信号峰值。因此，在 DSP 的风速反演算法程序中，选取每个脉冲周期的前 30 个不包含回波信号的数据点的平均电压值作为直流噪声，在求功率谱之前减去直流噪声。图 3.5(c)是减去直流噪声之后的信号功率谱图，可见此时 80MHz 附近的多普勒回波信号就非常明显了。图 3.5 中的三幅图使用的为同一组回波数据。

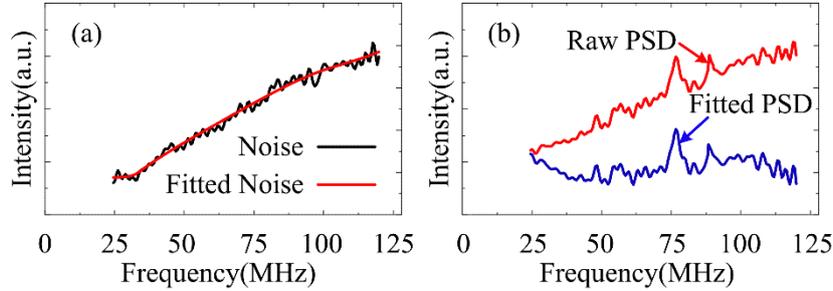


图 3.6 平衡探测器频率响应噪声的去除

图 3.6(a)是在没有回波光信号，仅将本振光输入平衡探测器情况下的功率谱响应，因为 0MHz 处功率谱强度很高且对风速反演没有作用，此处仅选取 25MHz 至 120MHz 频率（对应风速-40 至+31 米）范围内的功率谱。其中黑色线条为实测的功率谱响应，红色部分为多项式拟合的功率谱响应曲线，拟合公式为：

$$y = A + Bx + Cx^2 + Dx^3, \quad (3.11)$$

在载噪比较强的情况下，多普勒信号的峰值会明显高于噪声，因而(3.11)的探测器响应曲线不会对风场反演产生影响，但是在远场载噪比较弱的情况下，比如图 3.6(b)所示情况，图中红色曲线为未经修正的功率谱曲线，在 75MHz 和 90MHz 频率处都有一个峰值，且峰值高度相似。此时使用 MLDSP 算法就无法区分真实风速。如果将原始功率谱曲线减去(3.11)，对探测器本身的频率响应曲线进行修正，就可以得到图 3.6(b)所示蓝色曲线，此时可以很明显分辨出 75MHz 处的真实峰值。使用该拟合方法去除信号功率谱中的平衡探测器的响应曲线，可以提高风速反演的准确度，实现更远距离的探测。响应曲线拟合方程不止(3.11)一种(Bu et al., 2014)，但是相对于其他拟合方式，多项式拟合计算量小，便于在 DSP 中实现实时处理，所以本雷达数据处理系统中选择使用该种方法。每隔 300s，在系统自检时对平衡探测器响应曲线进行拟合，并保存拟合结果。

如图 3.6(b)中红色曲线所示，无论回波信号载噪比多低，基于 MLDSP 算法总是能够找到一个峰值作为多普勒频移信号的峰值，如公式(2.109)所示，反演风速存在“好”的估计和“坏”的估计。但是该估计方法使用了较为复杂的统计拟

合,在实时数据处理系统中不可能对所有距离门内的功率谱都进行“好”和“坏”的估计,便于实时处理的数据可信估计非常重要。

根据公式(2.113),在累积脉冲数为 31250,单个距离门内采样点数为 100 时,在载噪比小于-36dB 时,风速误差会大于 0.5m/s。在本雷达数据处理系统中设定两个条件:

$$\text{CNR} > -36\text{dB} \text{ 或 } |V_N - V_{N-1}| < 1\text{m/s}, \quad (3.12)$$

当同时不满足以上两个条件时,判定该风速数据是不可信的。

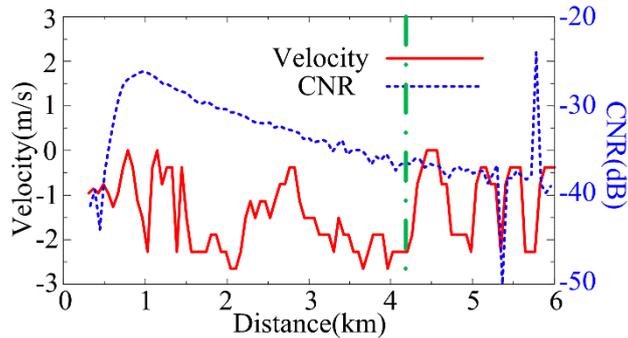


图 3.7 可信度示例

如图 3.7 所示,红色实线为某次测量的径向风速分布,蓝色虚线为此次测量的载噪比分布。在 1km 和 4.2km 处均出现了波动大于 1m/s 的情况,但是由于 4.2km 处的载噪比小于-36dB,所以雷达数据处理系统会判定在 4.2km 以后的风场数据不可信。更为详尽的判定可以根据公式(2.109)对保存下来的载噪比和风速分布数据进行处理。

3.1.7 偏振相干多普勒测风激光雷达外场实验

基于上述原理推导、光路设计、电路设计、程序设计之后,偏振相干多普勒测风激光雷达于 2017 年 3 月 17 日进行了外场实验,验证了本系统同时测量大气风场和退偏振比以及长距离风场探测的能力。并在 2017 年 4 月 14 日进行了 26 小时垂直风场的连续观测,验证系统稳定性。

基于图 3.2,我们得到了两个偏振通道的风场测量结果,如图 3.8 所示,S state 和 P state 分别表示 S 偏振态和 P 偏振态。

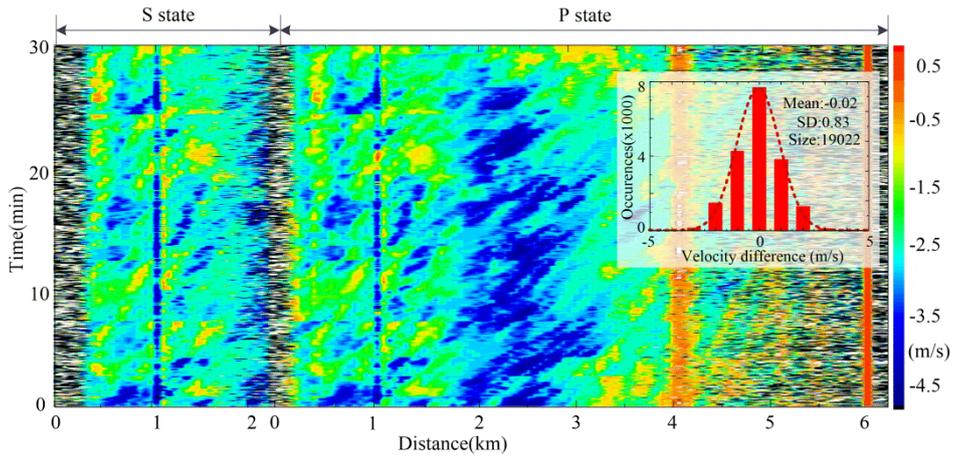


图 3.8 双偏振通道测风实验结果图

虽然两个通道的回波信号偏振态不同,但是回波信号都来自同一时刻同一位置,因此两通道的风场测量结果应该是相同的。由图 3.8 可见,两个通道均在 1km 附近测量到了风切变,且观测到相同趋势的阵风现象。对两个通道的 19022 个风速数据点进行统计分析,得到两者风速差异的平均值为-0.22m/s,标准差为 0.83m/s,可见两个通道的风速一致性很好。

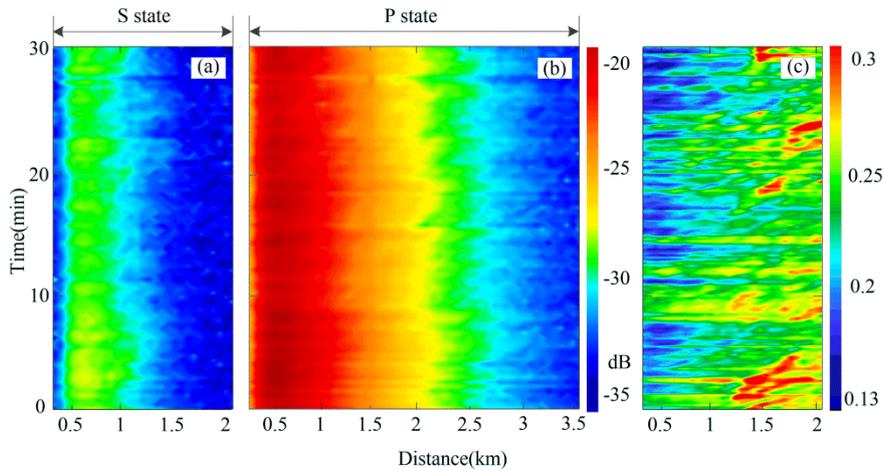


图 3.9 载噪比和大气退偏振比分布

图 3.9 给出了两个偏振通道各自的载噪比分布,根据公式(3.7)得到 0.3 到 2.1km 距离范围内的大气退偏振比分布,S 偏振通道载噪比分布在-26dB 到-32dB 之间,P 偏振通道载噪比分布在-19dB 到-26dB 之间。根据地图显示,在 1.5km 附近为正在施工中的合肥环城路,由图 3.9(c)可以看出大气退偏振比存在多次瞬时升高现象,最高达到 0.3,且可以明显看出大气退偏振比随阵风扩散的过程。因此可以判定在观测时间内,施工工地产生了 4 次大规模的扬尘现象。图 3.9 中存

在横向抖动条纹，该条纹可能是激光器功率抖动导致的。在本次观测中，雷达系统的时间分辨率和距离分辨率分别是 2s 和 60m。

在某些仅需要风场信息的应用场合(Dolfi-Bouteyre et al., 2009a , Mann et al., 2008), 通过将图 3.2(a)中 A 点和 B 点直接相连, 跳过 TDM 模块便可以将本雷达系统切换至长距离风场探测模式, 在这种模式下回波光信号没有经过光纤分束器、保偏延时光纤和光开关的衰减。图 3.10 是长距离风场探测模式的观测和分析结果。

由图 3.10(a)可见, 本系统在长距离探测情况下最远探测距离为 6km, 在 6.06km 处出射激光打在建筑物上, 所以在此处风速为 0, 在 6.06km 以后全为噪声。在 1km 处, 激光光束从安徽国际金融中心的双子大楼中间穿过, 由于观测当天为南风, 风场在双子大楼夹缝之间受到了明显的加速, 所以此处产生了明显的风切变。在 4.2km 处为一片居民区, 密集的高层建筑减慢了风速, 所以此处存在一个风速减慢的区域。此时本相干多普勒测风激光雷达系统的时间分辨率和距离分辨率分别为 2s 和 60 米。

图 3.10(b)为根据公式(2.113)得到的单个径向风速测量的载噪比结果和对应的风速误差分布。由图可见在 6km 处风速误差约为 0.5m/s。图 3.11 为整个径向探测路径上, 每隔 300 米的功率谱分布。可见在 6.06km 处硬目标的功率谱强度非常大。

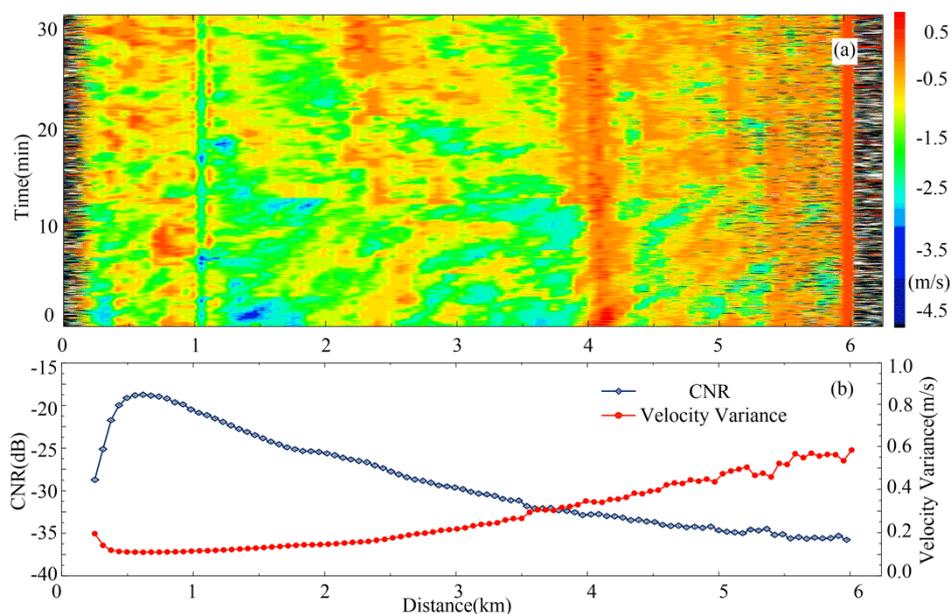


图 3.10 长距离风场探测结果和数据分析

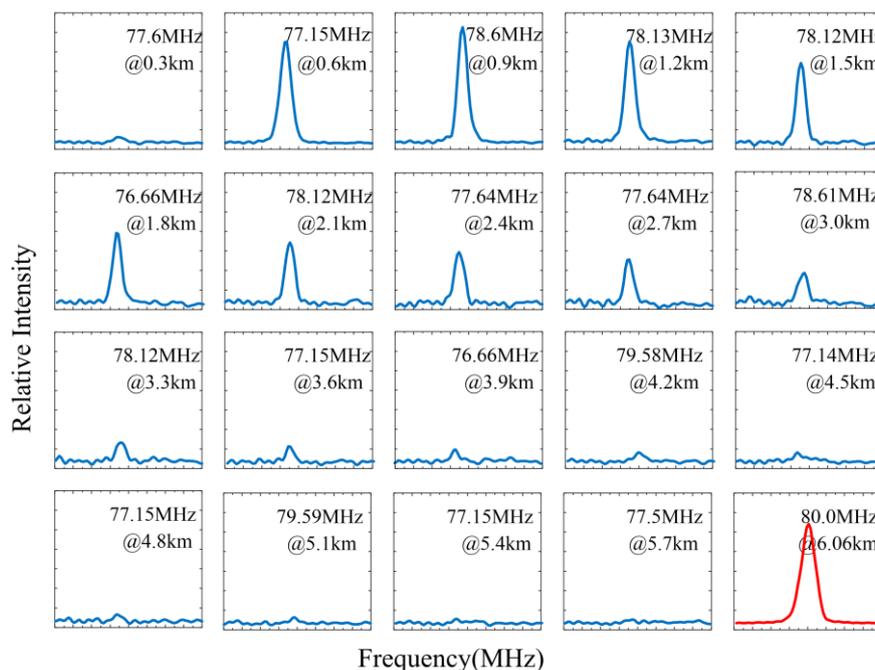


图 3.11 每隔 300 米的功率谱分布

为了验证本套系统的稳定性，我们使用 PPI 扫描方式获取水平风场分布，并使用两套完全相同的系统，一套固定以天顶角 30 度向北探测，另一套固定以天顶角 30 度向西探测，正交合成垂直风场分布。并进行了 26 小时的昼夜连续观测。图 3.12 为本次实验所用的两套偏振相干多普勒测风激光雷达样机。

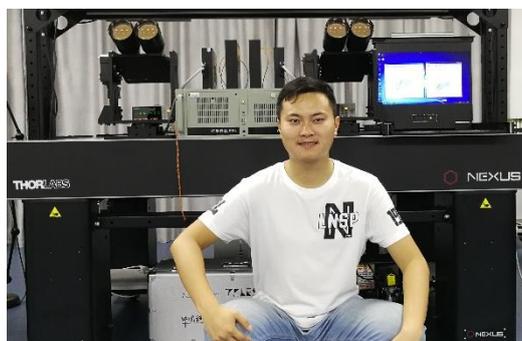


图 3.12 两套偏振相干多普勒测风激光雷达样机

由于观测前刚下了两天雨，空气非常干净，大气退偏振比很小，所以设置本套系统工作在长距离测风模式。图 3.13 为 Vaisala PWD-50 记录的观测 26 小时内的大气能见度数据，图 3.14 为本系统 PPI 扫描结果。

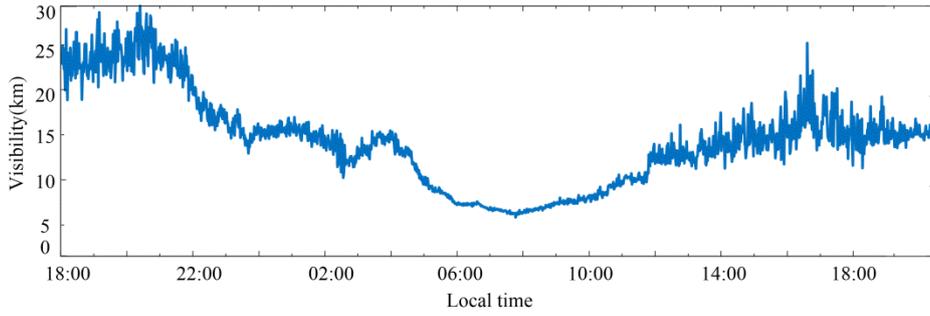


图 3.13 2017 年 3 月 13 日 18: 00 到 14 日 20: 00 的大气能见度数据

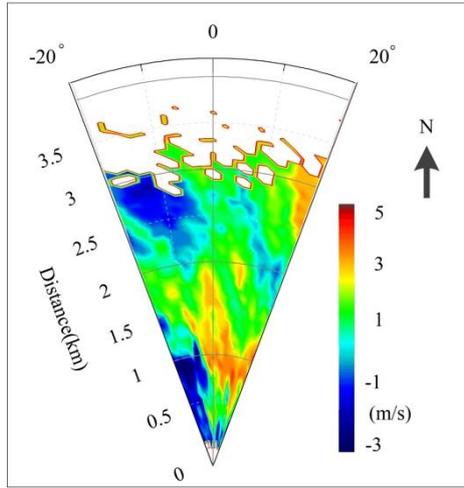


图 3.14 PPI 风场扫描结果

PPI 扫描观测到不同区域风场分布有所不同, 在正北方向 1km 处为环城公园的湖面, 空旷的湖面区域相对于四周建筑物分布密集的区域, 风场不受阻拦, 因而平均风速的大小要明显大于其他区域。

26 小时的连续垂直风场分布观测结果如图 3.15 所示。设径向风速为 V_E , 纬向风速为 V_N , 则合成风速 V 为:

$$V = (V_N^2 + V_E^2)^{1/2}, \quad (3.13)$$

合成风向 θ 为:

$$\theta = \begin{cases} 180 - |\arctan(V_E / V_N)| & \text{if } V_N > 0 \ \& \ V_E > 0 \\ |\arctan(V_E / V_N)| & \text{if } V_N < 0 \ \& \ V_E > 0 \\ 180 + |\arctan(V_E / V_N)| & \text{if } V_N > 0 \ \& \ V_E < 0 \\ 360 - |\arctan(V_E / V_N)| & \text{if } V_N < 0 \ \& \ V_E < 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

图 3.15(a)到(f)分别为径向风分布、径向载噪比分布、纬向风分布、纬向载噪比分布、合成风场风速大小分布以及合成风场风速方向分布。垂直最高探测距离为 3km。从图 3.15(e)的合成风速中可以明显看出 6: 00 到 16: 00 之间白天的上

升气流，以及随着气温下降，16:00到20:00的下降气流。图中纵向抖动可能为激光器功率抖动，或观测过程中对望远镜进行了部分微调所致。

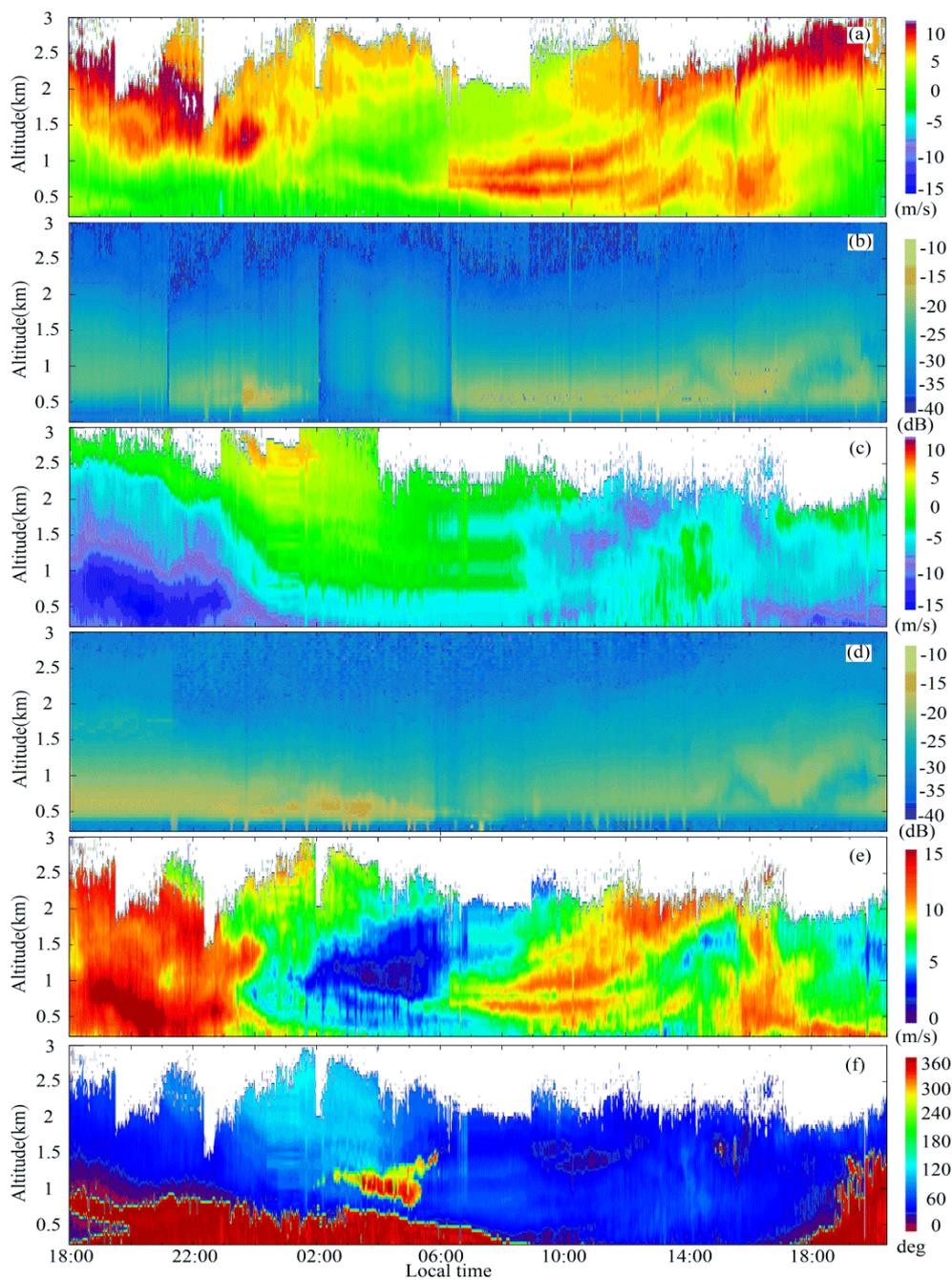


图 3.15 连续 26 小时垂直风场观测结果

3.1.8 本节小结

基于时分复用技术,本雷达系统仅使用单个平衡探测器就能实现不同偏振通道信号的探测,消除了由于探测器响应不同导致的系统误差。全光纤技术的使用,保证了本雷达系统在外界环境变化的情况下的稳定性。由于本系统可以使用不同偏振态的信号反演风速,提高了极端天气情况下(沙尘暴等大气退偏振比较大情况下)大气回波信号的利用率,提高了雷达性能,并得到了大气风场和退偏振比的观测结果。通过直流噪声去除、探测器响应曲线修正和数据可靠性快速判定方法,本套系统在 $100\mu\text{J}$ 脉冲能量情况下,实现了 6km 水平风场的观测。通过 26 小时的昼夜连续观测,验证了本系统的稳定性。

3.2 基于联合时频分析算法的相干多普勒测风激光雷达

根据激光雷达方程,激光雷达的距离分辨率取决于发射激光脉冲的时域宽度,因此通过缩短激光脉冲时域宽度可以提高相干多普勒测风激光雷达的距离分辨率。但是过短的激光脉冲时域宽度会影响雷达其他的一些指标,比如降低了相干多普勒测风激光雷达的回波载噪比,缩短了雷达的探测距离。为了解决以上矛盾,本节介绍了联合时频分析方法(Joint time-frequency analysis, JTFA),使用该方法对相干多普勒测风激光雷达的回波数据进行处理,可以在不缩短发射激光脉冲时域宽度的情况下提高探测距离分辨率。本节通过数值仿真,比较了联合时频分析算法中的 Cohen 类函数组,优选自适应优化核心(adaptive optimized kernel, AOK)作为最优数据处理方法,并在测风实验中使用 AOK 观测到了风切变的详细结构。本节的结构如图 3.16 所示,从理论依据、算法仿真和实验验证,证明 AOK 算法提高了相干多普勒测风激光雷达的性能,并验证了该算法的稳定性和可靠性。

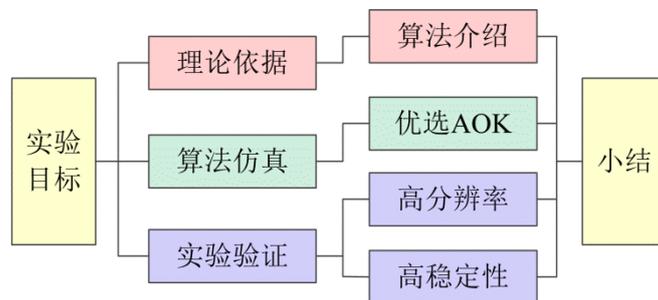


图 3.16 本节结构框图

3.2.1 实验目标

在不缩短发射激光脉冲时域宽度的情况下,使用JTFA算法中的AOK算法,提高相干多普勒测风激光雷达的距离分辨率。并通过算法仿真、外场实验验证AOK算法的稳定性和可靠性。

3.2.2 联合时频分析算法介绍

根据激光雷达方程,提高相干多普勒测风激光雷达距离分辨率需要缩短发射激光脉冲的时域宽度 ΔT 。但是缩短 ΔT 会降低相干多普勒测风激光雷达的速度探测精度和最远探测距离。在散粒噪声极限和匹配滤波器(matched filter)情况下,噪声等效带宽 B 和信号相干时间 $\Delta\tau$ 满足关系(Fujii and Fukuchi, 2005):

$$B = 1/\Delta\tau, \quad (3.15)$$

其中 $\Delta\tau = \Delta T/\sqrt{\ln(2)}$,将以上关系带入相干系统载噪比公式,得到CNR与 $\Delta\tau$ 之间的关系:

$$CNR(R) = \frac{\eta_o \eta_h \lambda E_T \beta T^2(R) \pi D^2 \Delta\tau}{8hR^2}, \quad (3.16)$$

其中 $\eta_o = \eta_{ox} \eta_{Tx}$, η_h 为外差效率, T 为大气单程透过率, λ 为发射激光中心波长, E_T 为激光发射能量, β 为后向散射系数, D 为望远镜有效口径, h 为普朗克常量, R 为探测距离。由公式可见,CNR与 ΔT 成正比,脉冲时域宽度的缩短将会降低回波信号的CNR。因此依靠缩短脉冲时域宽度无法同时满足米级分辨率和长探测距离的要求。

相干多普勒测风激光雷达的回波信号是非平稳信号,在时域中,根据飞行时间法反演出雷达的距离分辨率信息。在频域中,根据脉冲对算法、周期图最大似然估计法或时间级数模型算法等,从原始信号的频谱中反演多普勒频移信息。但是JTFA可以同时从时域和频域描述非平稳信号,可以提高非平稳信号的时间分辨率、频谱分辨率且抑制信号噪声。得益于JTFA的这些特性,该算法已经成功应用于地震研究(Stockwell et al., 1996)、建筑物探伤(Raghavan, 2007)、4GLTE通信(Dai et al., 2013)和微波雷达领域(Chen and Qian, 1998)。在相干多普勒测风激光雷达中使用JTFA,原始数据不需要再按照距离门划分,提高了风场的空间连续性,减少了距离门划分时窗函数引入的噪声。JTFA包含很多适合不同应用场合的子函数(Barbarossa and Farina, 1992),适合相干多普勒测风激光雷达使用的子函数需要进行优选。

Cohen类是JTFA中重要的一个分支,Cohen类可以认为是信号模糊函数(Ambiguity function. AF)带有权重的二维傅里叶变换。

$$P(t, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\theta, \tau) \exp(-j\theta t - j\tau\omega) \phi(\theta, \tau) d\theta d\tau, \quad (3.17)$$

其中 $A(\theta, \tau)$ 是对称分布的 AF, 定义为:

$$A(\theta, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t + \tau/2) x^*(t - \tau/2) \exp(j\theta t) dt, \quad (3.18)$$

$x(t)$ 是实测信号的解析表达式, 定义为:

$$x(t) = x_r(t) + jHT[x_r(t)], \quad (3.19)$$

其中 $x_r(t)$ 是实测的回波信号, $HT[x_r(t)]$ 是实测信号的 Hilbert 变换。 $\phi(\theta, \tau)$ 是 Cohen 类中的核函数, 该函数与信号的时间、频率参数均无关。各个 Cohen 类子函数的区别为核函数 $\phi(\theta, \tau)$ 不同。比如 Winger-Ville 分布, 其核函数为常数, 该分布是 Cohen 类的基础分布, 使用该分布处理包含多个频率成分的非平稳信号时存在交叉噪声项。通过使用不同的核函数替代 Winger-Ville 分布的核函数, 可以有效减轻甚至消除交叉噪声项。表 3.2 为部分 Cohen 类的核函数。

表 3.2 部分 Cohen 类核函数

子函数名称	核函数表达式
Winger-Ville(WVD)	1
Spectrogram(SP)	$\int_{-\infty}^{+\infty} h^*(u - \tau/2) h(u + \tau/2) \exp(-j\theta u) du$
Adaptive Optimal Kernel	$\exp[-(\theta^2 + \tau^2) / 2\sigma^2(\psi)]$

在 FFT, WVD 或 spectrogram(SP) 方法中, 核函数为不随信号变化的固定函数。但是在 AOK 中, 核函数会随信号参数的变化而变化。在处理非平稳信号时, AOK 可以比其他固定核函数的方法更加有效地匹配信号特征, 提高信号处理结果的载噪比。下面对 AOK 函数的工作原理进行详细解释。

在平稳信号中, 对信号的时域自相关函数进行傅里叶变换, 可以得到信号的功率谱分布(张贤达, 2002), 在非平稳信号中该关系依然成立。非平稳信号中包含时间参数的功率谱密度函数 $W_x(t, \omega)$ 也被称为信号的 Winger 分布, 表达式为:

$$W_x(t, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_x(t, \tau) \exp(-j2\pi\omega\tau) d\tau, \quad (3.20)$$

其中:

$$R_x(t, \tau) = x(t + \tau/2) x^*(t - \tau/2), \quad (3.21)$$

x^* 是 x 的共轭, 方程(3.20)是方程(3.21)对 τ 的傅里叶变换, 如果对方程(3.21)中的 t 进行傅里叶变换便可以得到信号的 AF, 表达式为:

$$A_x(\theta, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t + \tau/2) x^*(t - \tau/2) \exp(j2\pi t\theta) dt. \quad (3.22)$$

使用 AF 域变化的优势如图 3.17 中(a)和(b)所示:

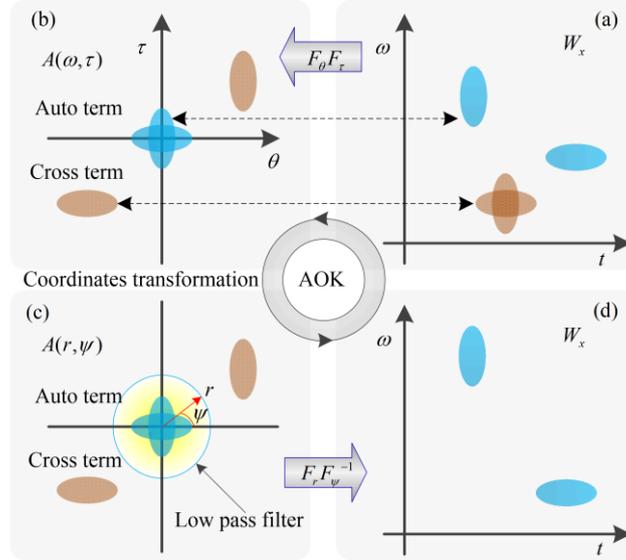


图 3.17 信号自相关项和互相关项的 Winger 域分布示意图

在 Winger 分布域，信号的自相关项和互相关项的分布是不可预测的，但是在 AF 域，信号的自相关项会靠近坐标原点，互相关项会远离坐标原点。如图 3.17(c)所示，在 AF 域使用合适的低通滤波器便可以将互相关项滤除，仅保留有用的自相关项。为了便于计算，图 3.17(c)中使用极坐标表示。将滤除噪声之后的信号从 AF 域逆变换回 Winger 分布域，便完成了一次时频变换。

AOK 算法的核心，就是选取最适合当前信号的滤波器。判定是否达到最优 AOK 有三个约束条件(Jones and Baraniuk, 1995 , Baraniuk and Jones, 1991):

$$\phi_{opt} = \max_{\phi} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} |A(r, \psi) \phi(r, \psi)|^2 r dr d\psi, \quad (3.23)$$

$$\phi(r, \psi) = \exp[-r^2 / 2\sigma^2(\psi)], \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |\phi(r, \psi)|^2 r dr d\psi \\ & = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \sigma^2(\psi) d\psi \leq \alpha, \quad \alpha \geq 0. \end{aligned} \quad (3.25)$$

当方程(3.23)取得最大值时，此时的 $\phi(r, \psi)$ 便是对应的最优 AOK。方程(3.24)是 $\phi(r, \psi)$ 的具体表达式，该函数将 AOK 的核函数限制为二维高斯滤波函数。方程(3.25)限制了二维高斯滤波函数的大小。如图 3.17(c)所示，假设图中蓝边黄圈为 $\phi(r, \psi)$ 在 AF 域内的拓展函数，或者称为二维高斯函数在 AF 域内的投影。若投影过大，信号的互相关项和额外噪声会通过滤波器混入信号自相关中；若投影过小，部分有用的信号自相关项会被滤除。通常选取 $0 \leq \alpha \leq 5$ ，在本文中选取 $\alpha = 1$ 。方程(3.23)到(3.25)没有解析解，根据参考文献(Baraniuk and Jones, 1993)，使用梯

度上升迭代算法(Gradient Ascent Algorithm)可以得到数值解, 使用该算法求解的步骤如下所述。

首先将方程(3.24)和(3.25)离散化, 得到:

$$\phi_p(p, q) = \exp\left[-\frac{(p\Delta r)^2}{2\sigma^2(q\Delta\phi)}\right], \quad p = 0, \dots, P-1, \quad q = 0, \dots, Q-1, \quad (3.26)$$

$$\frac{\Delta\psi}{2\pi} \sum_{q=0}^{Q-1} \sigma_q^2 \leq \alpha, \quad \sigma_q = \sigma(q\Delta\psi), \quad (3.27)$$

其中 p 和 q 分别为 AF 域在极坐标下的半径和角度的序列索引, Δr 和 $\Delta\psi$ 分别为半径和角度的步进大小。

$\underline{\sigma}$ 为 σ 迭代的过程值, 使用如下迭代:

$$\underline{\sigma}(k+1) = \underline{\sigma}(k) + \mu \nabla(K), \quad (3.28)$$

其中:

$$\nabla_q(k) = \frac{\Delta r^4 \Delta\psi}{\sigma_q^3(k)} \sum_{p=1}^{P-1} p^3 |A_p(p, q)| \exp\left[-\frac{(p\Delta r)^2}{\sigma_q^2(k)}\right], \quad q = 0, \dots, Q-1. \quad (3.29)$$

μ 是一个足够小的正数, 过大会导致迭代不稳定。迭代的初始条件为:

$$\underline{\sigma}(0) = \sqrt{\frac{2\pi\alpha}{Q\Delta\psi}} [1, \dots, 1]^T. \quad (3.30)$$

因为 $\nabla_q(k) \geq 0$, 每次迭代之后 $\underline{\sigma}$ 的值都会增加, 为了满足方程(3.25)的约束条件, 每次迭代之后都需要对 $\underline{\sigma}$ 进行归一化:

$$\underline{\sigma}(k+1) = \underline{\sigma}(k+1) \sqrt{\frac{2\pi\alpha}{\Delta\psi \sum_q \sigma_q^2(k+1)}}. \quad (3.31)$$

当方程(3.23)取得最大值时, 本次迭代结束, 迭代得到的 $\phi(r, \psi)$ 便是此时的最优 AOK。因为每个原始数据点都需要进行如上步骤的迭代, 因此 AOK 算法计算量相对 FFT 较大。

3.2.3 算法仿真

常用的 JTFA 算法有 WVD、SP 和 AOK, 在相干多普勒测风激光雷达中的常用算法为 FFT。为了验证以上几种算法在相干多普勒测风激光雷达信号处理中的性能, 本文使用第二章中公式(2.92)的时域相干多普勒测风激光雷达回波信号生成算法, 得到包含风切变的仿真数据, 并使用 JTFA 和 FFT 算法分别进行处理和比较。

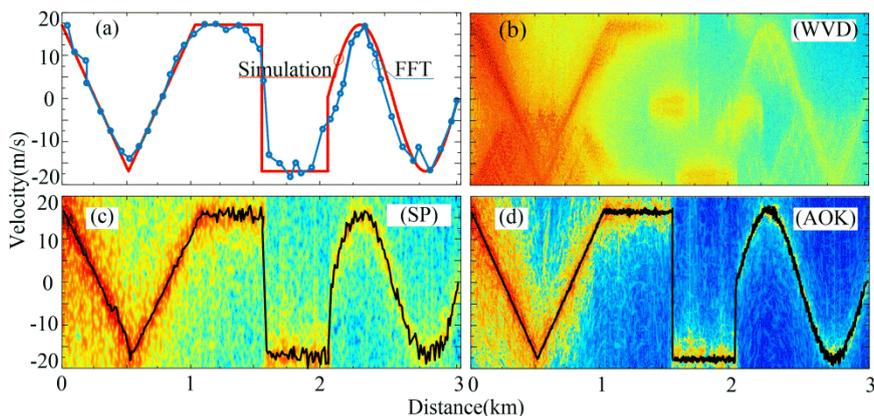


图 3.18 设定风速和不同算法反演的风速结果

设定风速分布如图 3.18(a)中红色实线所示，在 0.5km、1.5km、2km 处加入风切变。图 3.18(a)中蓝色圆圈为 FFT 反演风速结果，距离分辨率为 60m。FFT 结果与设定风速趋势吻合，但是其较差的距离分辨率导致风切变处的数据误差较大，无法正确反演风切变的细节结构。图 3.18(b)为 WVD 的风速反演结果，此时距离分辨率为 0.6m。在风速变化较为平稳的 1km 以内和 2km 以后结果较好，在 1km-2km 范围内由于风切变较为剧烈，产生了严重的交叉项导致风速信息难以分辨，使用求最大值的方式无法得到正确的风速分布，因此本图没有给出具体的风速分布曲线。图 3.18(c)为 SP 的风速反演结果，此时距离分辨率为 6m，图中黑色实线为 SP 分布强度最大值的连线，由连线结果可见，在风切变位置风速反演结果抖动较大，且距离分辨率相对 WVD 和 AOK 低。图 3.18(d)为 AOK 的风速反演结果，图中黑色实线为 AOK 分布强度最大值的连线，此时距离分辨率为 1.2m，风切变处分辨率高，聚集性好，风速反演结果抖动较小。我们还对比分析了包括 Choi-Williamms 分布、Born-Jordan 分布等其他多种 JTFA 算法，此处仅列出了以上四种算法，更为详细的比较可以参阅参考文献(刘燕萍 et al., 2018a, 刘燕萍 et al., 2018b)。相比其他算法，AOK 风速反演效果最好，因此在实际相干多普勒测风激光雷达系统中选用 AOK 算法。

3.2.4 实验验证

在传统相干多普勒测风激光雷达的基础上，该实验使用磁盘阵列记录原始数据。采集卡数据被分为两个部分，一部分使用 DSP 芯片进行实时处理，一部分使用磁盘阵列记录用于后期 JTFA 数据处理。实验在中国科学技术大学教学行政楼 16 楼天台进行，距地面高度 54m，测量方向水平向北。实验光路图如图 3.19 所示。

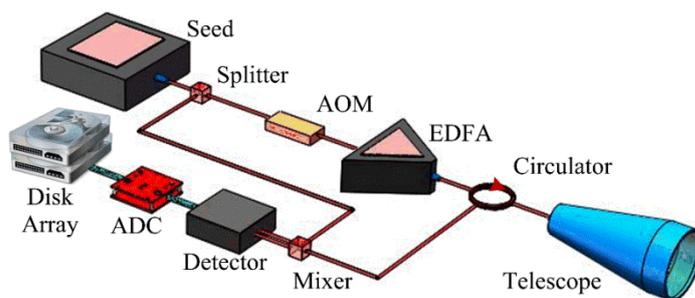


图 3.19 JTFA 实验光路图

为了验证 JTFA 的高距离分辨率，我们需要找到一些小尺度的风切变现象，根据谷歌地图和建筑物的实际外形，我们使用标准的 $k-\varepsilon$ 有限元分析方法(He and Yuan, 2014, Lu and Ip, 2009)对观测范围内的风场进行了模拟。模拟过程中使用的风速分布方程为：

$$v(z)/v_b = (z/z_b)^r, \quad (3.32)$$

其中 v_b 和 z_b 分别为参考风场速度和参考风场高度，根据 Vaisala 超声波风速计的观测数据，设置初始风速为 1m/s 的南风。 r 是地表粗糙度系数，根据参考文献(He and Yuan, 2014, Lu and Ip, 2009)，此处选择经典的 C 型地形，取 $r = 0.22$ 。经过风速模拟，在距离探测地点正北方 1.1km 处的两栋大楼的夹缝之间找到了风切变。模拟的风切变分布如图 3.20 所示，风在两栋大楼夹缝之间被加速，并产生风切变。

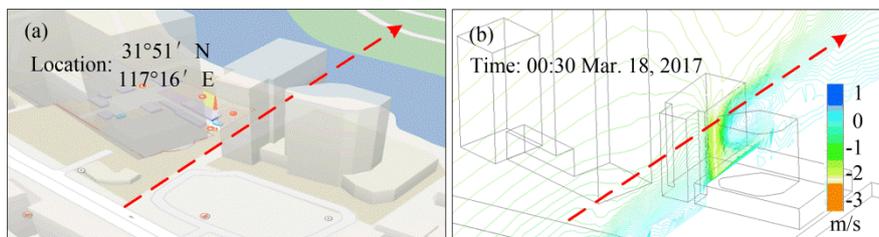


图 3.20 (a)谷歌地图和激光光束方向示意图；(b)两大楼之间的风场模拟

在实验中，相干多普勒测风激光雷达的激光光束从两栋大楼之间的夹缝穿过，同时使用 FFT 和 JTFA 两种算法对风速数据进行处理。风速结果如图 3.21 所示。

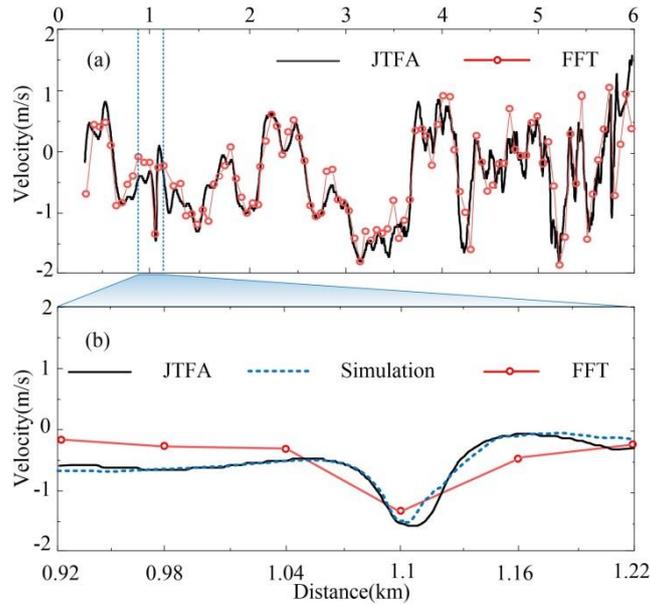


图 3.21 (a)JTFA 和 FFT 反演的径向风速分布；(b)大楼风切变

图 3.21(a)中黑色实线为 JTFA 的探测结果，时间分辨率和距离分辨率分别为 2s 和 1.2m，红色圆圈为 FFT 的探测结果，时间分辨率和距离分辨率分别为 2s 和 60m，两者吻合度较好，都在 1.1km 处探测到了风切变。为了观察风切变的细节结构，图 3.21(b)为 0.92km 至 1.22km 范围内风速结果的放大图。由于 FFT 的距离分辨率差，在风切变范围内数据点少，无法探测到风切变的细节结构和演变过程。得益于 JTFA 的高分辨率，可以看到风切变的细节结构和演变过程。图 3.21(b)中虚线为相干多普勒测风激光雷达探测路径上的风切变风速模拟结果，相对于 FFT，JTFA 处理结果吻合度更高。

假设两座大楼夹缝周围 4s 内的风场分布是稳定不变的，那么风切变内的风场结构应该也是稳定不变的。为了验证 JTFA 算法的稳定性，我们计算得到另外 20 组风速数据，并对风切变范围内的风速数据进行了统计分析。

图 3.22(a)为 4s 内的 20 组风切变处的风速分布，时间分辨率和距离分辨率分别为 0.2s 和 1.2m。由图可见，在 0.98km 处，进入大楼夹缝的风速在 4s 内基本稳定在 -0.5m/s。对这 20 组风速求平均径向风速 v_{mean} ，并分别求得单次风速测量结果与平均径向风速之差 Δv_{mean} ，得到统计结果如图 3.22(b)所示。 Δv_{mean} 约为 0， Δv_{mean} 的标准差为 0.09m/s，符合风切变内风场稳定不变的假设，证明了 JTFA 算法的稳定性。

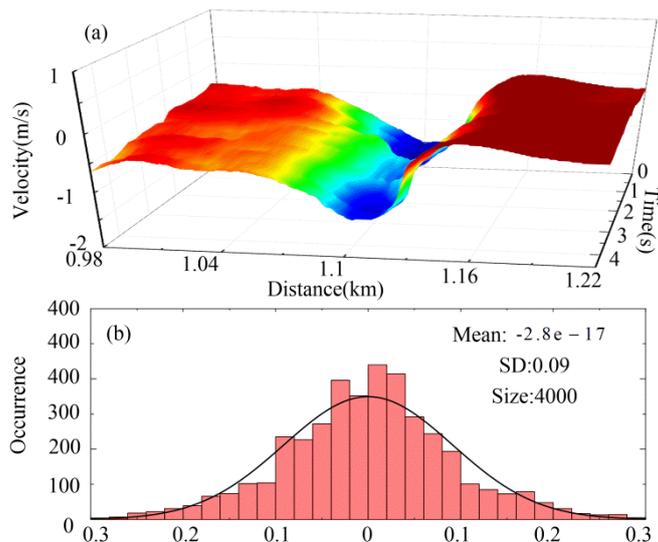


图 3.22 (a)20 组风切变范围处风速分布；(b)20 组风切变范围处的风速统计

3.2.5 本节小结

本节首次验证了 JTFA 中 AOK 算法用在相干多普勒测风激光雷达数据处理中的可行性, 并使用该算法在不改变相干多普勒测风激光雷达系统参数的情况下, 提高了相干多普勒测风激光雷达的距离分辨率。本章使用时域回波信号生成算法生成包含风切变的信号, 比较了多种 JTFA 算法, 优选出了 AOK 算法。在实验验证中, 先使用风场模拟软件找到小尺度风切变, 再使用 AOK 算法处理得到了风切变, 并将 AOK 和 FFT 的处理结果与仿真结果进行对比, 得到 AOK 的吻合性更好, 证明使用 AOK 可以提高相干多普勒测风激光雷达的距离分辨率。最后, 对 4 秒内的风切变数据进行统计和分析, 验证了 AOK 算法的稳定性。得到结论, JTFA 中的 AOK 算法适合用于相干多普勒测风激光雷达数据处理, 可以提高相干多普勒测风激光雷达的性能。

3.3 基于 Golay 脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达

激光器作为相干多普勒测风激光雷达的核心器件, 对雷达距离分辨率和探测距离有着决定性影响。本节使用脉冲编码技术, 演示了一种脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达系统, 在激光器峰值功率相同的情况下, 相对于传统相干多普勒测风激光雷达系统, 提高了雷达的距离分辨率。本节首先从理论依据方面, 介绍了出射激光脉冲宽度对相干多普勒测风激光雷达整体性能的影响。然后根据脉冲编码的理论, 介绍了 Golay 码的优势以及脉冲编码在相干多普勒测风激光雷达上的作用。在算法仿真中, 使用真实的脉冲大气回波信号进行编码模拟和解码模拟,

验证了 Golay 编码应用在相干多普勒测风激光雷达中的可行性。在实验验证部分，我们搭建了一套基于 Golay 脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达系统，并与一套传统非编码的系统进行对比实验，验证了基于脉冲编码技术的相干多普勒测风激光雷达系统的性能。

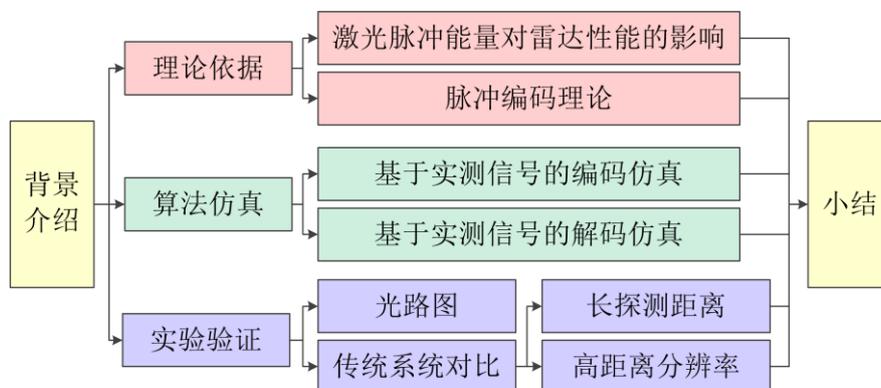


图 3.23 本节结构框图

3.3.1 背景介绍

多普勒测风激光雷达以其高时间分辨率、高空间分辨率、高测量精度、大动态范围、强抗干扰能力、可以实现从地面起，到对流层高度无盲区的大气参数观测等优势，被广泛用于保障航空安全、提高风能利用率、极端天气预警、大气污染监测、大型建筑物安全保障和解决科学问题等。近些年，得益于光纤通信的发展，全光纤结构的多普勒测风激光雷达发展迅速。已经有成熟的商用化产品 (Proctor and Hamilton, 2009, Prasad et al., 2015, Inokuchi et al., 2014, Dolfi-Bouteyre et al., 2009b, Thobois et al., 2015, Smith et al., 2006, Shangguan et al., 2017)，但是如何进一步提高多普勒测风激光雷达的距离分辨率仍然是激光雷达领域的巨大挑战。

为了提高飞机的飞行安全，优化飞机的空气动力学设计，米级的小尺度湍流对飞机的影响日益受到关注。为了避免飞机的涡流和尾流对后续飞机影响，机场飞机起降间隔时间有严格规定，因此限制了机场的运行效率 (OConnor and Rutishauser, 2001)。为了探测米级小尺度湍流、飞机涡流和尾流，迫切需要米级距离分辨率的测风激光雷达。

基于飞行时间法的激光雷达距离分辨率定义为： $\Delta R = c\Delta T / 2$ ，根据相干测风激光雷达的雷达方程，如下三个原因限制了其距离分辨率的提高：

(1) 根据相干测风激光雷达 CNR 公式可知, CNR 与脉冲持续时间成正比; 为了缩小距离分辨率, 需要缩小脉冲持续时间, 若保证相同强度的 CNR, 需要增加单脉冲能量。

(2) 激光脉冲峰值功率 P_{peak} 与脉冲宽度和单脉冲能量之间满足关系 $P_{peak} = E_T / \Delta T$ 。根据 (1) 中的要求, 需要提高激光脉冲的峰值功率。但是, 根据光纤中受激布里渊阈值公式(Al-Asadi et al., 2011, Smith, 1972):

$$P_{th} = G_{th} A_{eff} / g_B L_{eff}, \quad (3.33)$$

其中 G_{th} 为布里渊阈值指数增益系数, A_{eff} 为光纤有效截面积, g_B 为布里渊增益系数, L_{eff} 为光纤有效长度。当发射激光在光纤中的功率超过 P_{th} 时, 在光纤中会产生受激布里渊等多种非线性现象, 使出射高斯光束下降沿产生严重的抖动, 甚至损坏激光器, 限制了全光纤相干多普勒测风激光雷达的单脉冲发射能量。

(3) 根据 Levin 的估计(Levin, 1965), 使用脉冲累积可以减小相干多普勒测风激光雷达风速的测量误差。在时间分辨率和单脉冲能量相同的情况下, 增加脉冲重频可以提高雷达探测性能。但是基于飞行时间法的激光雷达存在混叠距离: $R_{max} = c / (2f_{rep})$, 为了保证足够的探测距离, 脉冲重复频率的提高受到限制。

研发短脉冲宽度、高峰值功率的光纤激光器成为解决以上问题的关键。法国航空航天中心 (ONERA) 通过在大模场面积光纤中加入应力等方式, 提高了光纤的受激布里渊阈值(Besson et al., 2016), 并通过多个光纤放大器并联, 提高光纤激光器的脉冲能量(Lombard et al., 2015b, Lombard et al., 2015a)。他们的系统主要是为了提高最远探测距离, 因此他们牺牲了距离分辨率, 使用较大的脉冲宽度提高单脉冲能量。在单脉冲能量 500uJ, 距离分辨率 200m, 时间分辨率 10s 情况下, 实现了 16km 的水平风场探测。但是如此高功率的激光器目前技术尚不成熟, 成本较高, 无商用产品。

目前已知的基于商用激光器的全光纤多普勒测风激光雷达系统中, 中国科学技术大学基于直接探测的上转换技术实现了径向距离分辨率 11.5 米的风场探测(Shangguan et al., 2017)。NASA 基于相干探测实现了径向距离分辨率 15 米的风场探测(Prasad, 2018)。更小距离分辨率的多普勒测风激光雷达尚无报道。

近些年, 在通信领域的脉冲编码技术被应用于光纤传感(King et al., 1987, Nazarathy et al., 1989)、测距激光雷达(Yang et al., 2014)和微波雷达等领域(Seley, 2016)。通过使用合适的脉冲编码技术, 可以突破混叠距离的限制, 在不丢失距离分辨率信息的情况下提高脉冲的重复频率, 从而提高脉冲发射的平均功率。格雷码 (Golay) 是众多编码技术中应用最广泛的一种编码技术。使用 Golay 码对相

干多普勒测风激光雷达的发射脉冲进行编码,在激光脉冲峰值功率受限的情况下提高发射激光重复频率,提高相干多普勒测风激光雷达的性能。

在本节,我们演示了世界上首套基于 Golay 脉冲编码的微脉冲相干多普勒测风激光雷达。搭建一套可自主定义编码波形的脉冲激光光源,在距离分辨率 6m,时间分辨率 2s 的情况下实现超过 500 米的径向风场探测。并使用传统非编码脉冲相干多普勒测风激光雷达系统与本套系统作对比,给出了载噪比和风场的对比分布图,证明本编码相干多普勒测风激光雷达的性能。

3.3.2 脉冲编码理论

Golay 码是脉冲编码技术中的一种,是由两组互补的编码序列组成的一种准随机码,该编码容易产生,解调方便,其形式如下:

$$\begin{cases} A_{2^k} = [a_{2^k-1} | b_{2^k-1}] = a_0 \dots a_{2^k-1} b_0 \dots b_{2^k-1}, \\ B_{2^k} = [a_{2^k-1} | \bar{b}_{2^k-1}] = a_0 \dots a_{2^k-1} \bar{b}_0 \dots \bar{b}_{2^k-1} \end{cases}, \quad (3.34)$$

其中 a 和 b 为-1 或 1, k 为编码的序列索引。两组编码的自相关函数之和除中心零阶位置外,处处为零,不存在旁瓣噪声。假设 A_k 、 B_k 为一对长度为 N 的 Golay 互补序列,则:

$$\text{corr}(A_k, A_k) + \text{corr}(B_k, B_k) = 2N\delta_k, \delta_k = \begin{cases} 1, k = 0 \\ 0, k \neq 0 \end{cases}, \quad (3.35)$$

其中 corr 代表相关运算符。

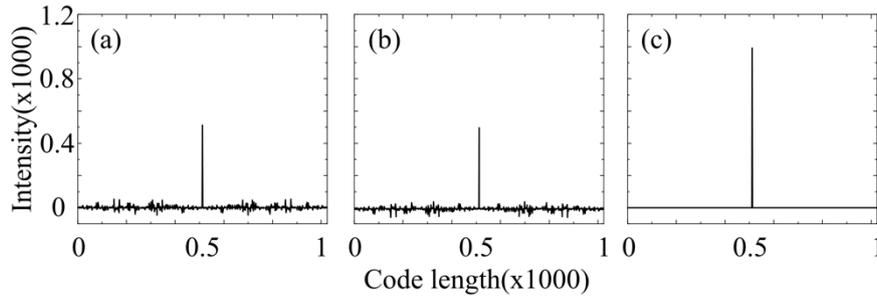


图 3.24 Golay 码卷积特性

因此,使用 Golay 码对发射脉冲进行编码,再对编码脉冲的回波信号进行解码,可以突破混叠距离的限制,在不影响时间分辨率和距离分辨率的情况下提高发射平均功率,且不引入旁瓣噪声。得益于 Golay 码的优良特性,该方法被广泛用于脉冲编码技术,目前在相干多普勒测风激光雷达中尚未有过基于 Golay 脉冲编码技术的应用。

Golay 码为极性编码，需要用到-1 和 1。在相干多普勒测风激光雷达中，只能以不发射激光脉冲和发射激光脉冲来代表 0 和 1。因此可以通过偏置编码的方法，使用四组 0, 1 编码的光脉冲 U_k , \bar{U}_k , W_k , \bar{W}_k 来表示两组-1, 1 编码的 Golay 脉冲 A_k 和 B_k 。方法如下：(Mao et al., 2012)

$$\begin{cases} U_k(t) = (1 + A_k) / 2 \\ \bar{U}_k(t) = (1 - A_k) / 2 \end{cases}, \begin{cases} W_k = (1 + B_k) / 2 \\ \bar{W}_k = (1 - B_k) / 2 \end{cases}, \quad (3.36)$$

可知 $A_k = U_k - \bar{U}_k$, $B_k = W_k - \bar{W}_k$ 。在相干多普勒测风激光雷达中的编码过程如图 3.25 所示：

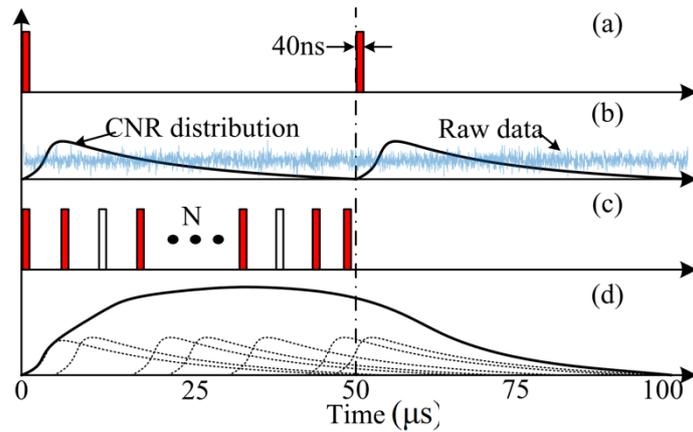


图 3.25 脉冲编码示意图

图 3.25 演示了如何将四组脉冲编码中的一组编码 U_k 发射出去的示意图。图 3.25(a) 为非编码模式下的脉冲发射时序图，此时脉冲重复频率为 20kHz，脉冲时域宽度为 40ns。由于相干多普勒测风激光雷达的回波信号原始数据为中频信号，回波信号的强度和风速信息都包含在中频信号的功率谱图中，无法直接看出，为了便于读者的理解，本图中使用已经处理好的载噪比分布曲线(CNR distribution) 代表雷达的回波信号。图 3.25(b) 为单个脉冲的回波信号分布曲线，其中原始拍频信号(Raw data) 用淡蓝色表示，黑色实线表示回波信号的载噪比分布曲线。图 3.25(c) 为经过编码的激光脉冲序列，其中红色实心矩形代表编码为 1，即有脉冲发射，白色空心矩形代表编码为 0，即无脉冲发射。本实验的脉冲编码序列长度 $N=256$ 。此时的脉冲时域宽度为 40ns，脉冲之间的间隔为 128ns。图 3.25(d) 为脉冲编码序列的回波信号的载噪比示意图。单个脉冲回波信号的载噪比分布曲线如虚线所示，叠加之后的总的编码序列的载噪比响应包络如实线鼓包所示。 \bar{U}_k , W_k , \bar{W}_k 三组编码的示意图与图 3.25 相似，不再赘述。由于 Golay 码中 0 和 1 的占空比为 50:50，因此四组编码脉冲序列中，使用编码一共发射 $2N$ 个脉冲，而不

使用脉冲编码情况下会发射 8 组脉冲。在单脉冲能量一定的情况下，使用基于 Golay 脉冲编码技术可以提高脉冲发射能量 $N/4$ 倍。

编码脉冲回波信号的解码过程如图 3.26 所示。依次将四组编码的回波信号包络进行 FFT，获得信号功率谱分布后，将 U_k 、 \bar{U}_k 、 W_k 和 \bar{W}_k 的功率谱分别相减，得到对应的 PSD(A) 和 PSD(B) 后，将 PSD(A) 与 A_k 取相关，得到 X_k ；PSD(B) 与 B_k 取相关，得到 Y_k 。最后 X_k 和 Y_k 结果相加，便得到一组解码之后的相干多普勒测风激光雷达回波信号的功率谱结果。再使用多组回波信号功率谱进行非相干累加，使用最大似然离散峰值谱方法提取功率谱中包含的风场信息。

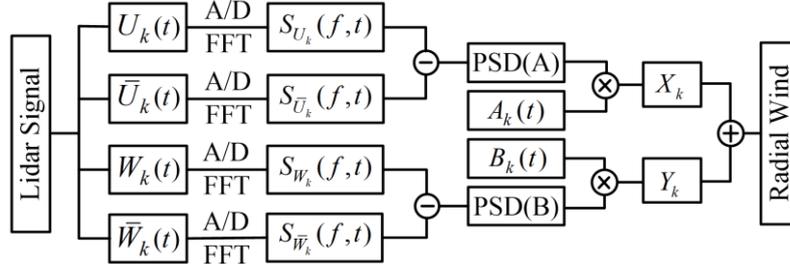


图 3.26 脉冲编码回波信号解码示意图

对应四组回波信号的包络解码公式如下：

$$\begin{aligned} PSD(f,t) = & \text{corr} \left\langle \left[S_{U_k}(f,t) - S_{\bar{U}_k}(f,t) \right], A_k(t) \right\rangle \\ & + \text{corr} \left\langle \left[S_{W_k}(f,t) - S_{\bar{W}_k}(f,t) \right], B_k(t) \right\rangle, \end{aligned} \quad (3.37)$$

式中 $S_{U_k}(f,t)$ 、 $S_{\bar{U}_k}(f,t)$ 、 $S_{W_k}(f,t)$ 和 $S_{\bar{W}_k}(f,t)$ 分别为编码脉冲 U_k 、 \bar{U}_k 、 W_k 和 \bar{W}_k 产生的功率谱。PSD(A) 表示 $S_{U_k}(f,t)$ 与 $S_{\bar{U}_k}(f,t)$ 相减得到的结果，PSD(B) 表示 $S_{W_k}(f,t)$ 与 $S_{\bar{W}_k}(f,t)$ 相减得到的结果。 X_k 和 Y_k 分别表示 PSD(A) 与序列 A_k 以及 PSD(B) 与序列 B_k 取相关得到的结果。解码得到回波信号的功率谱便可以使用传统手段反演得到径向风速。

设相干多普勒测风激光雷达中发射单脉冲得到的回波信号为 $\psi(t)$ ，在散粒噪声极限和匹配滤波器情况下，系统噪声仅考虑探测器热噪声和散粒噪声 $e(t)$ ，二者为满足独立分布的零均值复高斯分布随机噪声，均方差为 σ^2 。结合上述解码过程，脉冲编码得到的回波信号 $\hat{\psi}(t)$ 为：

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_N(t) = & \{ A_k \otimes [A_k * \psi(t) + e_{U_k}(t) - e_{\bar{U}_k}(t)] \\ & + B_k \otimes [B_k * \psi(t) + e_{W_k}(t) - e_{\bar{W}_k}(t)] \} \\ = & 2N\psi(t) + 2N\{ A_k \otimes [e_{U_k}(t) - e_{\bar{U}_k}(t)] + B_k \otimes [e_{W_k}(t) - e_{\bar{W}_k}(t)] \} \end{aligned} \quad , \quad (3.38)$$

其中, $e_{U_k}(t)$ 、 $e_{\bar{U}_k}(t)$ 、 $e_{W_k}(t)$ 和 $e_{\bar{W}_k}(t)$ 分别为脉冲序列 U_k 、 \bar{U}_k 、 W_k 和 \bar{W}_k 引起的系统噪声, N 表示码长。由于每次测量的噪声相互独立, 则 $\langle e_i(t)e_j(t) \rangle = \sigma^2 \delta_{ij}$, 其中 δ_{ij} 为克罗内克符号, $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均, 经过脉冲编码后, 噪声的有效值为:

$$\sqrt{\langle [\hat{\psi}_N(t) - 2N\psi(t)]^2 \rangle} = \sqrt{2N}\sigma。 \quad (3.39)$$

因此 N 位脉冲编码相干多普勒测风激光雷达的 CNR 为:

$$CNR_N^{coded} = \frac{2N\psi(t)}{\sqrt{2N}\sigma} = \frac{\sqrt{2N}\psi(t)}{\sigma}。 \quad (3.40)$$

为了提高系统载噪比, 传统激光雷达常采用的方法是对信号进行累加平均, 经过 n 次叠加后, 得到的相干多普勒测风激光雷达回波信号为:

$$\bar{\psi}(t) = \sum_{i=1}^n [\psi(t) + e_i(t)] = n\psi(t) + \sum_{i=1}^n e_i(t), \quad (3.41)$$

经过累加后噪声功率有效值为:

$$\sqrt{\langle [\bar{\psi}(t) - n\psi(t)]^2 \rangle} = \sqrt{\langle \left[\sum_{i=1}^n e_i(t) \right]^2 \rangle} = \sqrt{\langle \sum_{i=1}^n e_i^2(t) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^{n-1} e_i(t)e_j(t) \rangle}, \quad (3.42)$$

由于噪声之间相互独立, 所以:

$$\left\langle 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^{n-1} e_i(t)e_j(t) \right\rangle = 0, \quad (3.43)$$

可得非编码的相干多普勒测风激光雷达回波信号噪声功率有效值为:

$$\bar{e}_{pulsed}(t) = \sqrt{\langle [\bar{\psi}(t) - n\psi(t)]^2 \rangle} = \sqrt{n}\sigma。 \quad (3.44)$$

发射 4 组互补码的时间内单脉冲系统可进行 8 次累加平均。此时的 n 值为 8, 因此噪声的有效值为:

$$\bar{e}_{pulsed}(t) = 2\sqrt{2}\sigma, \quad (3.45)$$

因此非编码的相干多普勒测风激光雷达的 CNR 为:

$$CNR_N^{pulsed} = \frac{8\psi(t)}{2\sqrt{2}\sigma} = \frac{2\sqrt{2}\psi(t)}{\sigma}。 \quad (3.46)$$

结合公式(3.40)和(3.46), 在单脉冲能量相同情况下, 经过脉冲编码后, 编码相干多普勒测风激光雷达系统载噪比增益为:

$$CNR_N^{coded} / CNR_N^{pulsed} = \frac{\sqrt{2N}\psi(t) / \sigma}{2\sqrt{2}\psi(t) / \sigma} = \frac{\sqrt{N}}{2}。 \quad (3.47)$$

3.3.3 算法仿真

根据相干多普勒测风激光雷达脉冲之间的独立性, 脉冲的回波信号之间也具有独立性。因此为了使仿真过程更接近真实的实验场景, 本处将 2017 年 3 月份

非编码情况下的实验回波数据通过编码和重叠，模拟编码脉冲的回波信号。模拟编码和解码步骤如下：

- (1) 生成 N 位的 Golay 码，并生成对应的 U_k , \bar{U}_k , W_k , \bar{W}_k 。
- (2) 从非编码回波数据中截取 $4N$ 组独立回波信号序列。因为采集卡采样率为 250MHz，脉冲重复频率为 15625Hz，因此每个脉冲回波信号包含 16000 个数据点。将非编码信号按照脉冲回波序列分组，得到 $4N \times 16000$ 的矩阵。
- (3) 按照上文所述编码方式生成如图 3.25(d)所示的四组回波信号包络。
- (4) 按照图 3.26 步骤，对四组回波信号包络进行解调。得到正确的回波信号功率谱并使用最大似然离散峰值方式反演得到风速数据。
- (5) 使用传统方法对非编码原始数据进行处理，得到非编码情况下的风速数据。

图 3.27 为脉冲编码算法仿真的图，图 3.27(a)为原始回波信号，(b)为经过脉冲编码的回波信号，(c)为原始回波信号反演的风速以及经过脉冲解码之后的风速。此处用于仿真的脉冲编码长度 $N=64$ ，对应时间内的非编码脉冲数为 8，所以在(c)中的非编码脉冲进行了 8 次非相干累积。由图可见脉冲编码确实提高了雷达的探测性能。

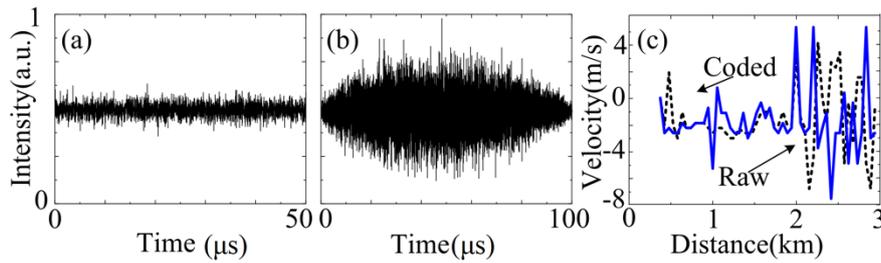


图 3.27 脉冲编码数据的仿真

图 3.28 为脉冲编码数据仿真的三维功率谱分布。从图中可以看出包含多普勒频移信息的功率谱峰值分布。通过基于实际大气回波信号的编码和解码仿真，验证了编码和解码程序的正确性。在仿真过程中编码时序和延时取决于生成的数组序列，不存在脉冲时序对齐问题；仿真使用的数据为最优化情况下的非编码相干多普勒测风激光雷达的回波数据，回波数据中激光器的 RIN 噪声、出射激光脉冲宽度、脉冲直流泄漏、EDFA 的 ASE 噪声和本振光功率等参数都为最优情况。但是实际的脉冲编码相干多普勒测风激光雷达系统中需要对以上参数进行重新检测和优化。

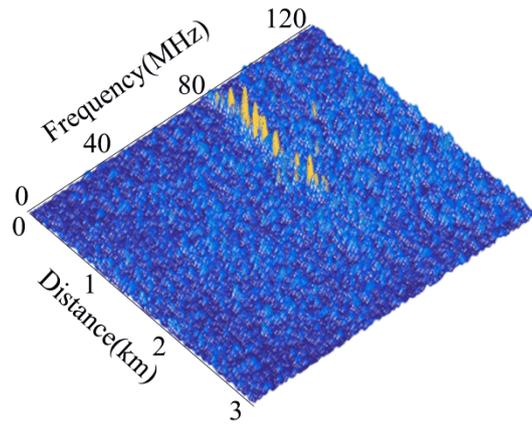


图 3.28 脉冲编码数据仿真的三维功率谱分布

3.3.4 系统参数设计与实验优化

算法仿真验证了脉冲编码在相干多普勒测风激光雷达中的可行性，并且验证了编码、解码程序的正确性，2018年7月，在中国科学技术大学教学行政楼6楼进行了传统非编码与脉冲编码相干多普勒测风激光雷达的对比实验。两台雷达均水平放置，指向相同。实验光路图如图3.29所示。两台设备参数如表3.3所示。

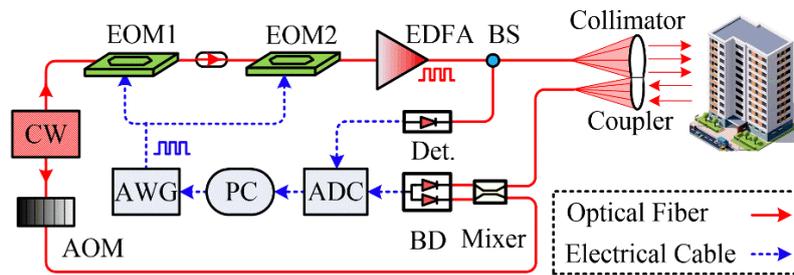


图 3.29 实验光路图

表 3.3 编码与非编码相干多普勒测风激光雷达系统参数

参数名称	编码系统	非编码系统
波长	1550nm	1550nm
放大器平均功率	1W	1.2W
脉冲宽度	40ns	128ns
时间/空间分辨率	2s/6m	2s/19.2m
脉冲重复频率	3.2MHz	40KHz
发射/接收直径	100mm/80mm	100mm/80mm
AOM 频移	80MHz	80MHz
AOM 消光比	-----	80dB
EOM 消光比	40dB	-----
ADC 采样率	500MS/s	250MS/s

种子激光器产生 1550nm 的连续激光 (CW)，分为本振光 and 种子激光。双通道的任意波形发生器 (AWG) 产生 Golay 电脉冲编码序列，驱动电光调制器，将连续的种子激光调制成 Golay 光脉冲序列。为了保证光脉冲的消光比，本处采用两个 EOM 的级联方式，并调节 AWG 两个输出通道的延时，保证 EOM1 和 EOM2 的同步。脉冲种子光注入掺铒光纤放大器 (EDFA)，经 1:99 的分束器 (BS) 之后。99% 的激光经准直器 (Collimator) 出射，1% 的激光被用于能量监测通道，监测出射激光功率。本振光经声光调制器 (AOM) 频移 80MHz 后，输入混频器 (Mixer)。回波信号由接收器 (Coupler) 接收，与本振光在混频器中混频，光信号在平衡探测器 (BD) 中被转换为模拟电信号，并由数模转换卡将模拟信号转换为数字信号，在计算机 (PC) 中进行数据解码和风速反演。

由于出射激光脉冲在光纤及镜片端面存在很强的反射。相对于大气回波信号，端面反射会直接导致探测器饱和。在传统基于环形器的收发同置雷达系统中，任意时刻探测范围内只存在一个激光脉冲，因此通常使用光开关在时域上隔断端面反射的信号。但是在本脉冲编码雷达中，探测距离范围内有多个脉冲发射周期，从时域上隔断一个脉冲的端面反射信号会导致其他脉冲的回波信号也被隔断。因此本脉冲编码雷达系统选择使用收发分置的光路系统。本收发分置光路将传统的圆形望远镜镜片切成双“D”形，再组合形成“8”字型望远镜结构。该种设计拉近了准直器与接收望远镜光轴之间的距离，可以缩小雷达盲区。

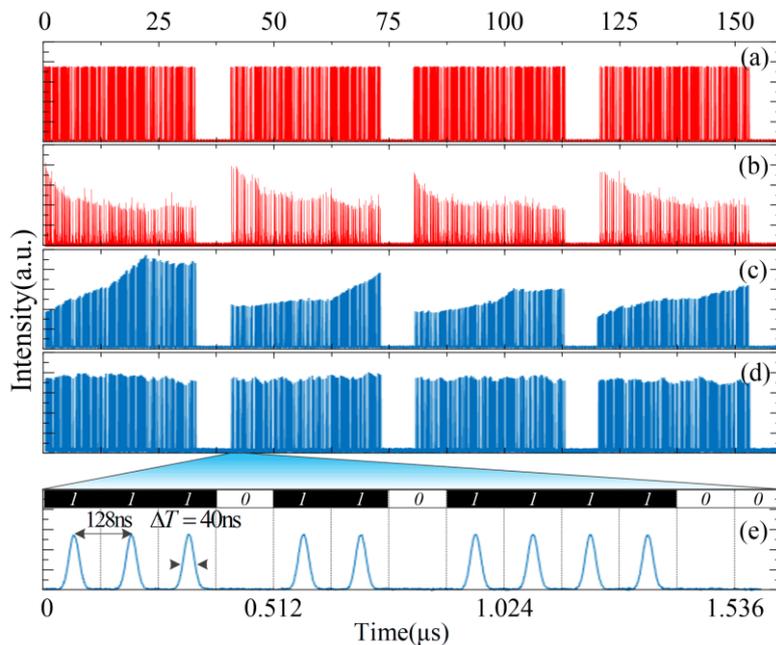


图 3.30 出射激光监测波形

能量监测通道的信号如图 3.30 所示，图 3.30 (a) 是经过两级 EOM 之后产生的种子光序列波形。图 (b) 是图 (a) 经过 EDFA 放大后的出射激光序列波形。平坦的种子光脉冲序列经 EDFA 之后，由于放大器的瞬态效应和增益介质的耗尽，放大之后的激光序列波形不再平坦(Wang et al., 2017b)，仍然使用公式 (6.6) 进行解码将产生严重的旁瓣干扰，甚至无法正确反演风速。

在基于脉冲编码的光纤传感中也存在放大器出射激光脉冲不平坦的问题。通常使用两种方式来解决此问题：

- (1) 对种子光进行预放大，使用特殊的脉冲形状(Soto et al., 2011)。
- (2) 使用非探测波长的种子光对 EDFA 进行预耗尽(Mao et al., 2012)。

但是以上方法均不适用于高出射能量的多普勒测风激光雷达。方法 (1) 只适用于出射激光平均功率在毫瓦级的应用。多普勒测风激光雷达出射平均功率达到瓦级，放大器泵浦功率高，此时一旦有触发信号输入就会引起放大器中大量的布居数反转，产生巨脉冲效应，甚至损坏放大器。而当巨脉冲将放大器中的布居数耗尽后，又会导致随后的种子光放大倍率变小，从而引起出射脉冲能量的剧烈抖动。方法 (2) 对放大器的预耗尽会减小出射激光的总能量，没有充分利用放大器的性能，因此也不适用于多普勒测风激光雷达。为了解决脉冲能量抖动的问题，我们提出了一种自适应脉冲修正算法。使用 1:99 分束器中 1% 通道对出射脉冲能量进行监测，在放大器布居数较高的编码序列初始位置降低 AWG 电信号的幅值，降低种子光的能量。在放大器布居数较少的序列末端增加种子光的能量。并通过不断的闭环控制，减小出射激光脉冲能量抖动。图 3.30 (c) 为自适应脉冲修正之后的种子激光脉冲序列，图 (d) 为图 (c) 经放大器之后的脉冲序列。相比图 (b)，图 (d) 的脉冲抖动控制在 $\pm 5\%$ 以内。将图 (d) 局部放大得到图 (e)，此时脉冲间隔为 128ns，脉冲宽度为 40ns。 U_k 、 \bar{U}_k 、 W_k 和 \bar{W}_k 四组脉冲序列组成一个完整的 Golay 码序列，Golay 码序列重频为 6250Hz，0 和 1 占比为 50:50，因此对应每秒发出激光脉冲数量为 $256 \times 4 \times 0.5 \times 6250 = 3200000$ 。

在数据处理中，进行 FFT 变换的数据长度为 40ns，在 500MS/s 的采样情况下对应 20 个数据点。根据飞行时间法，对应的径向距离分辨率为 6m。为了对 6m 的径向距离分辨率进行验证，脉冲编码相干多普勒测风激光雷达首先与测距仪进行对比，对一个已知距离的硬目标进行测距。探测结果如图 3.31 所示。

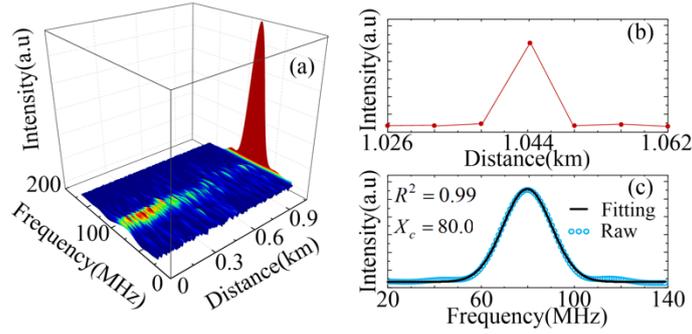


图 3.31 大气和硬目标的回波信号功率谱

图 3.31 (a) 为包含大气和硬目标的回波信号功率谱分布，由图可见硬目标处功率谱峰值约为近场大气回波信号峰值的 30 倍。图 (b) 为硬目标±18m 内的功率谱峰值分布，硬目标功率谱峰值出现在 1.044km 处，与测距仪所测 1.045km 相差 1.5m，处于最小距离分辨率 6m 以内。可证明本脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达距离分辨率为 6m。图 (c) 为硬目标处的原始和高斯拟合功率谱，高斯拟合的 $R^2=0.99$ ，证明此时探测器并未因硬目标回波信号太强而饱和。拟合中心验证 0 风速位置频率为 80MHz。由于在数据处理时使用了长度为 40ns 的矩形窗函数，FFT 之后会产生 Sinc 函数，因此在图 (c) 原始功率谱的两边可见少许凸起。

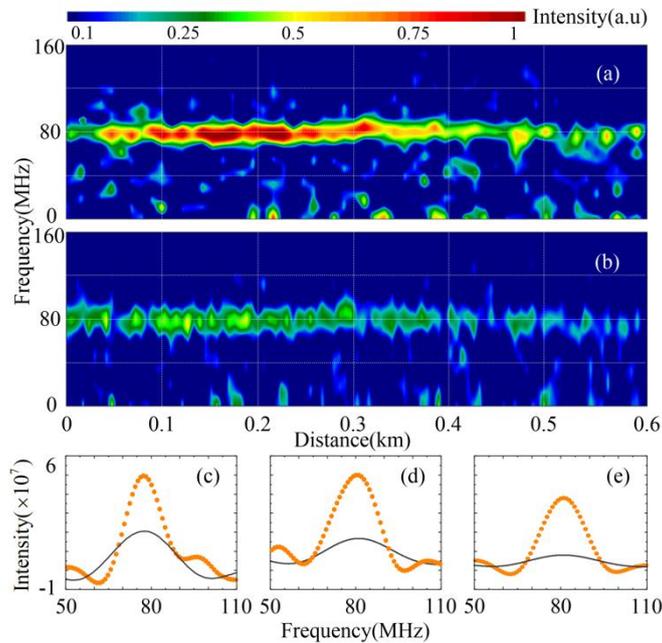


图 3.32 非编码和编码相干多普勒测风激光雷达回波信号功率谱分布

图 3.32 为非编码与编码相干多普勒测风激光雷达系统回波信号功率谱之间的比较。由图可见，由于非编码系统距离分辨率差，回波信号在距离轴上累积更多，因此其功率谱强度比编码系统大，且聚集性更好。图 3.32 (c) 至 (e) 分别为 100m, 300m 和 500m 处两系统的功率谱比较。由于编码系统的激光脉冲时域宽度较窄，其功率谱展宽也比非编码系统宽。即使单脉冲能量相同（功率谱中高斯信号的面积相同），在匹配滤波器的情况下，较宽的高斯功率分布也会导致更宽的噪声带宽，降低了信号的 CNR。即使使用高斯中心拟合的方式反演风速，较宽的高斯功率分布也会导致其风速测量精度的下降。

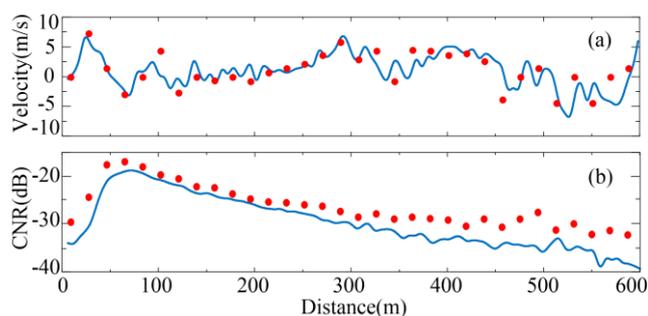


图 3.33 编码和非编码系统径向风速和 CNR 分布比较

图 3.33 (a) 为编码和非编码系统径向风速分布比较。红点为非编码系统，距离分辨率为 19.2 米，盲区为 19.2 米。蓝色实线为编码系统，距离分辨率为 6 米，盲区为 12 米。(b) 为两系统的 CNR 分布比较。编码系统的径向风速抖动很明显，但是在 550 米范围内，编码系统的 CNR 都大于 -35dB，因此该抖动并不是噪声导致的风速测量误差，是水平径向风速的真实分布。

3.3.5 本节小结

本节演示了世界上首台脉冲编码相干多普勒测风激光雷达。基于 Golay 编码和自适应脉冲波形修正技术，在脉冲重频 3.2MHz、时间分辨率 2s、径向距离分辨率 6m 的情况下，实现了超过 500 米的径向风场探测距离。本节证明了脉冲编码技术在相干多普勒测风激光雷达领域的可行性，并对编码长度和雷达性能提高幅度之间的关系进行了理论分析。条件所限，在本节实验中并没有使用最先进的大功率激光器，在未来使用更大功率的激光器时，可以实现更远距离和更高精度的风场探测。

3.4 合肥地区 PM_{2.5} 与边界层之间关系

大气边界层高度 (BLH) 是天气预报和空气质量预报中的重要参数。为了研究不同天气情况下边界层高度和空气污染之间的关系,我们研制了一台同时集成直接探测激光雷达和相干多普勒测风激光雷达的混合型微脉冲激光雷达。本雷达可以同时使用大气气溶胶密度和垂直风速来确定边界层高度。本雷达在 2018 年 5 月 30 日至 6 月 2 日之间对稳定边界层, 残留层和对流边界层进行了 46 小时的连续观测实验。同时也探测到了气溶胶的精细结构、高空降雨过程和云顶端的垂直风。经过分析得到降水前后边界层高度与 PM_{2.5} 存在反比例关系。本章提出了一种区分残留层和对流边界层的标准, 不同边界层中边界层高度与 PM_{2.5} 的关系不同, 需要区别对待。本节结构如图 3.34 所示, 分为 3 个部分: 第一部分为 46 小时连续观测实验; 第二部分介绍了边界层识别算法, 并根据现有算法提出了一种新的算法; 第三部分根据边界层数据和 PM_{2.5} 数据, 分析了两者之间的联系。



图 3.34 本节结构框图

3.4.1 背景介绍

近几十年, 随着城市化进程的高速发展, 国内的空气污染越来越严重(Song et al., 2017, Li et al., 2016, Chan and Yao, 2008, Zhang et al., 2012)。气溶胶颗粒物污染, 特别是对人类和环境影响更大的 PM_{2.5} 污染, 受到公众越来越多的关注(Brunekreef and Holgate, 2002, Kampa and Castanas, 2008, Huang et al., 2014, Cohen et al., 2017)。不考虑污染物的排放和地形影响, 气溶胶颗粒物的时间和空间分布主要受到大气环境, 特别是大气边界层 (atmospheric boundary layer, ABL) 内部气象环境的影响(Chen et al., 2018, Wei et al., 2018, Song et al., 2017, Li et al., 2017)。

大气边界层 (ABL) 也被称作行星边界层, 在对流层较低部分起到关键作用。大气边界层直接受到如地表摩擦阻力、蒸发、热传导等地表活动的影响, 时间尺度为一个小时以内(Stull, 1988)。ABL 在日夜变化中可以分为三个部分: 对流边界层 (convective boundary layer, CBL)、稳定边界层 (stable boundary layer, SBL)

和残留层 (residual layer, RL)。边界层在空气污染发展和预测、数值天气预报、城市和农业气象学、航空气象学和水文学等领域起到关键作用(Large et al., 1994)。边界层高度 (atmospheric boundary layer height, BLH) 是边界层顶部的高度, 在这之上是自由大气层。由于对流或湍流作用, 在边界层之内的污染物和其他成分混合均匀, 并呈现出分层结构(Seibert, 2000)。边界层高度决定了大气层中污染物传输和扩散的总体积。较低的边界层高度和较弱的湍流会加剧空气中污染物的聚集(Petaja et al., 2016, Miao et al., 2018)。因此, 边界层高度还是大气扩散模型的基本参数之一。近些年, 一些粗略的边界层高度和 $PM_{2.5}$ 之间的反比例关系被提出(Du et al., 2013, Petaja et al., 2016, Miao et al., 2018, Su et al., 2018)。但是, 不同情况天气和边界层情况下两者的关系还很少有人讨论。因此, 针对边界层高度的高时空分辨率的、长时间的观测, 以及对边界层高度和 $PM_{2.5}$ 之间关系的研究, 对空气质量预测非常重要。

在边界层顶附近的气溶胶浓度、比湿度、位温或湍流的垂直剖面总是有显著变化, 因此可以反演出边界层高度。基于上述垂直剖面中急剧变化的参数, 有几种可以用于探测边界层高度的仪器(Seibert, 2000, Baars et al., 2008, Li et al., 2017, Yang et al., 2017, Bonin et al., 2018)。例如无线电探空仪和探空气球等; 遥感仪器包括声雷达、风廓线仪、激光雷达和云高仪等。这些仪器在准确性、检测范围、空间和时间分辨率方面各有优缺点(Seibert, 2000)。在这些仪器中, 激光雷达具有高空间和时间分辨率、长探测距离和高精度, 这些特性使激光雷达成为边界层高度探测的有效工具。

近几十年来, 基于米散射、拉曼散射和差分吸收技术的激光雷达被广泛应用于低层大气参数探测(Godin et al., 1989, Campbell et al., 2002, Renaut et al., 1980, Murray and van der Laan, 1978, Xia et al., 2007, Reitebuch, 2012)。基于共振荧光技术的激光雷达被应用于中间层(Xia et al., 2012b, Xia et al., 2014b, Dou et al., 2009, Lux et al., 2018)和热层底部探测(She et al., 1992, Gao et al., 2015, Li et al., 2018, Qiu et al., 2016)。这些激光雷达可以用于检测气溶胶、痕量气体浓度、大气温度和密度、金属原子密度和大气风场。最近, 基于微脉冲技术的直接探测激光雷达 (direct detection lidar, DDL) 被用于对流层气溶胶的连续观测(Xia et al., 2015)。相干多普勒测风激光雷达 (coherent Doppler wind lidar, CDWL) 被用于边界层内的风场观测(Wang et al., 2017a)。这两种雷达可以分别通过气溶胶密度和湍流来反演边界层高度。同时使用 DDL 和 CDWL 进行观测可以提供更多的气象参数, 提高边界层高度反演的精度。

通常，DDL 和 CDWL 属于不同探测机制的两种雷达系统，在本文提出的混合雷达系统中，同时集成了 DDL 和 CDWL，可以同时实现气溶胶和风场的连续观测，有利于更好地研究边界层高度和 $PM_{2.5}$ 之间的关系。本雷达同时利用了相干探测和直接探测的优点。直接探测使用了本课题组之前的长距离气溶胶雷达中的上转换技术(Xia et al., 2015)，相干探测使用了之前偏振相干测风系统中的技术(Wang et al., 2017a)。经过集成之后的两套系统使用单个激光器，同一套光路准直系统和控制电路。保证了雷达气溶胶和风速数据来自同一探测位置，同时同步测量。

3.4.2 设备介绍

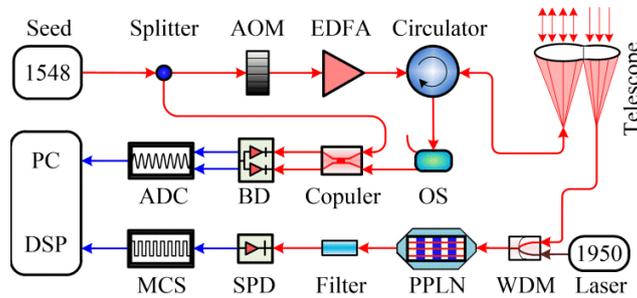


图 3.35 混合雷达系统的结构框图

混合雷达系统的结构框图如图 3.35 所示：波长为 1548.5nm 的种子光发出连续波（CW）激光，经分束器（BS）分为本振光和传输光，传输光经声光调制器（AOM）转为半高全宽为 300ns 的脉冲光，并频移 80MHz，注入掺铒光纤放大器（EDFA），放大至单脉冲能量 110uJ，经准直器后射入大气。为了降低雷达的视场盲区，准直器和接收望远镜均被切成 D 字形，组成一个 8 字形望远镜。回波信号由准直器和接收望远镜同时接收。在相干探测部分，回波信号经准直器后，由环形器将出射激光与回波信号区分开来，光开关将回波信号中的光纤端面 and 镜面反射信号隔离，防止这些反射信号造成探测器饱和。回波信号在 3dB 耦合器中与本振光混频，经平衡探测器（BD）探测后，由模拟采集卡（ADC）将信号转为数字信号，传给计算机进行处理。在直接探测那一路，回波信号在波分复用器（WDM）中与 1950nm 波长的光合频，并在周期极化铌酸锂波导（PPLN）中转化为波长为 863nm 的信号光，然后被硅探测器探测。数字采集卡（MCS）将探测器输出的信号转化为数字信号，由计算机进行处理。由于相干探测的窄带拍频

和上转换的窄带滤波，本套混合雷达受太阳光影响小，可以实现全天候探测。系统的具体参数见表 3.4。

表 3.4 混合雷达系统的主要参数

波长	1548.5nm
脉冲宽度	300ns
单脉冲能量	110uJ
脉冲重复频率	10kHz
准直器/望远镜直径	80/70mm
距离/时间分辨率	45m/2s
水平扫描范围	0-360°
垂直扫描范围	0-90°

实验期间的温度、相对湿度、大气压和风速风向由 Vaisala 气象站(WXT520)记录，大气能见度由 Vaisala PWD50 记录。直径在 10nm 至 35 μ m 的气溶胶粒径谱分布由 Grimm Mini WRAS 1371 记录(Shang et al., 2018)。通过粒径谱分布可以计算得到当时的 PM_{2.5} 和 PM₁₀ 情况。这些设备均放置在观测点东边 250m，距地面 60m 高的位置，时间分辨率为 1min。

3.4.3 数据分析

边界层高度可以同时从气溶胶含量和垂直风速反演得到。对于 DDL 的数据，在边界层高度处距离修正后的光子数 (RCS)， $N(R)R^2$ 会有一个显著的减少，其中 $N(R)$ 为距离 R 处的光子数。对于 CDWL，大气边界层内的垂直风速的方差要比自由大气中大。CDWL 回波信号的载噪比 (CNR) 也可以用来表示气溶胶密度，因此也可以用来反演边界层高度。

Harr 小波变换方法 (HWCT) 可以用来通过气溶胶密度反演边界层高度。HWCT 函数 $W_f(a,b)$ 定义为(Brooks, 2003):

$$W_f(a,b) = \frac{\int_{z_b}^{z_t} f(z)h((z-b)/a)dz}{a}, \quad (3.48)$$

其中 Haar 函数为:

$$h\left(\frac{z-b}{a}\right) = \begin{cases} 1, & b-a/2 \leq z \leq b \\ -1, & b \leq z \leq b+a/2, \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (3.49)$$

其中 $f(z)$ 为归一化之后的 RCS 或者 CNR， z_b 和 z_t 为所选高度范围的底部和顶部。 a 是 Haar 小波分析的膨胀因子， b 是 Harr 函数的中心位置。对于给定的膨胀因子， $W_f(a,b)$ 取得最大值的高度通常被认为是边界层高度。因为本处 DDL 和

CDWL 距离分辨率不同, RCS 和 CNR 的膨胀因子分别为 150m 和 250m。与梯度法相比, HWCT 方法更为灵活且更稳定(Korhonen et al., 2014)。为了减少湍流和其他噪声对边界层高度反演产生的影响, 信号的时间分辨率被平均到 1min。RCS 要对望远镜进行重叠因子修正后才能正确使用。作为一个例子, 图 3.36 (a) 为 2018 年 6 月 1 日 10:40 分测得的 RCS 和 CNR 经过一分钟平均后(已经进行了重叠因子校正)的结果, 其 HWCT 结果展示在图 3.36(b)中, 边界层高度很容易被辨别。

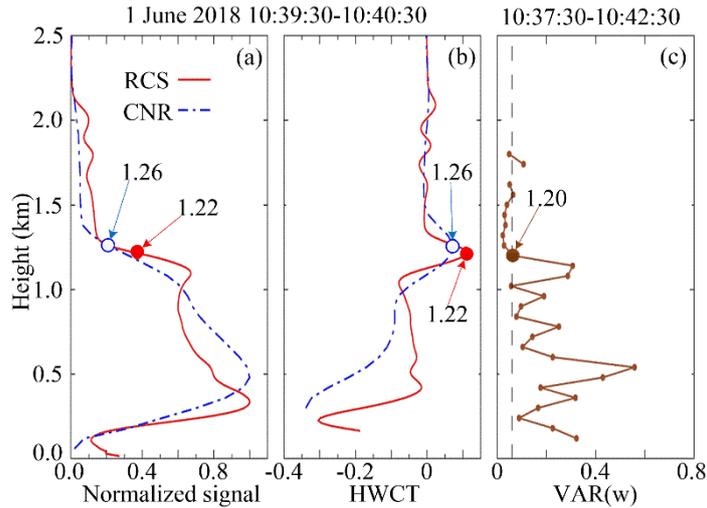


图 3.36 中值算法数据处理结果图

垂直风速的方差 σ_w^2 可以用来表示湍流动能, 因此边界层高度也可以使用 σ_w^2 来判别。在时间窗口和判定阈值都确定的情况下, 边界层高度以下 σ_w^2 会大于判定阈值, 反之亦然。判定阈值因地域不同而不同(Huang et al., 2016)。在本文中判定阈值设为 $0.06\text{m}^2/\text{s}^2$ 。为了减少噪声和湍流对边界层高度反演精度的影响, 本处使用了一种中值算法, 步骤如下: (1) 选出所有 σ_w^2 大于阈值的点; (2) 找到这些点对应高度的中值, 并定义为 z_m ; (3) 将高度小于 z_m 且 σ_w^2 大于阈值的第一个点对应的高度定义为边界层高度。为了便于理解, 该算法反演的边界层高度结果展现在图 3.36(c)中。使用中值算法成功滤除了 1km 和 1.6km 处错误的边界层高度。

ERA5 是欧洲中尺度天气预报中心 (ECMWT) 最新的全球大气层再分析数据。ERA5 吸收了多种观测数据和大气模式模型, 数据从地面到海拔 80km 分为 137 层, 经度和纬度分辨率均为 0.3° (Hersbach and Dee, 2016), 所以本文也使用每个小时的 ERA5 数据对观测位置的边界层高度进行分析和对比。使用 Richardson number (Ri_b)的方法(ECMWF, 2017, Seidel et al., 2012, Vogelezang and

Holtslag, 1996), 可以从 ERA5 中反演边界层高度, Ri_b 定义为(Vogelezang and Holtslag, 1996):

$$Ri_b = \frac{gh(\theta_{vh} - \theta_{v0})}{\theta_{v0}(u_h^2 + v_h^2)}, \quad (3.50)$$

其中 g 为重力加速度, h 是高度, θ_{v0} 和 θ_{vh} 分别为地表和高度 h 处的虚拟潜热, u_h 和 v_h 为高度 h 处的正交风速分量。边界层高度定义为 Ri_b 达到 0.25 时的最低高度(ECMWF, 2017)。

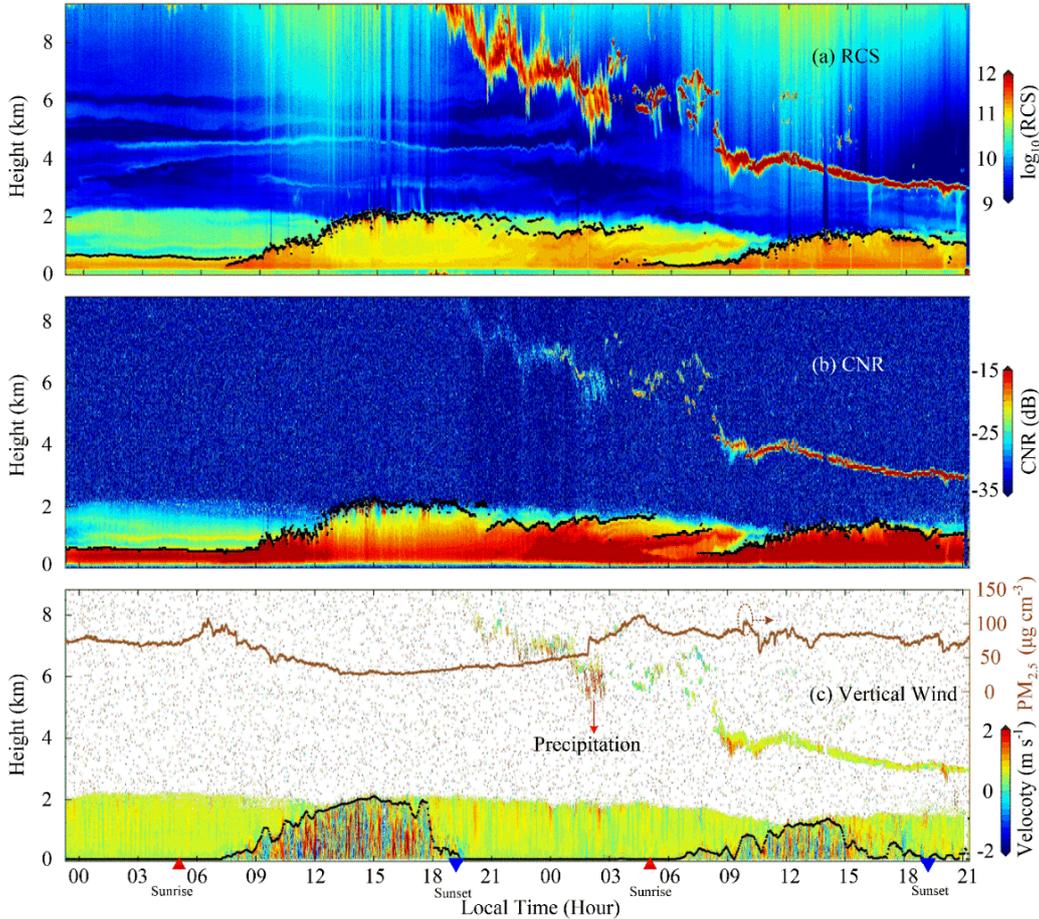


图 3.37 2018 年 6 月 1 日至 2018 年 6 月 2 日的激光雷达观测结果

图 3.37 为混合雷达在 2018 年 6 月 1 日至 6 月 2 日之间超过 46 小时的连续观测结果。其中 RCS 的时间分辨率为 1min, CNR 和垂直风速的时间分辨率为 20s。每幅图中的黑色点线表示对应的边界层高度反演结果, 根据反演数据的不同, 分别定义为 BLH_{RCS} , BLH_{CNR} , 和 BLH_{VAR} 。当天的日出和日落时间分别为 05:06 和 17:12, 在图中使用红色三角和蓝色反三角标注。由于降雨, 实验在 6 月 2 号 21:00 结束。如图 3.37 (a) 所示, 在高度 2km 处, 气溶胶层有明显的昼夜

变化。在 6 月 1 号 9:00 之前可以发现, 由地面辐射冷却引起的稳定边界层高度在 0.7km 以下, 本层气溶胶浓度明显高于残留层。随后, 因为太阳的加热, 边界层高度开始上升, 在中午时候上升至 2km 的最高点。在边界层顶层出现的积云造成雷达回波信号强度陡增。从 6 月 1 日夜里 22:00 到 6 月 2 日早上 6:00, 残留层中的后向散射强度不断增加, 对应于气溶胶浓度的增加。在 6 月 2 号日出之后, 边界层和 6 月 1 号一样开始上升, 但是最高高度低于 1 号。图 3.37 (b) 为 CDWL 的 CNR 分布, 边界层高度的演化过程与 RCS 类似。图 3.37 (c) 显示了垂直速度随高度变化的切面图。为了保证速度探测的准确性, CDWL 中只保留 CNR 高于 -36dB 的测风数据(Wang et al., 2017a)。垂直风速向下表示正向, 反之亦然。

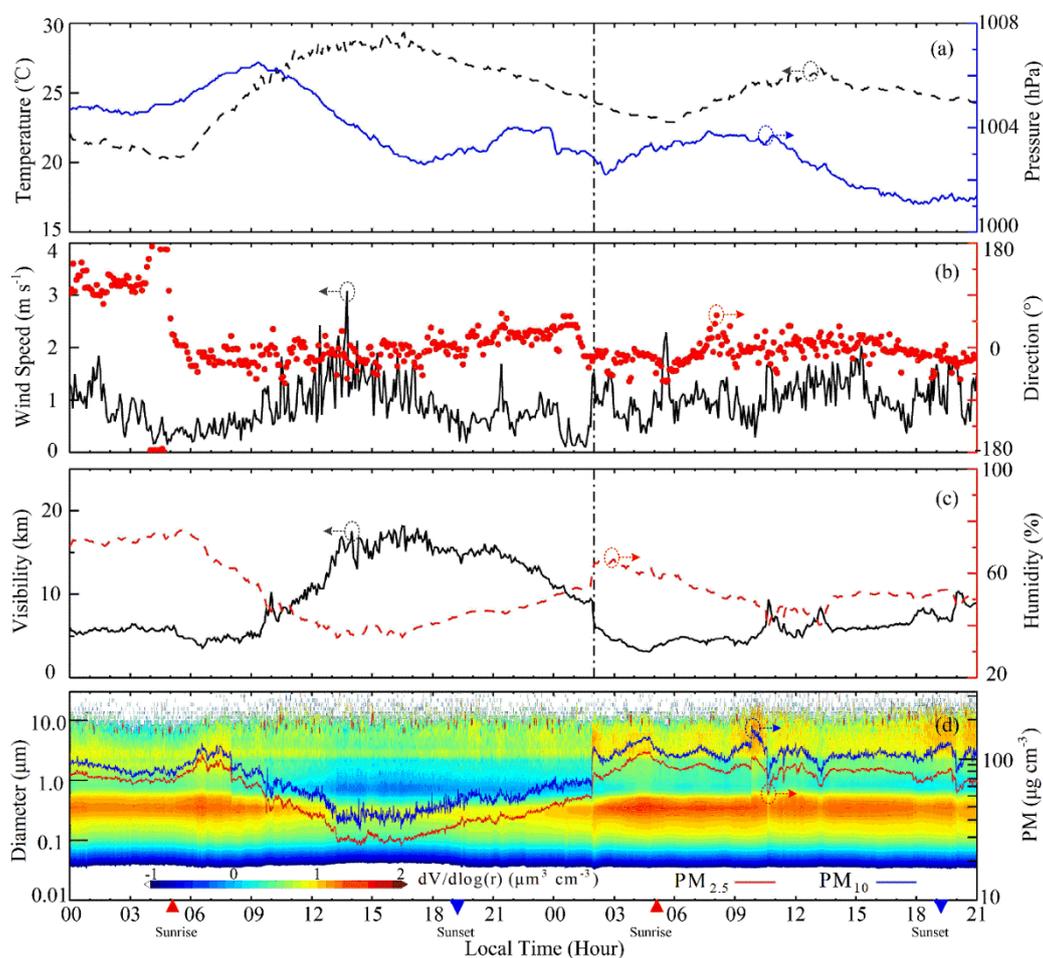


图 3.38 2018 年 6 月 1 日至 6 月 2 日实验期间的地表气象参数

很明显, 在白天由于较强的湍流, 对流层内气溶胶混合的很均匀, 夜间边界层中气溶胶出现类似波浪的分层。DDL 和 CDWL 都观测到了 3 至 9km 高度的云。CDWL 还可以同时观测到云的垂直速度。由于 DDL 的灵敏度更高, RCS 数

据可以观测到云的精细结构。在 3 到 6km 高度范围，去除太阳光引入的噪声，RCS 数据还可以观测到气溶胶传输层。有趣的是 6 月 1 日晚间气溶胶传输层可以达到云底高度。云底周围的精细结构可以看出那里存在细雨。根据之前的研究，当云的下落速度超过 1m/s 时可认为云中存在降雨过程(Manninen et al., 2018)。图 3.37 (c) 中可以清楚看到 6 月 2 号 2:00 左右存在一次云中的降水过程，在图中使用红色箭头标出。在降水过程中 $PM_{2.5}$ 含量显著增加。这些结果表明本文使用的混合激光雷达在气溶胶-云-降水相互作用研究中的潜在应用。在观测过程中同时测量的气象参数还包括地表附近的温度、大气压、风速风向、相对湿度和能见度等，如图 3.38 所示。

在整个实验过程中风速都比较小（低于 4m/s），不利于地表气溶胶扩散，除了 6 月 1 日日出前有一段时间的东风，风向始终为北风。根据相对湿度小于 80%，能见度小于 10km 的雾霾天气定义(Administration, 2010)，实验期间发生了两次雾霾事件。如之前所说，在 6 月 2 号 2:00 左右的降水过程中， $PM_{2.5}$ 突然增加，且相对湿度和能见度也同时产生巨大变化，降水的时间在图中使用点划线标注。同时测量的气溶胶粒径分布如图 3.38 (d) 所示，各种粒径的气溶胶颗粒在 6 月 2 日 2:00 左右均有突然升高。但是 $PM_{2.5}$ 和 PM_{10} 所占的比例并没有明显变化，证明此时没有外界注入新的气溶胶的过程。根据各种参数的综合，本次实验分析应分为降水前后，分别讨论。

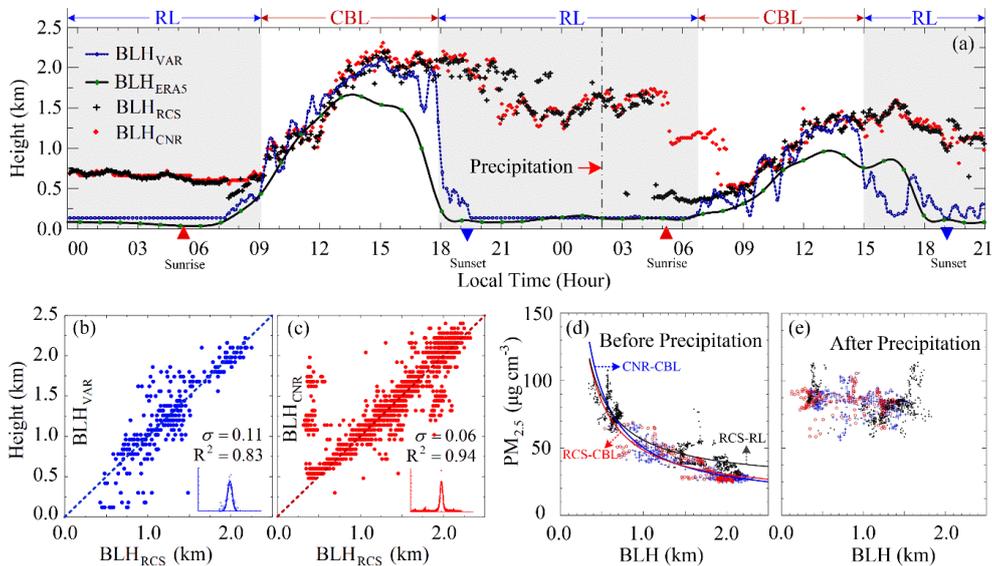


图 3.39 使用不同反演方法得到的边界层高度结果及拟合结果

如图 3.39 所示，边界层高度反演结果吻合的很好，这证明 HWCT 和速度方差的方法都可以用于反演边界层高度。图 3.39 (a) 中将各种反演方法得到的边

界层高度进行了对比。 BLH_{RCS} 和 BLH_{CNR} 使用了 5 分钟的窗口平滑, BLH_{VAR} 使用了 20 分钟的窗口平滑。总的来说, 反演得到的边界层高度确实存在预期中的昼夜周期变化。在湍流驱动的对流边界层中, 由于边界层已经充分混合, 三种边界层高度的反演结果都很统一。但是在夜间边界层中, 由于残留层中的气溶胶, 以及较弱的湍流现象, BLH_{RCS} 和 BLH_{CNR} 比 BLH_{VAR} 高度高得多。因此我们提出一种通过 BLH_{VAR} 和 BLH_{RCS} 将边界层区分为对流边界层和残留层/稳定边界层的标准。在夜间, 稳定边界层被残留层限制, 如图 3.39 (a) 所示, 在早上, 当 BLH_{VAR} 的值等于 BLH_{RCS} 时, 边界层的类型从残留层/稳定边界层变为对流边界层。在午后, 当 BLH_{VAR} 和 BLH_{RCS} 区分开来时, 边界层由对流边界层重新变为残留层/稳定边界层。这个昼夜变化与之前学者的研究非常相符 (Stull, 1988, Korhonen et al., 2014)。在残留层/稳定边界层中, 残留层和稳定边界层可以由 BLH_{RCS} 和 BLH_{VAR} 区分。对于对流边界层, 雷达反演的边界层高度比 ERA5 要稍高一点, 特别是在午后。这与之前使用 Richardson 方法得到的结论相符 (Seidel et al., 2010)。在稳定边界层中, BLH_{VAR} 与 BLH_{ERA5} 相符。为了进一步定量分析这些观测数据, 图 3.39 (b) 和图 3.39 (c) 统计分析了 BLH_{RCS} 和 BLH_{VAR} 以及 BLH_{RCS} 和 BLH_{CNR} 之间的关系。 BLH_{VAR} 和 BLH_{CNR} 分别与 BLH_{RCS} 进行了对比。数据的散点图几乎位于蓝色和红色虚线上, 这表明 $BLH_{VAR}=BLH_{RCS}$ 且 $BLH_{CNR}=BLH_{RCS}$ 。图中仅绘制了对流边界层中边界层高度的结果。除了 6 月 2 号凌晨的残留层中存在部分差异, BLH_{CNR} 与 BLH_{RCS} 的结果吻合都很好。两个结果之间的高斯拟合的标准偏差为 0.06km。对于对流边界层, BLH_{VAR} 与 BLH_{RCS} 的高斯拟合的标准偏差为 0.17km。

最近, 有学者对中国的边界层高度和地表空气污染之间的关系进行了统计 (Su et al., 2018, Miao et al., 2018)。他们讨论了地形, 季节变化, 排放和气象条件对边界层高度与 $PM_{2.5}$ 关系的影响。然而, 由于星载激光雷达和无线电探空仪测量的时间和空间分辨率相对较低, 因此很少有人研究不同边界层类型对边界层高度与 $PM_{2.5}$ 关系的影响。图 3.39 (d) 和图 3.39 (e) 展现了边界层高度与 $PM_{2.5}$ 之间的关系。下雨前后边界层高度与 $PM_{2.5}$ 关系的拟合曲线分别列在表 3.5 中。其中在稳定边界层和残留层中为 BLH_{RCS} , 在对流边界层中为 BLH_{VAR} 。在对流边界层和残留层中边界层高度与 $PM_{2.5}$ 均为反函数关系, 相关系数为 -0.9。拟合函数为 $PM_{2.5}=A+B/BLH$ 。这个非线性的反函数拟合效果很好, R^2 分别为 0.84, 0.65 和 0.85。这些结果显示下雨前 $PM_{2.5}$ 与气溶胶衍生的边界层高度的相关性比降雨后要好。此外, 根据图 3.39 (d) 所示, 在对流边界层中 $PM_{2.5}$ 与 BLH_{RCS} 和 BLH_{VAR} 的相关更好, $PM_{2.5}$ 与残留层的相关性和 $PM_{2.5}$ 与对流边界层相关性有所不同。在残留层中参数 A 的拟合值要比对流边界层中大 2 到 3 倍, 但是 B 值差不多大。

不同的 A 值意味着残留层中的 $PM_{2.5}$ 含量更高。降雨后边界层高度和 $PM_{2.5}$ 之间的关系受到未知的影响。尽管如此，在不同边界层情况下，边界层高度和空气污染之间的关系应当分开讨论。

表 3.5 BLH 与 $PM_{2.5}$ 拟合参数和结果

时间	降雨前			降雨后		
	CBL	CBL	RL	CBL	CBL	RL
BLH	BLH_{RCS}	BLH_{VAR}	BLH_{RCS}	BLH_{RCS}	BLH_{VAR}	BLH_{RCS}
C^a	-0.92	-0.89	-0.93	-0.34	-0.21	-0.22
A^b	7.98	12.46	23.16			
B^b	42.22	35.92	32.65			
R^{2c}	0.84	0.65	0.85			

^aC: 相关系数。

^bA/B: 反比例函数参数，其中 $PM_{2.5}=A+B/BLH$ 。

^c R^2 : 反比例拟合之后的相关系数。

如图 3.39 (a) 所示，6 月 2 号是个多云天气，边界层比 6 月 1 日晴天情况上升的慢。6 月 2 号边界层高度最高为 1.7km，6 月 1 号边界层高度最高为 2.3km。这可能与气溶胶-云-边界层相互作用有关。在边界层上方有几个运输气溶胶层，如图 3.37 (a) 所示。这些气溶胶可能在 6 月 2 日的 3 至 5 公里高度处云的形成期间充当云凝结核。云在地球能量循环中发挥着重要作用，随着更多的太阳辐射被云层反射和吸收，较少的能量进入边界层，导致 6 月 2 日对流边界层发展较弱，边界层高度较 6 月 1 日较低。此外，较弱的对流可能导致 6 月 2 日边界层内气溶胶浓度的升高，如图 3.37 (a) 和 3.37 (b) 所示。这些结果暗示了强烈的气溶胶-云-边界层相互作用。

3.4.4 本节小结

本节演示了一种同时集成直接探测激光雷达和相干多普勒测风激光雷达的混合雷达系统。本雷达可以同时气溶胶浓度，垂直风速和云进行高时间、空间分辨率的观测。使用该集成雷达系统进行了连续 46 小时的大气观测，使用 HWCT 和风速方差方法，分别从气溶胶浓度数据和风速数据中反演得到边界层高度。白天的对流边界层可以同时从气溶胶浓度和风速数据中得到。夜间的残留层可以从气溶胶浓度得到，夜间的稳定边界层可以从垂直风速数据中得到。直接探测激光雷达和相干多普勒测风激光雷达反演得到的边界层高度的标准差为 0.06km。垂直风速得到的边界层高度与 ERA5 吻合很好。由于反演方法的不同，激光雷达反演得到的边界层高度比 ERA5 要稍微大一些，这与前人的研究相符(Seidel et al.,

2010)。在边界层的演进过程中，云压制住了边界层的生长，增加了边界层中的气溶胶浓度。本文还分析了不同边界层情况下边界层高度与 $PM_{2.5}$ 之间的关系。在降雨前，对流边界层和残留层中的边界层高度与 $PM_{2.5}$ 均呈现反比函数关系，但是降水后该函数关系被削弱。为什么降水前后边界层高度与 $PM_{2.5}$ 之间的关系会改变还需要更多的研究。这需要更多不同设备的观测数据。研究这些关系可以提高我们对边界层-气溶胶-云-降水之间相互作用的了解，提高未来天气预报和空气质量预报的准确度。

3.5 安庆实验：激光雷达与探空气球比较

本节介绍了自研的一套相干多普勒测风激光雷达在安庆国家气象站与探空气球的风场探测对比实验，本节的结构如图 3.40 所示，首先以实验目的为导向，介绍了参与本次实验的设备，然后介绍了本次实验的过程，并对实验结果进行分析，证明了本相干多普勒测风激光雷达的可靠性，和在气象领域的适用性。

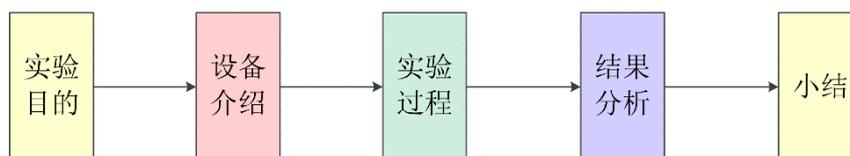


图 3.40 本节结构框图

3.5.1 实验目的

目前，在气象领域，探空站布设密度偏低，探空数据的时空分辨率不足；因此，高空风场信息的获取也具有明显的局限性。基于上述现状，我们开发了一款相干多普勒测风激光雷达，具有时空分辨率高、零盲区、高效低噪的特点，可用于高空风场的探测。本节我们联合安庆市国家基本气象站开展相干多普勒测风激光雷达与探空气球的对比实验，检验雷达工作性能及在气象领域的适用性。

3.5.2 设备介绍

本次实验使用的相干多普勒测风激光雷达与 3.4.2 节相同，参数指标见表 3.4。对比实验所用探空气球型号为 GFE(L)1 型探空雷达(风球搭载 TS1 数字探空仪)，参数如表 3.5：

表 3.5 GFE(L)1 型探空雷达参数表

载波中心频率	1675MHz(或 1676.5MHz) \pm 3MHz	发射功率	不小于 400mW
调制方式	调幅	淬频频率	800kHz \pm 15kHz
副载波频率	32.7 (31.25) kHz \pm 0.5kHz	天线增益	不小于 1dB
接收灵敏度	不大于 20 μ W/m	传输速率	1200Baud
采样周期	$t \leq 1.5s$	数据内容	时间、仪器编号、 T、P、U、Pt
温度测量范围和 不确定度（置信 水平 $k=1$ ）	50 $^{\circ}$ C \sim -80 $^{\circ}$ C: $\Delta T \leq 0.2^{\circ}$ C; -80 $^{\circ}$ C \sim -90 $^{\circ}$ C: $\Delta T \leq 0.3^{\circ}$ C。	湿度测量范围 和不确定度 （置信水平 $k=1$ ）	95% \sim 15%RH: 环境温度大于等于- 25 $^{\circ}$ C, $\Delta U \leq 5\%$ RH; 环境温度小于- 25 $^{\circ}$ C, $\Delta U \leq 10\%$ RH。
气压测量范围和 不确定度（置信 水平 $k=1$ ）	1050h \sim 10hPa: 气压大于等于 500hPa, $\Delta P \leq 2$ hPa; 气压小于 500hPa, $\Delta P \leq 1$ hPa。	供电电源	直流电压 $\pm 12.5 \sim$ $\pm 13.5V$ ，工作时间 90min

3.5.3 实验过程

2018年8月16日，相干多普勒测风激光雷达进驻安庆市国家基本气象站，并于当天下午开始探测。至9月5日实验结束，中间出现多次台风天气，雷达每日有效探测时间如表3.6所示

探空站每日进行两次（07:15和19:15）放球作业，探测的数据包括而限于风场信息；相干多普勒测风激光雷达在天气条件良好的情况下，可持续对设备上空风场进行垂直探测。

探测准确性评估：提取 TS1 数字探空仪探测的风场数据（生成样本 X_i ），与对应高度下相干多普勒测风激光雷达在探空气球施放时间的风场数据（生成样本 Y_i ），进行线性拟合 $Y=kX$ 。拟合斜率 k 越接近 1，表明二者探测结果吻合度越高。拟合优度（ R^2 值）越接近 1，表明线性相关度越高。

探测精度评估：首先，提取 TS1 数字探空仪的数据（生成样本 X_1 ）。其次，在对应高度点，寻找雷达在探空气球施放前、中、后三个时间段（07:10-07:15/19:10-19:15、07:15-07:20/19:15-19:20、07:20-07:25/19:20-19:25）的风场探测数据（生成样本 X_2 ）。最后，对 TS1 数字探空仪和雷达的风速(风向)差值 X_1-X_2 进行统计分析。分别画出风速风向的差值柱状分布图，正态误差分布拟合，由半高半宽估计测量偏差。拟合优度（ R^2 值）越接近 1，表明误差分布越接近正态分布。

通过 TS1 数字探空仪探测的风场数据可直接参与比对，雷达参与比对的样本数据需满足载噪比大于-36dB。

表 3.6 相干测风激光雷达有效探测时间

日期	雷达工作时间	雷达工作时长
9月5日	00:00-12:00	12h
9月4日	6:30-24:00	17h30min
9月3日	00:00-2:30 7:00-13:30 19:00-19:30	9h30min
9月2日	7:00-10:00 14:30-24:00	12h30min
9月1日	15:00-17:00	2h
8月31日	7:00-20:30	12h30min
8月30日	00:00-21:00	21h
8月29日	00:00-24:00	24h
8月28日	00:00-7:00 12:00-24:00	19h
8月27日	12:30-24:00	11h30min
8月26日	12:30-22:30	10h
8月25日	00:00-11:30	11h30min
8月24日	00:00-24:00	24h
8月23日	7:00-24:00	17h
8月22日	00:00-7:30 15:00-20:00	12h30min
8月21日	00:00-24:00	24h
8月20日	00:00-8:30 14:00-24:00	18h30min
8月19日	00:00-24:00	24h
8月18日	15:50-24:00	8h10min
8月16日	16:20-20:20	4h
总计		295h10min

3.5.4 实验结果

实验期间，雷达探测高度在 1.5km 以上的概率为 53.54%，探测高度在 2km 以上的概率为 24.02%，探测高度在 2.5km 以上的概率为 13.57%，探测高度在 3km 以上的概率为 7.86%。在晴天条件下，雷达探测高度在 1.5km 以上的概率为 85.55%，探测高度在 2km 以上的概率为 42.08%，探测高度在 2.5km 以上的概率

为 21.00%，探测高度在 3km 以上的概率为 8.78%。具体每日统计结果如表 3.7 所示，绿色部分为晴天条件。

表 3.7 相干多普勒测风激光雷达探测高度统计

日期	数据总数	1.5km 有效数据数	2km 有效数据数	2.5km 有效数据数	3km 有效数据数
9月5日	1066	1032	128	0	0
9月4日	1480	1458	313	43	41
9月3日	855	655	518	347	241
9月2日	1015	621	574	557	489
9月1日	127	34	18	18	18
8月31日	1199	560	417	402	261
8月30日	1829	850	312	244	207
8月29日	2091	483	219	93	42
8月28日	1672	685	323	40	26
8月27日	1020	465	80	0	0
8月26日	685	205	15	14	13
8月25日	1086	288	268	267	197
8月24日	2049	858	242	209	60
8月23日	1486	1223	915	598	188
8月22日	995	693	571	247	19
8月21日	2086	1160	230	0	0
8月20日	1512	311	95	78	33
8月19日	2097	1150	391	70	42
8月18日	683	510	194	108	75
8月16日	362	355	276	112	44
总计	25395	13596	6099	3447	1996
全部统计概率		53.54%	24.02%	13.57%	7.86%
晴空概率		85.55%	42.08%	21.00%	8.78%

2018年8月16日-2018年9月5日，雷达共运行295小时10分，于安庆市国家基本气象站进行风场探测。雷达通过正北、正西以及垂直三个径向波束探测数据反演水平风信息。

提取 TS1 数字探空仪探测风场数据（生成样本 X_i ），与对应高度下雷达在探空气球施放时间的风场数据（生成样本 Y_i ），进行线性拟合 $Y=kX$ 。拟合结果如图 3.41 所示，风速的拟合斜率为 1.0412，拟合优度（ R^2 值）为 0.9762；风向的拟合斜率为 0.9822，拟合优度（ R^2 值）为 0.9899。

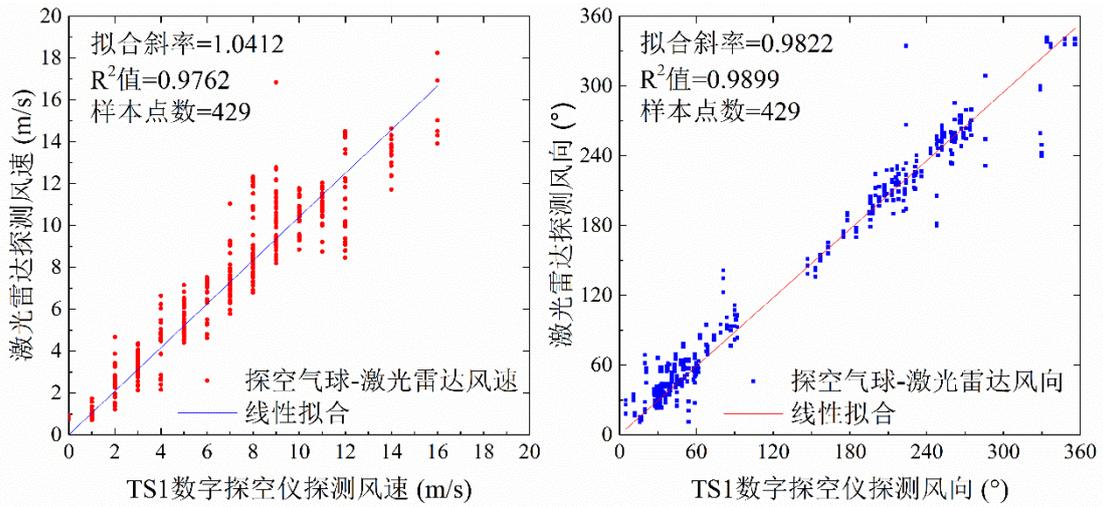


图 3.41 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风速风向探测准确性评估

提取 TS1 数字探空仪的数据（生成样本 X_1 ）。其次，在对应高度点，寻找雷达在探空气球施放前、中、后三个时间段（07:10-07:15/19:10-19:15、07:15-07:20/19:15-19:20、07:20-07:25/19:20-19:25）的风场探测数据（生成样本 X_2 ）。最后，对 TS1 数字探空仪和雷达的风速(风向)差值 X_1-X_2 进行统计分析。由风速风向的差值分布进行正态误差分布拟合，由半高半宽估计测量偏差。其结果如图 3.42 所示。其中风速差值分布拟合的半高半宽为 0.83m/s，拟合优度（ R^2 值）为 0.9641；风向差值分布拟合的半高半宽为 8.9°，拟合优度（ R^2 值）为 0.9714。实验期间相干多普勒测风激光雷达风场探测数据详见附图 3.43 和附图 3.44。

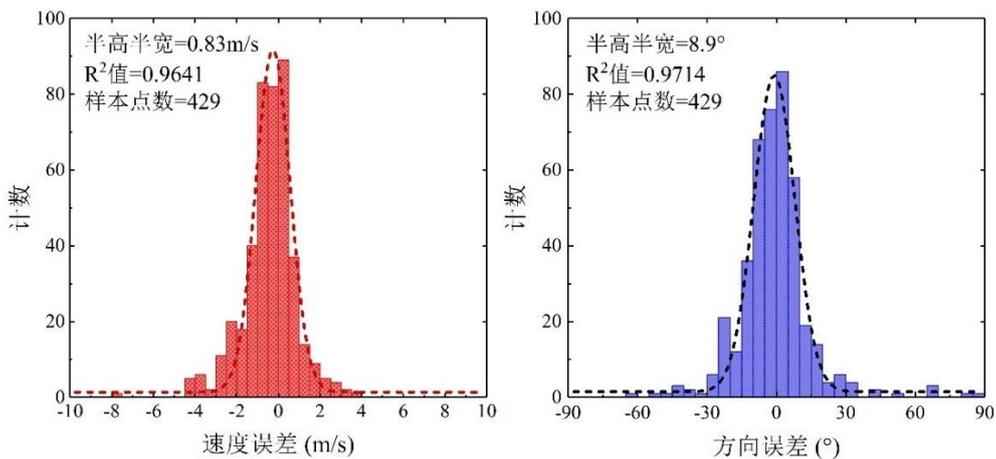


图 3.42 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风速风向探测精度评估

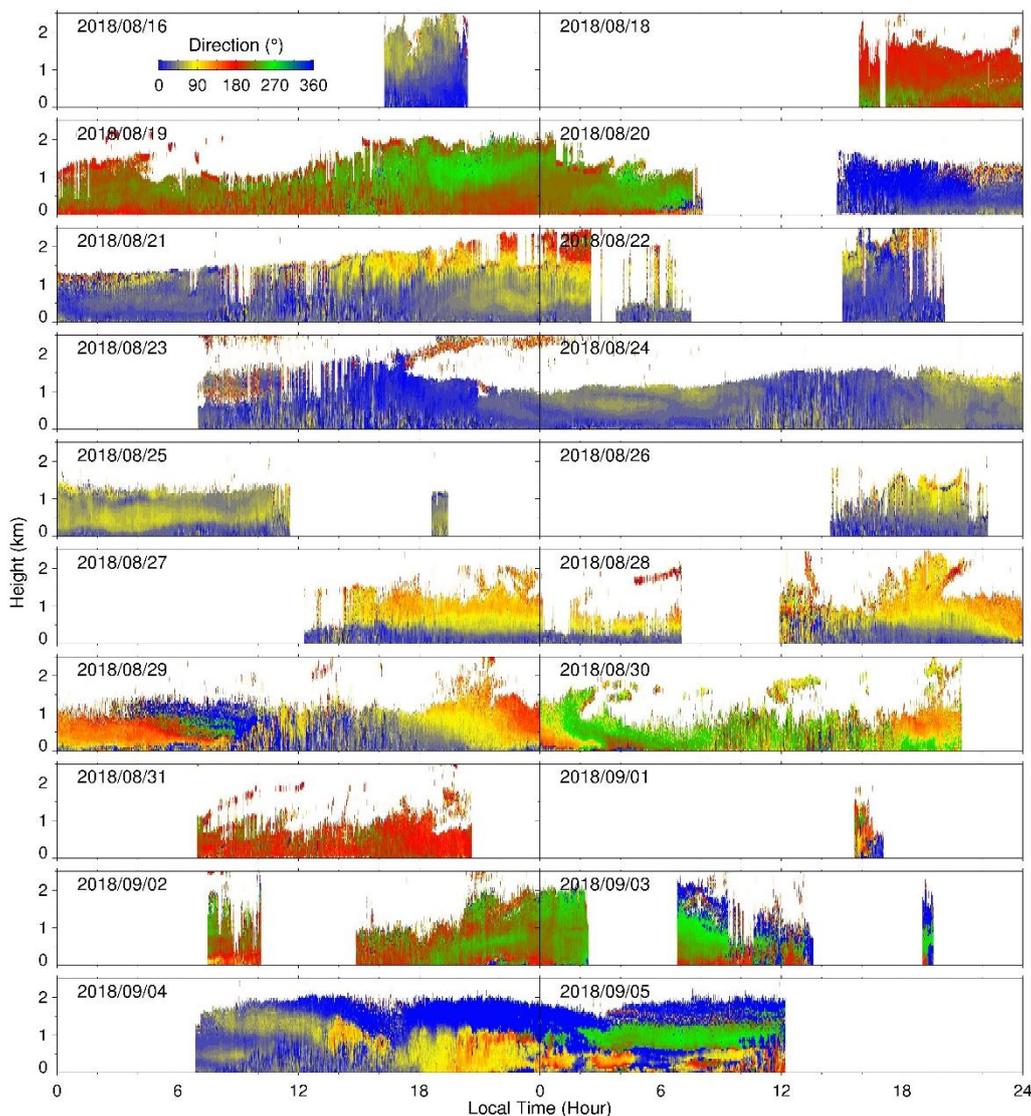


图 3.43 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风向探测结果

3.5.5 本节小结

2018年8月16至9月5日，相干多普勒测风激光雷达在安庆市国家基本气象站进行比对探测实验，其时间分辨率为42秒，高度分辨率为52米，天顶角覆盖 0° 至 90° 的范围，水平扫描 360° 。雷达总计探测时长为295小时10分钟，探测高度在1.5km以上的概率为53.54%，探测高度在2km以上的概率为24.02%，探测高度在2.5km以上的概率为13.57%，探测高度在3km以上的概率为7.86%。其中，在晴空条件下，雷达探测高度在1.5km以上的概率为85.55%，探测高度在2km以上的概率为42.08%，探测高度在2.5km以上的概率为21.00%，探测高度在3km以上的概率为8.78%。

比对结果表明：雷达与 TS1 数字探空仪对区域高空风场风速和风向探测结果的吻合度较高。雷达与 TS1 数字探空仪所得风速和风向的线性拟合斜率分别为 1.0412 和 0.9822，拟合优度 (R^2 值) 分别为 0.9762 和 0.9899。根据风速和风向差值正态分布拟合的结果，风速差值分布的半高半宽 (即雷达相对 TS1 数字探空仪的风速探测偏差) 为 0.83m/s，拟合优度 (R^2 值) 为 0.9641，风向差值分布的半高半宽 (即雷达相对 TS1 数字探空仪的风向探测偏差) 为 8.9° ，拟合优度 (R^2 值) 为 0.9714。

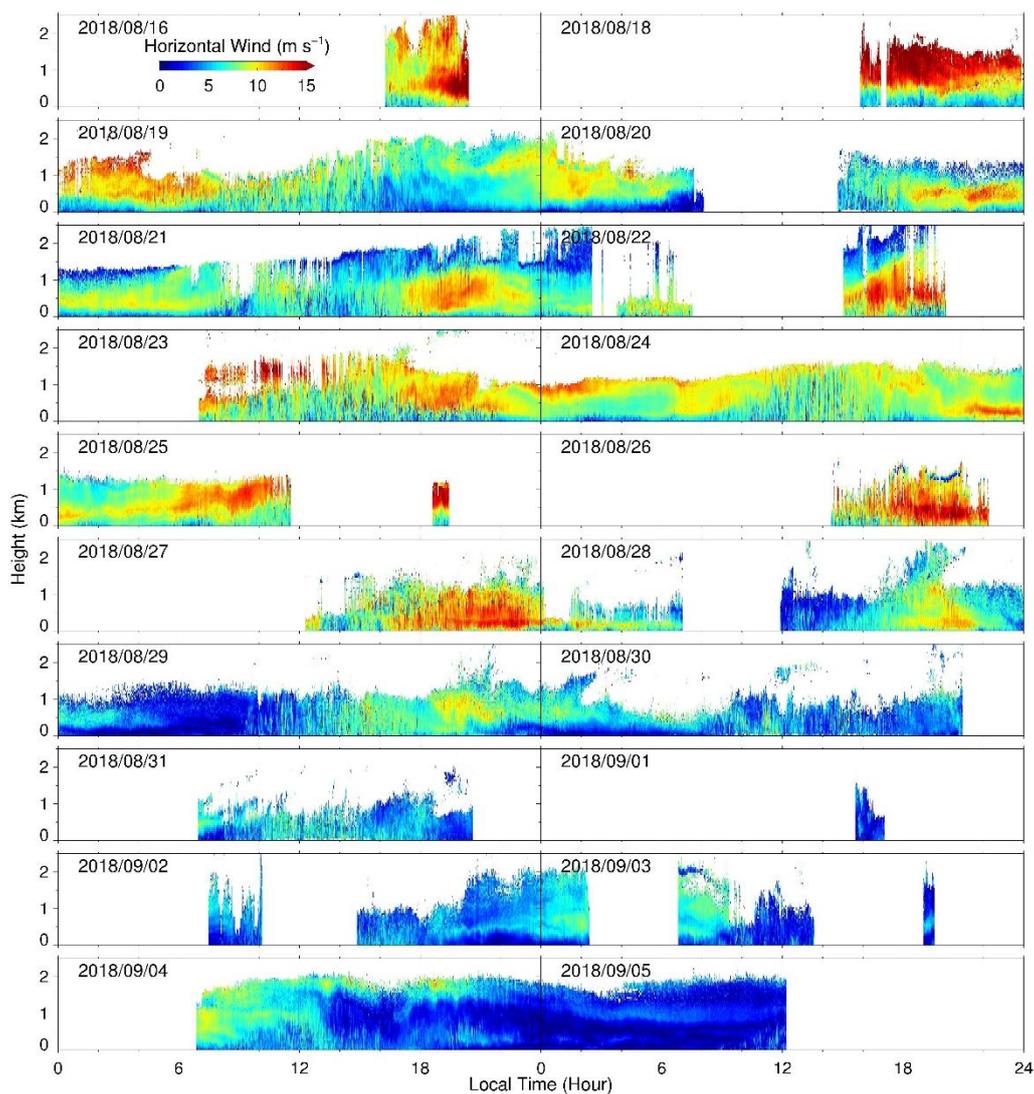


图 3.44 08.16~09.05 相干多普勒测风激光雷达风速探测结果

第四章 总结和展望

4.1 创新点总结

本文主要分为三个部分：第一部分对相干多普勒测风激光雷达的用途和优势进行总结，并对目前国内外相干多普勒测风激光雷达的发展水平进行综述，阐述本课题的选题背景和意义。第二部分对相干多普勒测风激光雷达理论进行推导，建立了相干多普勒测风激光雷达的数学模型并进行关键参数的优化，基于参数优化的结果进行器件选购和样机搭建。第三部分为外场实验部份，本部分基于全光纤相干多普勒测风激光雷达技术，根据保障航空安全、提高风能利用率、极端天气预警、大气污染监测、大型建筑物安全保障和研究科学问题等实际需求研制了4套不同功能的设备样机，均进行了外场实验并证明设备稳定可靠。本文的结论和创新点主要有如下四个部分：

(1) 研制出世界上首台可以同时实现大气退偏振比和风场探测的相干多普勒测风激光雷达，本套系统基于时分复用技术，使用单个平衡探测器，增加了传统相干多普勒测风激光雷达的功能，提高了雷达对回波信号的利用率。通过外场实验证明了本系统的稳定性和可靠性，该成果发表于 *Optics Express* 杂志。

(2) 提出了基于联合时频分析算法的相干多普勒测风激光雷达。基于该算法，无需对现有相干多普勒测风激光雷达的硬件进行改造便可以提高雷达距离分辨率。在外场实验中使用该算法成功观测到了风经过大楼产生的风切变的细节结构。该成果发表于 *Optics Communication* 杂志。

(3) 研制出世界上首台基于脉冲编码的相干多普勒测风激光雷达。该雷达可以在距离分辨率 6m，时间分辨率 2s 情况下实现超过 550 米的径向水平风场探测。在该样机研制过程中对编码理论、仿真、方法进行了详细介绍，并提出了一种自适应脉冲波形修正算法，大大减小了激光器的相对强度噪声。通过与传统非编码相干多普勒测风激光雷达做对比实验，证明了本编码雷达的稳定性和可靠性。该成果发表于 *Optics Letters* 杂志。

(4) 研制了一套同时集成量子上转换和相干多普勒测风的混合型激光雷达，并使用该激光雷达对合肥地区 $PM_{2.5}$ 和边界层高度之间的关系进行了研究。证明基于全光纤的直接探测和相干探测技术可以优势互补，集成在一套激光雷达系统中。通过超过 46 小时的垂直大气观测实验，发现了合肥地区 $PM_{2.5}$ 浓度和边界层高

度之间存在的反比关系。该成果发表于 *Atmospheric Measurement Techniques* 杂志。该混合型激光雷达 8 月底在安庆市国家基本气象站与探空气球做了 20 天的对比实验, 风场探测结果与探空气球结果吻合度大于 98%。该混合型激光雷达在 7 月底用于上海某机场进行飞机尾流探测, 9 月初和 12 月底用于大连某大船, 保证舰载机着舰, 充分证明了本套雷达系统的稳定性和可靠性。

4.2 未来展望

(1) 继续对脉冲编码技术进行优化, 通过优化脉冲调制方式, 进一步降低激光器的相对强度噪声。同时通过定制更大功率的激光器实现更远的探测距离以及更精细的距离分辨率。

(2) 进一步对联合时频分析方法进行研究, 将联合时频分析与脉冲编码结合, 提高相干多普勒测风激光雷达的性能。

(3) 将激光波长拓展到 $4.0\mu\text{m}$, 研制基于相干探测原理的气体探测激光雷达。

(4) 将本论文中的四套设备样机量产。

参考文献

- ABARI C F, CHU X, HARDESTY R M, et al. 2015. A reconfigurable all-fiber polarization-diversity coherent Doppler lidar: principles and numerical simulations. [J]. *Applied optics*, 54: 8999-9009
- ADMINISTRATION C M 2010. Observation and forecasting levels of haze [M]. China Meteorological Press; Beijing, China: 8.
- AKBULUT M, HWANG J, KIMPEL F, et al. 2011. Pulsed coherent fiber lidar transceiver for aircraft in-flight turbulence and wake-vortex hazard detection [C] //, International Society for Optics and Photonics; City. 80370R
- AL-ASADI H, AL-MANSOORI M, HITAM S, et al. 2011. Particle swarm optimization on threshold exponential gain of stimulated Brillouin scattering in single mode fibers. [J]. *Optics express*, 19: 1842-1853
- ALTHAUSEN D, ENGELMANN R, BAARS H, et al. 2009. Portable Raman lidar PollyXT for automated profiling of aerosol backscatter, extinction, and depolarization. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 26: 2366-2378
- ANDREWS L C, PHILLIPS R L 2005. Laser beam propagation through random media [M]. SPIE press Bellingham, WA
- BAARS H, ANSMANN A, ENGELMANN R, et al. 2008. Continuous monitoring of the boundary-layer top with lidar. [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8: 7281-7296, doi:10.5194/acp-8-7281-2008.
- BANAKH V A, SMALIKHO I N, WERNER C 2000. Numerical simulation of the effect of refractive turbulence on coherent lidar return statistics in the atmosphere. [J]. *Applied optics*, 39: 5403-5414
- BANAKH V A, WERNER C 2005. Computer simulation of coherent Doppler lidar measurement of wind velocity and retrieval of turbulent wind statistics. [J]. *Optical Engineering*, 44: 071205
- BARANIUK R G, JONES D L 1991. A radially-Gaussian, signal-dependent time-frequency representation [C] //, IEEE; City. 3181-3184
- BARANIUK R G, JONES D L 1993. Signal-dependent time-frequency analysis using a radially Gaussian kernel. [J]. *Signal processing*, 32: 263-284
- BARBAROSSA S, FARINA A 1992. Detection and imaging of moving objects with synthetic aperture radar. 2. Joint time-frequency analysis by Wigner-Ville distribution [C] //, IET; City. 89-97
- BESSION C, DOLFI-BOUTEYRE A, CANAT G, et al. 2016. Doppler LIDAR Developments for Aeronautics. [J]. *AerospaceLab Journal*: pages 1-16
- BLUESTEIN H B, HOUSER J B, FRENCH M M, et al. 2014. Observations of the boundary layer near tornadoes and in supercells using a mobile, collocated, pulsed Doppler lidar and radar. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 31: 302-325

- BONIN T A, CARROLL B J, HARDESTY R M, et al. 2018. Doppler Lidar Observations of the Mixing Height in Indianapolis Using an Automated Composite Fuzzy Logic Approach. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 35: 473-490, doi:10.1175/jtech-d-17-0159.1.
- BRICTEUX L 2008. Simulation of turbulent aircraft wake vortex flows and their impact on the signals returned by a coherent Doppler LIDAR system [M]. PhD thesis, Université catholique de Louvain.
- BROOKS I M 2003. Finding Boundary Layer Top: Application of a Wavelet Covariance Transform to Lidar Backscatter Profiles. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 20: 1092-1105, doi:10.1175/1520-0426(2003)020<1092:fbltao>2.0.co;2.
- BRUNEKREEF B, HOLGATE S T 2002. Air pollution and health. [J]. *The Lancet*, 360: 1233-1242, doi:10.1016/s0140-6736(02)11274-8.
- BU Z, ZHANG Y, CHEN S, et al. 2014. Noise modeling by the trend of each range gate for coherent Doppler LIDAR. [J]. *Optical Engineering*, 53: 063109
- CAMPBELL J R, HLAVKA D L, WELTON E J, et al. 2002. Full-Time, Eye-Safe Cloud and Aerosol Lidar Observation at Atmospheric Radiation Measurement Program Sites: Instruments and Data Processing. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 19: 431-442, doi:10.1175/1520-0426(2002)019<0431:ftesca>2.0.co;2.
- CARIOU J-P, AUGERE B, VALLA M 2006. Laser source requirements for coherent lidars based on fiber technology. [J]. *Comptes Rendus Physique*, 7: 213-223
- CHAN C K, YAO X 2008. Air pollution in mega cities in China. [J]. *Atmospheric environment*, 42: 1-42, doi:10.1016/j.atmosenv.2007.09.003.
- CHEN V C, QIAN S 1998. Joint time-frequency transform for radar range-Doppler imaging. [J]. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 34: 486-499
- CHEN Y, AN J L, SUN Y L, et al. 2018. Nocturnal Low-level Winds and Their Impacts on Particulate Matter over the Beijing Area. [J]. *Advances in Atmospheric Sciences*, 35: 1455-1468, doi:10.1007/s00376-018-8022-9.
- CHEONG B L, KELLEY R, PALMER R D, et al. 2013. PX-1000: A solid-state polarimetric X-band weather radar and time-frequency multiplexed waveform for blind range mitigation. [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 62: 3064-3072
- CHEYNET E, JAKOBSEN J B, SNÆBJÖRNSSON J, et al. 2016. Application of short-range dual-Doppler lidars to evaluate the coherence of turbulence. [J]. *Experiments in Fluids*, 57: 184
- CHEYNET E, JAKOBSEN J B, SNÆBJÖRNSSON J, et al. 2017. Assessing the potential of a commercial pulsed lidar for wind characterisation at a bridge site. [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 161: 17-26

- CHOUZA F, REITEBUCH O, GROß S, et al. 2015. Retrieval of aerosol backscatter and extinction from airborne coherent Doppler wind lidar measurements. [J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 8: 2909-2926
- COHEN A J, BRAUER M, BURNETT R, et al. 2017. Estimates and 25-year trends of the global burden of disease attributable to ambient air pollution: an analysis of data from the Global Burden of Diseases Study 2015. [J]. *The Lancet*, 389: 1907-1918, doi:10.1016/s0140-6736(17)30505-6.
- CUI W, LIU W, LEI X 2014. Modeling and simulation of microburst wind shear in the flight simulator [C] //, IEEE; City. 1095-1100
- DABAS A 1999. Semiempirical model for the reliability of a matched filter frequency estimator for Doppler lidar. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 16: 19-28
- DAI L, WANG Z, YANG Z 2013. Spectrally efficient time-frequency training OFDM for mobile large-scale MIMO systems. [J]. *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 31: 251-263
- DEGNAN J J, KLEIN B J 1974. Optical antenna gain. 2: Receiving antennas. [J]. *Applied optics*, 13: 2397-2401
- DELISI D, PRUIS M, WANG F, et al. 2013. Estimates of the Initial Vortex Separation Distance, b o, of Commercial Aircraft from Pulsed Lidar Data [C] //; City. 365
- DERENIAK E L, CROWE D G 1984. Optical radiation detectors. [J].
- DÉRIAN P, MAUZEY C F, MAYOR S D 2015. Wavelet-based optical flow for two-component wind field estimation from single aerosol lidar data. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 32: 1759-1778
- DIAO W, ZHANG X, LIU J, et al. 2014. All fiber pulsed coherent lidar development for wind profiles measurements in boundary layers. [J]. *Chinese Optics Letters*, 12: 072801
- DIKMELIK Y, DAVIDSON F M 2005. Fiber-coupling efficiency for free-space optical communication through atmospheric turbulence. [J]. *Applied optics*, 44: 4946-4952
- DOGAN A, KABAMBA P T 2000. Escaping microburst with turbulence: altitude, dive, and pitch guidance strategies. [J]. *Journal of Aircraft*, 37: 417-426
- DOLFI-BOUTEYRE A, AUGERE B, VALLA M, et al. 2009a. Aircraft wake vortex study and characterization with 1.5 μm fiber Doppler lidar. [J]. *AerospaceLab*: p. 1-13
- DOLFI-BOUTEYRE A, CANAT G, VALLA M, et al. 2009b. Pulsed 1.5- μm LIDAR for Axial Aircraft Wake Vortex Detection Based on High-Brightness Large-Core Fiber Amplifier. [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15: 441-450
- DOU X, HAN Y, SUN D, et al. 2014. Mobile Rayleigh Doppler lidar for wind and temperature measurements in the stratosphere and lower mesosphere. [J]. *Optics express*, 22: A1203-A1221

- DOU X K, LI T, XU J Y, et al. 2009. Seasonal oscillations of middle atmosphere temperature observed by Rayleigh lidars and their comparisons with TIMED/SABER observations. [J]. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 114: 11, doi:10.1029/2008jd011654.
- DREW D R, BARLOW J F, LANE S E 2013. Observations of wind speed profiles over Greater London, UK, using a Doppler lidar. [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 121: 98-105
- DU C, LIU S, YU X, et al. 2013. Urban Boundary Layer Height Characteristics and Relationship with Particulate Matter Mass Concentrations in Xi'an, Central China. [J]. *Aerosol and Air Quality Research*, 13: 1598-1607, doi:10.4209/aaqr.2012.10.0274.
- ECMWF 2017. PART IV: PHYSICAL PROCESSES [M], IFS Documentation CY43R3. ECMWF; Shinfield Park, Reading, RG2 9AX, England: 221.
- ERDELYI A, MAGNUS W, OBERHETTINGER F, et al. 1954. *Tables of Integral Transforms: Vol.: 2* [M]. McGraw-Hill Book Company, Incorporated
- FREHLICH R 1993. Cramer-Rao bound for Gaussian random processes and applications to radar processing of atmospheric signals. [J]. *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*, 31: 1123-1131
- FREHLICH R 1994. Coherent Doppler lidar signal covariance including wind shear and wind turbulence. [J]. *Applied optics*, 33: 6472-6481
- FREHLICH R 1997. Effects of wind turbulence on coherent Doppler lidar performance. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 14: 54-75
- FREHLICH R 1999. Performance of maximum likelihood estimators of mean power and Doppler velocity with a priori knowledge of spectral width. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 16: 1702-1709
- FREHLICH R 2000. Simulation of coherent Doppler lidar performance for space-based platforms. [J]. *Journal of Applied Meteorology*, 39: 245-262
- FREHLICH R 2001. Estimation of velocity error for Doppler lidar measurements. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 18: 1628-1639
- FREHLICH R, CORNMAN L 2002. Estimating spatial velocity statistics with coherent Doppler lidar. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 19: 355-366
- FREHLICH R, HANNON S M, HENDERSON S W 1994. Performance of a 2- μ m coherent Doppler lidar for wind measurements. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 11: 1517-1528
- FREHLICH R, SHARMAN R 2005. Maximum likelihood estimates of vortex parameters from simulated coherent Doppler lidar data. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 22: 117-130
- FREHLICH R, YADLOWSKY M 1994. Performance of mean-frequency estimators for Doppler radar and lidar. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 11: 1217-1230
- FREHLICH R G, KAVAYA M J 1991. Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence. [J]. *Applied optics*, 30: 5325-5352

- FUJII T, FUKUCHI T 2005. Laser remote sensing [M]. CRC press
- GAO Q, CHU X, XUE X, et al. 2015. Lidar observations of thermospheric Na layers up to 170 km with a descending tidal phase at Lijiang (26.7°N, 100.0°E), China. [J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120: 9213-9220, doi:10.1002/2015ja021808.
- GODIN S, MÉGIE G, PELON J 1989. Systematic lidar measurements of the stratospheric ozone vertical distribution. [J]. *Geophysical Research Letters*, 16: 547-550, doi:10.1029/GL016i006p00547.
- GOODMAN J W 1975. Statistical properties of laser speckle patterns [M], *Laser speckle and related phenomena*. Springer: 9-75.
- HARDESTY R M 1986. Performance of a discrete spectral peak frequency estimator for Doppler wind velocity measurements. [J]. *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*: 777-783
- HE W, YUAN W 2014. Numerical simulation of wind field characteristics around two adjacent high-rise buildings. [J]. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 2: 264
- HENDRICK F, POMMEREAU J-P, GOUTAIL F, et al. 2011. NDACC/SAOZ UV-visible total ozone measurements: improved retrieval and comparison with correlative ground-based and satellite observations. [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11: 5975-5995
- HERSBACH H, DEE D 2016. ERA5 reanalysis is in production [M], ECMWF Newsletter; Shinfield Park, Reading, Berkshire RG2 9AX, UK: 7.
- HOLMES J F, RASK B J 1995. Optimum optical local-oscillator power levels for coherent detection with photodiodes. [J]. *Applied optics*, 34: 927-933
- HUANG M, GAO Z, MIAO S, et al. 2016. Estimate of Boundary-Layer Depth Over Beijing, China, Using Doppler Lidar Data During SURF-2015. [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 162: 503-522, doi:10.1007/s10546-016-0205-2.
- HUANG R J, ZHANG Y, BOZZETTI C, et al. 2014. High secondary aerosol contribution to particulate pollution during haze events in China. [J]. *Nature*, 514: 218-222, doi:10.1038/nature13774.
- HUANQUAN H Y S Z X 2011. Analysis on the Rules of Distribution of Airplane Turbulence of Important Routes on Plateau of China [J]. [J]. *Journal of Civil Aviation Flight University of China*, 1: 003
- HUFFAKER R, HARDESTY R 1996. Remote sensing of atmospheric wind velocities using solid-state and CO/sub 2/coherent laser systems. [J]. *Proceedings of the IEEE*, 84: 181-204
- INOKUCHI H, FURUTA M, INAGAKI T 2014. High altitude turbulence detection using an airborne Doppler lidar [C] //; City.
- JI B, QU W 2010. Study on numerical simulation of fluctuating wind for thunderstorm microburst using harmony superposition method [C] //, IEEE; City. 1233-1236
- JONES D L, BARANIUK R G 1995. An adaptive optimal-kernel time-frequency representation. [J]. *IEEE transactions on signal processing*, 43: 2361-2371

- KAMPA M, CASTANAS E 2008. Human health effects of air pollution. [J]. *Environ Pollut*, 151: 362-367, doi:10.1016/j.envpol.2007.06.012.
- KAVAYA M J, HENDERSON S W, MAGEE J R, et al. 1989. Remote wind profiling with a solid-state Nd: YAG coherent lidar system. [J]. *Optics letters*, 14: 776-778
- KING J, SMITH D, RICHARDS K, et al. 1987. Development of a coherent OTDR instrument. [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 5: 616-624
- KOCH G J, BEYON J Y, BARNES B W, et al. 2007. High-energy 2 μm Doppler lidar for wind measurements. [J]. *Optical Engineering*, 46: 116201
- KONRAD T, BRENNAN J 1971. Radar observations of the convective process in the clear air-a review. [J]. *OSTIV Publications*, 11
- KORHONEN K, GIANNAKAKI E, MIELONEN T, et al. 2014. Atmospheric boundary layer top height in South Africa: measurements with lidar and radiosonde compared to three atmospheric models. [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 14: 4263-4278, doi:10.5194/acp-14-4263-2014.
- LANGFORD A, SENFF C, ALVAREZ II R, et al. 2015. An overview of the 2013 Las Vegas Ozone Study (LVOS): Impact of stratospheric intrusions and long-range transport on surface air quality. [J]. *Atmospheric environment*, 109: 305-322
- LARGE W G, MCWILLIAMS J C, DONEY S C 1994. Oceanic Vertical Mixing - a Review and a Model with a Nonlocal Boundary-Layer Parameterization. [J]. *Reviews of Geophysics*, 32: 363-403, doi:Doi 10.1029/94rg01872.
- LEVIN M 1965. Power spectrum parameter estimation. [J]. *IEEE Transactions on Information Theory*, 11: 100-107
- LI J, LI C, ZHAO C, et al. 2016. Changes in surface aerosol extinction trends over China during 1980-2013 inferred from quality-controlled visibility data. [J]. *Geophysical Research Letters*, 43: 8713-8719, doi:10.1002/2016gl070201.
- LI T, BAN C, FANG X, et al. 2018. Climatology of mesopause region nocturnal temperature, zonal wind and sodium density observed by sodium lidar over Hefei, China (32°N, 117°E). [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 18: 11683-11695, doi:10.5194/acp-18-11683-2018.
- LI Y-C, GAO L, CONG H-F, et al. 2010. Optimum optical local oscillator power levels impact on signal-to-noise ratio in heterodyne [C] //, *IEEE; City*. 1-3
- LI Z, GUO J, DING A, et al. 2017. Aerosol and boundary-layer interactions and impact on air quality. [J]. *National Science Review*, 4: 810-833, doi:10.1093/nsr/nwx117.
- LOMBARD L, DOLFI-BOUTEYRE A, BESSON C, et al. 2015a. Long range wind lidars based on novel high spectral brilliance all-fibered sources [C] //, *International Society for Optics and Photonics; City*. 96450B
- LOMBARD L, VALLA M, PLANCHAT C, et al. 2015b. Eyesafe coherent detection wind lidar based on a beam-combined pulsed laser source. [J]. *Optics letters*, 40: 1030-1033

- LOOMIS D, GROSSE Y, LAUBY-SECRETAN B, et al. 2013. The carcinogenicity of outdoor air pollution. [J]. *The lancet oncology*, 14: 1262-1263
- LU L, IP K Y 2009. Investigation on the feasibility and enhancement methods of wind power utilization in high-rise buildings of Hong Kong. [J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13: 450-461
- LUX O, LEMMERZ C, WEILER F, et al. 2018. Airborne wind lidar observations over the North Atlantic in 2016 for the pre-launch validation of the satellite mission Aeolus. [J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 11: 3297-3322
- MAHAPATRA P R, ZRNIC D S 1983. Practical algorithms for mean velocity estimation in pulse Doppler weather radars using a small number of samples. [J]. *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*: 491-501
- MANN J, CARIOU J-P, COURTNEY M S, et al. 2008. Comparison of 3D turbulence measurements using three staring wind lidars and a sonic anemometer [C] //, IOP Publishing; City. 012012
- MANNINEN A J, MARKE T, TUONONEN M, et al. 2018. Atmospheric Boundary Layer Classification With Doppler Lidar. [J]. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 123: 8172-8189, doi:10.1029/2017JD028169.
- MAO Y, GUO N, YU K, et al. 2012. 1-cm-spatial-resolution Brillouin optical time-domain analysis based on bright pulse Brillouin gain and complementary code. [J]. *IEEE Photon. J*, 4: 2243-2248
- MARPLE S L, MARPLE S L 1987. *Digital spectral analysis: with applications* [M]. Prentice-Hall Englewood Cliffs, NJ
- MATAYOSHI N, IJIMA T, YOSHIKAWA E, et al. 2014. Development of Low-level Turbulence Advisory System for Aircraft Operation [C] //; City.
- MAYOR S D, SPULER S M, MORLEY B M, et al. 2007. Polarization lidar at 1.54 μm and observations of plumes from aerosol generators. [J]. *Optical Engineering*, 46: 096201
- MCGILL M J, HART W D, MCKAY J A, et al. 1999. Modeling the performance of direct-detection Doppler lidar systems including cloud and solar background variability. [J]. *Applied optics*, 38: 6388-6397
- MIAO Y, LIU S, GUO J, et al. 2018. Unraveling the relationships between boundary layer height and PM_{2.5} pollution in China based on four-year radiosonde measurements. [J]. *Environ Pollut*, 243: 1186-1195, doi:10.1016/j.envpol.2018.09.070.
- MIKKELSEN T 2014. Lidar-based research and innovation at DTU wind energy—a review [C] //, IOP Publishing; City. 012007
- MIKKELSEN T, SJÖHOLM M, ANGELOU N, et al. 2017. 3D WindScanner lidar measurements of wind and turbulence around wind turbines, buildings and bridges [C] //, IOP Publishing; City. 012004
- MURAYAMA T, SUGIMOTO N, UNO I, et al. 2001. Ground - based network observation of Asian dust events of April 1998 in east Asia. [J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 106: 18345-18359

- MURRAY E R, VAN DER LAAN J E 1978. Remote measurement of ethylene using a CO(2) differential-absorption lidar. [J]. *Appl Opt*, 17: 814-817, doi:10.1364/AO.17.000814.
- NAZARATHY M, NEWTON S A, GIFFARD R, et al. 1989. Real-time long range complementary correlation optical time domain reflectometer. [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 7: 24-38
- OCONNOR C J, RUTISHAUSER D K 2001. Enhanced Airport Capacity Through Safe, Dynamic Reductions in Aircraft Separation: NASA's Aircraft Vortex Spacing System (AVOSS). [J].
- OLAOFE G O 1970. Diffraction by Gaussian apertures. [J]. *JOSA*, 60: 1654-1657
- PAINCHAUD Y, POULIN M, MORIN M, et al. 2009. Performance of balanced detection in a coherent receiver. [J]. *Optics express*, 17: 3659-3672
- PAO L Y, JOHNSON K E 2011. Control of wind turbines. [J]. *IEEE Control Systems*, 31: 44-62
- PAPPALARDO G, WANDINGER U, MONA L, et al. 2010. EARLINET correlative measurements for CALIPSO: First intercomparison results. [J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 115
- PATEL C 1964. Interpretation of C O 2 Optical Maser Experiments. [J]. *Physical Review Letters*, 12: 588
- PEARSON G N, ROBERTS P J, EACOCK J R, et al. 2002. Analysis of the performance of a coherent pulsed fiber lidar for aerosol backscatter applications. [J]. *Applied optics*, 41: 6442-6450
- PETAJA T, JARVI L, KERMINEN V M, et al. 2016. Enhanced air pollution via aerosol-boundary layer feedback in China. [J]. *Sci Rep*, 6: 6, doi:10.1038/srep18998.
- PIESINGER G H, NEUHARTH S D 1989. Weather radar with turbulence detection [M]. Google Patents.
- PRASAD N S 2018. Recent advances in wind lidar technologies for characterization of wake vortices [C] //; City. 2863
- PRASAD N S, SIBELL R, VETORINO S, et al. 2015. An all-fiber, modular, compact wind lidar for wind sensing and wake vortex applications [C] //, International Society for Optics and Photonics; City. 94650C
- PROCTOR F, HAMILTON D 2009. Evaluation of fast-time wake vortex prediction models [C] //; City. 344
- QIU J, XIA H, SHANGGUAN M, et al. 2017. Micro-pulse polarization lidar at 1.5 μm using a single superconducting nanowire single-photon detector. [J]. *Optics letters*, 42: 4454-4457
- QIU S, TANG Y, JIA M, et al. 2016. A review of latitudinal characteristics of sporadic sodium layers, including new results from the Chinese Meridian Project. [J]. *Earth-Science Reviews*, 162: 83-106, doi:10.1016/j.earscirev.2016.07.004.
- RAGHAVAN A 2007. Guided-wave structural health monitoring. [J].

- REITEBUCH O 2012. Wind lidar for atmospheric research [M], Atmospheric Physics. Springer: 487-507.
- REITEBUCH O, WERNER C, LEIKE I, et al. 2001. Experimental Validation of Wind Profiling Performed by the Airborne 10- μ m Heterodyne Doppler Lidar WIND. [J]. Journal of atmospheric and oceanic technology, 18: 1331-1344
- RENAUT D, POURNY J C, CAPITINI R 1980. Daytime Raman-lidar measurements of water vapor. [J]. Optics letters, 5: 233-235, doi:10.1364/ol.5.000233.
- RYE B 1979. Antenna parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar. [J]. Applied optics, 18: 1390-1398
- RYE B 1982. Primary aberration contribution to incoherent backscatter heterodyne lidar returns. [J]. Applied optics, 21: 839-844
- RYE B J 1990. Spectral correlation of atmospheric lidar returns with range-dependent backscatter. [J]. JOSA A, 7: 2199-2207
- RYE B J, FREHLICH R G 1992. Optimal truncation and optical efficiency of an apertured coherent lidar focused on an incoherent backscatter target. [J]. Applied optics, 31: 2891-2899
- RYE B J, HARDESTY R 1993a. Discrete spectral peak estimation in incoherent backscatter heterodyne lidar. I. Spectral accumulation and the Cramer-Rao lower bound. [J]. IEEE transactions on geoscience and remote sensing, 31: 16-27
- RYE B J, HARDESTY R 1993b. Discrete spectral peak estimation in incoherent backscatter heterodyne lidar. II. Correlogram accumulation. [J]. IEEE transactions on geoscience and remote sensing, 31: 28-35
- RYE B J, HARDESTY R M 1997a. Detection techniques for validating Doppler estimates in heterodyne lidar. [J]. Applied optics, 36: 1940-1951
- RYE B J, HARDESTY R M 1997b. Estimate optimization parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar. [J]. Applied optics, 36: 9425-9436
- SALAMITOU P, DABAS A, FLAMANT P H 1995. Simulation in the time domain for heterodyne coherent laser radar. [J]. Applied optics, 34: 499-506
- SASSEN K 1991. The polarization lidar technique for cloud research: A review and current assessment. [J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 72: 1848-1866
- SEIBERT P 2000. Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height. [J]. Atmospheric environment, 34: 1001-1027, doi:10.1016/s1352-2310(99)00349-0.
- SEIDEL D J, AO C O, LI K 2010. Estimating climatological planetary boundary layer heights from radiosonde observations: Comparison of methods and uncertainty analysis. [J]. Journal of Geophysical Research-Atmospheres, 115, doi:10.1029/2009jd013680.
- SEIDEL D J, ZHANG Y H, BELJAARS A, et al. 2012. Climatology of the planetary boundary layer over the continental United States and Europe. [J]. Journal of Geophysical Research-Atmospheres, 117, doi:10.1029/2012jd018143.

- SELEYM A 2016. Complementary phase coded LFM waveform for SAR [C] //, IEEE; City. 4C3-1-4C3-5
- SENGUPTA A, SARKAR P P 2008. Experimental measurement and numerical simulation of an impinging jet with application to thunderstorm microburst winds. [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96: 345-365
- SHANG X, XIA H, DOU X, et al. 2018. Adaptive inversion algorithm for 1.5 μm visibility lidar incorporating in situ Angstrom wavelength exponent. [J]. *Optics Communications*, 418: 129-134, doi:10.1016/j.optcom.2018.03.009.
- SHANGGUAN M, XIA H, WANG C, et al. 2017. Dual-frequency Doppler lidar for wind detection with a superconducting nanowire single-photon detector. [J]. *Optics letters*, 42: 3541-3544
- SHE C Y, YU J R, LATIFI H, et al. 1992. High-spectral-resolution fluorescence light detection and ranging for mesospheric sodium temperature measurements. [J]. *Appl Opt*, 31: 2095-2106, doi:10.1364/AO.31.002095.
- SHINOHARA L, TAUSCHER J A, BEUTH T, et al. 2014. Optical system design and experimental evaluation of a coherent Doppler wind Lidar system for the predictive control of wind turbine. [J]. *Optical Review*, 21: 698-704
- SHIRAKAWA M, ZRNIC D 1983. The probability density of a maximum likelihood mean frequency estimator. [J]. *IEEE transactions on acoustics, speech, and signal processing*, 31: 1197-1202
- SIEGMAN A 1966. The antenna properties of optical heterodyne receivers. [J]. *Applied optics*, 5: 1588-1594
- SIRMANS D, BUMGARNER B 1975. Numerical comparison of five mean frequency estimators. [J]. *Journal of Applied Meteorology*, 14: 991-1003
- SMALIKHO I, KöPP F, RAHM S 2005. Measurement of atmospheric turbulence by 2- μm Doppler lidar. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 22: 1733-1747
- SMITH D A, HARRIS M, COFFEY A S, et al. 2006. Wind lidar evaluation at the Danish wind test site in Høvsøre. [J]. *Wind Energy: An International Journal for Progress and Applications in Wind Power Conversion Technology*, 9: 87-93
- SMITH R G 1972. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering. [J]. *Applied Optics*, 11: 2489-2494
- SONG C, WU L, XIE Y, et al. 2017. Air pollution in China: Status and spatiotemporal variations. [J]. *Environ Pollut*, 227: 334-347, doi:10.1016/j.envpol.2017.04.075.
- SOTO M A, BOLOGNINI G, DI PASQUALE F 2011. Long-range simplex-coded BOTDA sensor over 120km distance employing optical preamplification. [J]. *Optics letters*, 36: 232-234

- STOCKWELL R G, MANSINHA L, LOWE R 1996. Localization of the complex spectrum: the S transform. [J]. IEEE transactions on signal processing, 44: 998-1001
- STULL R B 1988. An Introduction to Boundary Layer Meteorology [M]. Kluwer Academic Publishers.; Dordrecht. The Netherlands., doi:10.1007/978-94-009-3027-8.
- SU T, LI Z, KAHN R 2018. Relationships between the planetary boundary layer height and surface pollutants derived from lidar observations over China: regional pattern and influencing factors. [J]. Atmospheric Chemistry and Physics, 18: 15921-15935, doi:10.5194/acp-18-15921-2018.
- TANG W, CHAN P W, HALLER G 2010. Accurate extraction of Lagrangian coherent structures over finite domains with application to flight data analysis over Hong Kong International Airport. [J]. Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science, 20: 017502
- THOBOIS L P, KRISHNAMURTHY R, LOAEC S, et al. 2015. Wind and EDR measurements with scanning doppler LIDARs for preparing future weather dependent separation concepts [C] //; City. 3317
- TRÄGER F 2012. Springer handbook of lasers and optics [M]. Springer Science & Business Media
- TUCKER S C, SENFF C J, WEICKMANN A M, et al. 2009. Doppler lidar estimation of mixing height using turbulence, shear, and aerosol profiles. [J]. Journal of atmospheric and oceanic technology, 26: 673-688
- VAUGHAN J, HARRIS M 2001. Lidar measurement of B747 wakes: Observation of a vortex within a vortex. [J]. Aerospace science and technology, 5: 409-411
- VAUGHAN J M, STEINVALL K O, WERNER C, et al. 1996. Coherent laser radar in Europe. [J]. Proceedings of the IEEE, 84: 205-226
- VOGELEZANG D H P, HOLTSLAG A A M 1996. Evaluation and model impacts of alternative boundary-layer height formulations. [J]. Boundary-Layer Meteorology, 81: 245-269, doi:10.1007/bf02430331.
- WANG C, XIA H, SHANGGUAN M, et al. 2017a. 1.5 μm polarization coherent lidar incorporating time-division multiplexing. [J]. Opt Express, 25: 20663-20674, doi:10.1364/OE.25.020663.
- WANG F, ZHU C, CAO C, et al. 2017b. Enhancing the performance of BOTDR based on the combination of FFT technique and complementary coding. [J]. Optics express, 25: 3504-3513
- WANG J Y 1984. Detection efficiency of coherent optical radar. [J]. Applied optics, 23: 3421-3427
- WANG J Y 1988. Optimum truncation of a lidar transmitted beam. [J]. Applied optics, 27: 4470-4474
- WEI W, ZHANG H, WU B, et al. 2018. Intermittent turbulence contributes to vertical dispersion of $\text{PM}_{2.5}$ in the North China Plain: cases from Tianjin. [J]. Atmospheric Chemistry and Physics, 18: 12953-12967, doi:10.5194/acp-18-12953-2018.

- WEN J, BREAZEALE M 1988. A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams. [J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83: 1752-1756
- WHEELER D J, SCHMIDT J D 2011. Coupling of Gaussian Schell-model beams into single-mode optical fibers. [J]. *JOSA A*, 28: 1224-1238
- WIEGELE A, RAHM S, SMALIKHO I 2008. Ground-based and air-borne lidar for wake vortex detection and characterisation [M]. Technical Report DLR-FB-2008-15, DLR.
- WINKER D M, VAUGHAN M A, OMAR A, et al. 2009. Overview of the CALIPSO mission and CALIOP data processing algorithms. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 26: 2310-2323
- WINZER P J, LEEB W R 1998. Fiber coupling efficiency for random light and its applications to lidar. [J]. *Optics letters*, 23: 986-988
- WITSCHAS B, RAHM S, DÖRNBRACK A, et al. 2017. Airborne wind lidar measurements of vertical and horizontal winds for the investigation of orographically induced gravity waves. [J]. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 34: 1371-1386
- XIA H, DOU X, SHANGGUAN M, et al. 2014. Stratospheric temperature measurement with scanning Fabry-Perot interferometer for wind retrieval from mobile Rayleigh Doppler lidar. [J]. *Optics express*, 22: 21775-21789
- XIA H, DOU X, SUN D, et al. 2012. Mid-altitude wind measurements with mobile Rayleigh Doppler lidar incorporating system-level optical frequency control method. [J]. *Optics express*, 20: 15286-15300
- XIA H, SHENTU G, SHANGGUAN M, et al. 2015. Long-range micro-pulse aerosol lidar at 1.5 μm with an upconversion single-photon detector. [J]. *Opt Lett*, 40: 1579-1582, doi:10.1364/OL.40.001579.
- XIA H, SUN D, YANG Y, et al. 2007. Fabry-Perot interferometer based Mie Doppler lidar for low tropospheric wind observation. [J]. *Applied optics*, 46: 7120-7131
- YANG F, HE Y, CHEN W, et al. 2014. Laser altimeter based on random code phase modulation and heterodyne detection. [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 26: 2337-2340
- YANG T, WANG Z, ZHANG W, et al. 2017. Technical note: Boundary layer height determination from lidar for improving air pollution episode modeling: development of new algorithm and evaluation. [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 17: 6215-6225, doi:10.5194/acp-17-6215-2017.
- YOSHIKAWA E, MATAYOSHI N 2014. Wake vortex observation campaign by ultra fast-scanning lidar in Narita airport, Japan [C] //; City.
- ZHANG J, CHEN Z, LU Y, et al. 2017. Characteristics of aerosol size distribution and vertical backscattering coefficient profile during 2014 APEC in Beijing. [J]. *Atmospheric environment*, 148: 30-41
- ZHANG Q, HE K, HUO H 2012. Policy: Cleaning China's air. [J]. *Nature*, 484: 161-162, doi:10.1038/484161a.

- ZHAO Y, POST M J, HARDESTY R M 1990a. Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars. 1: Theory. [J]. Applied optics, 29: 4111-4119
- ZHAO Y, POST M J, HARDESTY R M 1990b. Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars. 2: Applications. [J]. Applied optics, 29: 4120-4132
- ZRNIC D 1977. Spectral moment estimates from correlated pulse pairs. [J]. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems: 344-354
- ZRNIC D S 1979. Estimation of spectral moments for weather echoes. [J]. IEEE Transactions on Geoscience Electronics, 17: 113-128
- ZRNIC D S 1975. Simulation of weatherlike Doppler spectra and signals. [J]. Journal of Applied Meteorology, 14: 619-620
- ZRNIC D S, DOVIK R J 1984. Doppler radar and weather observations [M]. Academic Press, Orlando, FL.
- 步志超 2014. 相干测风激光雷达系统设计及数据处理算法研究[D] 北京理工大学. [J].
- 步志超, 郭磐, 陈思颖, et al. 2014. 相干测风激光雷达望远镜孔径及截断因子的优化分析. [J]. 红外与激光工程, 43: 694-699
- 樊璠, 陈义珍, 陆建刚, et al. 2013. 北京春季强沙尘过程前后的激光雷达观测. [J]. 环境科学研究, 26: 1155-1161
- 葛宪莹 2014. 用于高精度微弱信号探测激光雷达的光机系统设计及优化 [D] [M]. 北京理工大学.
- 顾永建, 杨会江 1999. 高斯光束照射下的夫琅禾费圆孔衍射. [J]. 大学物理, 18: 6-6
- 韩立强, 王祁 2011. 湍流下自由空间光通信的光纤耦合效率及补偿. [J]. 光电工程, 38: 99-102
- 韩立强, 王祁, 李志全 2010. 盲优化波前校正提高自由空间光通信光纤耦合效率. [J]. 强激光与粒子束, 22: 1999-2002
- 何子述 2009. 现代数字信号处理及其应用 [M]. 清华大学出版社.
- 凯 2014. 统计信号处理基础: 估计与检测理论 (卷 I, 卷 II 合集) [M]. 电子工业出版社
- 李军军, 吴政球, 谭勋琼 风力发电及其技术发展综述. [J]. 电力建设,
- 梁铨廷 2008. 物理光学 [M]. 电子工业出版社
- 刘波, 贺志佳, 金昊 2016. 风力发电现状与发展趋势. [J]. Journal Of Northeast Dianli University,
- 刘东 2005. 偏振-米激光雷达的研制和大气边界层的激光雷达探测 [M]. 万方数据资源系统.
- 刘燕萍, 王冲, 吴云斌, et al. 2018a. 联合时频分析在相干测风激光雷达中的应用. [J]. 红外与激光工程, 47: 1007-2276
- 刘燕萍, 王冲, 夏海云 2018b. 时频分析在激光雷达中的应用进展. [J]. 激光与光电子学进展, 55: 120005
- 马宗峰, 王纪强, 罗光明, et al. 2009. 全光纤相干激光雷达本振光功率优化. [J]. 半导体光电, 30: 286-290
- 潘宁 2013. 基于激光雷达测风仪的风电机组功率曲线测试方法研究. [J]. 节能技术: 112-115

- 潘小川, 刘利群, 张思奇, et al. 2016. 大气 PM2.5 对中国城市公众健康效应研究 [M]. Ke xue chu ban she
- 彭笑非 2010. 低空风切变对飞机进近着陆的影响分析. [J]. 科技经济市场: 34-36
- 饶瑞中 2005. 光在湍流大气中的传播 [M]. 安徽科学技术出版社
- 宋鸿飞, 车英, 赵馨, et al. 2014. 湍流环境中光纤耦合效率的提高. [J]. 光学精密工程, 22: 3205-3211
- 王喜庆, 吕百达 2001. 贝塞耳函数调制的高斯光束通过有光阑 ABCD 光学系统的传输. [J]. 物理学报, 50: 682-685
- 吴从均, 颜昌翔, 高志良 2013. 空间激光通信发展概述. [J]. 中国光学, 6: 670-680
- 严陆光, 夏训诚, 周凤起, et al. 2007. 我国大规模可再生能源基地与技术的发展研究. [J]. 电工电能新技术, 26: 13-24
- 张贤达 2002. 现代信号处理 [M]. 清华大学出版社有限公司
- 张岩, 王冬冬 2017. 激光雷达测风系统在风电机组功率曲线测试中的应用研究. [J]. 太阳能学报, 38: 1489-1494
- 周艳宗, 王冲, 刘燕平, et al. 相干测风激光雷达研究进展和应用. [J].

致 谢

这是我来到合肥的第十个冬天。

2009年11月15日，合肥大雪，工大新区6#寝室楼下新栽不久的樟树被雪压断了新枝，我对孙海星说，这棵树怕是长不好喽。前些日子去看，枝繁叶茂。

2012年8月8日，燥热难耐，我在工大屯溪路校区东一教学楼见到胡媛，她留着一头齐肩短发。如今她已长发及腰，成为我的未婚妻。

2013年3月18日，惠风和畅，科大东区教学行政楼1427屋内，夏海云老师一边照顾襁褓中的夏嘉泽，一边与我描绘美好的愿景。如今夏嘉泽已经小学一年级了。还会故意称我为家伟哥哥。

十年八年都好像是指顾间的事。我来到科大不过六年的工夫，这六年里面却经历过这么许多事情；看着课题组从一根光纤，一张光学平台发展成为资产千万量级的量子探测实验室。我也从一个走路蹦蹦跳跳的轻浮小伙成为了说话一句一柳的博士研究生，经历过悲欢离合，又重回淡然平静的生活。

感谢改变我人生轨迹的两位恩师，窦贤康老师和夏海云老师。感谢窦贤康老师给予我继续深造的机会，他在学术上的高屋建瓴和严谨求真，给我在激光雷达领域指明了方向，使我在科研工作上踏实向前，事半功倍；感谢夏海云老师对我学术上的指导、生活中的关怀和人生轨迹的规划。夏老师亦师亦友的教导方式让我不断纠正自己的不足，是我能够坚持到博士毕业的动力。

感谢薛向辉老师和孙东松老师在我求学期间给与的学习和生活上的帮助。

感谢师兄上官明佳博士在实验中给我的指点。感谢师兄贾铭蛟博士在论文发表过程中给我的帮助。感谢师弟裘家伟博士陪我度过校园无数个漆黑的夜晚，他是最可靠的朋友，艰难困阻都有他的陪伴。感谢师弟吴云斌，赵力杰和魏天问，是你们给与了我最及时的帮助，是我亲密无间的学习生活好伙伴。感谢发小戚鸣和李小亚在我读博士期间对我生活和学习的关怀。感谢董晶晶、尚祥、李曼一、王璐、章振、余赛芬、刘建江、盖艺馨、申屠国梁、余超、岳斌、王长春、白香港、濮成婧、张仁俊对我学习工作上的帮助。同时感谢答辩委员会所有老师。

最后，感谢我的父母对我无私的奉献，您看我长大，我陪您变老。

桃李春风一杯酒，江湖夜雨十年灯，本文是我对求学生涯的总结，也是我写给自己青春的一本情书，成篇仓促，水平有限，错误与不妥之处一定不少。恳请专家和读者批评指正，感谢您阅读本文和关注课题组发展(www.lidar.cn)。

2019年1月

在读期间发表的学术论文与取得的其他研究成果

已发表论文:

- [1] Chong Wang, Haiyun Xia, Yunbin Wu, Jingjing Dong, Tianwen Wei, Lu Wang, and Xiankang Dou, "Meter-scale Spatial Resolution Coherent Doppler Wind Lidar Based on Golay Coding," *Optics Letters*, 44(2), 311-314, 2019.
- [2] Chong Wang, Haiyun Xia, Yanping Liu, Shengfu Lin, Xiankang Dou, "Spatial resolution enhancement of coherent Doppler wind lidar using joint time-frequency analysis," *Optics Communications*, 424, 48-53, 2018.
- [3] Chong Wang, Haiyun Xia, Mingjia Shangguan, Yunbin Wu, Lu Wang, Jiawei Qiu, and Renjun Zhang, "1.5 μm polarization coherent lidar incorporating time-division multiplexing," *Optics Express*, 25(17), 20663-20674, 2017.
- [4] Chong Wang, Mingjiao Jia, Haiyun Xia, Yunbin Wu, Tianwen Wei, Xiang Shang, Chengyun Yang, Xianghui Xue, Xiankang Dou, "Relationship Analysis of PM_{2.5} and BLH using Aerosol and Turbulence Detection Lidar," *Atmospheric Measurement Techniques Discussion*, 10.5194/amt-2018-406, in discussion, 2019.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] 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(8), 1579-1582, 2015.
- [8] 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.
- [9] Mingjia Shangguan, Haiyun Xia, Chong Wang, Jiawei Qiu, Shengfu Lin, Xiankang Dou, Qiang Zhang, and Jian-wei Pan, "Dual-frequency Doppler lidar for wind detection with a superconducting nanowire single-photon detector," *Optics Letters*, 42(18), 3541-3544, 2017. [Featured Article OSA News Release: Light-Based Method Improves Practicality and Quality of Remote Wind Measurements, 06 September 2017.](#)
- [10] Mingjia Shangguan, 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.
- [11] 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, 19322-19336, 2016. IF: 3.307.
- [12] 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*, 24(9), 094212, 2015.
- [13] Jiawei Qiu, Haiyun Xia, Xiankang Dou, Manyi Li, Mingjia Shangguan, 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.
- [14] 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.
- [15] Xiang Shang, Haiyun Xia, Xiankang Dou, Mingjia Shangguan, Manyi Li, Chong Wang, "Adaptive inversion algorithm for 1.5 μm visibility lidar incorporating in situ Angstrom wavelength exponent," *Optics Communications*, 418, 129-134, 2018.

- [16]周艳宗、王冲、刘燕平、夏海云,"相干测风激光雷达研究进展和应用", 激光与光电子学进展, 55(12), 122803, 2018。[封面文章]
- [17]魏天问、王冲、上官明佳、尚祥、夏海云,"探测器非线性响应对能见度激光雷达的影响", 激光与光电子学进展, 55, 110402, 2018。
- [18]刘燕平、王冲、夏海云,"时频分析在激光雷达中的应用进展", 激光与光电子学进展, 55, 120005, 2018。
- [19]周艳宗、王冲、魏天问、上官明佳、夏海云,"基于 Golay 脉冲编码技术的相干激光雷达仿真研究", 中国激光, 48(8), 0810004, 2018。
- [20]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。
- [21]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", 《强激光与粒子束》, 27(1), 011015, 2014。
- [22]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", 《强激光与粒子束》, 26(12), 129002, 2014。

授权专利:

- [1] 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
- [2] 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
- [3] 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", 专利号 ZL 201510661310.2
- [4] 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", 专利号 ZL 201610515441.4
- [5] 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", 专利号 ZL 201510454959.7
- [6] 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
- [7] 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

- [8] 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”, 专利号 ZL 201510528695.5
- [9] 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”, 专利号 ZL 201610867358.3
- [10] 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”, 专利号 ZL 201510563707.8
- [11] 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
- [12] 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 201510070444.7
- [13] 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”, 专利号 ZL 201510536323.7

已受理专利:

- [1] 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
- [2] 夏海云, 尚祥, 窦贤康, 上官明佳, 王冲, 裘家伟, 李蔓一, “一种大气能见度的计算方法、装置、雷达及系统”, 201711039605.1
- [3] 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
- [4] 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
- [5] 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
- [6] 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
- [7] 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
- [8] 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
- [9] 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