

1 概述

1.1 背景意义

人类发展进入二十一世纪后, 气候问题、环境问题变得越来越突出, 越来越得到人们的普遍关注, 对气象科学和预报技术提出了更高的要求, 这其中就包括探寻新的物理实验方法和气象观测手段。激光大气遥感就是在上世纪六十年代发展起来的一个较新的大气物理与大气探测研究领域, 它包括原理、方法和技术等几个方面, 是一个比较活跃的多学科相互渗透的前沿学科, 其主要优点是, 它具有较高的空间分辨率, 能够实时地、连续地遥测大气参数的空间分布的精细结构。

随着现代激光、电子和计算机技术的不断发展, 目前激光大气遥感研究正面临着理论研究与实验技术等多方面的重大突破。最明显的标志就是, 激光遥感的定量化探测技术日趋成熟。其中以激光多普勒测风遥感技术最为引人注目, 成为当前激光大气遥感研究的热点, 被认为是目前在大气激光遥感领域内最有应用价值和最值得推广应用的新概念技术之一, 为各国政府所重视。

大气风场在气象、天气、环境和军事领域具有极其重要的作用。无线电探空仪是当前地面测量风场垂直剖面的标准仪器, 但是这种观测设备仅在北半球的欧洲、美洲以及一些发达国家陆地使用较广, 并积累了一定的数据, 而在南半球以及全球大部分海洋上空风场数据非常缺乏。目前, 能够测量大尺度风场的设备有卫星微波散射计(如 ERS-1, NASCAT 等), 但是卫星微波散射计只能测量海表 10m 的风场, 而且风速精度和测量范围有很大限制, 另外无法获得风场的垂直剖面。星载辐射计(SMMR, TOV)上的水蒸气通道以二次数据提供风速, 但是精度和高度分辨率很差。一些气象卫星对云的成像测量获得部分风速信息, 但是它们不能获得全球风场, 没有高度分辨率。而星载多普勒激光雷达是唯一的能够以较高的时空分辨率测量全球大气风剖面的卫星遥感设备。如果能够实现对对流层风场剖面的全球测量, 可认为是卫星遥感对全球气象观测的最有意义的贡献。世界气象组织(WMO)要求获得较高精度的全球风速剖面, 作为气候模型输入参数, 以推动与气候相关的研究及可操作性天气预报的跨越式发展。

全球风场测量有助于研究二十一世纪地球科学面临的主要问题，如地球风能的平衡和循环，水循环，行星尺度动力学，生物地球化学循环，大气海洋热交换，平流层和对流层交换等，以改进当前气象观测的不足。全球能量和水循环决定了气候当前的状态和将来气候的演变。全球风场测量，它还为改善可操作的天气预报，以及安全有效的军事和商业航空运作提供重要的风速数据。

高分辨的全球对流层风场测量，可以增强长期数值天气预报（NWP）和准确的台风登陆预报，改进气候模型进行气候研究，进行全球污染追踪，提高军事行动的战场环境预报，为空军行动提供准确的上对流层和平流层风场，为国土安全预测潜在的化学生物扩散轨迹。表 1 为当前数值天气预报使用的风速测量设备^[1]。大气风场在航天、航空上也有重要作用。风切变测量是多普勒激光雷达的一个重要应用，到目前为止，国际上已经有多次航天、航空灾难是由于风切变造成的。发达国家正在计划在民用和军用飞机上安装多普勒激光雷达，测量风切变。测量航天发射场、靶场大气风场，提供瞬时大气风场信息，确保正确发射和定位，为准确计算飞行器的运行轨迹提供科学数据。多普勒激光雷达还可测量晴空湍流，为大气激光传输提供参考数据。世界气象组织（WMO）始终将卫星全球风剖面直接测量作为最具挑战和最重要的观测手段。

表 1 目前 NWP 使用的风速测量设备

仪器类型	高度	风速精度	覆盖	条件
地面站	地面	<1m/s	陆地	所有
浮筒	海面	1m/s	海洋	所有
海船	海面	1m/s	海洋	所有
无线电探空仪	0-30km	>1m/s	北半球大部分陆地	所有
飞机	0-20km	2-5m/s	北半球大部分陆地	所有
地基风剖面仪	气溶胶水平	1m/s	陆地	气溶胶、云
辐射计	0-30km	>2m/s	陆地和海洋	湿度、云
散射计	海面	2m/s	海洋	晴空
云跟踪卫星	云顶	>3m/s	陆地和海洋	多云

研制多普勒激光雷达测风系统，可以解决目前气象、天气、军事研究中的许多关键问题：

- 测量全球三维风场，将给出地球全球能量预算的准确图像。同时可以给出气溶胶浓度分布，以及云的特性分布，如云高、云厚和云的垂直结构。
- 提高对大气边界层结构，热带流场，飓风和中纬度龙卷风的形成和发展，污染物、气体、气溶胶在对流层中的传输以及在平流层中的循环和传输

过程的认识,特别是海洋和热带上空风场的直接测量,对增强飓风和台风预报及追踪方面将有很大突破。

- 为天气气象预报提供精确的风场信息,使得7-10天准确的天气预报成为可能,增强中长期预报的能力。
- 在大气模型及分析技术取得进步,以对将来气候发展更好预测;当前的风速测量很有限,在体密度和一定的空间采样性上不能达到数值天气预报的要求。
- 提高利用瞬时风场数据为航天器发射着陆提供安全保障,对机场及飞行过程中风剪切,尾流旋涡和空气湍流等进行预警,为导弹发射提供风速修正数据以提高命中精度。

1.2 国外激光测风研究

激光测量大气风场是无球测风的一个重要途径,具有保密性、适时性等优点,并能连续获得大气风场的时空结构。因此,在国际上开展激光遥感初期就受到人们的重视,并努力探索各种激光测风遥感的方法。激光遥感测风研究经历了几个不同发展阶段:在激光遥感测风研究初期,各国都致力于探索各种不同的激光遥感测风方法,这其中包括激光相关测风、激光双光束干涉测风、激光闪烁测风以及激光多普勒测风的研究。经过实验和比较,激光多普勒测风雷达以其探测精度高、距离远等优越性能成为近些年来激光测风遥感重点方向。

1.2.1 激光相关测风

1966年Collis根据激光雷达所探测烟羽轨迹随时间的变化,得到大气水平流场和垂直运动^[2]。此外,还在山谷地区利用红宝石激光雷达和铷玻璃激光雷达,探测了飞机施放的烟羽示踪物的运动轨迹,从而获得在水平方向和垂直方向的扩散实况以及山谷中的水平风速和风向等^[3]。

在大气湍流的作用下,悬浮在大气中的气溶胶出现不均匀结构,即不同尺度的湍块具有不同的气溶胶浓度,从而形成大量浓度和尺度不同的气溶胶团块。正是这些浓度和尺度不等,具有短时间稳定性,并在大气中随风飘移的气溶胶团块,使激光大气回波也出现幅度和尺度不等的均匀起伏,从而成为激光相关分析测风的探测信息。用激光雷达沿水平面内呈一个小夹角,在这个平面上来回扫描测得气溶胶回波信号,利用相关运算可估计出气溶胶团沿扫描径向及切线方向速度,合成可近似得到风速。

相关激光测风能够得到发展,主要是因为相关测风实施起来相对比较容易

而且造价不高,在测量大气边界层风速方面有相当的竞争力,因此主要应用在大气边界层风场测量,更高大气层风场的测量相关技术显得无能为力,而且,相关测风方法可行的前提是假设测量过程中气溶胶团不扩散。当风速不大时假设成立;当风速过大,气溶胶团扩散速度很大,相关运算条件被破坏,结果就失真。当风速大于10m/s时,测量结果不准确。另外,气溶胶团的大小影响测量准确性,必须仔细选取感兴趣测量区域。

1.2.2 激光双光束干涉测风

1967年Goldstein首先在实验室根据激光双光束干涉测速原理,测量了流体速度^[4]。1971年Farmer等对激光双光束干涉测风原理进行了详细分析,并进一步利用双光束干涉测风激光雷达,实际探测了大气中的横向风速分量^[5]。

激光双光束干涉测风原理是,通常发射的激光被分成两束频率相同而波矢量不同的对称光束,当两相干对称光束在某个体积的探测空间相交时,将产生明、暗相间的干涉条纹。当随风飘移的气溶胶散射粒子通过两激光光束的相交体积时,将引起散射光强的交变脉动。散射光强的变化频率取决于两激光光束在探测空间中所产生干涉条纹的间距和横向风速分量,测得气溶胶散射粒子通过两激光光束相交体积探测空间时产生的散射光信号的交变频率,就能得到横向风速分量。

双光束干涉测风激光雷达所发射激光被分束后的两条光束彼此相距很近,它们在湍流大气中传输时的条件也很相近,因此两激光光束到达相交探测空间时仍能保持彼此间的相干特性,从而产生干涉条纹。随风飘移的气溶胶散射粒子通过探测空间所引起的散射光强交变信号,通过湍流大气到达激光雷达接收系统时虽会产生激光闪烁效应,但可通过自相关分析等统计方法,滤去因大气湍流引起的散射光信号随机起伏的干扰。

利用双光束干涉测风激光雷达探测大气横向风速时,双光束相交探测空间不宜过大,最理想的情况是只允许一个气溶胶散射粒子随风通过该探测空间,从而获得清晰的散射光交变信号。否则,由于大量气溶胶散射粒子同时随风通过两激光光束相交探测空间,会出现部分气溶胶散射粒子位于探测空间的干涉亮纹区,而部分气溶胶放射粒子位于探测空间的干涉暗纹区,这时将使散射光交变信号产生畸变,甚至面目全非而无法进一步求取横向风速分量。激光双光束干涉测风原理的这一局限性,限制了激光雷达所接收气溶胶散射光信号的强度,即限制了激光探测的信噪比,从而限制了测风距离,探测距离为几十到几百米。

1.2.3 激光闪烁测风

1972年 Lawrence 等首次利用氩—氦连续激光在大气中水平传输时的光闪烁效应，分别探测了1公里和15公里激光传输路径上的平均横向风速分量^[6]。激光闪烁测风雷达实际上是收发分置的激光雷达系统，多采用连续激光光源，接收端为水平放置的有一定间距的接收孔，或者尺寸不同的排列在一起的接收孔。

当双端激光雷达发射的连续激光在湍流大气中作水平传输时，由于湍流大气中存在大量尺度不等且不断变化的湍块，大气光学折射率在空间和时间上都出现随机起伏，并导致激光光强不均匀分布的光闪烁图像。湍流大气中大量尺度不等的湍块将随风飘移，加上这些湍块还处于不断生、消变化之中，使激光光强不仅在空间上而且在时间上均发生随机起伏。此时，如双端激光雷达的接收系统仅采用一个光电探测器，则只能获得激光光强随时间随机起伏的信号波形。如双端激光雷达的接收系统采用左右放置的两个光电探测器，在两光电探测器的间距有限以及大气湍流结构在短时间内变化不大的条件下，由于光学折射率不均匀分布的湍流大气随横向风速分量漂移，使双端激光雷达接收系统两光电探测器所接收的光闪烁信号波形之间存在一定的相似性。因此，根据双端激光到达接收系统两光电探测器所接收激光闪烁信号波形之间的相关性，通过适当的迟滞时间相关分析，便可由峰值迟滞时间等量，获得激光传输路径上的平均横向风速分量。

1.2.4 激光多普勒测风

从以上的分析可知，激光双光束干涉测风、激光闪烁测风只能测量横向风速，而激光相关测风只适用气溶胶存在下的小风速测量，三种风速测量方法在垂直高度上探测能力有限。而利用激光多普勒测风，可以获得边界层、对流层和平流层三维风剖面，具有高的时空分辨率和风速测量精度，能够满足气象要求。多普勒激光测风主要包括相干探测技术和非相干探测技术即直接探测技术。

1964年 Yeh 等^[7]首先根据光外差多普勒测速原理，在实验室测量了流体的速度，使用氩—氦激光器，并在待测流水中投放了大量直径为0.5微米的微粒作为示踪散射粒子，利用光外差多普勒测速仪，获得了低至0.007厘米/秒的流速。Huffaker 等1970年首次报导了使用聚焦连续CO₂激光器的相干激光雷达测量空气流速^[8]，并测量了飞机尾流^[9]。Lawrence^[10]和 Post^[11]相继报导研制的连续相干多普勒激光雷达测风系统，并得到了与风速计十分吻合的结果。Cliff 和 Huffaker 于1972年提出了圆锥扫描技术(VAD)来获得三维风场信息之后^[12]，

激光测风系统普遍采用这种扫描技术。1980年 DiMarizo 利用连续多普勒激光雷达系统和 VAD 扫描技术进行了飓风测量实验^[13]。

1974年美国 NASA 一套连续 50W 的 CO₂ 激光系统装在飞机上测量气流速度^[14], 1978年发展成脉冲激光雷达测量飞机高度上水平风场, 激光器使用了 MOPA 结构, 获得高的脉冲能量^[15]。1979年首次报道了使用地基可移动脉冲多普勒测风激光雷达进行风场测量^[16]。在80年代初期开始使用脉冲 TEA CO₂ 激光器^[17], 其具有比 MOPA 系统高的发射效率。80年代中期高功率二极管激光器的出现, 使得二极管泵浦的全固态激光器发展迅速, 它作为相干激光雷达发射源, 相对 CO₂ 激光器和氙灯泵的固体激光器, 在效率、尺寸以及寿命上具有很大优势。1987年斯坦福大学的 Kane 等^[18]首次报导了波长 1.06 μm 的 Nd:YAG 相干激光雷达, 使用这种激光雷达可探测 2700m 的云回波信号和 600m 的大气气溶胶回波信号。1993年 Thomson 等^[19]首次用脉冲 1.06 μm 相干激光雷达测量了飞机尾流涡旋。1997年 1J 脉冲能量的 1.06 μm 相干激光雷达在肯尼迪航天中心被用来测量地面到 26km 风速^[20], 为航天器的发射和着陆提供风场数据。

考虑到眼睛安全, 采用 2 μm 波长的固体相干激光雷达系统比 1.06 μm 相干系统备受青睐。Henderson 领导的小组在 1990年首次验证了使用氙灯泵 Tm:Ho:YAG 激光器的 2.09 μm 的相干激光雷达系统^[21], 具有高的大气透射, 实现了 20km 水平范围风速测量, 1991年他们首次研制了全固态的 2 μm 脉冲激光器^[22], 具有足够的能量满足相干测风雷达应用。1994年相干技术公司 (CTI) 首次使用 2.01 μm 的全固态 Tm:YAG 相干激光雷达系统安装在 NASA 737 飞机上, 进行机载测量和飞行试验, 证实探测微爆风剪切的能力^[23]。香港机场 2002年安装了一台 CTI 公司的相干激光雷达, 进行风切变和大气湍流测量预警。在美国海军的支持下, 2002年春天进行了机载 2 μm 相干激光雷达 (TODWL) 实验, 测量低空大气的垂直风场和气溶胶特性^[24]。为了进行对比实验, 随后在 2004年建立了 TODWL 的地基版 GWOLF^[25], 可以连续测量 10-15km 的三维风场, 视线分辨率 50m, 精度优于 10cm/s。最近工作在 1.5 μm 的相干激光雷达系统已经被证实, 发展这种系统的主要推动力是结构紧凑、效率高、造价低, 因为 1.5 μm 的相干激光雷达很多部件如光纤耦合器、使用激光二极管主从振荡器、光学隔离器和探测器在通信工业中得到长足发展, 因此有一定应用价值。

在各国研制相干多普勒测风激光雷达的同时, 很多人开始进行非相干多普勒测风的研究。1979年 Abreu^[26]分析了和建议采用位于卫星极轨平台的非相干多普勒激光雷达系统测量大气风场, 系统采用窄线宽 Nd:YAG 激光发射器, 带有图像平面探测器 (IPD) 的高分辨率 Fabry-Perot 干涉仪 (简称 FP) 来测量多普勒频移获得风速。1992年美国密歇根大学太空物理研究实验室采用这种原理建造了一个非相干的地基多普勒激光雷达系统^[27], 其性能是: 探测距离可达边界层到低平流层 (20km), 风速测量精度 1m/s, 垂直距离分辨率是 100m。1989

年法国 CNRS 基于大气分子瑞利散射信号^[28], 研制了地基非相干多普勒激光雷达系统。该系统采用 532nm 的倍频 Nd:YAG 激光器, 首次利用边缘检测技术采用双 Fabry-Perot 干涉仪测量大气分子散射的多普勒频移, 第一次获得了高度为 25~60km 高空的风场。该系统后来又经过了多次改进, 主要是对原有的双 Fabry-Perot 干涉仪进行了优化, 消除气溶胶散射信号的干扰, 从而可以测量从地面到 60Km 的风场^[29]。从 90 年代开始, 非相干探测多普勒激光雷达被广泛研究, 由此出现了各种光学滤波器技术, 而最常用的光学滤波器就是 FP 干涉仪。1993 年, 美国 Cornell 大学的 Arecibo 观测中心也研制了一台 Rayleigh 非相干激光多普勒雷达系统, 系统采用单 Fabry-Perot 干涉仪检测多普勒频移信息, 得到了中高空大气风场信息^[30]。1996 年欧洲开始在北极附近的挪威建立了 ALOMAR 激光雷达^[31], 其中一项重要功能就是测量 30-70km 平流层风场, 使用了两个种子注入的 532nm 激光器和两个 1.8m 口径的接收望远镜接收不同方位角信号光, 采用多通道的条纹成像干涉仪分析多普勒频移信息获取风速, 其中的另一次要目的就是瑞利散射信号多普勒加宽得到温度^[32]。

1.3 国外星载激光多普勒测风

激光多普勒测风雷达以其探测精度高、距离远、高时空分辨率等优越性能成为近些年来激光测风遥感重点方向。早在 1979 年^[33], 一个全球风研讨会在美国喷气推进实验室 (JPL) 举行, 世界各地的激光雷达专家、大气研究科学家共同讨论测量全球风场数据的技术手段。专家一致认为星载激光多普勒雷达测风系统将是获得全球对流层的高精度风场数据的有效手段。多普勒测风激光雷达主要的两种技术相干探测和直接探测技术, 进行大气风速测量, 它们从空间进行全球风场观测很有潜力。

目前全球风场测量三种象征性的多普勒测风激光雷达 (DWL) 概念: 1) 直接探测激光雷达, 用分子和气溶胶散射信号获取对流层水平风速剖面; 2) 相干探测激光雷达, 利用气溶胶后向散射, 覆盖对流层测量能力有限; 3) 混合探测激光雷达, 该概念在 1995 年 Emmitt 提出^[34], 2000 年 NASA/NOAA 考虑混合直接探测与非相干星载多普勒激光雷达技术, 利用分子散射的直接探测技术测量无云的中高对流层风场, 相干探测测量多云情况下和低的大气对流层。从国外星载多普勒激光雷达发展趋势看, 直接探测系统将采用近紫外的 355nm 波长, 相干探测系统采用 2 μ m 波长。

美国 NOAA 对全球对流层风剖面测量, 提出了表 2 中的要求, 这个要求在国际上得到了认可。表中的数据也是满足目前地球科学研究、气象和天气预报模型的最小极限值。星载多普勒激光雷达测风系统应尽可能满足表 2 中的要求^[34]。

表 2 星载多普勒测风激光雷达系统业务运行观测要求

参数		业务运作要求		
		行星边界层	中高对流层	云层
时间分辨率 (hr)		24	24	24
扫描模式 ΔX (km)	簇	10	20	10
	线	10-100	20-200	10-200
	圆锥	$\ll 10$	$\ll 20$	$\ll 10$
空间覆盖 (km)	垂直	0-3	3-20	0-20
	水平(最小带宽)	1500 (>2000)	1500 (>2000)	1500 (>2000)
空间分辨率 (km)	垂直	0.25	1	N/A
	水平	100 (<100)	200 (<100)	N/A
	体积分辨率	0.25 \times 100 \times 100	1 \times 200 \times 200 (1 \times 100 \times 100)	variable
定位精度 (km)	垂直	0.05	0.05	0.5
	水平	10	10	10
速度 (m/s)	视线测量精度	1	2	2
	总水平测量误差	2	3	2
	最大水平测量范围	+/-25	+/-150	+/-150

1978年 Huffaker 等人设想从太空测量地球风速^[36], 1979年 Abreau 给出了在卫星轨道平台进行全球测风的建议和理论分析, 从此关于星载多普勒激光雷达的研究持续了接近30年。在上世纪70到80年代, 10 μm 的CO₂激光被用于相干多普勒激光雷达研究, 但是这样的系统体积非常庞大, 质量重, 寿命短, 而且需要大的功率输出, 不适合星载。从80年代开始随着固体激光技术快速发展, 基于全固态激光器的星载测风激光雷达技术格外引人注目。

20世纪80年代, 美国NASA提出LAWS(激光大气风测量)概念^[37], 正式把星载多普勒测风激光雷达作为地球观测系统(EOS)的一个重要组成部分。一个脉冲能量5J, 重复频率为10Hz的CO₂激光器作为LAWS的实验室设备, 取得了很大成功。后来由于美国在EOS上的财政问题, LAWS计划夭折。随着全固态激光技术的发展, 特别是1994年美国航天飞机载激光雷达的发射成功^{[37][38]}, 重新提出星载多普勒激光雷达, 提出了可采用短波长相干或短波长非相干固体激光雷达系统作为星载设备, 代替LAWS计划中的CO₂激光器的相干检测技术方案。为此, 启动了两个研究计划, 即采用航天飞机分别搭载多普勒相干和直接探测激光雷达测风系统, 即SPARCLE^[39](Space Readiness Coherent Lidar Experiment)(图1)和Zephyr^[40](图2)星载多普勒激光雷达计划。

SPARCLE 是由美国 NASA/MSFC 中心负责的,为下一世纪地球轨道任务 EO-2 设计的遥测设备。系统采用 NASA/LaRC 研制的半导体激光泵浦的 Tm,Ho:YLF 激光器,工作波长为 $2.051\mu\text{m}$ 脉冲能量为 100 mJ, 脉冲宽度为 180 ns, 重复频率为 6Hz。激光发射和接收共用一个口径为 25 cm 的望远镜, 采用石英楔型扫描仪^[41]。与此同时, 美国 NASA/GSFC 开始研制航天飞机载的直接探测多普勒激光雷达测风系统-Zephyr。Zephyr 采用双边缘技术分别测量大气气溶胶和分子后向散射信号来反演风速信息。系统采用半导体泵浦的、种子注入的 Nd: YAG 激光器, 其 $1.064\mu\text{m}$ 基波脉冲能量 0.5 J, 用于测量气溶胶散射; 三倍频 ($0.355\mu\text{m}$) 的脉冲能量为 0.2 J, 测量大气分子散射。激光的重复频率为 25Hz, $1.064\mu\text{m}$ 和 $0.355\mu\text{m}$ 的频率宽度分别为 80MHz 和 240MHz。系统拟采用 1m 口径的望远镜, 信号接收分别采用模拟和光子计数两种方式。

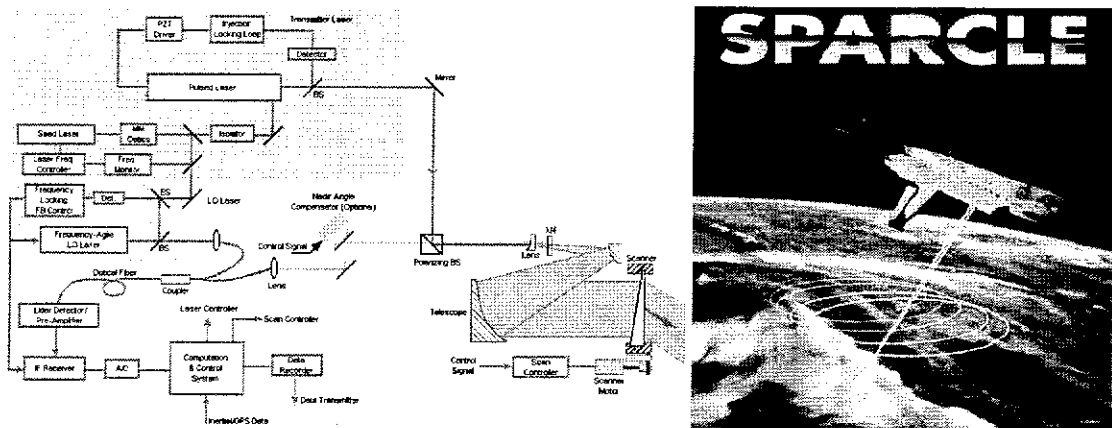


图 1 SPARCLE 系统框图及运行示意图

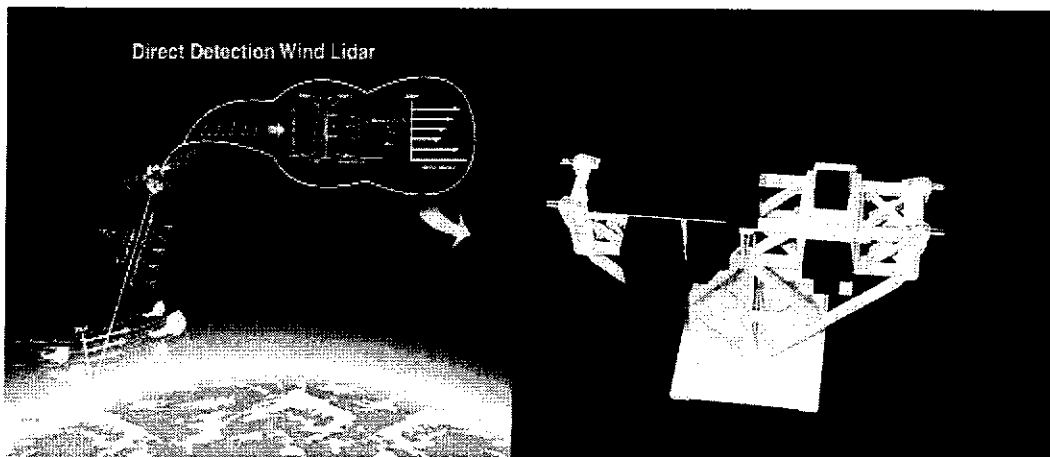


图 2 Zephyr 系统样机和工作示意图

欧空局(ESA)早在 20 世纪 80 年代末、90 年代提出 ALADIN (ATmospheric

Laser Doppler Lidar Instrument) 星载激光雷达测风^[42]。系统最初也是准备采用 CO₂ 激光器和相干探测方法, 直到 1999 年完成了星载激光测风可行性研究, ESA 决定选用直接探测多普勒激光雷达 ALADIN(图 3), 并且准备搭载在 2008 年发射的 ADM-Aeolus(Atmospheric Dynamic Mission Aeolus)卫星上, 将首次从太空直接测量全球三维风场, 将是第一个测量全球三维风场的星载多普勒激光雷达。目前, ESA 的直接探测激光雷达准备同时采取条纹图像和双边缘检测技术, 采用 100 Hz 激光二极管泵浦的三倍频 Nd:YAG 激光器, 脉冲能量 130 mJ, 激光线宽 30MHz, 望远镜的接收口径 1.5 m。卫星的轨道高度 400 km, 天顶角为 35 度。测量高度范围从地球边界层到低的平流层(0-20km)。仪器质量 450kg, 平均功率消耗 800W^[43]。

ALADIN 采用了两个接收探测器通道, 其中 Mie 通道接收云和气溶胶散射信号, Rayleigh 通道接收分子散射信号, 在 Mie 散射信号很弱的地方 Rayleigh 通道发挥重要作用, 因此两个通道具有互补作用, 分别以较高精度测量高低空的风场。地面或海洋返回信号也是通过 Mie 通道来处理, 来标定卫星相对地面的速度, 或标定零风速。采用非扫描结构, 风分量在靠近北极主要为经向, 向赤道靠近时纬向分量逐渐增强。多普勒频移量正比于散射源和卫星之间的相对速度在视线方向分量。相对速度有风速 (+/-100m/s), 卫星速度(约 7000m/s), 地球旋转效应(约 400m/s)。对于 ADM-Aeolus 卫星, 在偏航转向模式下采用恰当的姿态控制方案, 后两项速度引起的多普勒频移被最小化了(理想情况下可以不考虑), 因此视线风速在地面水平投影基本上与地面轨迹垂直, 即水平视线风速(HLOS)。

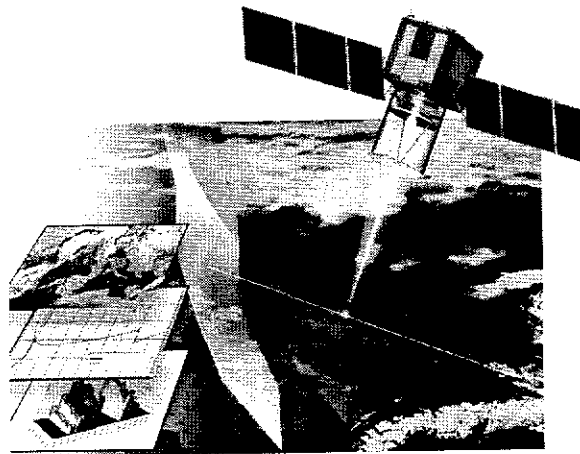


图 3 ALADIN 运行示意图

日本邮政省正在研究放在国际空间站上的星载测风激光雷达系统--JEM/CDL 系统^[44](图 4), 系统采用眼睛安全 2 μm 的全固态激光器和相干检

测方法,从1998年开始,计划在2006年结束。JEM发射系统为波长 $2.06\mu\text{m}$ 的 Tm,Ho:YLF 激光器,采用激光控制注入锁定振荡,重复频率 10Hz ,并且需要2到5级放大,得到 2J 单脉冲能量,满足系统要求。功率消耗 1250W ,能量效率 1.6% 。接收系统采用两个固定的 40cm 口径的望远镜,分别接收空间站轨迹方向的前面与后面返回光。现在有效载荷的质量 470kg ,电源功率 1.489kW 。但是整个空间站电源功率只有 5.4kW ,因此降低激光器功率消耗和散热显得尤为重要。

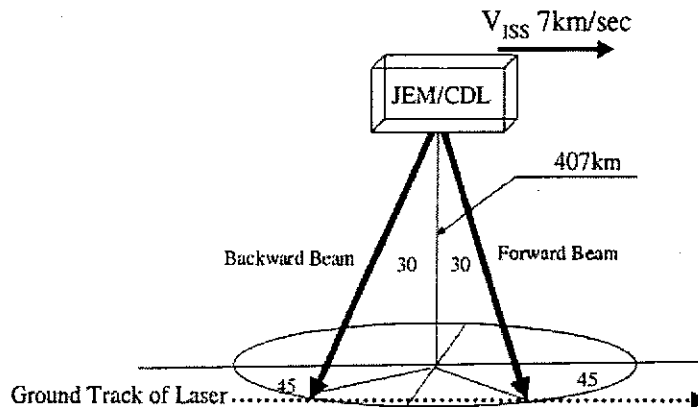


图 4 CDL 的工作示意图

德国在1998年开始了星载相干多普勒测风激光雷达 $\text{SBL}^{[45]}$ (图5)研究,它是基于小卫星平台和长寿命低功率轻质量的固体多普勒激光雷达,测量气溶胶和云的散射信号的多普勒频移确定风速。 SBL 主要目的是测量全球三维风场剖面,对于气候研究、天气预报和商业导航非常重要。 SBL 采用激光二极管泵浦的全固态 Nd:YAG 激光器,发射波长 1064nm 或Raman偏移的 1570nm ,脉冲能量约 $200\text{-}400\text{mJ}$,脉宽 20ns ,重复频率 $10\text{-}20\text{Hz}$,激光器采用了热传导冷却技术,Ritchey-Chretien望远镜口径 50cm ,水平分辨率 100km ,垂直分辨率 $60\text{-}500\text{m}$,风速准确率 $1\text{-}3\text{m/s}$,寿命大于3年,主要部件的质量 80kg ,功率 200W 。通过卫星平台的旋转完成锥形扫描,不需要额外的扫描器,扫描角度 $\pm 34^\circ$ (与天顶偏离的角),在水平分辨率范围内平台旋转周期为 15.4s 。卫星工作在近极地低的圆形轨道 900km ,完整而频繁的扫描地球大气,24-36小时完全覆盖地球一次。

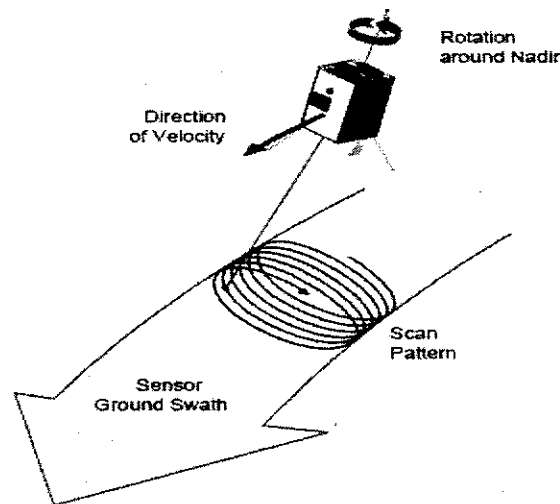


图 5 SBL 工作扫描模式

1.4 国内激光测风研究

我国激光大气遥感研究是从上世纪 60 年代开始的,与国际激光大气遥感研究基本是同时起步。中科院大气物理研究所于 1992 年起开始从事激光测风遥感的研究,当时主要偏重的是相关测风原理,在激光测风理论研究和数据反演算法方面有一定优势。1995 年中国海洋大学(原青岛海洋大学)开始研究多普勒激光雷达,并在国家 863 项目的支持下建成了我国第一台激光多普勒雷达,采用的是氙灯泵浦的 Nd:YAG 固体激光器两倍频发射激光和碘分子滤波器作为接收器。上海光机所也在“九五”期间启动了多普勒激光雷达的关键技术研究,在激光器件、扫描以及风矢量获取等方面取得了一定成绩和经验,研制了单纵模激光器与光谱干涉仪。目前上海光机所与大气物理研究所合作,正建立车载多普勒激光雷达系统,采用了 355nm 激光的直接探测技术获取地面到 20km 的大气风速剖面。与此同时,安徽光机所基于气溶胶散射信号,采用 1064nm 发射激光和双边缘检测技术测量低空风速。

1.5 多普勒激光雷达测风原理

当频率为 ν 的单频激光穿过大气时,随风运动的大气尘埃、气溶胶以及大气分子发生光散射,如图 6。

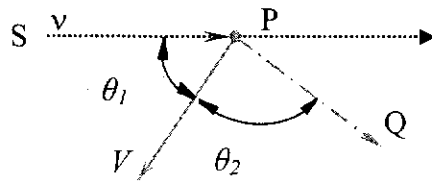


图 6 激光多普勒频移测速原理

单频激光 S 方向与散射物（气溶胶或大气分子）P 运动速度 V 方向的夹角为 θ_1 ，观察方向 Q 与运动方向 V 的夹角是 θ_2 ，则 P 点观察到的光频率 ν_1 对 ν 来说具有多普勒频移，而 Q 点观察到的光频率 ν_2 对 P 点也具有多普勒频移，它们分别是：

$$\nu_1 = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta_1\right) \quad \nu_2 = \frac{\nu_1 \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{\left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta_2\right)}, \quad (1.1)$$

由上述两式可以得到：

$$\frac{\nu_2}{\nu} = \frac{1 + (V/c) \cos \theta_1}{1 - (V/c) \cos \theta_2}, \quad (1.2)$$

对上式做 V/c 的一阶展开，并忽略高阶项得到多普勒频移为：

$$\Delta \nu = \nu_2 - \nu = 2 \frac{V\nu}{c} \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cos \frac{\theta_1 - \theta_2}{2}, \quad (1.3)$$

由上式可知，当 θ_1 和 θ_2 一定时，测得的多普勒频移 $\Delta \nu$ 与散射物 P 运动速度 V 成正比。因此，由多普勒频移就可以得到运动物体的速度。对于一般的激光雷达系统，激光发射源和接收系统在同一个位置，因此 $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ ，则激光多普勒频移为：

$$\Delta \nu = 2 \frac{V \cos \theta}{c} \nu = \frac{2V \cos \theta}{\lambda}, \quad (1.4)$$

式中， $V \cos \theta$ 就是视线方向风速，激光雷达系统中要求至少获得两个不同方向的视线风速得到水平风速矢量，通常采用锥形扫描获得两个垂直方位角的风速分量。

利用激光多普勒频移测量风速，主要有两种方法，相干探测和直接探测技术。相干探测接收的散射信号和稳定的本地振荡信号光混频，从混频频率就可

以得到多普勒频移获取风速。直接探测技术利用高分辨的光学滤波器直接接收信号光谱，分析多普勒频移反演风速。

1.5.1 相干探测

相干探测的历史可以追溯到二十世纪 60 年代，包括地基和机载系统，是最早进行风速测量的多普勒激光测风方法。相干探测原理是，将激光后向散射信号光 f_s 与本地振荡激光 f 进行混频，产生频率等于二者差频的时间相干拍频信号 Δf_D ，即外差信号，然后由探测器接收，测量拍频就可确定视线风速大小，原理图见图 7。

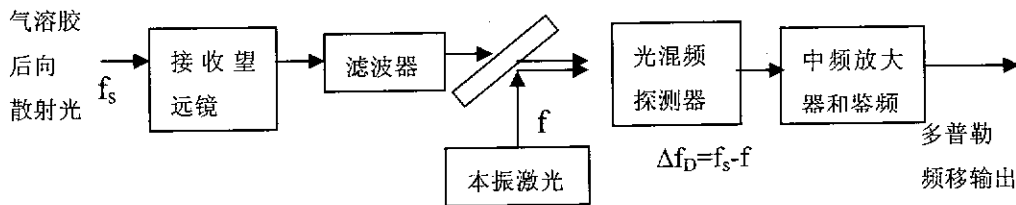


图 7 相干探测原理图

若大气气溶胶的后向散射光和本振光均为平面、相干、偏振光，且相互平行并垂直投射到光电探测器表面，则混频后的电场为：

$$E(t) = E_{s0} \cos(2\pi f_s t - \varphi_s) + E_0 \cos(2\pi f t + \varphi), \quad (1.5)$$

式中 E_{s0} 和 E_0 分别为气溶胶后向散射光和本振光的电场振幅， φ_s 和 φ 分别为气溶胶后向散射光和本振光的初位相。

根据光电探测器的平方律特性，探测器的输出电流为：

$$i = a_0 \overline{E^2(t)} = a_0 \left\{ \frac{1}{2} E_{s0}^2 + \frac{1}{2} E_0^2 + E_{s0} E_0 \cos[2\pi(f_s - f)t + (\varphi_s - \varphi)] \right\}, \quad (1.6)$$

式中，前两项为气溶胶后向散射光和本振光的平均功率。混频后的电流信号，经中频放大器放大后可滤去直流分量，并获得中频电流信号：

$$i_{IF} = a_0 E_{s0} E_0 \cos[2\pi(f_s - f)t + (\varphi_s - \varphi)], \quad (1.7)$$

于是经鉴频后可获得多普勒频移 Δf_D 。图 8 为拍频信号功率谱，拍频信号频率正比于多普勒频移。

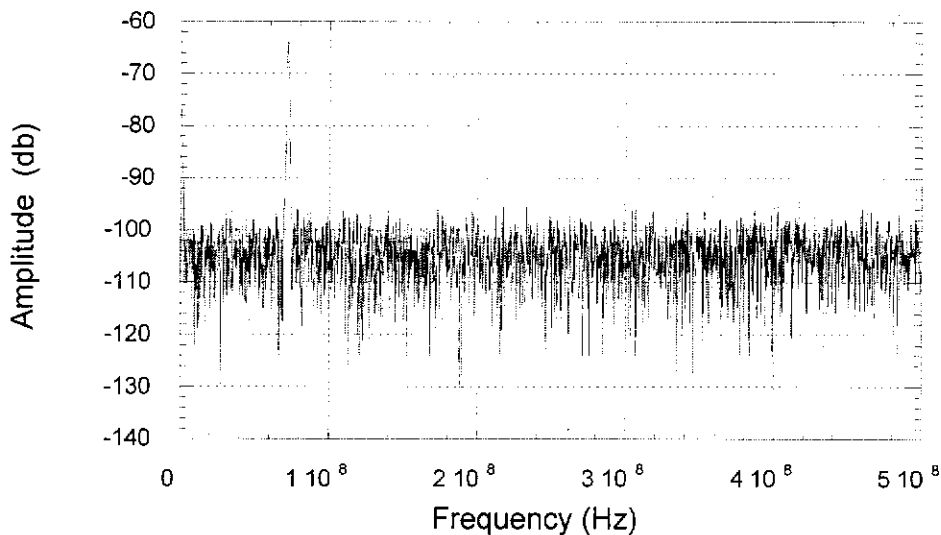


图 8 拍频信号功率谱

相干探测方法的优点在于：①高信噪比，等效噪声功率接近理论限，对背景太阳光不敏感；②外差探测得到中频信号，可缩短接收带宽，便于频率探测，容易实时处理。相干探测局限性表现在：①相干测量需要利用大气气溶胶的散射信号，因此在气溶胶浓度很低的南半球和中高空大气中，很难获得大气风速信息，测量全球风场能力有限；在低空具有高的精度，但在中高空精度受到限制；②外差检测的光学对准要求严格，调准角必须小于 $1.22(\lambda/D)$ 或者 $A_r\Omega = \lambda^2$ ， A_r 是接收孔径面积， Ω 是达到衍射限的接收视场立体角， λ 是波长^[46]。角度的失准严重影响接收效率，对短波长的相干多普勒激光雷达系统来说，校准的要求更为苛刻。③大气扰动引起的光学畸变会引入相干损失，在短波长的相干多普勒激光雷达系统中更加明显。

在相干探测多普勒激光雷达中，本振激光一般由注入主振荡的一部分种子光，经过声光频移器后产生，因此可以消除低频噪声干扰。10.6 μm 波长的 CO_2 激光器最初作为相干激光雷达发射源进行了大量研究。随着全固态激光器的快速发展，在气溶胶浓度大的地方，2 μm 的固体激光器被认为进行风速测量具有很大潜力，相对 CO_2 激光发射器，它具有以下优点^[23]：(1) 结构紧凑，寿命长；(2) 散射信号增强；(3) 距离分辨率提高；(4) 没有高压；(5) 使用常温探测器 InGaAs。1.5 μm 的固体激光器用于相干探测也受到重视，因为很多器件可以采用光通信器件，降低系统成本上具有一定优势，目前由于能量限制，它在低空风速测量中具有应用价值。在相干系统中采用更短波长的激光，如 1 μm ，对系统光学准直和光学件表面质量要求很高，而且对人眼不安全，分子散射干扰较大，因此逐渐不被考虑。

1.5.2 直接探测

1981年发射升空 Dynamics Explorer 卫星上采用了被动方法,使用 FP 干涉仪分析氧原子气辉发射线测量热层风场^{[47][48]}。从此制作高稳定和高光学质量的 FP 干涉仪技术日趋成熟,因此用高光谱分辨的 FP 干涉仪直接测量气溶胶或分子散射信号多普勒频移获取风速成为可能。图 9 为直接探测的原理图。

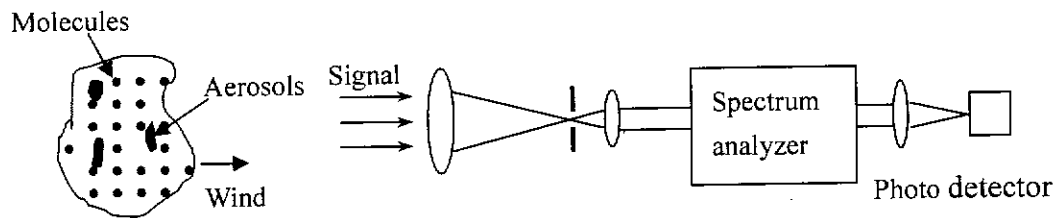


图 9 直接探测原理简图

边缘检测^[28]和条纹图像^[26]是目前直接探测多普勒激光雷达中最主要的两种多普勒频移测量技术。直接探测技术使用的光学鉴频器有：(1) 高光谱分辨的干涉仪,如 FP 标准具^[28]; (2) 原子或分子吸收线^[49]。直接探测多普勒激光雷达系统具有以下优势：(1) 可以同时利用大气气溶胶和分子散射信号,因而原则上可获得全球大气风速分布,测量从低空到中高空的风速；(2) 工作在短波长可获得更大数量级的瑞利散射信号,提高风场的探测高度；(3) 另外,直接检测系统的望远镜视场可以是衍射限的几百倍,这允许发射激光束有相对大的发散角；(4) 由于每次测量是成千的空间单元的平均,散斑的影响可以忽略,几乎没有相干损失。与相干探测相比,直接探测的覆盖范围更广,能够获得整个对流层风场分布^[50]；直接探测的探测只能获得中等测量精度,而相干探测风速测量精度很高；直接探测可以使用噪声很低的光子计数探测器。

直接探测激光雷达的激光发射源,常采用波长 1064nm 的 Nd:YAG 激光器及其倍频或三倍频激光。从直接探测多普勒激光雷达发展来看,将采用 355nm 激光作为发射源,主要原因是：(1) 分子散射信号强度与波长四次方成反比,采用短波长 355nm 可以获得强的瑞利散射信号,但是更短的波长如 266nm 在大气中衰减很厉害；(2) 355nm 的激光雷达系统受太阳背景光干扰小,采用一定的光学滤波器在白天也可以进行测量；(3) 人眼相对安全,相对 532nm 激光,能量对眼睛的损伤域值相差 3—4 个数量级。

目前国际上几个主要的直接探测激光雷达系统包括 NASA Goddard GLOW 系统^[51]和 NOAA GroundWinds 系统^[52]和基于气球平台的 BallonWinds 系统^[53],法国 CNRS 在 OHP 建立的激光雷达系统^[28],挪威的 ALOMAR 系统^[31],以及

ESA 的星载直接探测多普勒激光雷达 ALADIN^[42]。大部分直接探测仪器，使用可调 FP 标准具来分辨后向散射波长。

1.6 本文研究内容

本论文主要分三个部分，分别在第二、三、四章中阐述。第二章详细论述了直接探测激光雷达原理。首先简要介绍了大气散射的基本特征，然后对直接探测的两种技术，边缘检测和条纹图像技术常使用的光学滤波器技术进行了分析，特别对本系统采用的两种直接探测光谱分析器进行了详细分析。给出了接收大气散射信号的激光雷达方程和信噪比计算以及当前风矢量的反演算法。第三章介绍了建立的直接探测激光雷达系统，包括系统总体设计，激光发射系统和光学接收系统。从满足风速测量精度要求出发，对光学滤波器 DFP 干涉仪和多光束 Fizeau 干涉仪鉴频器系统进行了优化设计和数值模拟。第四章利用优化的鉴频器系统参数，实际的激光雷达系统参数和大气模型参数，仿真模拟计算了两个干涉仪系统测量大气风场的灵敏度、信噪比和风速误差。研制了干涉仪两级温控系统，极大地降低了环境变化对干涉仪稳定性的影响。建立了干涉仪实时扫描系统，然后对干涉仪进行了光谱测量分析，给出了实际的标定参数。论文最后对系统进行了总结，并展望下一步要开展的工作。

2 直接探测多普勒激光雷达原理

2.1 气溶胶和大气分子散射

随风运动的气溶胶和大气分子，其散射信号光谱中心频率发生频移，测量信号光谱的频移就可以得到风速，如图 10 所示。

气溶胶粒子存在于从地表到离地 30 公里的大气中，在未受到污染的环境中，气溶胶主要来自海盐、沙尘和火山爆发等。但人类的各种活动，例如交通、燃烧、工厂，也释放了许多化学微粒。气溶胶主要集中在 5km 高度以下的对流层低层，并随高度呈指数规律递减，5km 高度以上的气溶胶粒子数密度随高度的分布则较为复杂，有时并不按指数规律随高度递减。在十几公里处出现随高度递增的气溶胶层，其峰值大约位于平流层 20km 高度。

气溶胶粒子尺寸与激光波长可以比拟，气溶胶的光散射可用 Mie 散射理论进行描述，其特性与气溶胶的尺度谱、光学复折射率和照射光波长等密切相关，其散射机制较复杂。当粒子尺寸相对波长很小时，米散射结果可以简化为瑞利散射。当光学折射率的虚部为零时，只产生散射过程而无吸收过程，散射粒子的吸收截面为零，此时散射粒子的消光截面等于散射截面。随着光学折射率虚部的增大，散射粒子的吸收截面也随之增大。粒子后向散射截面可以表示为^[54]：

$$\sigma_a = \frac{\lambda^2}{\pi} \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l \frac{2l+1}{2} (a_l - b_l) \right|^2, \quad (2.1)$$

其中， a_l, b_l 与球形散射粒子的尺度参数 $a=2\pi r/\lambda$ 以及折射率 n 有关， r 为粒子半径。气溶胶米散射与波长的 1-2 次方成反比。随着粒子尺度参数增大，散射的总能量很快增加，并最后以振动的形式趋于一定值。

大气气溶胶散射的光谱宽度是由于气溶胶粒子的布朗运动造成的多普勒展宽，气溶胶粒子的速度偏差一般在 1m/s 量级，其光谱可以用笛拉克函数表示，如图 10 中窄而尖的散射光谱，因此激光的气溶胶散射光谱宽度可近似为激光线宽，散射光谱常简化为高斯模型。

大气分子的直径远小于激光波长，其散射强度可用瑞利散射来表示。瑞利散射的光强分布类似一个哑铃，前向和后向的散射光最强，都比垂直方向强一

倍。分子散射强度是空气密度和温度的函数，因此与垂直的大气高度有关，在100km 以下的混合大气，分子瑞利后向散射截面为^[55]：

$$\sigma_{\pi}^R(\lambda) = 5.45 \left[\frac{550}{\lambda(\text{nm})} \right]^4 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}, \quad (2.2)$$

大气分子的体后向散射系数为：

$$\beta_{\pi}^R(\lambda) = N\sigma_{\pi}^R(\lambda), \quad (2.3)$$

其中 N 为大气分子密度。

近似的大气分子后向散射系数为^[56]：

$$\beta_M(\lambda) = (\lambda_0/\lambda)^{4.09} \exp(-z/z_0) \times 10^{-7} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (2.4)$$

其中， $\lambda_0=1.064\mu\text{m}$ ， $z_0=8\text{km}$ ，分别是参考波长和参考高度。纯分子散射与波长四次方成反比，考虑到空气折射率引起的色散，它与波长 4.09 次方成反比。因此短波长的发射激光可以获得更强的后向散射信号。

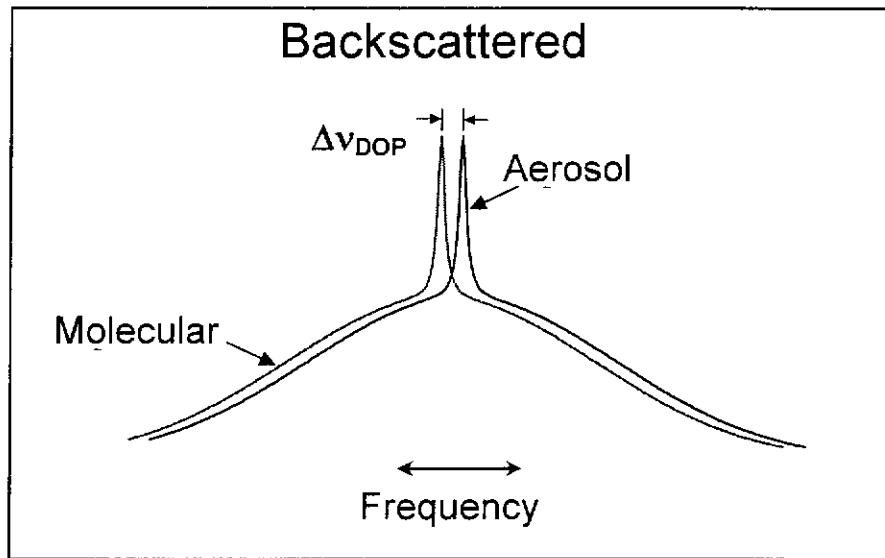


图 10 气溶胶和大气分子散射光谱

大气分子散射光谱宽度，是由大气分子热运动造成的多普勒展宽，假定在0-20km 温度变化范围时 300K-210K，大气单个分子运动速度偏差在250-300m/s，因此分子散射光谱很宽，半高全宽（FWHM）约为 3.3—4GHz，如图 7 中宽的散射光谱。

在多普勒激光雷达中，通常所说的瑞利散射包括瑞利—布里渊散射，即在中心弹性散射的瑞利散射峰光谱两侧存在两个非弹性的布里渊散射分量。瑞利-

布里渊 (R-B) 散射是由于密度起伏引起的, 布里渊频移可以看成声波运动起伏造成的多普勒频移。布里渊频移的大小正比于散射介质中的声速, 入射波长和角度。瑞利-布里渊散射的后向散射截面在 10^{-27} cm^2 左右, 其光谱宽度是大气温度和压力的函数。如果气体的密度很低时 (高空), 瑞利布里渊散射光谱可以简化为高斯模型:

$$R_m(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D} \left(\frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right]. \quad (2.5)$$

分子散射光谱宽度 $\Delta\nu_D$ (半高全宽) 可以表示为:

$$\Delta\nu_D = 4\nu_0 \left(\frac{2kT \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2}. \quad (2.6)$$

设 $\Delta\nu_M$ 为分子散射的 $1/e$ 线宽, 则

$$\Delta\nu_M = \frac{1}{2\sqrt{\ln 2}} \Delta\nu_D, \quad (2.7)$$

$$R_m(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_M} \exp \left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_M^2} \right). \quad (2.8)$$

式中 ν_0 为激光中心频率, m 为分子质量, k 为玻耳兹曼常数, c 为真空中光速, T 是温度, 因此分子散射光谱宽度随大气温度平方根变化, 不同高度的瑞利散射光谱会有变化, 在设计基于瑞利散射的多普勒激光雷达系统时必须考虑这一点。对 355nm 激光, $\Delta\nu_D = 0.11236 (T)^{1/2} \text{ GHz}$, 图 11 为标准大气模型中 355nm 发射激光不同高度下, 分子多普勒宽度的变化, 其总的变化小于 15%。

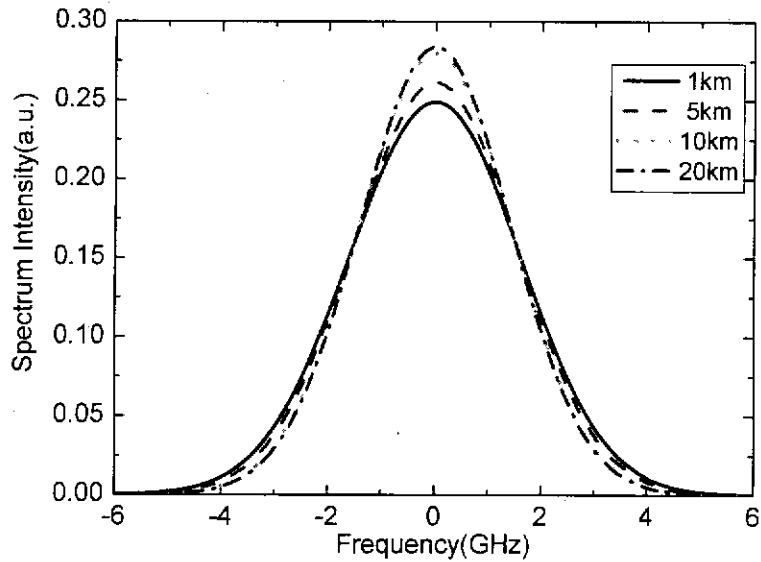


图 11 不同高度的瑞利散射光谱

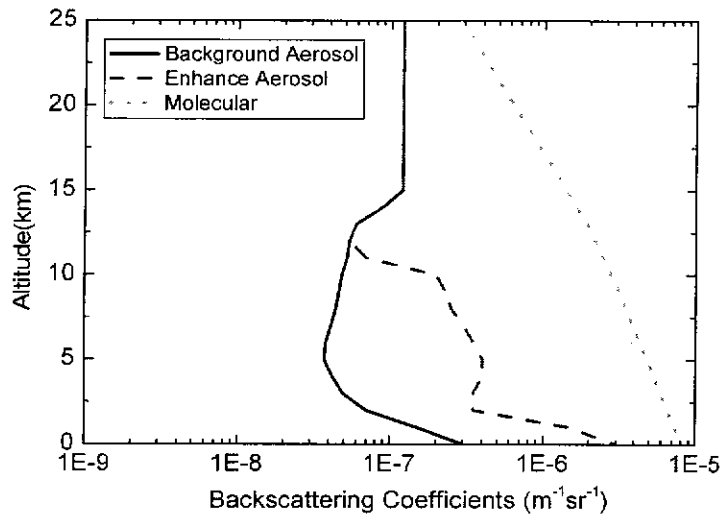


图 12 气溶胶和分子后向散射系数

从以上的分析可知，因为分子散射带宽很宽，相干探测激光雷达需要利用气溶胶的散射信号测量风速，而直接探测多普勒激光雷达可以同时利用气溶胶或分子散射信号反演风速。在本论文的计算中，采用了图 12 中的气溶胶和分子散射系数，其中气溶胶后向散射截面采用增强型大气模式，大气分子散射则为标准大气，参数为美国 NASA 开展多普勒激光雷达研究拟定的目标大气^[57]，具有一定代表性，波长为 355nm。

2.2 直接探测条纹图像技术

条纹成像技术，高光谱分辨干涉仪将气溶胶或分子散射光谱分成多个光谱通道，多普勒频移使干涉条纹发生移动，测量干涉光谱峰值的移动量得到多普勒频移量，从而反演出风速，其中干涉仪光谱分辨率带宽小于接收信号线宽。直接探测条纹成像使用的多通道探测器包括积分累加型 CCD，多阳极线阵光电倍增管 (PMT)，多阳极图像光电探测器 (IPD)，以及多通道 APD。

最初的条纹图像技术采用 FP 干涉仪和图像光电探测器 (IPD) 得以实现，但这种多阳极光电倍增管的量子效率比较低，而且像元数很有限^[27]。Irang 等^[58]演示了利用 CCD 探测器的条纹图像的直接探测器激光雷达，系统利用复杂的二元光学技术将环形条纹转换成点阵^[59]，增加系统复杂性。因此，相关学者把目光转移到寻找更加适合的干涉仪来代替 Fabry-Perot，如 Mach-Zehnder 干涉仪^[60]和 Fizeau 干涉仪^[61]。McKay^[61]首次分析了利用 Fizeau 干涉仪进行多普勒频移检测，其分析是较初步的，也没有针对具体系统进行分析。由于 Fizeau 干涉仪成的是直线条纹，这样可以利用量子效率较高的线阵固体探测器，如 CCD 等，可提高系统接收光信号，而且可以省去复杂的辅助光学系统，表现出较大的优势。下面对主要的几种采用不同干涉仪的条纹图像技术进行分析介绍。

2.2.1 Fabry-Perot 标准具

Fabry-Perot 标准具 (简称 FP) 最初用于被动测量热层风场，由于其光谱分辨率高，常用来测量高分辨的光谱。相对光栅棱镜等分光系统，FP 标准具具有高的聚光效率^[62]。如图 13 所示，FP 标准具由两个有一定间隔的高反射率平行平面平板构成，多光束干涉在透射和反射方向均形成干涉条纹，为了消除寄生条纹干扰，每一个干涉平板做成 15-30 分的楔角。

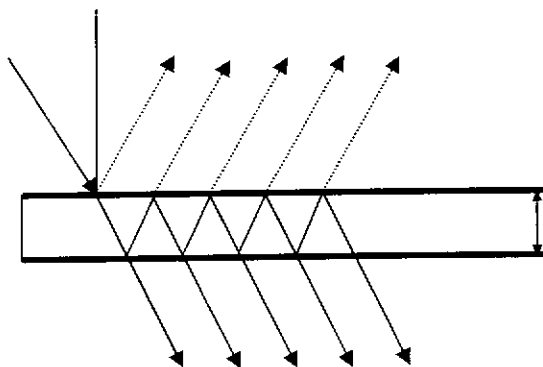


图 13 平面平行 FP 标准具

基于 FP 干涉仪的条纹成像干涉仪测量多普勒频移如图 14 所示, 信号光经准直后进入 FP 干涉仪系统, 成环形干涉条纹, 同一干涉级不同波长的干涉条纹直径不同, 图中 D_{out} 和 D_{return} 分别对应发射激光和接收信号光的干涉条纹, 从干涉条纹光谱直径的变化就可以求得多普勒频移量, 反演出风速。

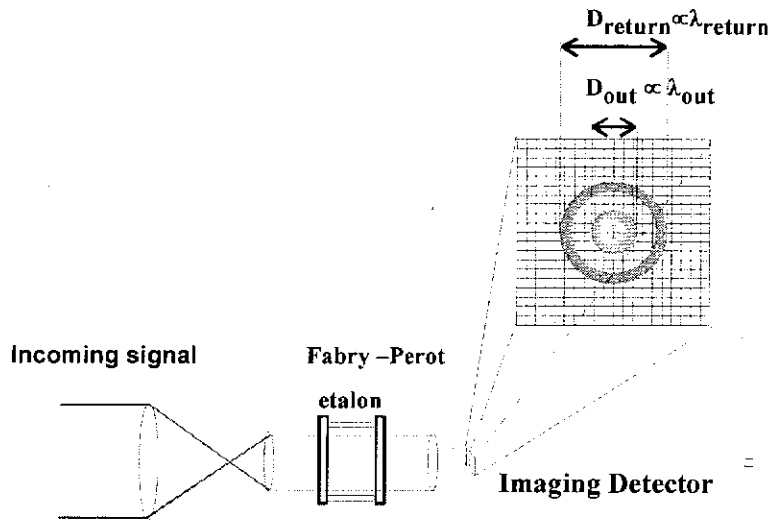


图 14 FP 干涉仪条纹图像技术

多普勒测风激光雷达要求探测器具有微秒级的距离分辨能力, 最初测量 FP 干涉条纹使用了多通道环形探测器^[63] (IPD), 但是这样的探测器通道数一般小于 32, 而且通道之间灵敏度有很大差异, 使得探测能力有限, 如图 15(a)所示。CCD 探测器具有高的量子效率, 而且通道数很多, 像元之间间隔很小, 因此很适合对 FP 干涉条纹成像, 但是最初面阵的 CCD 距离分辨率达不到要求, Michigan 大学的激光雷达专家设计了特殊的 90°反射式锥形镜^[59], 将环形条纹变成点再用线阵的 CCD 接收, 如图 15(b)所示。后来他们又设计了全息光学系统将 FP 干涉条纹变成不同位置的点, 如图 16 中所示, 再用不同的探测器分别接收, 代替环形多通道探测器。

CLIO Optical Transform

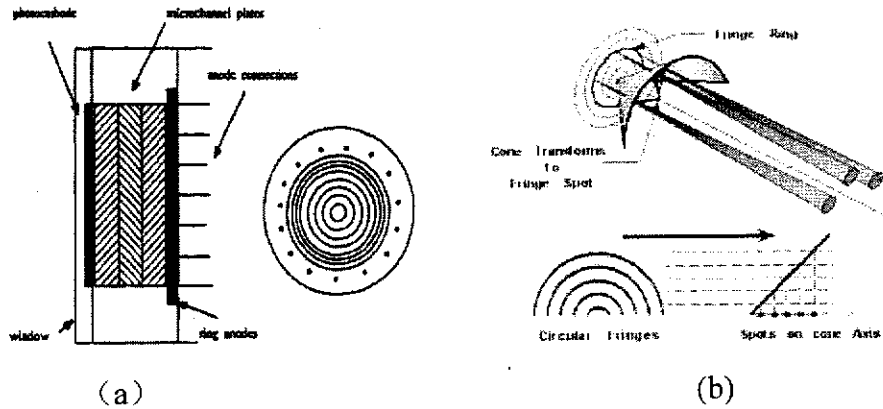


图 15 32 通道环形 IPD(a)和锥形反射镜环到点的光学转换系统 (b)

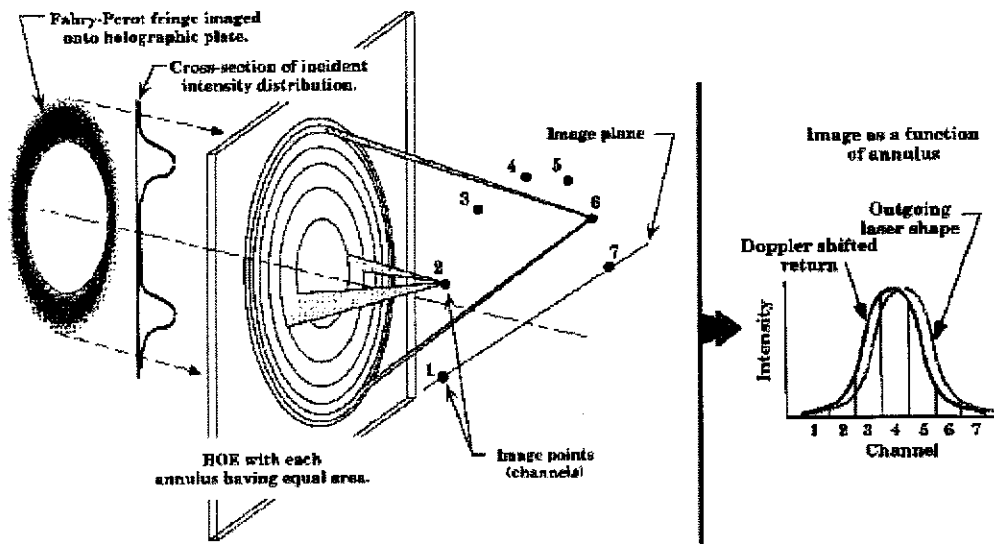


图 16 FP 干涉条纹变为点的全息光学系统

随着 CCD 技术的发展, Michigan 大学^[58]建立了地基的基于 CCD 探测器的多普勒激光雷达系统, 采用了特殊设计的面阵 CCD (Roper Scientific), 在两个不同的光谱接收通道分别接收气溶胶和分子散射信号测量风速, 使用的 CCD 探测器可以接收每个激光脉冲在各个高度返回的信号并进行了累加后输出, 通过和参考激光光谱位置的对比就可以求得多普勒频移反演风速, 得到了边界层到对流层的风场。这种 CCD 要求行间电荷转移速率快, 约为 $0.5\mu\text{s}/\text{row}$, 能够保存不同距离分辨的信号, 信号累加后对读出数率要求不高, 因此极大的降低了探测器噪声, 但目前造价还很高。ESA 在 2008 年发射的星载多普勒激光雷达

中将采用类似结构的 CCD, 量子效率大于 90%, 极大提高了系统光学接收效率。

FP 干涉仪的透过率函数是自由光谱范围内的周期性函数, 理想情况下, 其透过率可以用 Airy 函数来表示^{[64][65]}:

$$T(m) = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \frac{(1-R)^2}{1 - 2R \cos 2\pi m + R^2} \quad (2.9)$$

以上公式还可以写成:

$$T(m) = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \left(\frac{1-R}{1+R}\right) \times \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos 2\pi nm\right), \quad (2.10)$$

式中, A 为标准具平板的吸收和散射损失, R 为平板反射率; m 为干涉级数, 可表示为:

$$m = 2\mu d \omega \cos \theta, \quad (2.11)$$

式中, ω 为波数(λ^{-1}), 单位为 cm^{-1} , d 为平板间距, μ 为两平板间折射率, 通常置于空气中, 因此 μ 可视为 1, θ 为入射角。当改变入射角, 或平板间距、折射率, 均可以得到明暗交替的干涉环。

影响 FP 性能的主要参数为反射精细度 F_R 、自由光谱范围 FSR 、光谱半宽度 $\delta\nu$ 和分辨本领 M , 它们之间的关系为:

$$F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}, \quad FSR = \frac{c}{2\mu d}, \quad \delta\nu = \frac{FSR}{F_R}, \quad M = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{\nu}{FSR} F_R, \quad (2.12)$$

其中自由光谱范围 FSR 由于干涉仪的平板间隔和腔内折射率决定, 一般腔内为空气或者抽真空, 因此 FSR 只与腔长相关。干涉仪的精细度与反射率 R 密切相关, 不同反射率下的 FP 标准具透射率光谱见图 17, 相同条件下反射率越高光谱宽度越窄, 分辨率越高, 因此精细度越高。理想情况下干涉仪的峰值透射率接近 1, 若不考虑吸收和散射损失 A , 则干涉仪峰值透射率为 1。

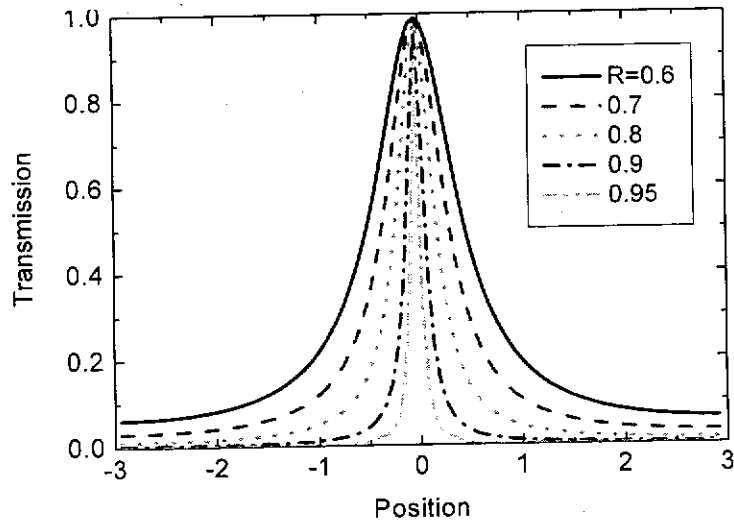


图 17 不同反射率下 FP 标准具的透射光谱

在一个自由光谱范围内, 对式(2.10)积分, 得到 FP 干涉仪的平均透过率。等式右边括号内求和项为 0, 因此得到:

$$T_{mean} = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \left(\frac{1-R}{1+R}\right). \quad (2.13)$$

FP 干涉仪平均透过率即干涉仪效率随反射率变化如图 18 所示, 可以看出反射率越高, 效率越低, 随着反射率的增加平均透过率线性下降, 同样条件下透过光会更少。在反射率为 0.75 和 0.8 时, 干涉仪效率分别是 14% 和 10.9%。因此在激光雷达系统中使用 FP 干涉仪时, 必须权衡考虑干涉仪反射率, 使得具有合适分辨率时有好的光透过率, 满足信噪比要求。

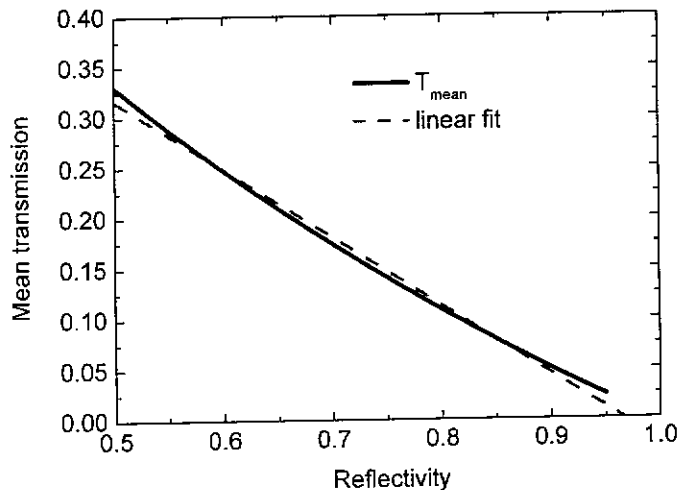


图 18 不同反射率下的 FP 干涉仪平均光透过率

2.2.2 Mach-Zehnder 干涉仪

在多普勒激光雷达中，标准 FP 干涉仪的效率即光子平均透过率很小，一般小于 25%，为了增加信噪比提高光子利用效率，Kobayashi 等人^[66]提出使用两个或四个探测器通道的马赫-泽德 (Mach-Zehnder) 干涉仪，优化设计的干涉仪接收气溶胶散射信号测量风速，对分子散射信号不灵敏，而且 Mach-Zehnder 的光子利用效率接近 100%。法国 CNRS 的 Bruneau 等^[67]人设计了优化的 Mach-Zehnder 干涉仪作为光谱鉴频器，利用分子散射信号多普勒频移，得到了大气 10—40km 的风速，其中 Mach-Zehnder 干涉仪测量风速的随机误差约为同等条件下 DFP 干涉仪的一半。条纹成像 Mach-Zehnder 干涉仪的另一个优点是，成直线型条纹，因此探测系统结构较简单，可以使用 CCD 或多通道阵列 PMT 探测器。利用 Mach-Zehnder 干涉仪测量分子信号反演风速将具有重要应用。

应用在直接探测多普勒风速测量中的两通道条纹成像 Mach-Zehnder 干涉仪^[68] (简称 DMZ) 和四通道探测 Mach-Zehnder 干涉仪^[60] (简称 QMZ) 的光学结构如图 19，其中 M 为全反镜，BS 为分光镜，D₁—D₄ 为探测器，QWP 为四分之一波片，其中 QMZ 干涉仪在光学结构上安排较复杂。下面重点对条纹成像的 DMZ 干涉仪进行分析。

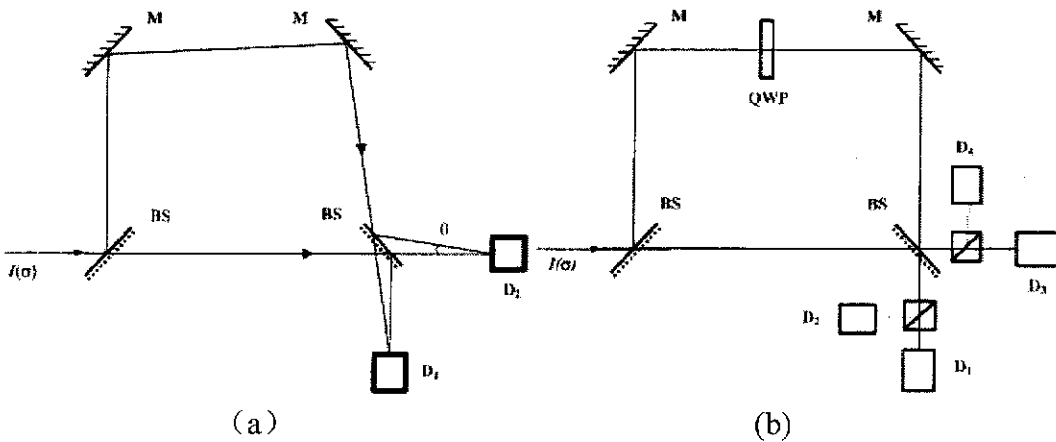


图 19 两通道条纹成像 (a) 和四通道 (b) Mach-Zehnder 干涉仪示意图

设分光镜的透射率和反射率相等为 0.5, x 为与两个相交波面楔角垂直的方向，则条纹成像 DMZ 干涉仪探测器上的光程差为：

$$l = l_0 + \theta x \quad (2.14)$$

光经过干涉仪到达两个探测器的透过率分别表示为：

$$T_1(\sigma) = \sin^2(\pi l \sigma); T_2(\sigma) = \cos^2(\pi l \sigma), \quad (2.15)$$

它们为正弦或余弦调制函数，其中 $\sigma = 1/\lambda$ 为波数。探测器上归一化信号强度为：

$$S_i = \frac{1}{2} [1 + (-1)^i M \cos 2\pi l \sigma], \quad (2.16)$$

式中， $i=1$ 或 2 ，而干涉调制因子 M 为：

$$M = \exp(-\pi^2 l^2 \gamma^2), \quad (2.17)$$

其中， γ 为接收的分子散射信号 $1/e$ 线宽。发生多普勒频移后，光程差会发生改变则：

$$S_i(\varphi) = \frac{1}{2} [1 + (-1)^i M \cos(\varphi + \Delta\varphi)], \quad (2.18)$$

式中，

$$\begin{aligned} \varphi &= 2\pi\sigma_0(l_0 + \theta x) \\ \Delta\varphi &= 2\pi l_0 \Delta\sigma = 2\pi l_0 \sigma_0 \left(\frac{2u}{c} \right), \end{aligned} \quad (2.19)$$

其中 u 为风速。定义鉴频器因子 Q ：

$$Q = \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2}, \quad (2.20)$$

则 Q 与多普勒频移量即风速是相关的，知道了 Q 就可以求得频移量反演风速。

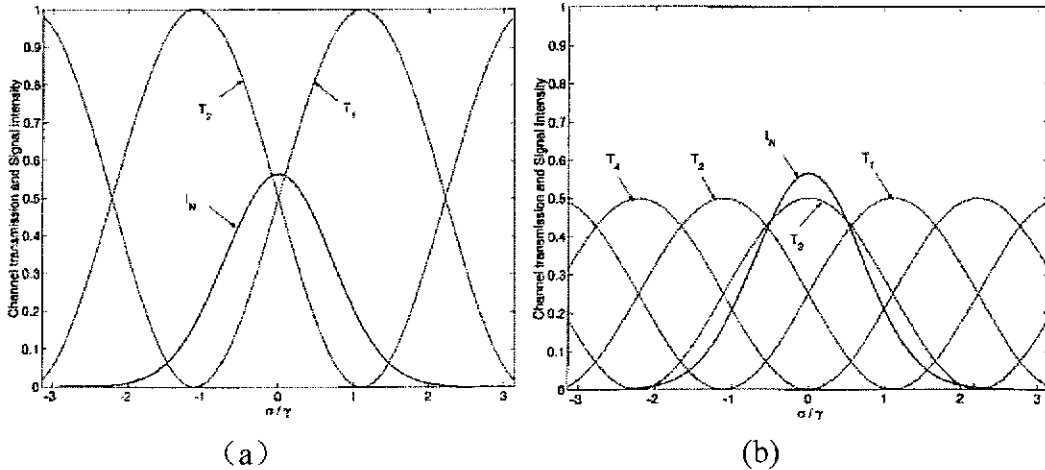


图 20 DMZ (a)和 QMZ (b)干涉仪的光谱透过率曲线^[60]

条纹成像两通道 DMZ 干涉仪的透过率曲线，如图 20 所示。对 DMZ 干涉仪，为了获得最小的仪器测量误差，需要对光程差 l_0 进行优化设计，优化的光

程差为^[68]。

$$l_0 = (\sqrt{2\pi\gamma})^{-1}, \quad (2.21)$$

当发射激光波长为 355nm，散射介质温度为 250k 时，优化的干涉仪光程差约为 3cm。

虽然 Mach-Zehnder 干涉仪灵敏度不如 FP 干涉仪，但是由于高的光子透过率，当 DMZ 和 QWZ 均被优化设计来作为直接探测多普勒激光雷达鉴频器时，将比双边缘检测的双 FP 干涉仪效率更高。相对 DMZ 干涉仪，QWZ 干涉仪对分子瑞利和气溶胶米散射信号比不灵敏，但是其测量误差比 DMZ 大 1.4 倍^[59]。Mach-Zehnder 干涉仪的统计误差只有 Cramer-Rao 决定的分辨率的 1.65 倍。从实际应用出发对 Mach-Zehnder 干涉仪和 FP 干涉仪进行比较：(1)Mach-Zehnder 干涉仪对光学元件表面光学质量和光束准直角没有 FP 干涉仪那么严格，因此造价会比较低，实施起来较容易。(2) FP 干涉仪结构紧凑，获得稳定的光程差，而 Mach-Zehnder 干涉仪涉及的光学元件较多，结构比较复杂，需要较大空间，因此它的稳定性不如 FP 干涉仪。

2.2.3 多光束 Fizeau 干涉仪

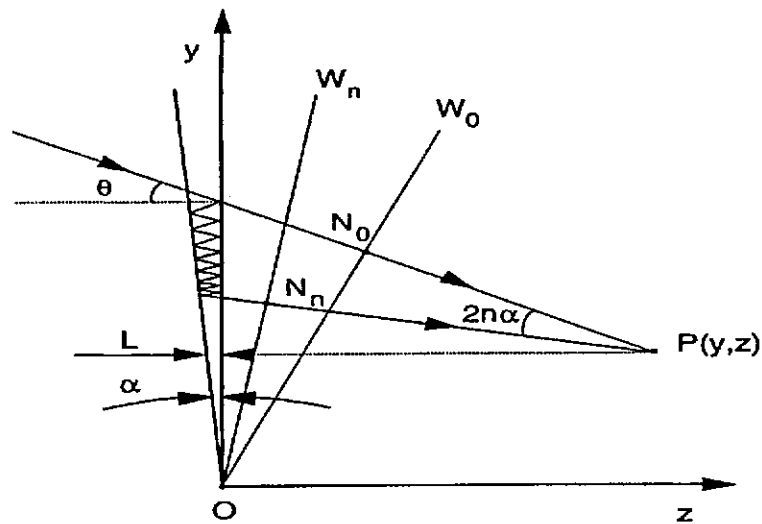


图 21 多光束 Fizeau 干涉仪的原理图

多光束 Fizeau 干涉仪与传统的平板 FP 干涉仪类似，只是由两块互相成一定角度的高光学质量平板组成如图 21 所示，为负入射情况，也是常使用的情况， N_0P 为直接透射光， N_nP 为干涉仪平板间来回反射 n 次后的透射光，其中 W_0O 和 W_nO 为两透射光线等位相面。干涉仪一工作面与 y 方向平行，另一工

作面与 y 成 α 夹角。

理想情况下多光束 Fizeau 干涉仪透过率函数^[69]为:

$$T = (1 - A - R)^2 \left| 1 + \sum_{n=1}^p R^n \exp(ik\delta_n) \right|^2, \quad (2.22)$$

其中, A 为标准具平板中吸收或散射引起的损失, R 为标准具干涉平板工作面的反射率, k 为波数, 等于 $2\pi/\lambda$, p 为光在两平板之间的反射次数, δ_n 表示光通过干涉仪反射 n 次后的透射波与直接透射波的总相位差。

在图 21 所示的入射情况下, $P(y,z)$ 为产生干涉叠加方一点, 总位相差为:

$$\delta_n = N_n P - N_0 P, \quad (2.23)$$

$$\delta_n = y \sin \theta - z \cos \theta + z \cos(\theta - 2n\alpha) - y \sin(\theta - 2n\alpha), \quad (2.24)$$

式中, θ 为入射光线在后一块平板上的入射角即入射光照射角, y 可以用两干涉平板之间间隔 L 来表示 $y=L/\tan\alpha$ 。

因为两个平板夹角 α 很小, 一般在 $10\mu\text{rad}$ 量级, 而光穿过第一个干涉平板后在两个平板之间的反射次数一般小于 100 次, 100α 还是很小, 因此使用泰勒级数展开得到:

$$\begin{aligned} \sin(n\alpha) &\approx n\alpha - [(n\alpha)^3/6] + o(n\alpha)^5, \\ \cos(n\alpha) &\approx 1 - [(n\alpha)^2/2] + o(n\alpha)^4, \\ 1/\tan(\alpha) &\approx 1/\alpha - (\alpha/3) + o(n\alpha)^3, \end{aligned} \quad (2.25)$$

代入式 (2.22) 中, 展开后为:

$$\delta_n = 2n\alpha z(\sin \theta - n\alpha \cos \theta) + 2nL[\cos \theta + n\alpha \sin \theta - (2n^2 + 1)\alpha^2 \cos \theta/3], \quad (2.26)$$

考虑 $z=0$ 的简单情况, 即在平板后表面产生的干涉条纹。则

$$\delta_n = 2L[n \cos \theta + n^2 \alpha \sin \theta - (2n^3 + n)\alpha^2 \cos \theta/3], \quad (2.27)$$

理想光滑干涉平板情况下, 正入射时即入射光照射角为零, 多光束 Fizeau 干涉仪的干涉条纹光谱如图 22 所示, 可以看出它与 FP 干涉仪光谱有很多不同, 不是对称的爱里函数, 除了一个主极大外在干涉光谱的右侧出现很多次极大, 即寄生条纹, 而干涉光谱重心向远离两平板相交的一边发生平移。在同样条件下, 多光束 Fizeau 干涉仪的峰值透过率比 FP 干涉仪低, 而光谱带宽比 FP 干涉仪宽, 因此它的光谱分辨率比 FP 干涉仪低。

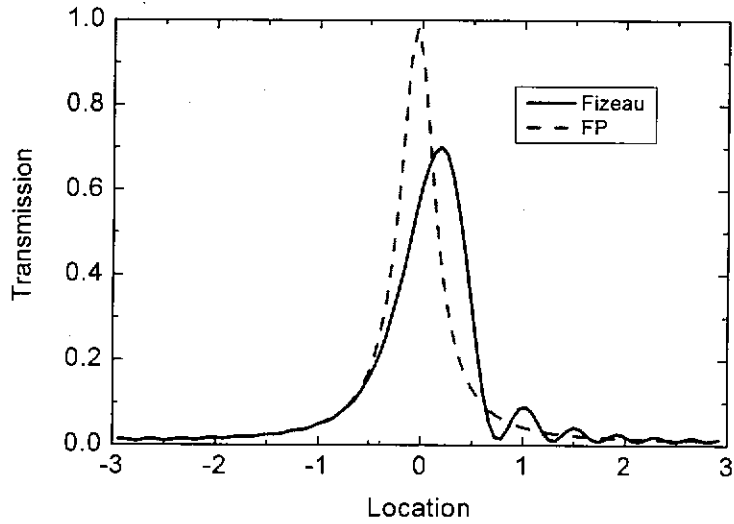


图 22 理想情况下多光束 Fizeau 和 FP 干涉仪透射光谱

多光束 Fizeau 干涉仪的光谱形状受入射光照射角影响较大,如图 23 所示,不同入射光照射角下 Fizeau 干涉仪的干涉光谱对称性会发生变化,而且改变了峰值透射率,透射光谱中心位置向远离平板相交的一边发生平移,光谱的线宽也会发生变化,从而影响 Fizeau 干涉仪的分辨率。选择合适的入射光照射角 θ ,不仅可以增强透射率,而且会极大地改善光谱形状。根据透射率公式,合理选择 θ ,使得光谱形状尽可能地与 Airy 函数接近,使得光谱接近理想 Airy 函数条纹。在优化设计干涉仪时必须考虑这一点。

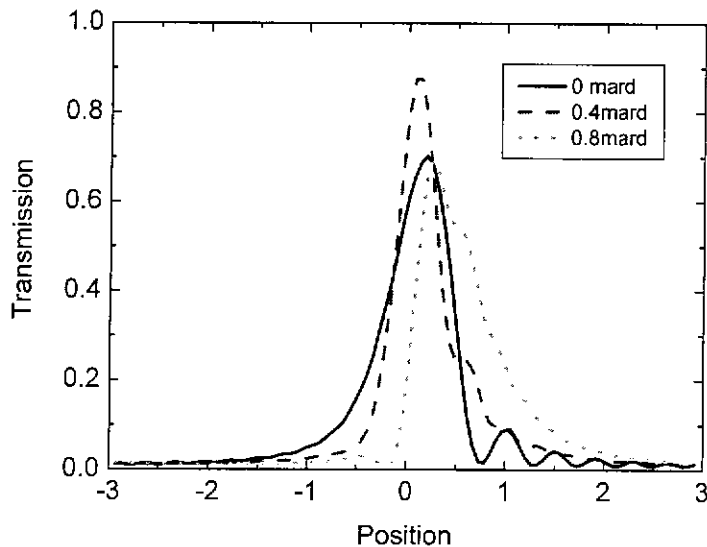


图 23 不同入射光照射角下 Fizeau 干涉仪的透射光谱

反射率对多光束 Fizeau 干涉仪和 FP 干涉仪的影响是不一样的。对于 FP 干涉仪，不同反射率只会改变干涉仪的线宽，而峰值透过率却不会变化，光谱也是标准的 Airy 函数型。但是多光束 Fizeau 干涉仪在不同反射率下光谱透过率和光谱形状都会发生变化，如图 24 所示，反射率越高光谱形状的对称性越差，而且峰值透过率降低，光谱主极大之外的次极大光谱数量增加，而且次极大相对幅值较高。因此提高 Fieau 干涉仪反射率，虽然压缩了主要的光谱线宽，但是光谱的对称性却很差，而且干涉仪平均透过率也会降低。

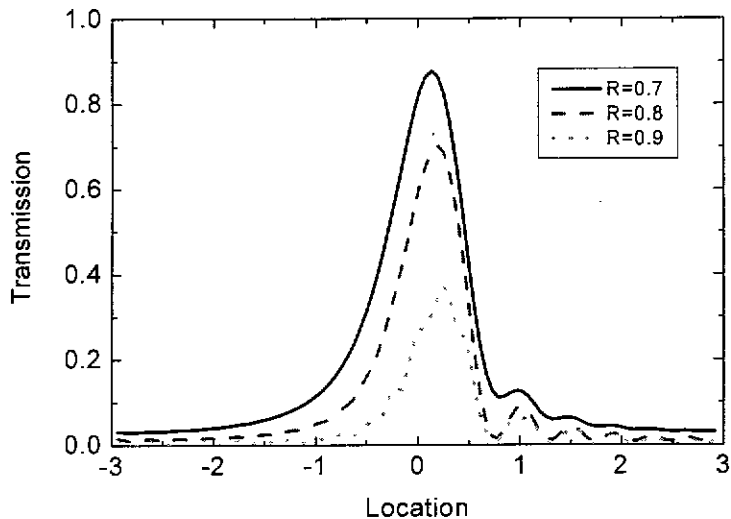


图 24 不同反射率下多光束 Fizeau 干涉仪的透射光谱

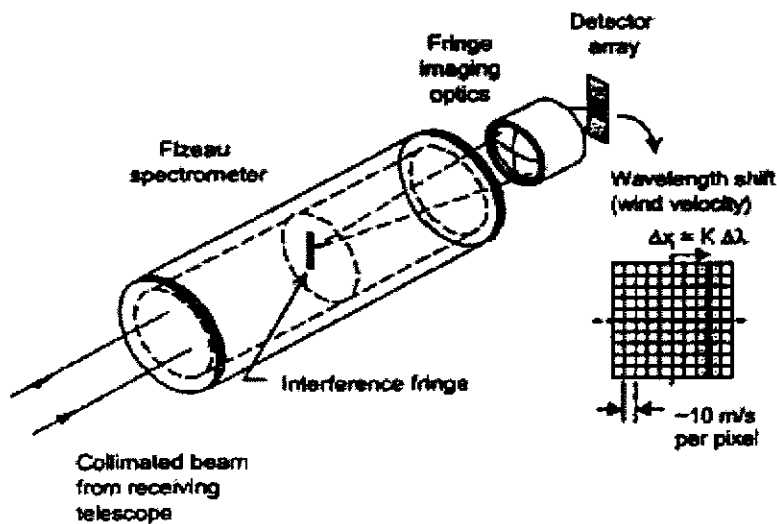


图 25 欧空局星载多普勒激光雷达计划使用的 Fizeau 干涉仪

多光束 Fizeau 干涉仪成直线型条纹,可以利用量子效率较高的线阵探测器,如 CCD 或多通道的 PMT 探测器,因此利用 Fizeau 干涉仪测量多普勒频移是一个很好的选择,其中条纹间距为 $\lambda/2\alpha$,因此条纹间距只与干涉仪平板之间夹角有关。欧空局考虑利用多光束 Fizeau 干涉仪^[70]分析气溶胶散射信号多普勒频移测量风速,设计的 Fizeau 干涉仪如图 25 所示。

2.3 直接探测边缘检测技术

边缘技术是利用不同频率信号在光学滤波器边缘上的透过率不同获得多普勒频移信息来确定风速,包括单边缘和双边缘检测技术。目前常采用两个滤波器对称放置在信号光谱两翼,用于获取差分信息,即双边缘检测技术,提高了测量灵敏度。边缘检测常采用高分辨率的法-珀(FP)干涉仪或者分子、原子吸收线的翼作为鉴频器,其测量灵敏度依赖于分子和气溶胶的后向散射比和风速大小。在直接探测激光雷达系统中,望远镜接收信号光常耦合进光纤再导入光学鉴频器系统,光纤的使用有以下作用:(1)传输能量;(2)起到视场光阑的作用;(3)多模光纤将空间每个距离单元接收的信号光能量进行混合均匀化,消除了干涉仪系统的距离准直效应,为干涉仪提供均匀角分布能量。下面分别介绍单边缘和双边缘检测技术,它们都可以利用气溶胶或大气分子散射信号测量风速。

2.3.1 单边缘检测技术

Korb^[71]在 1990 年首先提出单边缘检测技术,并对基于边缘技术的分子散射和米散射探测进行了理论分析。单边缘检测技术,发射激光频率位于高分辨光学滤波器光谱函数陡峭的边缘,因此多普勒频移引起的小的频率变化,使得滤波器的透过率发生大的变化,从发射激光和返回信号光的差分频率得到多普勒频移量来确定视线风速。单边缘检测技术常使用 FP 标准具和 I_2 分子滤波器作为光学鉴频器。图 26 为基于 FP 单边缘检测原理^[72],其中 α 为光学滤波器半宽度(半高半宽, HWHM), ν_{OUT} 和 ν_{RET} 分别为发射激光和接收的散射信号光在滤波器上对应频率位置,可以看出小的频率变化 $\Delta\nu_{DOP}$ 使得信号的透过率改变很大 ΔT 。单边缘技术的优点是:(1)采用了差分频率测量方法,单边缘检测技术测量的多普勒频移量对激光频率抖动和漂移不灵敏;(2)不需要进行光谱扫描,因此发射激光频率常被锁在滤波器边缘对多普勒频移具有最大灵敏度的位置;(3)只要激光线宽比边缘滤波器带宽(半高半宽度 HWHM)小或者相当,对激光光谱线宽和形状不敏感。

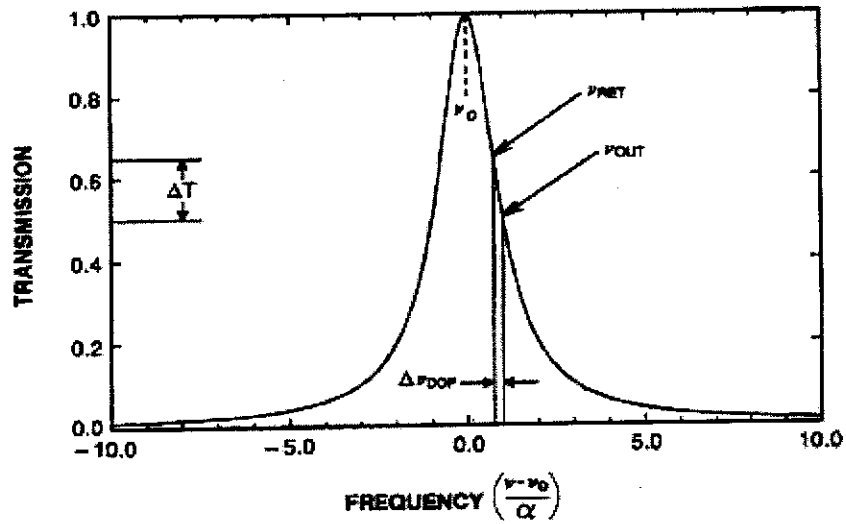


图 26 单边缘检测原理图 (FP)

图 27 为使用单边缘检测滤波器和窄线宽激光测量多普勒频移的激光雷达系统简图^[73]。发射激光的一部分进入光谱接收系统后小部分进入 DET1 能量检测器，大部分光经过边缘滤波器由 DET2 探测器接收，其中 DET1 的能量用来对 DET2 探测光强进行归一化，消除激光脉冲能量起伏影响，返回的信号光也是分为两部分由两个探测器接收。

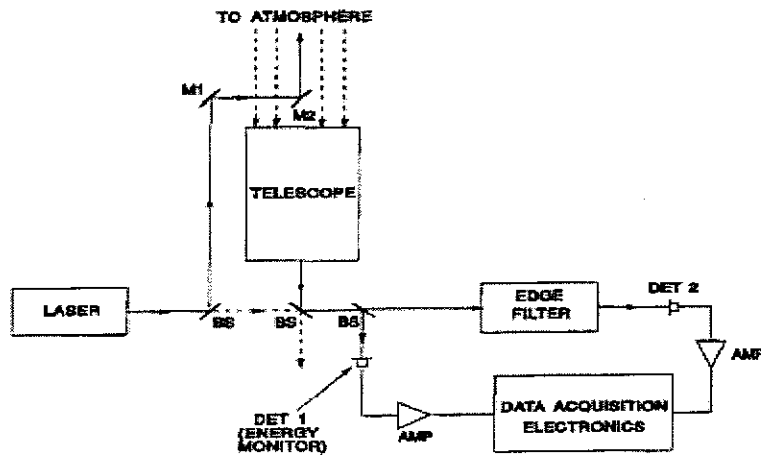


图 27 单边缘检测激光雷达系统简图

单边缘检测系统归一化信号强度为：

$$I_N(\nu) = \frac{I_{edge}}{I_{EM}} = CF(\nu), \quad (2.28)$$

这里 $F(\nu)$ 是边缘滤波器的频率响应（透过），即激光光谱与滤波器函数卷积后得到， C 为标定常数。设 $I_N(\nu+\Delta\nu)$ 为发生 $\nu+\Delta\nu$ 多普勒频移后向散射光的归一化信号， $I_N(\nu)$ 为发射激光的归一化信号。则从差分的归一化信号得到了视线风速为：

$$V = \frac{c}{2\nu} \left[\frac{I_N(\nu+\Delta\nu) - I_N(\nu)}{C\beta(\nu, \nu+\Delta\nu)} \right], \quad (2.29)$$

式中， β 为激光频率在 ν 到 $\nu+\Delta\nu$ 间隔内滤波器边缘平均斜率：

$$\beta(\nu, \Delta\nu) = \frac{F(\nu+\Delta\nu) - F(\nu)}{\Delta\nu} = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\nu - \nu') \left[\frac{f(\nu'+\Delta\nu) - f(\nu')}{\Delta\nu} \right] d\nu', \quad (2.30)$$

式中， $h(\nu - \nu')$ 是归一的激光光谱分布， $f(\nu')$ 为边缘滤波器的透射函数。

单位速度变化 ν_0 决定的归一化信号变化即测量灵敏度 Θ 为：

$$\Theta = \frac{1}{\nu_0} \frac{\Delta I_N}{I_N}, \quad (2.31)$$

式中， ΔI_N 为发射激光和散射光归一化信号的差值。

若激光发射仰角为 ϕ ，则水平风速误差可以表示为：

$$\varepsilon_H = \frac{1}{\sin \phi (S/N) \Theta}, \quad (2.32)$$

式中， S/N 为归一化信号差值测量信噪比。能量监测器和滤波器噪声不相关，则复合的信噪比可以表示为：

$$\frac{1}{S/N} = \left[\frac{1}{(S/N)_1^2} + \frac{1}{(S/N)_2^2} \right]^{1/2}, \quad (2.33)$$

其中， $(S/N)_1$ 和 $(S/N)_2$ 分别为边缘光学滤波器和能量检测器接收大气散射信号的信噪比。

单边缘检测技术被证实具有高的准确率和高的风速测量精度，Korb 等人采用此方法，在 2km 高度内，累加平均后测量风速误差为 0.25m/s，5km 下可以得到 0.5m/s 的准确度^[73]。

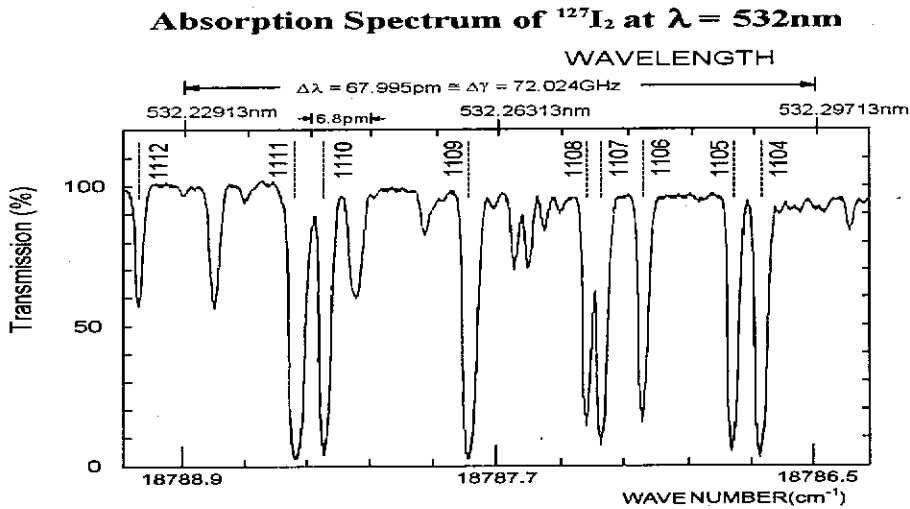


图 28 碘分子在 532nm 附近的光谱吸收线

单边缘技术产生陡峭边缘的另一种滤波器就是原子或分子吸收线。最初为了解决在海水窗口(蓝绿激光波段)的弱光信号检测问题,因此滤波器的研究重点在蓝绿波段^[74],在这个波段适用的有原子铯、铷等,也有碘、溴等分子气体。P. Piironen 等把碘分子滤波器应用到其高分辨率激光雷达系统中,用来测量气溶胶剖面^[75]。在倍频 Nd:YAG 激光波长 532nm 附近,即 $18786\text{cm}^{-1}\sim 18789\text{cm}^{-1}$ 碘分子有 8 根主要的多普勒展宽线,其吸收线系数为 1104~1112,如图 28 所示,可以选取某一根吸收线作为边缘滤波器。青岛海洋大学刘智深教授 1997 年首次提出基于碘分子滤波器的边缘检测技术测量大气风速^[49],获得了低的大气对流层风场^[76]。Friedman 等利用碘分子滤波器得到了 15—45km 的平流层风场^[77]。

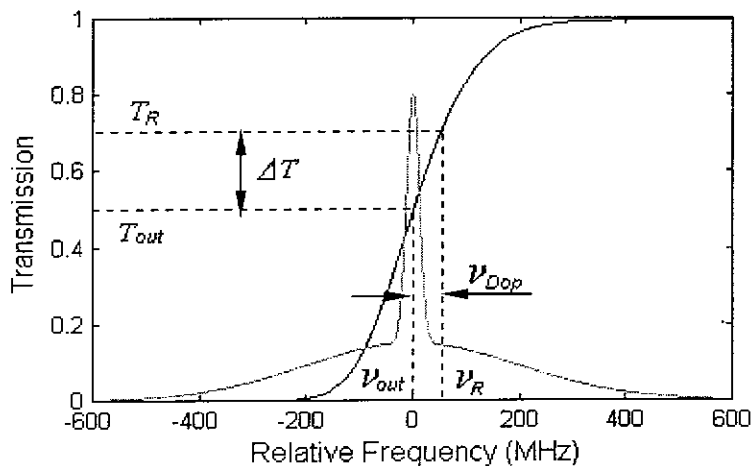


图 29 碘吸收滤波器测量多普勒频移示意图

碘分子滤波器，与 FP 标准具相比，碘分子吸收线的峰值位置是绝对不变的，它具有稳定的吸收特性，这是碘分子的固有特性即原子跃迁谱线的线宽，对环境温度的要求没有标准具苛刻。但是碘分子吸收线的宽度是与碘分子气体的工作温度和压力密切相关的。另外 I₂ 分子滤波器吸收特性不受接收光学系统准直和发散角的影响，接收视场较大。图 29 为采用 I₂ 分子在 1109 吸收线测量多普勒频移的原理图^[78]，可以看出与采用的 FP 标准具的边缘很类似。

对碘分子和 FP 标准具两种光学滤波器进行比较：(1) 碘分子滤波器结构简单，对光学系统要求低，但是只能应用在 532nm 波长，对人眼很不安全，在白天太阳光背景噪声干扰大；(2) FP 标准具虽然结构复杂，光学系统要求高，高的温度和气压稳定性，但是可以应用在不同的波长，特别是近紫外的 355nm 波长人眼安全而且受太阳光背景干扰小，适合全天工作。(3) 采用单 FP 标准具的滤波器的灵敏度约 3% (/m/s)，而碘分子滤波器的灵敏度一般在 1%(/m/s)左右。

2.3.2 双边缘检测技术

双边缘技术使用了两个光学滤波器，它们对称的位于接收散射信号光谱两侧，其中一个滤波器代替了单边缘技术中的归一化能量检测器。法国的 CNRS 在 1989 年首次采用了基于双 FP 标准具的双边缘检测技术^[28]，发射激光波长为 532nm，接收大气分子散射信号，获得了平流层 25-50km 的大气风场，如图 30 所示。

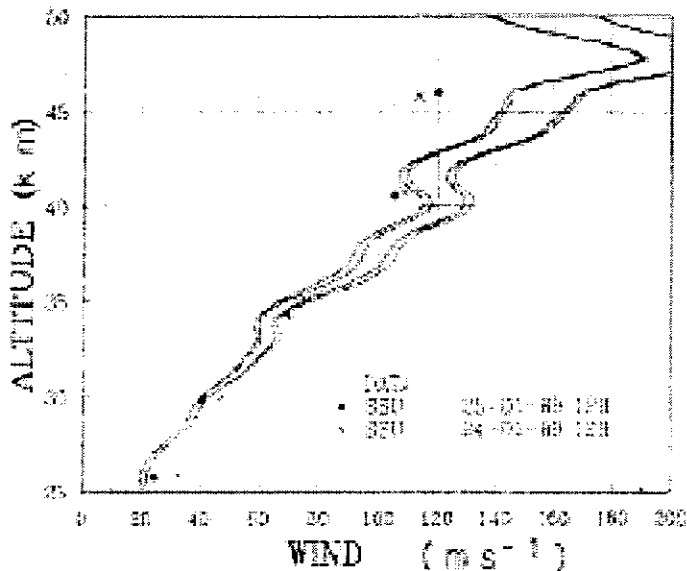


图 30 双边缘检测技术测量的大气风场^[28]

利用气溶胶或分子散射信号测量大气风场的双边缘检测测量原理如图 31 所示, 其中宽的光谱为分子散射信号, 窄的光谱为气溶胶散射信号部分。相对单边缘检测技术双边缘技术的优势有: (1) 一定多普勒频移下, 两个滤波器中一个滤波器探测信号能量增加, 另一个滤波器探测信号能量降低, 但总的接收能量基本上不变, 则两个边缘滤波通道的信号变化及灵敏度增加了两倍, 因此测量误差降低了差不多 2 倍; (2) 双边缘技术的信噪比相对单边缘技术提高很多, 特别对于气溶胶测量系统, 分子散射信号作为主要的噪声对气溶胶信号的干扰降低差不多一个数量级。

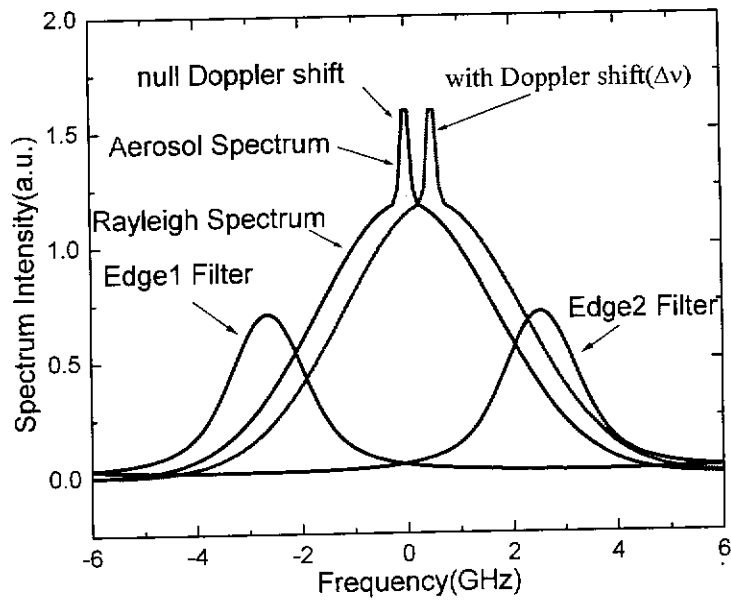
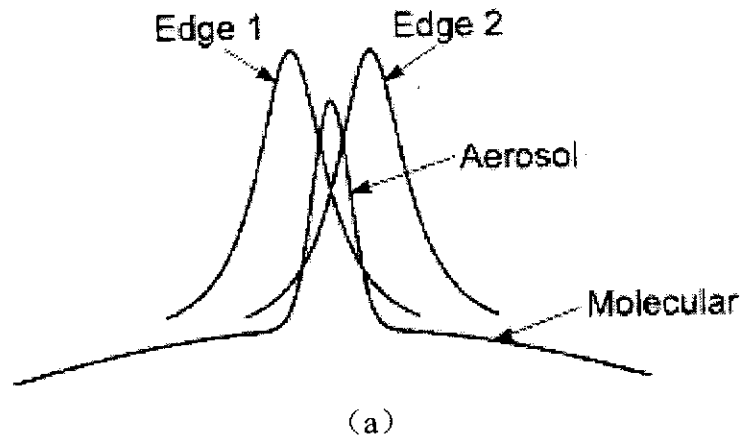


图 31 基于气溶胶 (a) 和分子散射信号 (b) 的双边缘技术原理

对基于气溶胶米散射和分子瑞利散射信号的直接探测激光雷达进行比较，有以下结论：

- 从图 31 中可以看出，米散射双边缘滤波器带宽窄，边缘陡峭，因此比分子散射双边缘滤波器灵敏度高很多，两者相差 5~10 倍。由于高空气溶胶浓度低，气溶胶散射双边缘检测激光雷达只适合低空风速测量，在气溶胶浓度相对较低的地方测量能力有限^{[79][80]}。但是分子散射双边缘检测激光雷达能够覆盖整个对流层，因此很适合进行全球风场测量，也是本课题选取该方案测量中高空风场的一个重要原因。
- 基于瑞利散射双边缘滤波器灵敏度不是越大越好，其灵敏度随光谱分辨率增加而增大，但高的分辨率产生小的信号透过率，而且多普勒频移变化使得灵敏度曲线峰可能移出瑞利散射光谱，结果使得接收信号减小而信噪比降低。
- 瑞利散射双边缘滤波器测量风速动态范围很宽，很适合中高对流层和平流层风场测量。而气溶胶散射双边缘滤波器测量风速动态范围很有限，要增加其动态范围，需要对双边缘滤波器腔长进行分时调节。
- 瑞利散射双边缘滤波器光谱较宽，在 1GHz 量级。而米散射双边缘滤波器光谱较窄，远小于分子散射光谱带宽，约为 100MHz。

当设计的双边缘滤波器系统对分子和气溶胶灵敏度相同或很接近时，基于分子散射双边缘技术测量的视线风速为^[80]：

$$v = \frac{c [f(\Delta\nu) - f(0)] / f(0)}{2\nu (\Theta_1' + \Theta_2')}, \quad (2.34)$$

其中， $\Delta\nu$ 为多普勒频移量， $f(\Delta\nu)$ 和 $f(0)$ 为发生多普勒频移和没有发生频移的两个滤波器接收信号强度比值， Θ_1' 和 Θ_2' 为两个滤波器的归一化测量灵敏度。

$$\begin{aligned} \Theta_1' &= \frac{1}{R_1(\nu_1, \nu_i)} \frac{d}{d\nu} R_1(\nu_1, \nu_i) \\ \Theta_2' &= \frac{1}{R_2(\nu_2, \nu_i)} \frac{d}{d\nu} R_2(\nu_2, \nu_i) \end{aligned}, \quad (2.35)$$

其中， ν_1 ， ν_2 分别是双边缘滤波器 1 和 2 的频率， ν_i 为两个滤波器的中间位置频率，即没有发生多普勒频移时的频率， $R_1(\nu_1, \nu_i)$ 和 $R_2(\nu_2, \nu_i)$ 分别为两个滤波器上透过的信号光强。可以看出灵敏度与上面单边缘技术类似，视线风速误差的计算也和单边缘检测技术一样。

双边缘检测光学滤波器系统常采用两个腔长有微小差别的 FP 标准具，对于分子系统差值约为五分之一波长，而气溶胶系统会更小。为了减小环境温度

变化对两个干涉仪的影响，增加干涉仪系统的稳定性，消除两个干涉仪的系统误差，而加工两个腔长差别很小的干涉仪难度很大，因此采用特殊的结构即分开口径的标准具，将两个干涉仪做在一起，利用镀膜技术在一个干涉平板的半口径上镀 SiO₂ 基质，形成一个腔长差值很小的台阶。图 32 为双边缘检测光学滤波器的一种光路结构^[81]，望远镜接收光由光纤导入，准直分光镜分束后分别进入两个边缘滤波器，成像后由探测器接收，为了增加探测能力，常使用能够在光子计数的 PMT 探测器，噪声小。

在双边缘检测激光雷达系统中，因为分子散射信号光谱宽度随温度的平方根变化，因此为了获得零风速参考位置两个滤波器信号强度比，且不随温度或探测高度而变化，需要将激光频率锁定在两个滤波器的中间位置，这时温度对两个滤波器的影响是一样的，比值后消除了影响。NASA 的 Gentry 等^[82]人使用了三标准具作为双边缘检测的滤波器，其中一个标准具检测激光的频率，并将其他两个滤波器锁定在激光频率两侧对称位置，如图 33 所示。

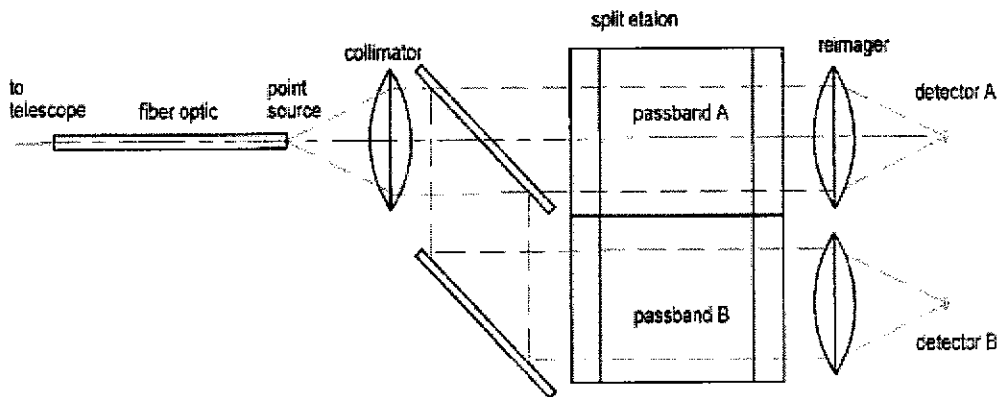


图 32 双边缘检测光谱鉴频器系统

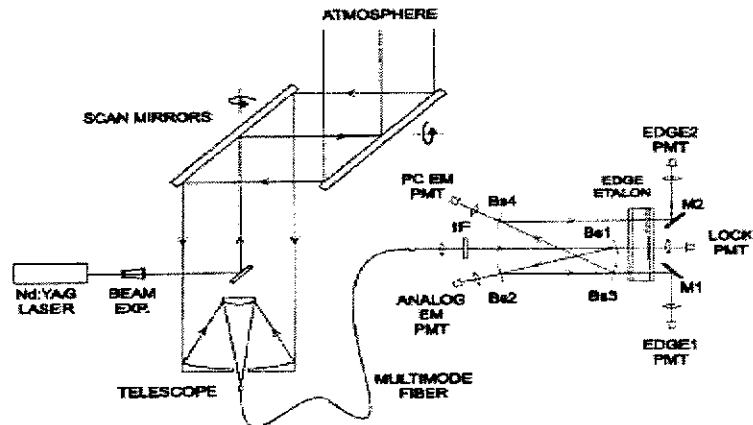


图 33 基于双边缘检测技术的激光雷达系统

2.4 激光雷达方程及信噪比

直接探测多普勒激光雷达接收的大气后向散射光子数可表示为：

$$N(r) = \varepsilon \Delta t O_A(r) \frac{E_0}{h\nu} \frac{A}{(r \sec \phi)^2} \eta_0 \eta_q (\beta_a(r) + \beta_m(r)) \times (\Delta r \sec(\phi)) \exp[-2 \int_0^r \alpha(r) dr \sec(\phi)] \quad (2.36)$$

式中, A 为接收望远镜系统的有效面积 (减去挡光部分口径面积), r 是大气垂直高度, Δr 为垂直方向上探测高度分辨率, $\Delta r \sec(\phi)$ 为视线方向距离分辨率, $\beta_a(r)$ 和 $\beta_m(r)$ 分别为 r 高度大气气溶胶和分子后向散射系数, η_q 为探测器量子效率, η_0 为光学效率 (不包括干涉仪)。 E_0 为发射激光单脉冲能量。在直接探测激光雷达系统中, 气溶胶和大气分子散射随高度增加降低很多, 为了提高测量精度, 常需要对信号进行累加, ε 为脉冲重复频率, Δt 为积分时间, 累加次数即为 $\varepsilon \Delta t$, 相应的信噪比提高了 $(\varepsilon \Delta t)^{1/2}$ 倍。 ϕ 为发射激光仰角, $h\nu$ 为光子能量, $O_A(r)$ 为接收望远镜与发射激光在 r 高度上的重叠因子 (0~1)。等式中最后指数项表示激光穿过大气来回的透射率。 $\alpha(r)$ 为大气总的消光系数, 它可以表示为: $\alpha(r) = s_1 \beta_a(r) + (8\pi/3) \beta_m(r)$, 其中 s_1 为气溶胶消光散射比。在本论文模拟计算中, 对于无云而晴朗的大气层, 边界层 (<3km) 的消光散射比取 30, 3km 以上为 45^[83]。

太阳背景光子数为^[83]

$$N_B = T_0 A \left[\frac{I(\lambda)}{h\nu} \right] \left(\frac{\pi}{4} \theta^2 \right) \left(\frac{2\Delta r \sec(\phi)}{c} \right) F_w \quad (2.37)$$

式中, θ 为激光雷达系统接收视场全角, F_w 为接收滤波器光谱宽度, T_0 为系统光学效率 (包括干涉仪), 而太阳光谱辐射亮度 $I(\lambda)$ (单位 $\text{m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$) 为:

$$I(\lambda) = I_0 \rho \cos(\Phi) / \pi \quad (2.38)$$

其中, I_0 为太阳辐照度 (单位 $\text{m}^{-2} \text{nm}^{-1}$), ρ 为目标反照率, Φ 为太阳天顶角。

在 354.7nm, 太阳辐照度取 $900 \text{mW}/\text{m}^2 \text{nm}$, 晴天 ρ 取 0.23, 阴天为 0.65, 计算时太阳天顶角 Φ 一般取 $40-45^\circ$ 。当望远镜口径为 300mm, 接收视场角 θ 为 0.3mrad, 望远镜天顶角 48° , 高度分辨率 Δr 为 500m, 光学效率 T_0 约为 5% (光学滤波器的平均透过率一般为 10-15%), 滤波器频率带宽为 12GHz, 则线宽为 5.04pm, 晴天进入探测器前接收的背景光子数为 0.5(count/bin), 实际测量中累加

的背景光子数为 $\epsilon\Delta t N_B$ 。只考虑信号和背景光子的短噪声（即散弹噪声）情况，因此在直接探测激光雷达系统信噪比计算时，接收信号按照 Poisson 分布，则探测器接收噪声为所有接收光子的均方根。

对于气溶胶散射直接探测系统，信噪比为^[84]：

$$SNR_A = \frac{N_A}{(N_A + N_M + N_B)^{1/2}}, \quad (2.39)$$

式中， N_A 为接收的气溶胶散射光子数， N_M 为接收的分子散射光子数， N_B 为背景计数，它包括暗计数，太阳光子数和探测器噪声等。可以看出对于气溶胶系统，分子信号是作为噪声而存在，对风速测量没有贡献。

分子散射直接探测激光雷达系统，分子和气溶胶灵敏度相等时，信噪比为：

$$SNR_M = \frac{N_A + N_M}{(N_A + N_M + N_B)^{1/2}}, \quad (2.40)$$

对于分子系统，气溶胶光谱比分子光谱窄很多，单位多普勒频移时单个滤波器通道信号强度变化较大，因此对测量有贡献，气溶胶信号可以提高信噪比。当探测器暗计数为 $300s^{-1}$ ，激光单脉冲能量为 30mJ 时，探测器量子效率 30%，光学效率 50%（不包括干涉仪），高度分辨率为 500m，累加 1000 个脉冲的气溶胶和分子系统的信噪比如图 34 所示，因为考虑了实际的噪声，因此该信噪比计算具有实际意义。

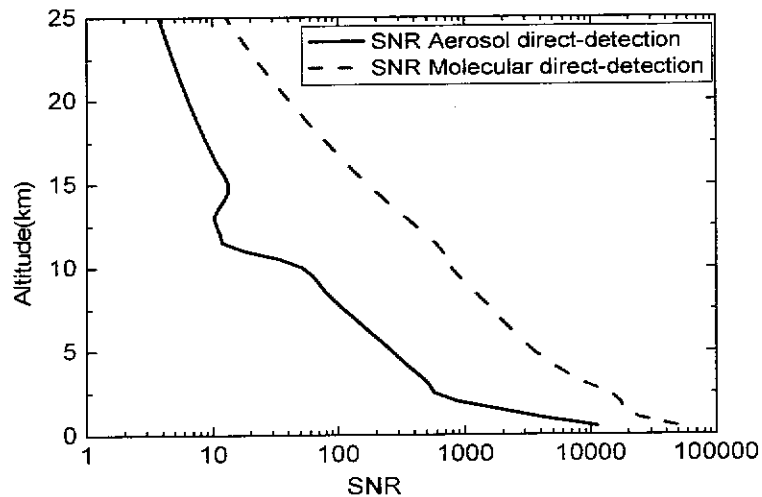


图 34 探测器接收光子信噪比

2.5 风场反演算法 (VAD)

激光雷达系统直接获得的风速是视线风速，为了获得风矢量 (u,v,w) 至少需要三个不同的视线风速。由于大气在垂直方向的风速分量 w 很小，可以忽略，因此只要得到两个不同方向视线风速就能求得水平风速矢量。获得风矢量的方法有：(1) 采用两个或多个接收望远镜接收不同方位角散射光，如法国 CNRS 在 OHP 的激光雷达系统使用了 4 个接收望远镜，分别指向东、西、北和垂直的天顶角方向；(2) 采用两个或多个激光雷达测量不同方位角的风速，如挪威的 ALOMAR 激光雷达，采用了两个发射激光器和两个接收望远镜；(3) 第三种广泛使用的方法就是 VAD (Velocity-azimuth display) 扫描技术，用固定的天顶角在不同方位扫描两个或以上的视线风速，反演风矢量。图 35 表示了激光雷达系统垂直上空风速 VAD 扫描，雷达系统的平均径向速度 $V_r(\theta)$ 是水平风速 V_H 、风向 θ_0 、固定的锥形扫描角 ϕ ，扫描方位角 θ 的函数。

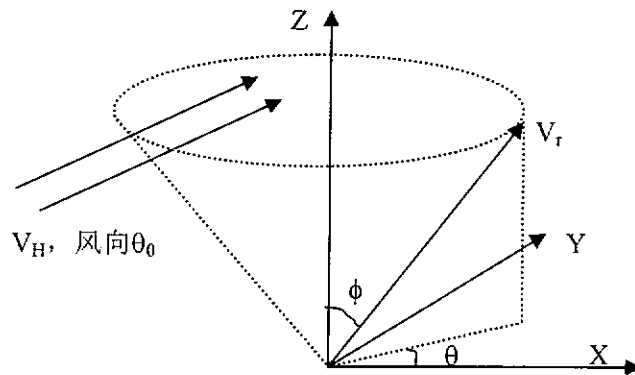


图 35 多普勒激光雷达系统 VAD 扫描示意图

由柱面坐标系统，根据图 35 多普勒激光雷达系统 VAD 扫描示意图可以得到某一个高度的径向风速表达式：

$$V_r(\theta) = V_H \cos(\theta - \theta_0) \sin(\phi) \quad (2.41)$$

在短时间内风速和风向基本上保持不变，因此激光雷达扫描一周得到某高度的视线方向风速数据可表示为一个周期正弦信号，如图 36 所示。图中正弦信号可以表示为：

$$y = a \sin(2\pi ft + \theta_1) + \varepsilon \quad (2.42)$$

式中， t 为扫描步进时间， $2\pi ft$ 为扫描步进方位角， ε 为误差。正弦的幅值 a 决定于当时的风速大小，正弦的初始相位 θ_1 由测量时大气风向 β_0 决定。因此，问题转化为：在一定准则下，如何由测量风速值 y 和与扫描方位角相关的时间 t

求解出幅值 a 和初始相位 θ_1 ，目前常使用最小二乘的算法，即误差平方和最小准则。

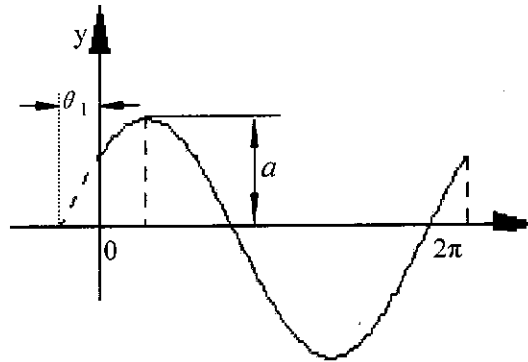


图 36 激光雷达扫描一周视线风速示意图

由上式可得到：

$$\begin{aligned} Y &= a \sin(2\pi fT) \cos \theta_1 + a \cos(2\pi fT) \sin \theta_1 + \varepsilon \\ &= k_1 \sin(2\pi fT) + k_2 \cos(2\pi fT) + \varepsilon \end{aligned} \quad (2.43)$$

其中 $k_1 = a \cos \theta_1$ ， $k_2 = a \sin \theta_1$ 。写成矩阵形式可以表示为：

$$\begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \dots \\ y_i \\ \dots \\ y_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin(2\pi f t_1) & \cos(2\pi f t_1) \\ \sin(2\pi f t_2) & \cos(2\pi f t_2) \\ \dots & \dots \\ \sin(2\pi f t_i) & \cos(2\pi f t_i) \\ \dots & \dots \\ \sin(2\pi f t_N) & \cos(2\pi f t_N) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} k_1 \\ k_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \dots \\ \varepsilon_i \\ \dots \\ \varepsilon_N \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

应用最小二乘原理，使得 $\sum_{i=1}^N \varepsilon_i^2$ 最小，分别对 k_1 和 k_2 求偏导数并等于零，

就能得到 k_1 ， k_2 ，则幅值 a 和初始相位 θ_1 ：

$$\begin{aligned} a &= \sqrt{k_1^2 + k_2^2} \\ \theta_1 &= \arctg\left(\frac{k_2}{k_1}\right) \end{aligned} \quad (2.45)$$

因此，由此知道了幅值 a 和初始相位 θ_1 就能求得水平风速大小和方向。

3 直接探测多普勒激光雷达系统优化设计

3.1 引言

虽然相干探测激光雷达灵敏度高,对太阳背景光不敏感,能够获得高的信噪比,因此测量精度较高,但是相干探测只能利用大气中的气溶胶散射,而大气中的气溶胶在中高空浓度很低,特别在海洋上空气溶胶粒子稀少,如果要获得整个对流层的大气风场,相干探测的能力非常有限。另外,相干探测对光学系统准直性要求高,准直角度与波长成正比与接收望远镜口径成反比,而且大气湍流引入相干损失,散斑效应影响严重。而直接探测多普勒激光雷达能够同时接收大气分子和气溶胶散射信号,使用光学鉴频器直接测量多普勒频移获得风速,因此使用直接探测多普勒技术,能够得到全球对流层风场。相干探测常工作在红外波段,而直接探测工作在近红外、可见或近紫外波段。

另外,直接检测系统的望远镜视场可以是衍射限的几百倍,这允许发射激光束有相对大的发散角;由于每次测量是成千的空间单元的平均,散斑的影响可以忽略,几乎没有相干损失。因此从全球风场测量看,直接探测相对相干探测有很大优势。欧空局(ESA)正是基于这样的考虑,正在建立一个星载直接探测多普勒激光雷达系统(ALADIN),放在2008年发射的ADM-aeolus卫星上,将首次从地球轨道测量全球风场,获得整个对流层的全球风场,以提高数值天气预报,推动与气候相关的研究,其发射源波长为355nm的Nd:YAG三倍频输出。

目前,能够作为多普勒激光雷达系统的激光波长见图37,从中红外到紫外波段。首先分析一下相干测量的情况:

- 1.5 μm 波段目前主要因为激光器还不够成熟,器件的效率还很低,暂时不被考虑。但是,1.5 μm 属于人眼安全,探测器的量子效率也比2 μm 高得多,而且可以利用光通信中许多成熟的器件,如光纤、光纤耦合器、光学隔离器和探测器等,随着激光器件的发展,可以成为一个新的技术,并降低整个系统的成本。
- 9-10 μm 的 CO_2 激光器最初用于相干测风得到长足发展,但是它体积庞大,高压干扰严重,从以后的发展来看不能满足全球激光测风要求。

■ $2\mu\text{m}$ 是相干测量方案中最被看好,但是大功率激光系统还不是很成熟。非相干探测(直接探测)由于同样的原因也没考虑 $1.5\mu\text{m}$ 波段激光器;对 $1\mu\text{m}$ 和 $0.532\mu\text{m}$ 激光器系统来说,主要是因为眼睛安全问题,而且太阳背景光很强,降低了白天工作时的信噪比,必须加窄线宽的光学滤波器滤掉背景光;对于 $0.355\mu\text{m}$ 激光器系统,即 Nd:YAG 激光器的三倍频系统,为近紫外(UV)波段,因此作为直接探测激光雷达的发射源,将极大的降低太阳背景光,由于瑞利散射信号与波长四次方成反比,因此相对 $1\mu\text{m}$ 和 $0.532\mu\text{m}$ 激光波长,可获得更大数量级的瑞利散射信号,对于利用瑞利散射信号测量风速的直接探测激光雷达系统来说,可以提高风场的探测高度,同时增加了信噪比。

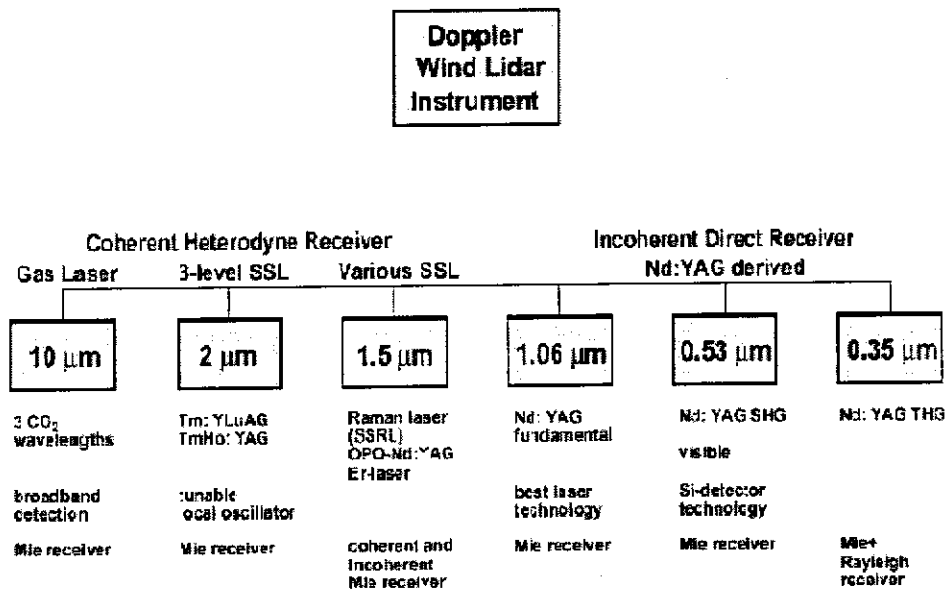


图 37 用于多普勒激光雷达的激光波长和探测方式

正是基于以上的考虑,我们在中国科学院“百人计划”和院装备建设项目的支持下,建立了测量大气风场的地基直接多普勒激光雷达系统,开展直接探测关键技术攻关,掌握核心技术。系统采用种子注入的二极管泵浦的 Nd:YAG 激光器三倍频输出,同时利用直接探测的两种主要技术:条纹图像技术和边缘检测技术,分析气溶胶和大气分子散射信号的多普勒频移来测量风场。接收系统的光谱鉴频器将分为高低空风速测量两个通道,低空气溶胶浓度高,而且气溶胶米散射信号带宽很窄,将使用基于多光束 Fizeau 干涉仪(MFI)和多通道 PMT 探测器的条纹图像技术测量边界层风场;而中高空分子散射信号相对较强,带宽较大,采用基于双 FP 干涉仪(DFP)和 PMT 探测器的双边缘检测技术测量对流层和低的平流层风场。以下对建立的激光雷达系统及其子系统进行

介绍，并详细分析了激光雷达接收系统的设计。

3.2 直接探测激光雷达系统

直接探测激光雷达系统主要由三个部分组成：激光发射器，望远镜接收系统和光学鉴频器系统组成的光学接收系统，探测器及信号处理系统，其中主要部件均为自己研制。图 38 为直接探测多普勒测风激光雷达系统结构示意图。连续种子激光器 $1.06\mu\text{m}$ 激光注入到激光振荡器获得稳定的单频输出，经过放大级、倍频、和频得到我们所需的 355nm 激光单频输出。为了进一步压缩激光发散角，输出的 355nm 激光后面加上了扩束镜，然后很小一部分激光 ($<1\%$) 由参考光纤引入光学鉴频器系统，作为零风速的参考光。大部分激光经过望远镜系统后进入大气。接收望远镜为施密特-卡赛格林式，包括扫描镜，能够在半球面内扫描（方位角 360° ，天顶角 90° ），发射激光器和接收望远镜为同轴系

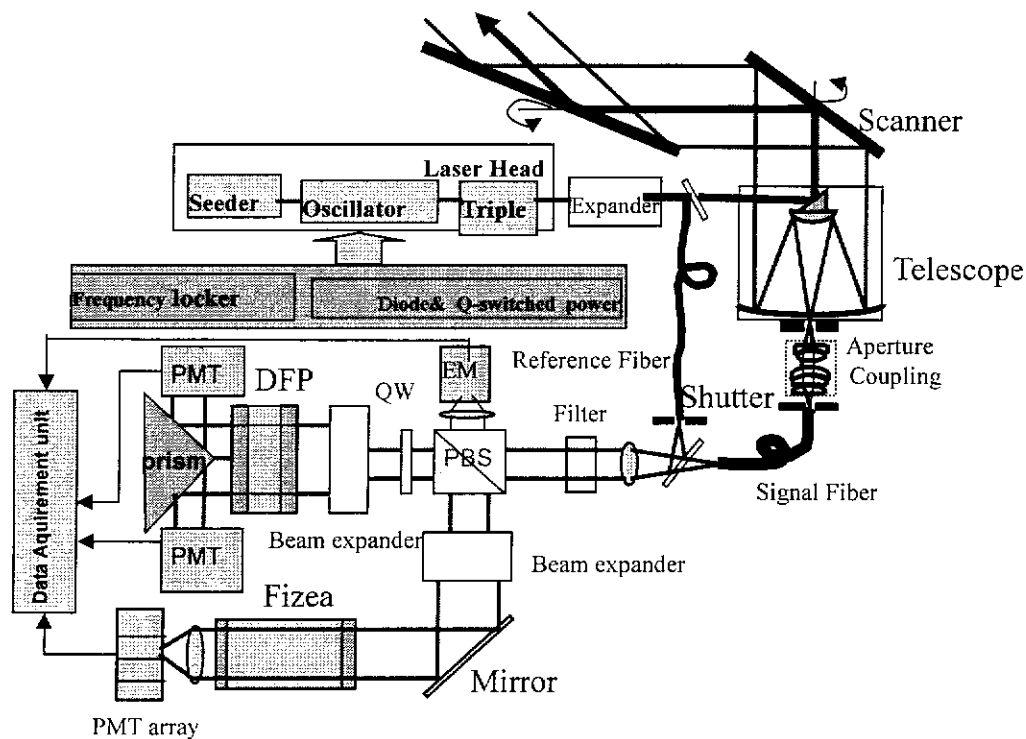


图 38 直接探测多普勒测风激光雷达系统结构

统。望远镜接收的散射信号光耦合进光纤。使用光纤的主要优点是：起到视场光阑的作用，还将接收的信号在光纤中均匀化，消除了干涉仪系统的距离准直

效应,为鉴频器系统干涉仪提供均匀角分布能量。为了满足干涉仪准直性要求,我们采用了小数值孔径(NA)的光纤,其中NA为0.12。光纤出来的光经过准直镜和窄带的干涉滤光片进入鉴频器系统,干涉滤光片主要作用是滤去大部分太阳背景光,使得激光雷达系统在白天也能够很好的工作。鉴频器系统主要包括三个部分:气溶胶通道的多光束 Fizeau 干涉仪,分子散射通道的DFP干涉仪以及能量检测通道EM。其中Fizeau干涉仪和DFP干涉仪由偏振分束镜进行隔离分束,能量检测通道提供归一化信号能量。双边缘检测的DFP鉴频器信号由两个光子计数PMT探测器接收,条纹成像的Fizeau鉴频器信号由多通道的PMT探测器接收模拟信号。表3为直接探测激光雷达系统达到的主要技术参数。为了获得满足气象要求的风速数据,直接探测激光雷达系统测量大气风速将达到的主要指标为:(1)边界层(0-3km),风速测量动态范围 $\pm 50\text{m/s}$,风速测量精度 $<1\text{m/s}$,高度分辨率小于250m;(2)边界层以上对流层($>3\text{km}$),风速测量动态范围 $\pm 100\text{m/s}$,风速测量精度 $<3\text{m/s}$,高度分辨率小于1km。下面将对直接探测激光雷达系统的主要部件激光发射器和光学接收系统进行介绍。

表3 直接探测激光雷达系统技术参数

激光发射器	
波长	355nm
脉冲能量	30 mJ
脉冲宽度	10 ~ 20 ns
重复频率	100 Hz
激光线宽	约 180MHz
接收器	
望远镜直径	300 mm
接收视场角	0.3mrad
干涉滤光片	0.35 nm, 峰值透过率约 65%
Fizeau FSR	1GHz
Fizeau 光谱线宽	约 100MHz
风速测量动态范围	$\pm 50\text{m/s}$ (Fizeau)
DFP FSR	12GHz
DFP 光谱线宽	约 1.6 GHz (FWHH)
DFP 光谱间隔	约 5.2 GHz
风速测量动态范围	$\pm 100\text{m/s}$ (DFP)
PMT 探测器	EMI 9214, 光子计数, 量子效率 30%
PMT array	Hamamatsu R5900-0-L16, 20%

信号处理	
光子计数卡	两通道, 200 MHz
高速数据采集卡	16通道
高度分辨率 (<3km)	50-250m (可调)
高度分辨率 (>3km)	200-1000m(可调)

3.2.1 直接探测激光雷达发射激光器

直接探测激光雷达需要激光发射源是单纵模的、高重复频率、大功率脉冲器件。为了实现激光器的单纵模输出,最初采用的方法是在腔内加入频率选择元件,增加谐振腔内各个纵模之间的损耗差^{[85][86]},这些方法在连续的Nd:YAG激光器中取得了不错的效果^{[87][88][89][90]}。但是在激光雷达常用的调Q激光器中,由于腔内较高的增益和较短的脉冲建立时间,各种元件的频率选择功能并不能得到很好的利用,因此只利用腔内频率选择元件无法实现稳定的单纵模调Q输出。一种可行的方法是延长调Q脉冲的建立时间,由于脉冲在形成过程中要在腔内经历很多次往返,频率选择元件能够很好地实现损耗调制,使得只有一个纵模能形成振荡并抑制其他的纵模^[91],其纵模选择的机理与连续运转的激光器相似。在调Q激光器中要实现单纵模输出主要有两种方法:预激光技术和种子注入技术。

预激光技术工作原理是,当腔内粒子反转数达到预期值之后将调Q开关打开一部分,使腔内有较小的净增益,这种情况下会形成一些预激光脉冲,这些脉冲通常有微秒级的建立时间,在形成之前经过了多次腔内往返,因此能够充分利用频率选择元件的损耗调制功能,使得这些脉冲只包含一个纵模成分。预激光技术采用了腔内频率选择元件,使得激光器的损伤阈值降低,限制了激光器功率的提升,而且一些常用的频率选择元件(如标准具)并不适合用于非稳腔^[92],另外该方案虽然能得到连续的单纵模输出,但不能保证每个输出脉冲都处在谐振腔的同一个纵模上,这些都限制了这种方法的应用场合。

种子注入的工作原理是,因为增益谱线内有很多纵模,当采用一个低功率的单纵模激光器作为种子激光器,将该激光器输出的单纵模激光作为种子光注入到一个高功率的调Q激光器(从动激光器),调节谐振腔,种子光的频率与从动激光器的某个纵模频率足够靠近时,种子光会经历一个快速的相移而耦合到该纵模频率上,调Q开关打开之后,种子光与谐振腔其他纵模频率上的自发辐射噪声一起放大,如果种子光有足够的强度,被种子光所激发的纵模便会最先形成振荡并抑制其它纵模的产生,输出单纵模。在上世纪八十年代初, Park最先报道了采用种子注入技术得到的单纵模Nd:YAG激光器,并对调Q激光器

的种子注入机理进行了理论分析^{[93][94]}。

通过种子注入实现长期稳定的单纵模调 Q 输出，最重要的一点就是对从动腔的腔长进行实时控制，保证其纵模频率与种子光频率的匹配，现在最常用的腔长控制方案有：建立时间最小化技术^[95]和谐振探测技术^[96]。

建立时间最小化技术基本原理，就是当种子光频率与谐振腔纵模频率越靠近，则注入效果越好，调 Q 脉冲的建立时间也就越短，根据这个原理，通过压电陶瓷对从动腔的腔长进行动态调节，保证种子激光器与从动激光器频率的匹配，就可以得到长期稳定的单纵模输出。建立时间最小化技术对压电陶瓷和电子学装置的要求较低，但是由于采用反馈控制方案且每个激光脉冲之后才能采集一次反馈信号，使得系统的抗干扰能力受限于激光器的重复频率，当激光器重复频率较低时对高频干扰的抑制能力较弱，而且从控制原理来看无法保证 100% 的单纵模输出。

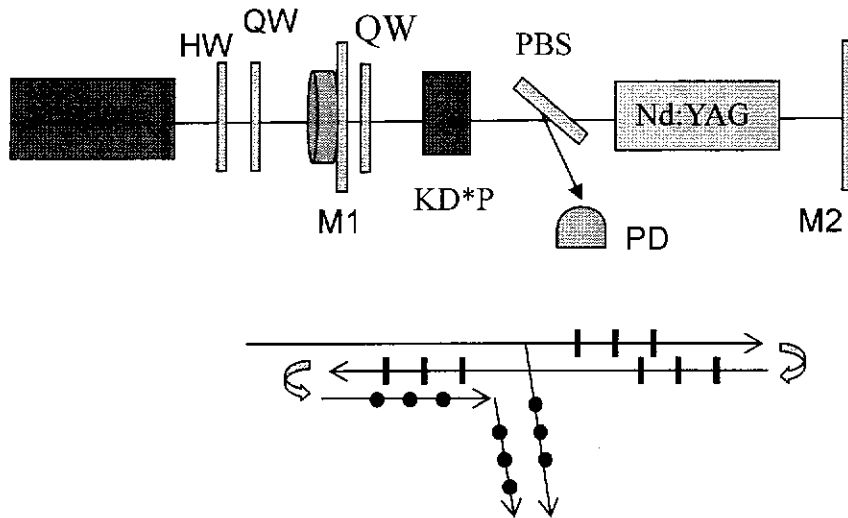


图 39 谐振探测技术工作原理

谐振探测技术的基本原理是，通过 1/2 波片 (HW) 和 1/4 波片 (QW) 将种子光调至合适的偏振态，种子光将分成两部分从偏振片处出射并产生干涉，当种子光频率与谐振腔纵模频率匹配时，光电探测器 (PD) 处于干涉极大，如图 39 所示。依据这个原理，在每个泵浦周期的末端对腔长进行快速扫描，采集种子光在从动腔内往返之后形成的干涉信号作为反馈信号，当腔长扫描到合适的位置时将调 Q 开关打开，随即输出单纵模的调 Q 脉冲，其工作过程如图 40。谐振探测技术主要优点是，可以实现 100% 的单纵模输出，而且能使调 Q 脉冲的频率与种子光的频率一致，有利于通过种子光的稳频实现调 Q 激光的稳频，这点在消除激光频率变化产生的风速测量误差上很重要。谐振探测技术要求对腔

长进行快速扫描，对压电陶瓷的动态性能要求很高，而且每一次打开调 Q 开关的时间不一致，使得脉冲能量存在一定的抖动。

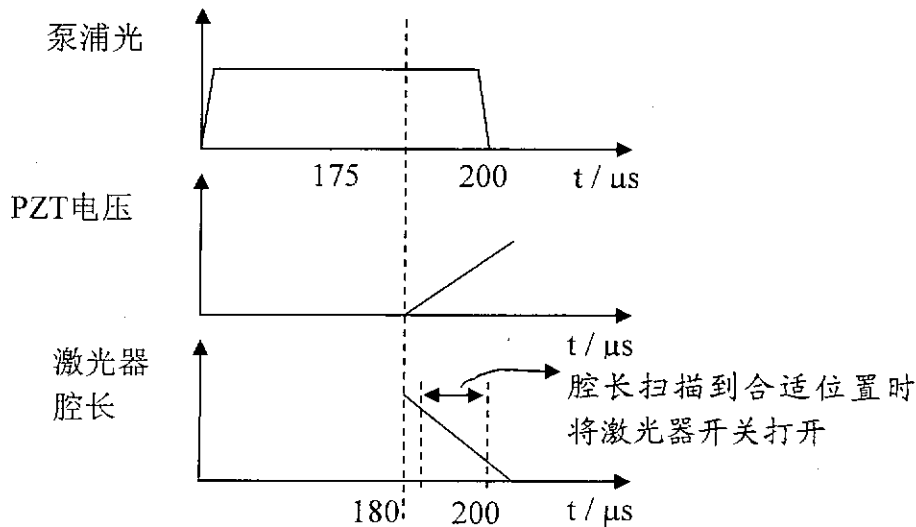


图 40 谐振探测技术的工作过程

目前数十 mJ 数十 Hz 的单纵模调 Q 激光器技术已经比较成熟，但是距离车载或星载激光雷达系统的要求还有一定差距，NASA、ESA 等机构也正在进行下一代激光雷达发射端的研制^{[97][98]}，今后的主要发展方向是在提高平均功率的同时保持激光器的频率特性和光束质量，同时，为了能够适应车载、星载的要求，需要不断提高系统的稳定性和抗干扰能力。

为了突破直接探测多普勒激光雷达关键技术，本课题组研制了单频激光器和光学鉴频器系统，激光器采用了谐振探测技术，以满足风速测量要求，

图 41 为课题组相关人员研制的单纵模激光器。图 42 为获得 355nm 激光单频输出的激光器结构示意图，采用了 MOPA 结构，主要包括种子注入主振荡激光器、放大器和非线性频率变换器。主振荡器采用了种子注入的谐振探测技术，使用激光二极管泵浦，得到稳定的 1064nm 单纵模激光输出，重复频率 100Hz，单脉冲能量约 30mJ，图 43 为注入前后的脉冲波形。主振荡后为一激光放大器，得到了重复频率 100Hz，单脉冲能量为 100mJ 的 1064nm 单频激光。经过倍频与和频组成的非线性频率变换晶体，输出了单脉冲能量为 20~30mJ 的 355nm 单频激光，很好的满足多普勒激光雷达风速测量要求，作为直接探测激光雷达的发射源。目前所使用的非线性频率变换晶体为 KTP 和 BBO，转换效率还不是很，下一步将采用其他的非线性晶体，提高转换效率。

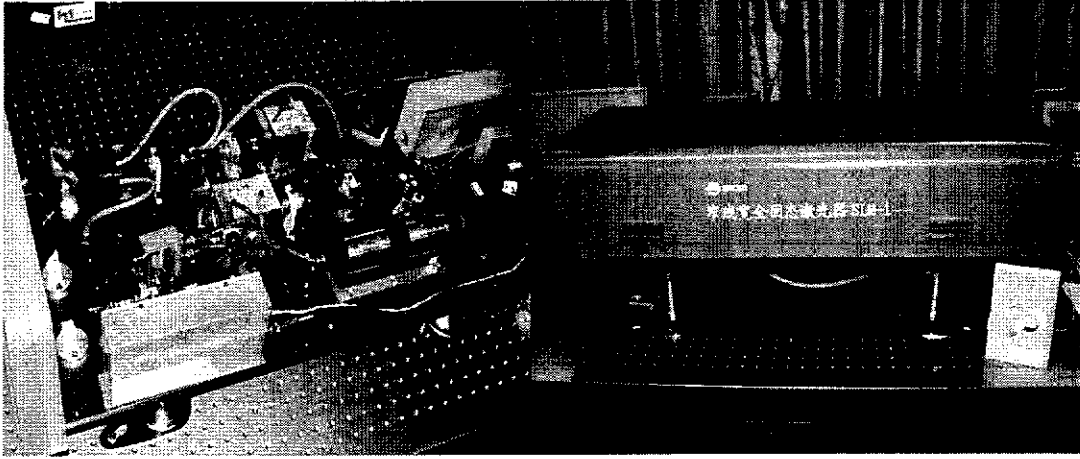


图 41 研制的直接探测激光雷达单纵模全固态激光器

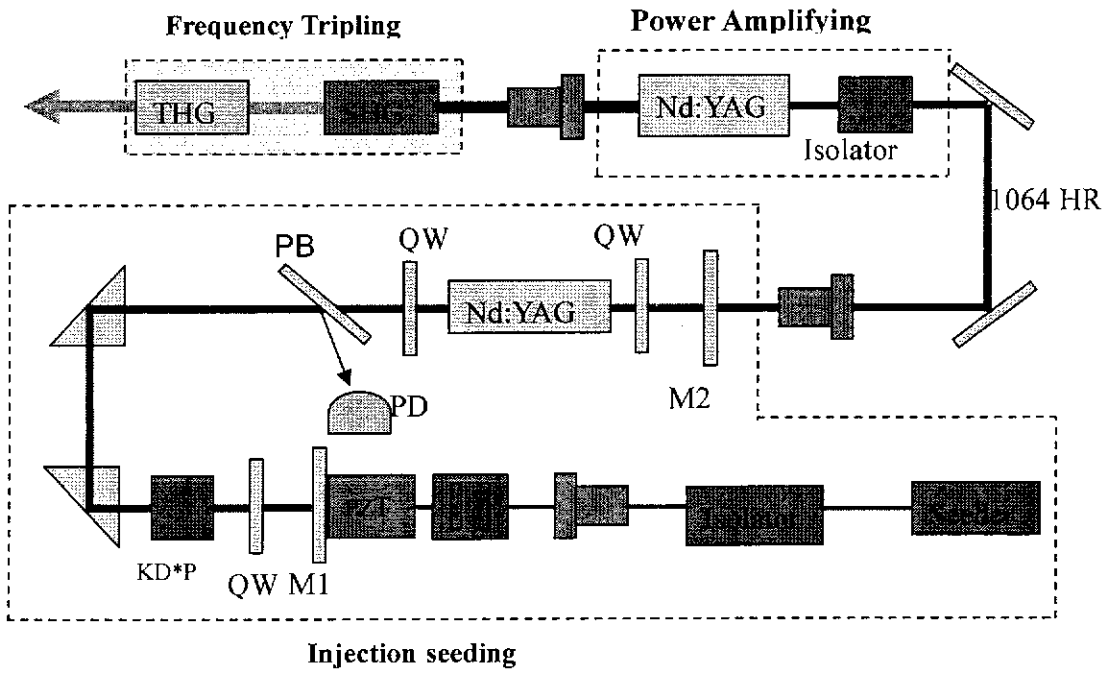


图 42 紫外单纵模全固态激光器结构示意图

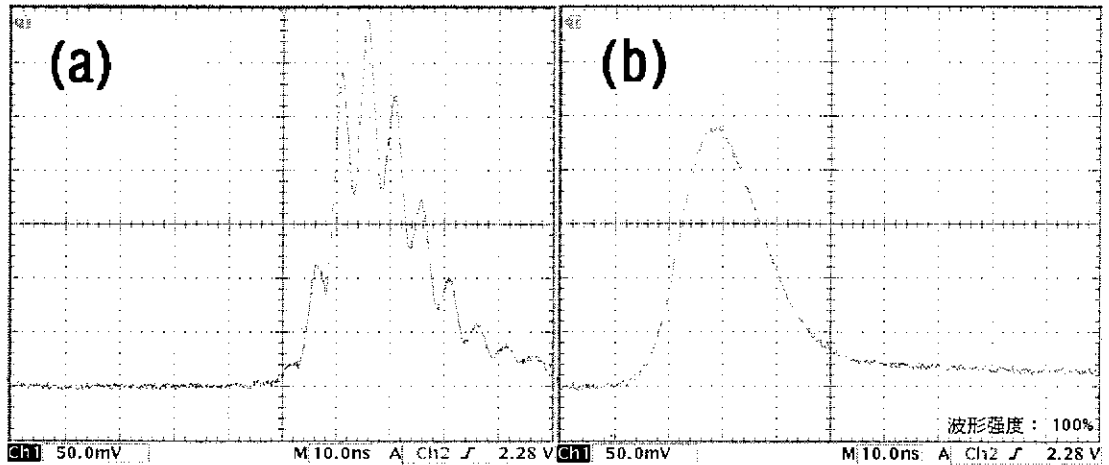


图 43 种子激光注入前后的脉冲波形

3.2.2 直接探测光学接收系统

直接探测激光雷达系统主要包括望远镜系统和光学鉴频器系统。望远镜口径为 300mm，为施密特-卡赛格林型，中间有一个二次反射凸镜，挡光口径约为 80mm。扫描镜能够在半球面内进行扫描，一般对垂直的两个不同方位角进行扫描，获得视线风速，求取水平风速矢量。下面对研制的光学鉴频器系统进行详细介绍。

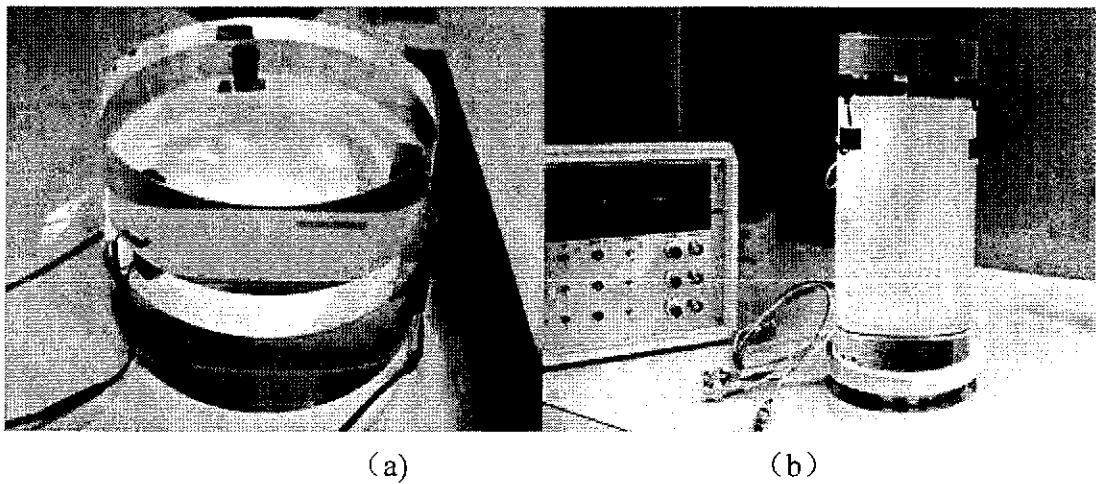


图 44 研制的 DFP 干涉仪 (a) 和 Fizeau 干涉仪 (b) 及其扫描控制器

光谱分析接收系统，包括两个鉴频器系统：接收分子散射信号测量多普勒频移的 DFP 干涉仪，接收气溶胶散射信号测量多普勒频移的 Fizeau 干涉仪。采用特殊的光学结构安排，提高了分子通道的光利用效率。研制的 Fizeau 和 DFP

干涉仪实物如图 44，通光口径分别为 80mm 和 60mm，其中 Fizeau 干涉仪腔长很长，均为压电陶瓷腔长可调节型。为了保证干涉仪在设计要求下工作，干涉仪的机械装配很重要，要求对干涉仪平板没有附加的应力作用，使得干涉平板变形，降低光学表面质量，压电陶瓷可以自由伸缩的调节腔长。设计了 DFP 和 Fizeau 干涉仪装配机械件图，如图 45 和图 46 所示，两个 U 型槽结合在一起，干涉仪与 U 型槽为两条线接触，可以自由活动，装配简单，前后通光面加有窗口玻璃，干涉仪装配好后，设计的机械件完全密封起来。

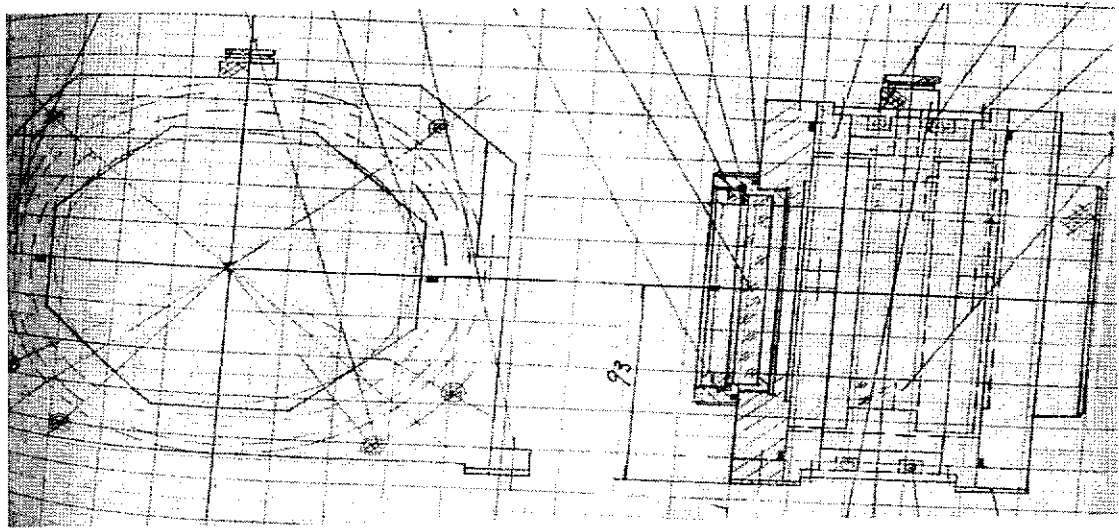


图 45 DFP 干涉仪固定机械装置

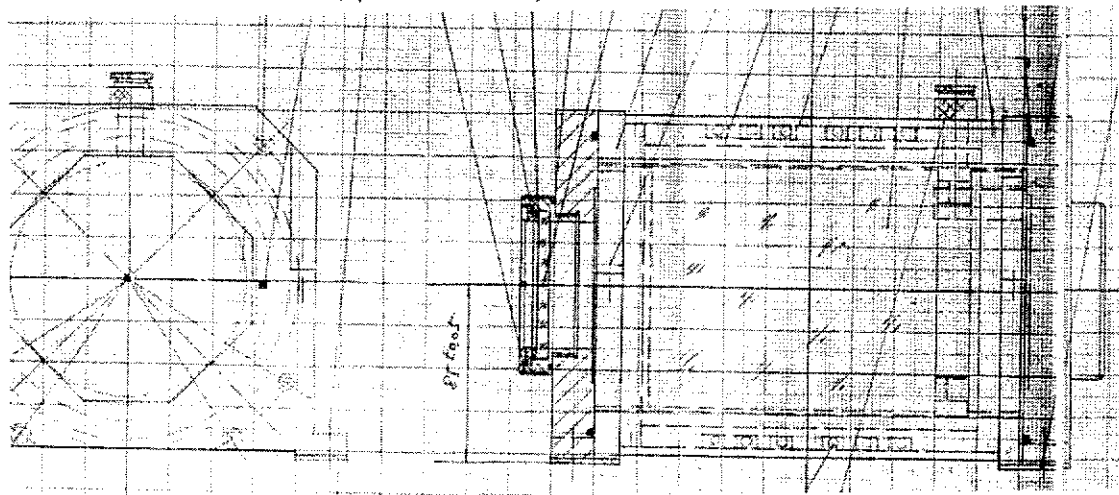


图 46 Fizeau 干涉仪固定机械装置

从干涉仪入射光准直性要求和满足其性能出发，设计并装调了接收系统所有的光学系统，包括准直系统、扩束系统，以及光学成像系统，还有部分机械元件。设计了望远镜后光学接收系统的光路分布如图 47 所示，望远镜接收的

信号光，耦合进入光纤(1)，光纤出来的光被准直镜(2)准直后，光束直径为16mm，穿过355nm窄带干涉滤光片(3)、偏振分光镜(4)分别进入能量检测器通道(5)和DFP与Fizeau干涉仪鉴频器通道。分子散射的DFP鉴频器通道包括的部件主要有(6)、(7)、(8)、(9)、(10)、(11)；气溶胶散射的Fizeau鉴频器通道主要部件有(12)、(13)、(14)和(15)。图中省去了参考光纤，在光纤(1)和(2)之间加入分光镜耦合参考光纤的部分发射激光。其中窄带干涉滤光片(3)中心波长354.7nm，带宽0.35nm，峰值透过率约55%，在200-1500nm范围对355nm以外波长光抑制较强，主要是滤掉太阳背景光，提高信噪比。(4)为立方偏振分光镜，对P光的透过率大于90%，对S光反射率大于99%，与(6)1/4波片一起形成偏振分光隔离器，对DFP干涉仪和Fizeau干涉仪通道进行分光。能量检测通道(5)使用了光电倍增管接收信号光或参考光，采用光子计数或模拟工作方式。

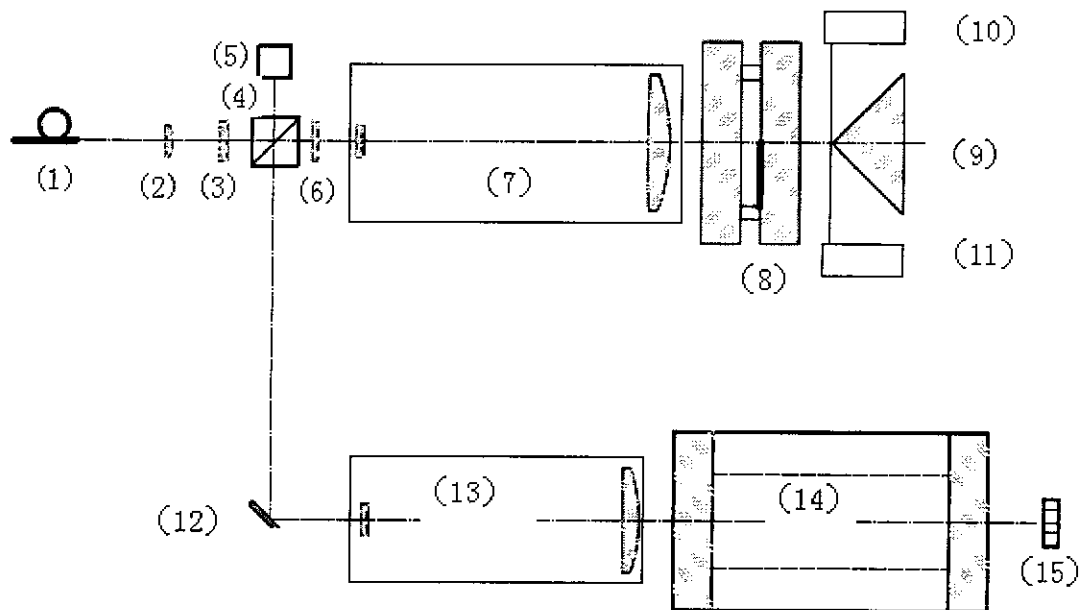


图 47 光学鉴频器系统光学结构布置

接收分子散射信号的DFP鉴频器通道中(6)为1/4波片，(8)为测量分子散射信号的双FP干涉仪，(7)为5倍的伽利略型扩束望远镜，进一步减小了光束发散角，以满足干涉仪(8)的光准直性要求。如图47所示光经过DFP的两个干涉仪，在后面90°全反棱镜的作用下，分别进入垂直方向两个光电倍增管探测器(10)和(11)，探测器型号为EMI9214，在355nm的量子效率约为30%，均具有门控输入端。在本系统中，使用了DG535数字信号延时器，为光电倍增管提供门控信号，而发射激光给延时器提供外触发信号。倍增管信

号放大后，甄别器滤掉部分噪声，由双通道光子计数卡进行计数。分析处理后得到中高空分子散射信号多普勒频移信息。

接收气溶胶散射信号的 Fizeau 鉴频器通道中，DFP 干涉仪反射的光，经偏振分光镜 (4) 和全反镜 (12) 反射后，由 3.75 倍的伽利略型扩束望远镜 (13) 扩束后，进入 Fizeau 干涉仪(14)，得到了直线型条纹，成像在 16 通道的 PMT 探测器 (15) 上，探测器型号为 Hamamatsu 公司的 R5900U-00-16，探测器面元尺寸和结构如图 48 所示。探测器输出信号将使用 16 通道的高速同步采集卡采集信号，分别测量参考光和信号光的光谱重心，从位置的改变就可以得到多普勒频移信息。

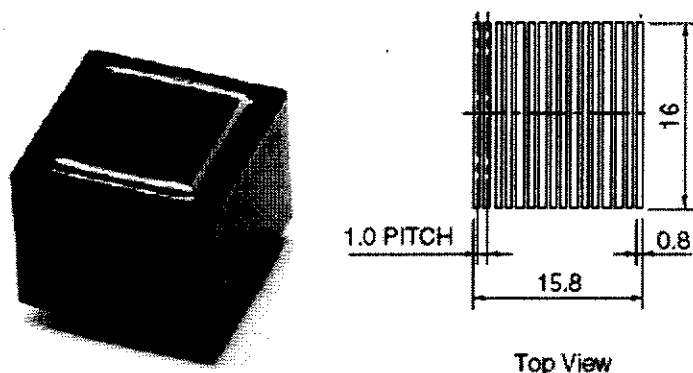


图 48 线阵多阳极光电倍增管

从上一章分析可知，在直接探测激光雷达中为了兼顾分辨率和光学透过效率，干涉仪的反射率一般在 60—80%，透过干涉仪的光只有 10—25%，因此大部分光被反射回去。本系统正是为了克服这点不足，提高信号光利用效率，使得 Fizeau 干涉通道接收 DFP 干涉仪反射回来的光，分析多普勒频移。两个鉴频器通道的分光是这样实现的，光纤后接收的 P 分量偏振光很小一部分反射进入能量检测通道，大部分光透过后经过 1/4 波片变为圆偏光，扩束后进入 DFP 干涉仪。反射回来的光再穿过 1/4 波片时，偏振方向旋转了 90 度，与 P 偏振光垂直，为 S 偏振光，因此光经过 1/4 波片后，在偏振分光镜上反射，进入 Fizeau 干涉仪通道，但是进入 Fizeau 干涉仪的光也有很大一部分发生反射，再经过上面提到的偏振分光镜重新进入 DFP 干涉仪通道，因此相对单一的干涉仪系统，DFP 干涉仪的光子利用效率得到有效增强，提高了 60% 左右，这也是本系统的一大特色。

3.3 接收器视场和鉴频器准直性

直接探测激光雷达接收的太阳背景光与望远镜视场角 (FOV, 全角) 平方成正比, 在 355nm, 滤波器带宽为 5.04pm, 接收的太阳背景光与视场角的关系如图 49, 为累加 1000 次的结果。太阳背景光子数随接收视场角增加很快, 另外大的视场角受大气多次散射影响很大, 因此直接探测激光雷达接收视场角一般很小, 约为 0.2~0.4mrad。本系统中望远镜系统焦距 $f=2\text{m}$, 使用的信号耦合光纤芯径 $D=0.6\text{mm}$, 望远镜接收视场角 FOV 被限制在 $FOV=D/f=0.3\text{mrad}$, 因此激光雷达接收视场由光纤来限定。望远镜口径 $D_{\text{TEL}}=300\text{mm}$, 则光纤的接收角 θ_f 必须满足:

$$\tan \theta_f \geq D_{\text{TEL}}/2f = 0.075, \quad (3.1)$$

则 $\sin \theta_f \geq 0.075$, 因此为了匹配望远镜我们选用的小数值孔径光纤在成像面上接收光信号, 光纤数值孔径为 0.12。

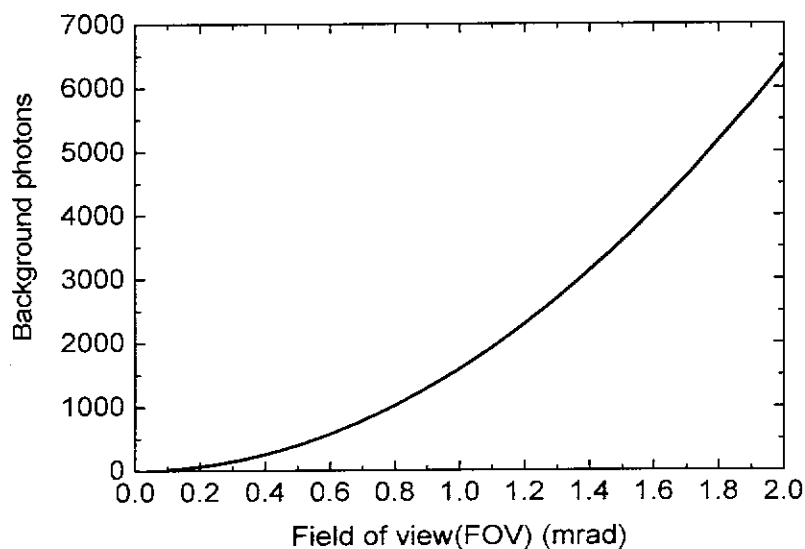


图 49 太阳背景光子与望远镜接收视场角关系

设发射激光的发散角全角为 θ_L , 直径为 D_L , 考虑简单情况, 则在发射距离为 z 的地方激光光斑直径 D_z 为:

$$D_z = D_L + \theta_L z. \quad (3.2)$$

设望远镜对距离为 z 的光斑成像, 成像光斑大小为 d_i , 成像位置像距(成像

点到主点的距离)为 v 则 $\frac{D_z}{z} = \frac{d_i}{v}$, 因此 $d = vD_z/z$, 根据透镜方程 $1/v + 1/z = 1/f$ 则:

$$d_i = (D_i + z\theta_L) f / (z - f). \quad (3.3)$$

一般的, z 远远大于 f 和 D_i , 因此得到计算 d_i 有用的近似公式:

$$d_i = f\theta_L. \quad (3.4)$$

因此, 激光发散角为 0.1mrad 时, 求得的成像光斑大小为 0.2mm , 考虑到近场接收信号的光斑尺寸会大一些, 如 40mm 发射激光光斑, 在 200m 处望远镜接收光斑大小为 0.6mm 。实际中发射光斑半径会更大些, 因此综合考虑不同距离光斑大小以及接收视场角要求, 我们选用了芯径为 0.6mm 的光纤。对直接探测激光雷达系统, 为了保持光通量不变, 鉴频器系统的聚光率 (Etendue) 必须大于它前面的光学系统^[81], 如望远镜系统, 其中聚光率 $A\Omega$ 为通光口径面积 A 和立体角 Ω 的乘积。

望远镜的聚光率为:

$$(A\Omega)_{TEL} = \pi \left(\frac{D_{TEL}}{2} \right)^2 \cdot \pi \left(\frac{\theta_{TEL}}{2} \right)^2 = \left(\frac{\pi D_{TEL} \theta_{TEL}}{4} \right)^2, \quad (3.5)$$

式中, D_{TEL} 和 θ_{TEL} 分别为望远镜的有效通光口径面积和接收视场全角。

对于单一 FP 干涉仪, 当只有一个自由光谱范围被照射, 则最大照射半角为 $(\lambda/d)^{1/2}$, 其中 d 为干涉仪两平板间隔, 即干涉仪腔长。当满足通光效率要求时:

$$(A\Omega)_{FP} \geq (A\Omega)_{TEL}, \quad (3.6)$$

因此, 干涉仪口径 D_{FPI} 满足:

$$D_{FPI} \geq D_{TEL} \theta_{TEL} (d/4\lambda)^{1/2}. \quad (3.7)$$

对于 DFP 干涉仪, 理想情况下在接近零的入射角下照射, 准直性要求高, 但是实际中允许非零的照射角度, 只是使得干涉仪的带宽加宽了, 最大的照射半角 θ_m 可以用口径精细度 F_{ap} 来表示:

$$\theta_m = \left(\lambda / dF_{ap} \right)^{1/2}. \quad (3.8)$$

则 DFP 干涉仪的聚光率可以表示为:

$$(A\Omega)_{DFP} = \left(\frac{\pi D_{DFP}}{2} \right)^2 \left(\lambda / F_{ap} d \right) \quad (3.9)$$

满足通光量保持不变的要求下:

$$(A\Omega)_{DFP} \geq (A\Omega)_{TEL} \quad (3.10)$$

得到了 DFP 的口径 D_{DFP} 必须满足:

$$D_{DFP} \geq D_{TEL} \theta_{TEL} \left(F_{ap} d / 4\lambda \right)^{1/2} \quad (3.11)$$

一般的, DFP 干涉仪口径精细度 F_{ap} 要大于 7, 在 7~10 中间取值, 而且与反射精细度相等。

对于 Fizeau 干涉仪, 单色光情况即只有一个干涉条纹, 在 Jacquinot 条件^[62]下照射立体角 Ω 满足 $\Omega \leq 2\pi / \mathfrak{R}$, 其中 \mathfrak{R} 为干涉仪的光谱分辨率:

$$\mathfrak{R} = 2F_E d / \lambda, \quad (3.12)$$

式中, F_E 为干涉仪的有效精细度, 它与干涉仪反射率、缺陷和口径有关, 将在下一节里面分析它们之间的关系。因此 Fizeau 干涉仪照射光的发散半角 $\theta_{1/2}$ 满足下面的要求:

$$\theta_{1/2} \leq (\lambda / dF_E)^{1/2} \quad (3.13)$$

根据通光效率要求:

$$(A\Omega)_{Fizeau} \geq (A\Omega)_{TEL} \quad (3.14)$$

则 Fizeau 干涉仪的口径必须满足:

$$D_{Fizeau} \geq D_{TEL} \theta_{TEL} \left(F_E d / 4\lambda \right)^{1/2} \quad (3.15)$$

因此, 在照射光波长为 355nm, 两个干涉仪的自由光谱范围 FSR 分别为 12GHz 和 1GHz 时, 对应的干涉仪平板间隔分别为 12.5mm 和 150mm, 望远镜口径和视场角分别为 300mm 和 0.3mrad。对 DFP 干涉仪口径精细度为 9, 则允许的最大照射半角 $\theta_m \leq 1.77\text{mrad}$, 干涉仪口径 $D_{DFP} \geq 25.4\text{mm}$, 实际中光纤的使用将聚光率进一步扩大, 因此将望远镜口径和发散角分别用光纤的芯径 0.6mm 和数值孔径 (0.12×2) 来代替, 则 $D_{DFP} \geq 40\text{mm}$ 。对于 Fizeau 干涉仪, 在有效精细度 $F_E=8$ 时, 照射光发散半角 $\theta_{1/2} \leq 0.54\text{mrad}$, 而 $D_{Fizeau} \geq 80\text{mm}$, 实际应

用中, 为了满足风速测量要求, 在一个自由光谱范围内对 Fizeau 干涉条纹成像, 因此 $\theta_{1/2} \leq 1.52 \text{ mrad}$ 而 $D_{\text{Fizeau}} \geq 30 \text{ mm}$ 。

下面使用另一种方法, 即从干涉仪光谱分辨率需求出发, 来分析干涉仪对入射光的准直性要求^[99]。对于光谱分析的干涉仪, 要求干涉仪的自由光谱范围 FSR 能够覆盖探测的分子散射信号或气溶胶散射信号的光谱范围, 在不同风速动态范围下, 不会和其他干涉级的光谱混淆, 而且干涉仪自身的光谱分辨率线宽小于信号光谱线宽。对于条纹成像系统, FP 干涉仪入射光角度的变化, 使共振频率 (透过的中心频率) 也会发生改变, 设照射角变化为 $\delta\theta$ (半角), 则频率变化为 $\delta\nu = (\nu \tan\theta \delta\theta)/2$, 因此在正入射情况下, 覆盖一个光谱共振频率线宽为 $\delta\nu$ 照射立体角 $\delta\Omega$ 为:

$$\delta\Omega = \pi(\delta\theta)^2 = 2\pi\delta\nu/\nu。 \quad (3.16)$$

则干涉仪的照射半角为: $\delta\theta = (2\delta\nu/\nu)^{1/2}$, 对于 Fizeau 干涉仪也有相同的表达式。因此代入上式, 当照射激光波长为 355nm 时, 对于气溶胶散射信号成像接收系统, 自由光谱范围为 1GHz, 则干涉仪入射光照射半角为 1.53mard; 对于分子散射信号成像接收系统, 自由光谱范围为 12GHz, 则干涉仪入射光照射半角为 5.3mard。

双边缘检测的 DFP 干涉仪系统, 通常在正入射情况下工作在中心条纹, 它对入射光准直性要求更高, 使得透射的能量有效的集中在中心条纹。上面的公式仍然适用, 只是 $\delta\nu$ 为干涉仪的光谱分辨率线宽 $\delta\nu = \text{FSR}/F_E$, 而不是自由光谱范围, 因此有下面的公式:

$$\delta\theta = (2\delta\nu/\nu)^{1/2} = (2\text{FSR}/\nu F_E)^{1/2}。 \quad (3.17)$$

对于 355nm 照射光, 对接收信号 DFP 干涉系统, 当光谱分辨率线宽 $\delta\nu = 1.6\text{GHz}$ 时, 允许最大的照射角度 $\delta\theta \approx 1.94\text{mard}$; 对接收气溶胶信号 DFP 干涉仪系统, 当光谱分辨率线宽 $\delta\nu = 100\text{MHz}$ 时, 允许的最大照射角 $\delta\theta \approx 0.48\text{mard}$ 。

本课题的直接探测激光雷达系统中, 采用了基于气溶胶散射信号的条纹成像 Fizeau 干涉仪系统, 和基于分子散射信号的双边缘检测 DFP 干涉仪系统, 它们的自由光谱范围分别是 1GHz 和 12GHz, DFP 干涉仪光谱分辨率为 1.6GHz, 因此它们对入射光照射角准直性要求分别约为 1.53mard 和 1.94mard, 这与前面的一种方法计算干涉仪入射光准直要求的发散角基本上相同。

3.4 Fizeau 鉴频器优化设计

上一章给出了理想情况下的 Fizeau 干涉仪透射率,并分析了它的光谱特性,现在从满足测量要求出发,考虑各种实际情况,对于干涉仪的特性进行分析,并给出优化的设计参数。

对第二章中理想情况下 Fizeau 干涉仪的透过率展开,得到:

$$\begin{aligned}
 T_1 &= (1-A-R)^2 \left[1 + 2 \sum_{n=1}^p R^n \cos(k\delta_n) + \sum_{n=1}^p R^n \exp(ik\delta_n) \cdot \sum_{n=1}^p R^n \exp(-ik\delta_n) \right], \\
 &= (1-A-R)^2 \left[1 + 2 \sum_{n=1}^p R^n \cos(k\delta_n) + \sum_{n=1}^p \sum_{m=1}^p R^{n+m} \cos k(\delta_n - \delta_m) \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.18}$$

式中,

$$\delta_n = 2L[n \cos \theta + n^2 \alpha \sin \theta - (2n^3 + n)\alpha^2 \cos \theta / 3],
 \tag{3.19}$$

$$\delta_m = 2L[m \cos \theta + m^2 \alpha \sin \theta - (2m^3 + m)\alpha^2 \cos \theta / 3],
 \tag{3.20}$$

其中, p 为平板间反射次数, θ 为入射光线在后一块平板上的入射角, α 为 Fizeau 干涉仪标准具两平板所成的夹角。

定义 $P_n = n \cos \theta + n^2 \alpha \sin \theta - (2n^3 + n)\alpha^2 \cos \theta / 3$, 则 $\delta_n = 2LP_n$, $\delta_m = 2LP_m$ 。

实际的干涉平板存在平面弯曲、一定光洁度的平板微小缺陷等,这些缺陷均会导致干涉仪的光谱加宽,没有必要考虑所有可能导致加宽的物理机制。假定任何加宽项服从高斯分布,则可以用下面的模型来表示缺陷加宽因素影响的概率分布^[65]:

$$p(\Delta d) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta d_D} \exp\left(-\frac{\Delta d^2}{\Delta d_D^2}\right),
 \tag{3.21}$$

式中, Δd_D 为标准具缺陷参数, Δd 为分布的偏差量。实际中的标准具缺陷参数用平面不平度 (flatness) 来表示。

下面我们先定义几个参数,在干涉仪中,经常出现有效精细度 F_E ,它与干涉仪的反射精细度 F_R 和缺陷精细度 F_D 有关,它们之间的关系为:

$$F_E = (F_R^{-2} + F_D^{-2})^{-1/2}.
 \tag{3.22}$$

由标准具缺陷定义的缺陷精细度 F_D 为^{[81][100]}:

$$F_D = \frac{\lambda}{(4\delta_s^2 + 22\delta_{rms}^2 + 3\delta_p^2)^{1/2}}, \quad (3.23)$$

式中, δ_s 为标准具干涉平板平面对平面参考面的球面偏离, δ_{rms} 为干涉平板的表面粗糙度或光洁度, δ_p 为干涉平板平面对实际平行平面的偏离。这些量不能直接测量, 它只是表示了各个缺陷参数以及波长对缺陷精细度的影响。目前制造的比较好的平面标准具的 $\delta_{rms} = 3\text{nm}$ (在不平度 $\lambda/200 @ 633\text{nm}$), 但是实际中由于干涉仪的机械装配不当产生的应力使得 δ_{rms} 会更大。球面偏离畸变因子 δ_s 由于介质反射膜的应力作用, 近似为 4nm , 随着镀膜技术的提升, 该因子的影响还可以进一步减小。对于平行度要求很高的标准具, 干涉平板平行偏离量 δ_p 影响很大, 但是在可以通过对对称三点固定的压电陶瓷进行调节, 使得 δ_p 接近为零。从上式可以求得, 在中等可见光波段, 较好的干涉仪缺陷精细度约为 35, 在近紫外波段约为 25。

设有效精细度决定的反射率为有效反射率 R_E , 则有效精细度 F_E 还可以表示为:

$$F_E = \frac{\pi\sqrt{R_E}}{1-R_E}. \quad (3.24)$$

平面干涉仪的峰值透过率 T_{pk} 可以表示:

$$T_{pk} = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \left(\frac{1-R}{1+R}\right) \left(\frac{1+R_E}{1-R_E}\right). \quad (3.25)$$

因此在平板反射率一定时, 干涉仪的峰值透过率随有效反射率 R_E 变化, 最终由干涉平板缺陷决定, 缺陷的存在降低了干涉仪的峰值透射率, 如图 50 所示, 其中设干涉仪平板反射率为 0.8, 平板吸收和散射导致的参数 A 为 0.002, 缺陷参数为零时峰值透过率不为 1 正是由于参数 A 存在所致。不为零的缺陷参数还使得干涉仪的光谱分辨线宽加宽, 如图 51 所示。

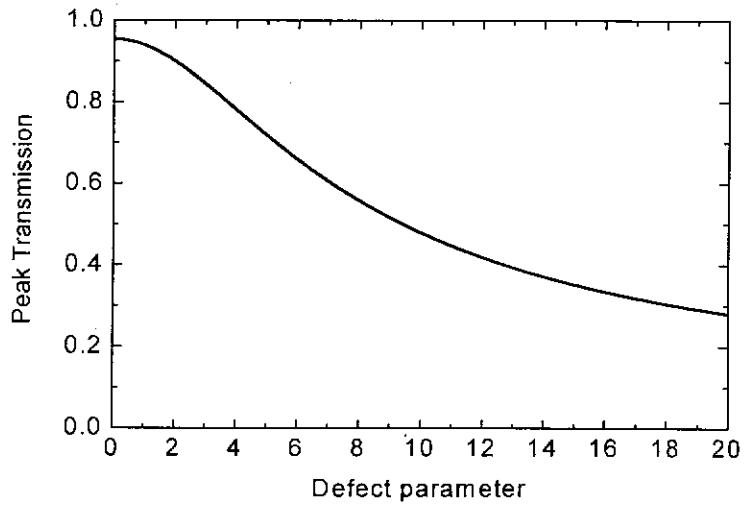


图 50 干涉仪峰值透过率随缺陷参数变化

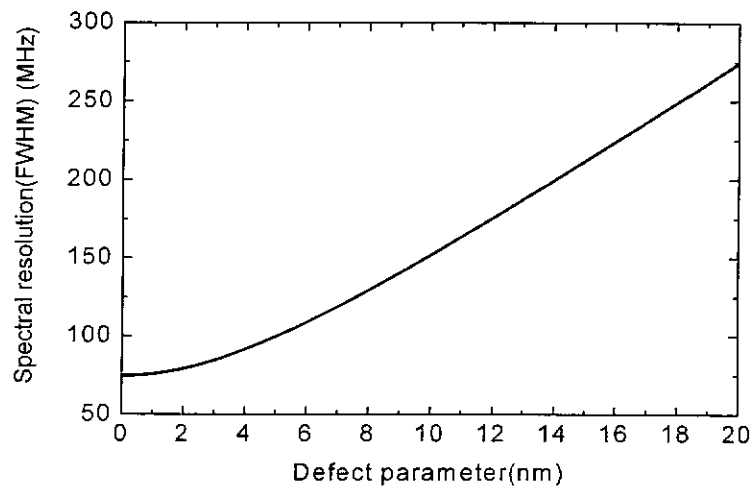


图 51 干涉仪光谱分辨率随缺陷参数变化

从上面的分析计算可以看出，干涉仪干涉平板缺陷的存在对干涉光谱的影响是两方面的，加宽了光谱，同时降低了光谱的峰值透过率，因此整体效果就是降低了干涉仪的光谱分辨率。因此在直接探测激光雷达中，要求干涉仪干涉平板具有好的光学质量，而且对装配要求比较高，不能有较大的附加应力作用在干涉平板上，缺陷因子一般小于 6nm，在 3~6nm，即在 633nm 时，缺陷因子在 $\lambda/100$ 到 $\lambda/200$ 之间。

从上一章分析可知，入射光照射角的改变会改变光谱的线形。不为零的入射光照射角 θ 的存在，可以减少透射谱二次条纹效应、增强透射率，使透射谱形状更接近于 FP 干涉仪，增强对称性。但是照射角 θ 较大或较小也会产生很强

的非对称性及二次条纹效应,同时透射谱的透射率降低,使得光谱加宽,图 52 表示不同入射光照射角下 Fizeau 干涉仪与 FP 干涉仪带宽比值变化,得到了优化的干涉仪入射光照射角 $\theta=0.4\text{mrad}$,作为本干涉仪鉴频器系统的入射光照射角。Fizeau 干涉仪的透射谱线宽度表达式与 FP 干涉仪类似,但在同样平板反射率、间隔、零入射下,Fizeau 干涉仪的光谱宽度要比 FP 的宽度宽约 60%,即使调整入射角,仍比 FP 的光谱宽度宽 20%左右。因此,同等条件下,Fizeau 光谱分辨率要比 FP 的小。

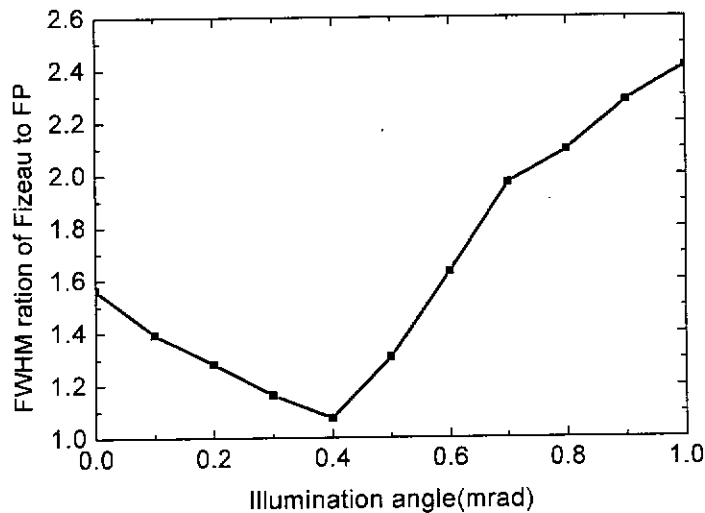


图 52 不同照射倾角下 Fizeau 与 FP 干涉仪透射谱带宽之比

激光光谱可以用高斯函数来表示:

$$G_L(\Delta\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_e} \exp(-\Delta\nu^2 / \Delta\nu_e^2), \quad (3.26)$$

式中, $\Delta\nu_e$ 为激光光谱的 $1/e$ 线宽,它与激光光谱半高全宽 (FWHM) 的关系为 $\Delta\nu_e = 0.6\text{FWHM}$ 。接收气溶胶信号光谱线宽可近似为激光线宽。

实际的接收信号光谱可以表示为缺陷概率分布 $p(\Delta d)$,干涉仪透射率函数 T_1 作加权平均,并和信号光谱函数 $G_L(\Delta\nu)$ 作卷积。令 $\nu = \nu_0 + \Delta\nu$, $\Delta\nu$ 为水平风速决定的多普勒频移量, $\Delta\nu = 2U_H\nu_0 \sin\phi / (c\Delta\nu_{FSR})$ 。自由光谱范围 $\Delta\nu_{FSR} = c/2L_0$,其中 c 为光速, L_0 为干涉仪平板间隔。则有:

$$\begin{aligned}
 T_1' = & (1-A-R)^2 \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^p R^n \cos \left[2\pi P_n \left(\frac{v_0}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{2v\Delta L_0}{c} \right) \right] \exp \left(-\frac{4\pi^2 P_n^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2} \right) \right. \\
 & \exp \left[-\left(\frac{\pi P_n \Delta v_e}{\Delta v_{\text{FSR}}} \right)^2 \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{P_n}{N_{\text{FSR}}} \right) + \sum_{n=1}^p \sum_{m=1}^p R^{n+m} \cos \left[2\pi (P_n - P_m) \left(\frac{v_0}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{2v\Delta L_0}{c} \right) \right] \\
 & \left. \exp \left(-\frac{4\pi^2 (P_n - P_m)^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2} \right) \exp \left[-\left(\frac{\pi (P_n - P_m) \Delta v_e}{\Delta v_{\text{FSR}}} \right)^2 \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{P_n - P_m}{N_{\text{FSR}}} \right) \right\}
 \end{aligned} \quad (3.27)$$

在本系统中 Fizeau 干涉仪成直线型条纹，用多通道的线阵 PMT 对条纹成像，从条纹重心位置的变化求得多普勒频移量，对一个自由光谱范围分成 N_{FSR} 个通道，则每个通道气溶胶信号透过率为：

$$\begin{aligned}
 T_{a_i}(i) = & (1-A-R)^2 \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^p R^n \cos \left[2\pi P_n \left(\frac{v_0}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{i}{N_{\text{FSR}}} \right) \right] \exp \left(-\frac{4\pi^2 P_n^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2} \right) \right. \\
 & \times \exp \left[-\left(\frac{\pi P_n \Delta v_e}{\Delta v_{\text{FSR}}} \right)^2 \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{P_n}{N_{\text{FSR}}} \right) + \sum_{n=1}^p \sum_{m=1}^p R^{n+m} \cos \left[2\pi (P_n - P_m) \left(\frac{v_0}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{i}{N_{\text{FSR}}} \right) \right] \\
 & \left. \times \exp \left(-\frac{4\pi^2 (P_n - P_m)^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2} \right) \exp \left[-\left(\frac{\pi (P_n - P_m) \Delta v_e}{\Delta v_{\text{FSR}}} \right)^2 \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{P_n - P_m}{N_{\text{FSR}}} \right) \right\}
 \end{aligned} \quad (3.28)$$

式中， i 为 PMT 探测器的第 i 通道，取值范围为 $1 \sim 16$ 。

同样的，每个通道接收的分子信号透过率为：

$$\begin{aligned}
 T_{m_i}(i) = & (1-A-R)^2 \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^p R^n \cos \left[2\pi P_n \left(\frac{v_0}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{i}{N_{\text{FSR}}} \right) \right] \exp \left(-\frac{4\pi^2 P_n^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2} \right) \right. \\
 & \times \exp \left[-\left(\frac{\pi P_n}{\Delta v_{\text{FSR}}} \right)^2 (\Delta v_e^2 + \Delta v_m^2) \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{P_n}{N_{\text{FSR}}} \right) + \sum_{n=1}^p \sum_{m=1}^p R^{n+m} \cos \left[2\pi (P_n - P_m) \left(\frac{v_0}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{FSR}}} + \frac{i}{N_{\text{FSR}}} \right) \right] \\
 & \left. \times \exp \left(-\frac{4\pi^2 (P_n - P_m)^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2} \right) \exp \left[-\left(\frac{\pi (P_n - P_m)}{\Delta v_{\text{FSR}}} \right)^2 (\Delta v_e^2 + \Delta v_m^2) \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{P_n - P_m}{N_{\text{FSR}}} \right) \right\}
 \end{aligned} \quad (3.29)$$

式中， Δv_m 为分子散射信号 $1/e$ 光谱带宽，在以下的模拟计算中采用的 $1/e$ 光谱带宽为 2.3GHz。

由以上的公式可以求得 Fizeau 干涉仪的对气溶胶和分子信号透射光谱，如图 53 所示，其中激光线宽为 180 MHz，缺陷参数为 6nm，反射率 R 为 0.8。可

以看到由于干涉仪的缺陷展宽，以及信号自身的宽度，高斯分布的卷积作用会使理想透射谱的二次条纹效应在一定程度上被淹没了，而透射谱对称性增强，同时降低了干涉仪的透射率，卷积作用下信号光谱加宽。分子信号由于带宽很宽，对于 Fizeau 干涉仪来说，透过率光谱几乎是一条直线，每个通道的透过率相同，因此将分子散射信号可以当作白噪声。

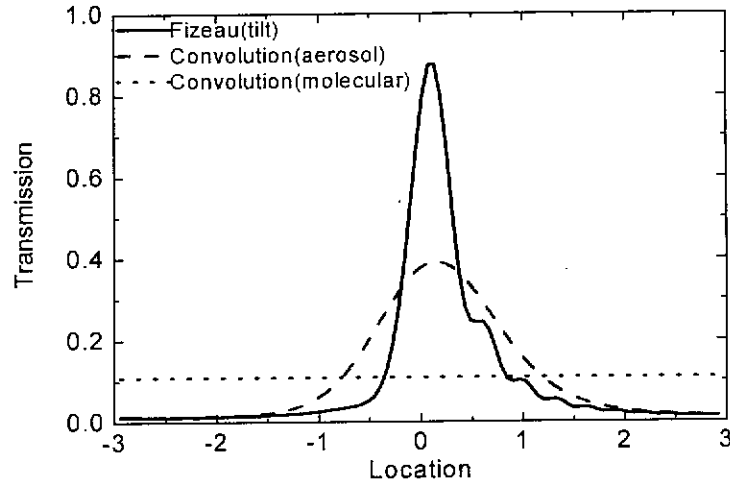


图 53 Fizeau 干涉仪对气溶胶和分子信号的透过率

通过以上的分析和计算可知，与 Fizeau 干涉仪光谱性能密切相关的量是：干涉平板工作面反射率 R ，干涉仪平板间隔 L ，两干涉平板的夹角 α ，干涉仪上入射光照射角 θ ，干涉平板表面缺陷因子 Δd_b 。平板夹角 α 的改变，会改变条纹的间隔，对光谱形状影响比较小，在本系统中干涉仪 Fizeau 干涉仪口径为 60mm，对一个自由光谱范围成像，则 $\lambda/2\alpha=60\text{mm}$ ，此时平板夹角 α 约为 $3\mu\text{rad}$ 。优化的入射光照射角 θ 为 0.4mrad 。下面计算实际的干涉仪信号透过率与缺陷因子 Δd_b 的关系，计算时反射率为 0.8，腔长为 0.15m，如图 54 所示，缺陷因子的存在，使得干涉仪的信号透过率降低，光谱加宽，当缺陷参数为 3nm、6nm、8nm 和 12nm 时，峰值透过率分别降低了 0.83%、3.19%、5.44% 和 11%。可以看出实际工作的干涉仪对平板光学表面质量要求较高，表面不平度至少得小于 $\lambda/100$ (@633nm)，特别的当缺陷参数小于 $\lambda/200$ (@633nm)，则表面缺陷对干涉仪信号透过光谱影响很小。我们激光雷达系统中使用的 Fizeau 和 DFP 干涉仪缺陷参数为 6nm。

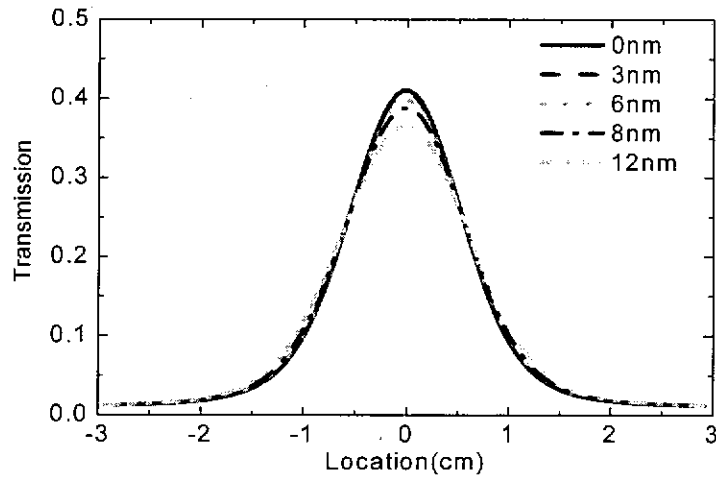


图 54 不同缺陷参数下的 Fizeau 干涉仪信号透射光谱

现在对 Fizeau 干涉仪的另外两个主要的参数反射率 R 和干涉平板间隔 L 进行优化设计, 使得 Fizeau 干涉仪接收边界层气溶胶信号测量风速具有好的性能。提高反射率, 可以增强光谱分辨率, 但是降低了信号光子平均透过效率, 从而降低了信噪比, 因此在设计时必须兼顾两者。平板间隔 L 的变化, 会改变干涉仪自由光谱范围。

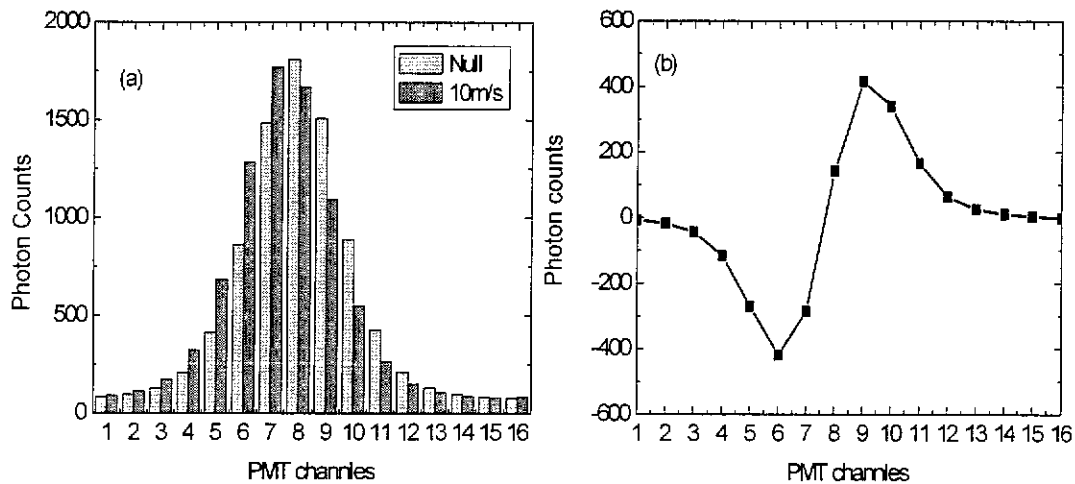


图 55 不同风速下 16 通道 PMT 探测器接收信号光谱(a)及各通道信号变化(b)

利用 16 通道线阵 PMT 探测器接收 3km 高度气溶胶信号的光谱如图 55 所示, 光子数有累加, 分别表示了 0 风速和 10m/s 风速时, 一个自由光谱范围内, 各个探测器通道接收信号情况。不为零的风速使得 Fizeau 干涉仪透射的信号光谱中心频率发生移动, 各通道的信号分别增强或减弱, 总的信号光子数基本上不变。从信号频率重心位置的变化就可以得到多普勒频移, 求取风速。在本系

统中,我们引入发射激光的一部分作为参考光到 Fizeau 干涉仪,因此参考光频率在探测器上的位置即为零风速的位置,这样可以消除激光频率漂移对风速测量的影响。

根据气象学风速测量的要求,边界层内 (<3km) 水平风速测量误差需小于 1 m/s。因此分析采用 Fizeau 干涉仪的直接探测多普勒雷达的测量精度来优化干涉仪是至关重要的,下面将讨论对于干涉仪反射率 R 和平板间隔 L 进行优化设计。

理想情况下透射谱线的中心频率,即透射信号谱线的频率重心为^{[101][102]}:

$$\bar{\nu} = \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} \nu_i S_i \right\} \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} S_i \right\}^{-1}, \quad (3.30)$$

式中, ν_i 为第 i 个通道 (channel) 上的频率, S_i 为第 i 个通道上接收的光子数。探测器上频率重心的不确定度,即方差为:

$$\sigma_{\bar{\nu}}^2 = \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} (\delta\nu_i)^2 S_i \right\} \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} S_i \right\}^{-2}, \quad (3.31)$$

式中, $\delta\nu_i$ 为谱线第 i 个通道上频率相对中心频率的偏移量。

利用气溶胶散射信号测量多普勒频移,则瑞利散射光子为噪声。由于瑞利散射带宽比 Fizeau 干涉仪一个自由光谱范围宽得多,瑞利信号透过率信号光谱基本上为一直线,因此看作宽光谱背景噪声,在探测器每个通道上瑞利散射光子数相同。噪声的存在会降低条纹中心测量准确性,并按 $(1+B/Q)^{-1/2}$ 递减^[101], B 为总噪声, Q 为信号光子,对于一个自由光谱范围,不考虑太阳背景光子数时,有:

$$(1+B/Q)^{-1/2} = (1+T_{mean}\beta_m/T_1'\beta_a)^{-1/2}, \quad (3.32)$$

从上面分析可知,考虑瑞利散射信号噪声后,修正的谱线中心均方差可表示为:

$$\sigma_{\bar{\nu}}' = (1+T_{mean}\beta_m/T_1'\beta_a)^{1/2} \sigma_{\bar{\nu}}, \quad (3.33)$$

同时假设激光频率的稳定性比较好,则视线 (LOS) 速度的均方误差为:

$$\Delta U_{LOS} = (c/2\nu)\sigma_{\nu_{LOS}} = (c/2\nu)(\sigma_{\nu_{ref}}^2 + \sigma_{\nu_{LOS}}^2)^{1/2}, \quad (3.34)$$

其中, $\sigma_{\nu_{LOS}}^2$ 为大气回波信号谱中心位置频谱不确定度, $\sigma_{\nu_{ref}}^2$ 为发射激光作为参考光谱的中心位置频谱的不确定度,参考激光中心频率其短时内的激光频率漂移是较小的,长时间漂移通过激光稳频系统得到改善,而且信号强度较高,则从多通道探测器上接收的参考光频谱计算激光中心频率的精度很高,误差很小,

可以忽略。因此这里只考虑视线风速误差引起的水平速度的均方差，可表达为：

$$\Delta U = \Delta U_{\text{Los}} / \sin(\phi) = \frac{c}{2\nu \sin(\phi)} \sigma_{v_{\text{los}}} = \frac{c}{2\nu \cdot \sin(\phi)} (1 + T_{\text{mean}} \beta_m / T' \beta_a)^{1/2} \sigma_v, \quad (3.35)$$

其中， σ_v 的计算采用前面公式(3.31)，但是实际上，只对于干涉光谱一个自由光谱范围成像，而探测器的通道数为 16，则：

$$\sigma_v = \left\{ \sum_{i=1}^{16} (\delta v_i)^2 S_i \right\}^{1/2} \left\{ \sum_{i=1}^{16} S_i \right\}^{-1}, \quad (3.36)$$

式中， $S_i = T_{1a}(i) N_A(r) / 16$ ， $N_A(r)$ 为高度 r 处接收的气溶胶散射光子数。

现在介绍计算水平风速误差的另一种方法，由于不同探测器通道在水平风速 U_H 下接收的信号光子数不同，得到一系列包含 U_H 的方程，用最小二乘方法拟合，根据误差传播方程，采用与 McGill 类似处理方法^[84]，得到了计算水平风速误差的另外一个表达式：

$$\sigma_{U_H} = \frac{c}{2\lambda \sin(\phi) \left(\sum_{i=1}^{16} \text{SNR}_A^2(i) \times \left[\frac{1}{N_A(i)} \frac{\partial N_A(i)}{\partial \lambda} \right]^2 \right)^{1/2}}, \quad (3.37)$$

式中， $\frac{1}{N_A(i)} \frac{\partial N_A(i)}{\partial \lambda}$ 为各探测器通道的归一化灵敏度。

$$\text{SNR}_A(i) = \frac{N_A(i)}{(N_A(i) + N_M(i) + N_B(i))^{1/2}}, \quad (3.38)$$

$$N_A(i) = \frac{N_A(r)}{16} \cdot T_{1a}(i), \quad (3.39)$$

$$N_M(i) = \frac{N_m(r)}{16} \cdot T_{1m}(i), \quad (3.40)$$

采用本系统的激光器参数，发射激光天顶角为 48° ，高度分辨率为 100m，累加脉冲数为 500 次，接收 3km 高度上气溶胶散射信号，则不同反射率 R 和干涉平板间隔 L 下的水平风速误差，如图 56 所示，气溶胶和分子散射系数剖面上章中已经给出。可以看出小的腔长不变时，小的反射率 R 下干涉仪精细度小，光谱分辨率差，使得风速测量误差较大，大的反射率 R 虽然提高了光谱分辨率，但是透过的信号光减少，信噪比降低，风速误差增加，因此在直接探测激光雷达中，反射率一般取值范围为 0.65 到 0.8。在合适的干涉仪反射率下，干涉平板间隔增加时，风速误差降低，因为大的腔长减小了自由光谱范围，使

得光谱测量灵敏度提高。图中给出了优化的 Fizeau 干涉仪参数，反射率 R 为 0.67，而腔长 L 为 0.233m，此时水平风速测量误差为 0.773m/s。实际中长的腔长干涉仪稳定性很难保证，同时考虑了风速测量动态范围 $\pm 50\text{m/s}$ ，对应范围为 560MHz，因此我们选取的干涉仪参数为：腔长 $L=0.15\text{m}$ ，反射率 $R=0.755$ ，此时风速误差为 0.8m/s，完全能够满足风速测量要求。Fizeau 干涉仪优化设计在发表的文章参考文献[103]中也有相关报道。

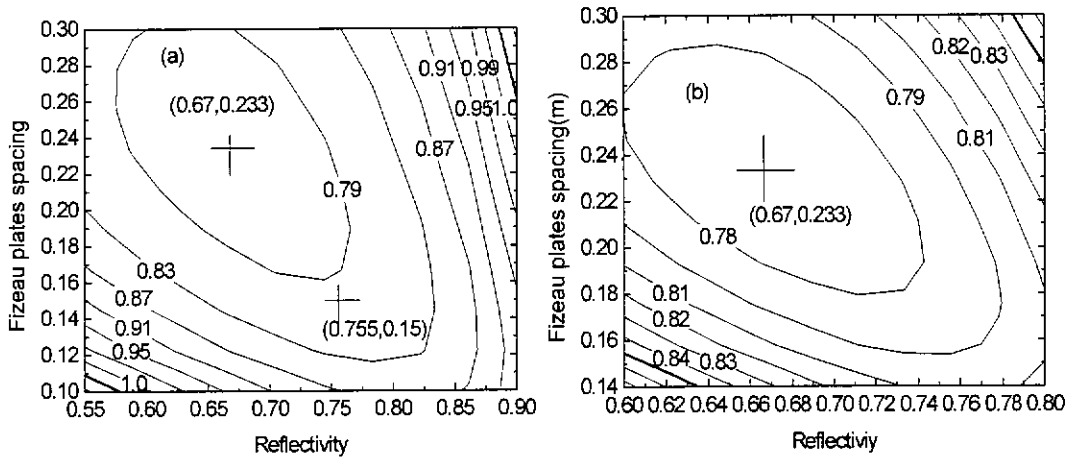


图 56 Fizeau 干涉仪不同反射率与平板间隔下的水平风速误差

根据优化设计的干涉仪参数，设计了图 57 中的干涉仪结构，总长度 200mm，腔长 150mm，通光口径 60mm，干涉面在 355nm 波长的反射率为 0.755，为了便于检测干涉仪同时镀了 633nm 的部分反射膜。本干涉仪要满足车载系统的稳定性，石英的空心圆柱隔环与一个干涉平板胶合在一起，热胀系数一样，三个压电陶瓷 PZT 均匀分布在石英隔环圆周，控制器分别调节 PZT 改变干涉仪平板间小的倾角，得到视场中一个干涉光谱，还能同时调节 PZT 扫描腔长。

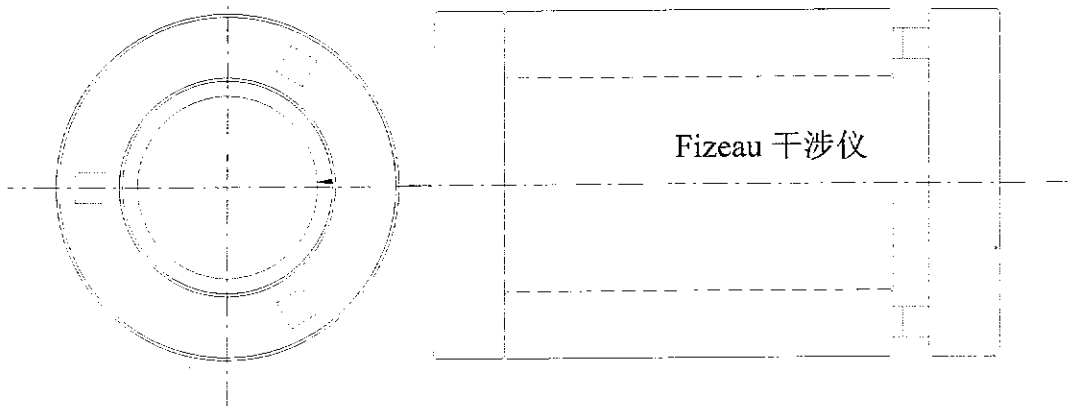


图 57 Fizeau 干涉仪设计结构图

3.5 DFP 鉴频器优化设计

上一章对利用 DFP 干涉仪测量风速的原理进行了介绍,两个干涉仪的透射光谱对称的位于分子瑞利散射光谱的两侧,通过差分的信号强度变化分析频移,来测量风速。图 58 表示 DFP 的两个干涉仪通道及信号透过率光谱,零风速时,两个干涉仪对称的位于分子散射光谱两侧,一定风速下,分子散射光谱发生频移。将分子散射光谱与干涉仪光谱卷积后,得到信号透过光谱,因此一个干涉仪透过率增加,另一个减小,差分的透过率变化或信号强度变化与多普频率对应的风速是相关的。

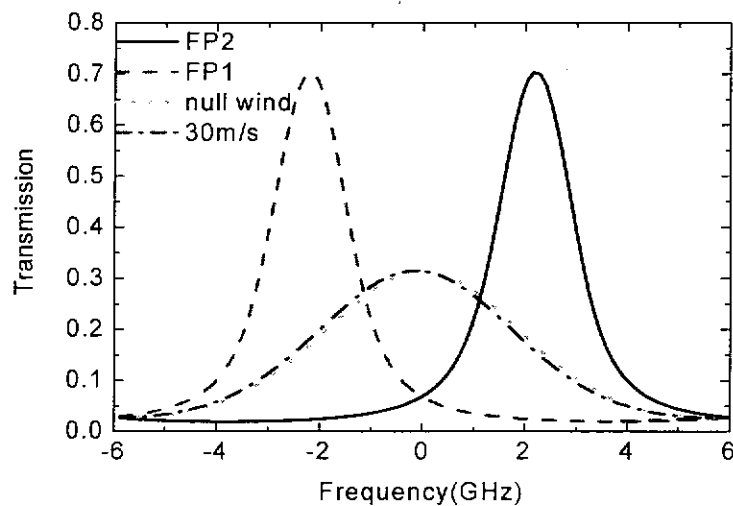


图 58 双 FP 干涉仪透过率光谱和分子信号光谱

在本系统中,研制的 DFP 干涉仪实际上是两个干涉仪,它们的腔长相差很小(几十 nm),做在同一个干涉平板上,这样的目的就是增加系统的稳定性,能够同时调节两个干涉仪的腔长。从前面的分析可知,DFP 干涉仪通常工作在光正入射条件下,而且光束发散角较小,将更多的能量集中在中心光谱上。与 DFP 干涉仪多普勒频移测量性能密切相关的参数为:腔长决定的自由光谱范围 FSR,光谱分辨率 $\Delta\nu_{DFP}$,以及干涉仪透射光谱中心与发射激光的频率间隔 $\Delta\nu_{off}$ 。在 355nm 发射激光下,分子瑞利布里渊散射带宽为(FWHM) $0.22472(T)^{1/2}$ GHz,地面到 20km 高度的温度变化范围为 300-217K,则分子带宽约为 3.3~4GHz,设计的干涉仪必须能够接收此高度范围内的整个分子信号光谱,考虑到风速测量动态范围 ± 100 m/s,选取了自由光谱范围 FSR=12GHz。下面将从满足风速测量要求出发来设计 DFP 干涉仪,获得优化的干涉仪参数。

前面分析了干涉平板表面缺陷对干涉仪透射谱特性影响,它对 DFP 干涉仪

也有类似的影响,在此不再详细分析。将 FP 干涉仪的透射率与缺陷概率分布加权平均后得到了干涉仪的透射率为:

$$T(m) = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \left(\frac{1-R}{1+R}\right) \times \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \exp\left(-\frac{4\pi^2 n^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2}\right) \cos 2\pi n m\right], \quad (3.41)$$

式中 m 为干涉级数, $m = m_0 + \Delta m$, m_0 为整数。

将上式与激光光谱以及分子、气溶胶光谱做卷积,得到了两个干涉仪实际的信号光谱透过率为:

$$T(\nu, \Delta\nu_{off}) = \sum_{n=0}^{\infty} t_n \sin c\left(\frac{n}{F_A}\right) \exp\left[-\left(\frac{\pi P_n \Delta\nu_e}{\Delta\nu_{FSR}}\right)^2\right] \times \left(1 + \exp\left[-\left(\frac{\pi P_n \Delta\nu_M}{\Delta\nu_{FSR}}\right)^2\right]\right) \cos\left[2\pi n \left(\pm \frac{\Delta\nu_{off}}{\Delta\nu_{FSR}} - \frac{2U_H \sin\phi\nu_0}{c\Delta\nu_{FSR}}\right)\right] \quad (3.42)$$

式中, F_A 为描述口径照射角度加宽的参数,即口径精细度,为了获得最大通光效率,一般等于反射精细度 F_R 。 $\Delta\nu_{off}$ 的正负号分别对应 DFP 两个不同干涉仪,而 t_n 可以表示为:

$$t_n = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \left(\frac{1-R}{1+R}\right) \quad (n=0), \quad (3.43)$$

$$t_n = 2 \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \left(\frac{1-R}{1+R}\right) R^n \exp\left(-\frac{4\pi^2 n^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2}\right) \quad (n>0). \quad (3.44)$$

上面的信号光谱透过率包括了气溶胶和分子透过率光谱,分别为 $T_a(\nu, \Delta\nu_{off})$ 和 $T_m(\nu, \Delta\nu_{off})$, 则不同高度接收的气溶胶和分子散射信号光子数为:

$$\begin{aligned} N_{ma}(\nu, \Delta\nu_{off}) &= N_A(r) T_{BS} T_a(\nu, \Delta\nu_{off}) \\ N_{mm}(\nu, \Delta\nu_{off}) &= N_m(r) T_{BS} T_m(\nu, \Delta\nu_{off}) \end{aligned} \quad (3.45)$$

式中, T_{BS} 为光束分光比约 50%。为了消除气溶胶对接收分子散射信号测量多普勒频移的影响, Korb 等指出^[80], 要求 DFP 干涉仪系统对气溶胶和分子信号具有相同的灵敏度,这时可以将气溶胶信号当作分子信号看待,则有下面的关系式:

$$\frac{1}{N_{ma}(\nu, \Delta\nu_{off})} \frac{d}{d\nu} N_{ma}(\nu, \Delta\nu_{off}) = \frac{1}{N_{mm}(\nu, \Delta\nu_{off})} \frac{d}{d\nu} N_{mm}(\nu, \Delta\nu_{off}). \quad (3.46)$$

在双边缘检测激光雷达中，通常定义一个响应函数^[104]：

$$S = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}, \quad (3.47)$$

式中， N_1 和 N_2 为 DFP 干涉仪两个通道接收的光子数，则 S 与风速变化相关。定义测量灵敏度为 $\Theta = dS/du^*$ ， u^* 为风速的无偏估计。如果双边缘探测满足泊松分布，则相对变化量 S 的标准偏差为：

$$\begin{aligned} \varepsilon_s = \sqrt{\text{var}(S)} &= \left\{ \bar{S}^2 \left(\frac{\text{var}(N_1 - N_2)}{(N_1 - N_2)^2} + \frac{\text{var}(N_1 + N_2)}{(N_1 + N_2)^2} \right) \right\}^{1/2} \\ &\approx \left(\frac{1 + \bar{S}^2}{N_1 + N_2} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (3.48)$$

这样，径向风速的标准偏差可表示 $\varepsilon_u = \varepsilon_s \Theta^{-1}$ ，因此应该把 ε_u 最小化作为优化 FP 干涉仪的准则。为了简化分析，定义一个参数 Q ，优化准则等效为使下式最大：

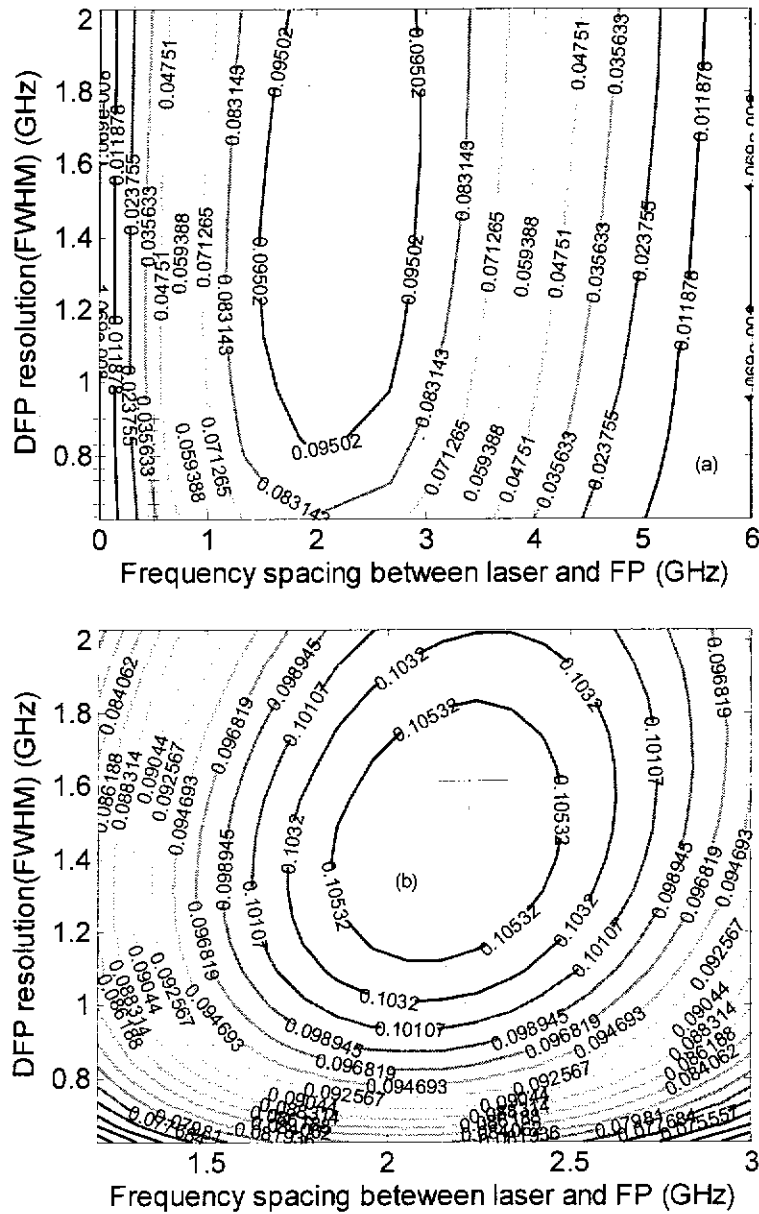
$$Q = \Theta \sqrt{N_1 + N_2} \quad (3.49)$$

因此径向风速偏差可以表示为：

$$\varepsilon_u = \left(1 + \bar{S}^2\right)^{1/2} / Q \quad (3.50)$$

设多普勒频移量 $\Delta\nu$ 很小，则 S 可以表示为：

$$S = \left(\frac{dN_1}{d\nu} - \frac{dN_2}{d\nu} \right) \frac{\Delta\nu}{N_1 + N_2} \quad (3.51)$$



DFP 两个干涉仪的频率间隔为 5.2GHz。因此得到了优化干涉仪参数为，光谱分辨率 $\Delta\nu_{DFP} = 1.6\text{GHz}$ ，干涉仪透射光谱中心与发射激光的频率间隔 $\Delta\nu_{\text{off}} = 2.6\text{GHz}$ 。

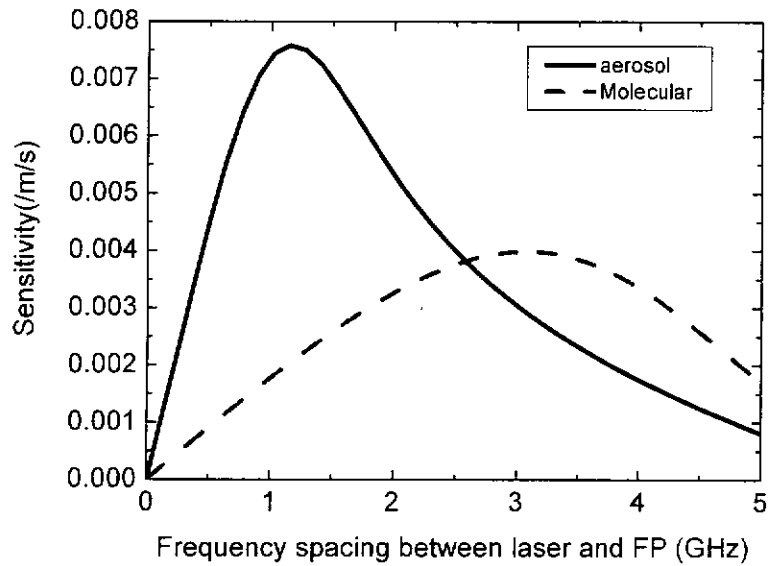


图 60 不同频率间隔下的 DFP 干涉仪对气溶胶和分子的灵敏度

根据优化设计的干涉仪参数，设计了图 61 中的干涉仪结构，总长度 62.5mm，腔长 12.5mm，通光口径 80mm。与 Fizeau 干涉仪一样同时镀了 355nm 和 633nm 的反射膜。为了实现两个干涉仪频率间隔约 5.2GHz，如图所示，将其中一个干涉平板分成两半，其中一半镀上 SiO_2 介质膜，再镀反射膜，使得两半干涉仪平板之间有一个小的台阶 Step，高度差约为 75nm。压电陶瓷的固定和分布与 Fizeau 干涉仪一样，控制器驱动 PZT 可以很方便的调节平行度和扫描腔长。

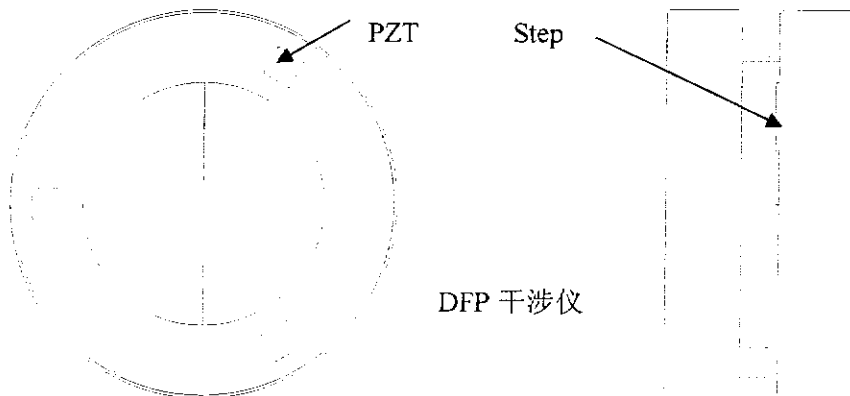


图 61 DFP 干涉仪设计结构图

3.6 小结

多普勒测风激光雷达要求发射激光为单纵模，分别介绍了实现单纵模的激光的几种方法，课题组采用谐振探测技术，实现了 100% 单纵模输出。从望远镜和干涉仪系统聚光效率匹配出发，对干涉仪的光学准直性以及所需的干涉仪口径进行优化匹配计算。利用实际的的激光器探测器等参数和模型大气参数，对 Fizeau 和 DFP 鉴频器系统进行优化设计，得到了优化的干涉仪参数，能够满足分别接收气溶胶和大气分子散射信号测量多普勒频移的性能。

4 系统仿真和实验研究

本章将利用优化设计的干涉仪鉴频器参数和实际的激光雷达系统参数,对两个鉴频器系统分别接收气溶胶和分子散射信号测量大气风场的特性进行了仿真计算,得到了较好的结果。研制了高稳定的干涉仪温控系统,并对干涉仪的光谱进行测量,确定了实际的干涉仪系统参数。

4.1 信噪比、灵敏度和误差分析

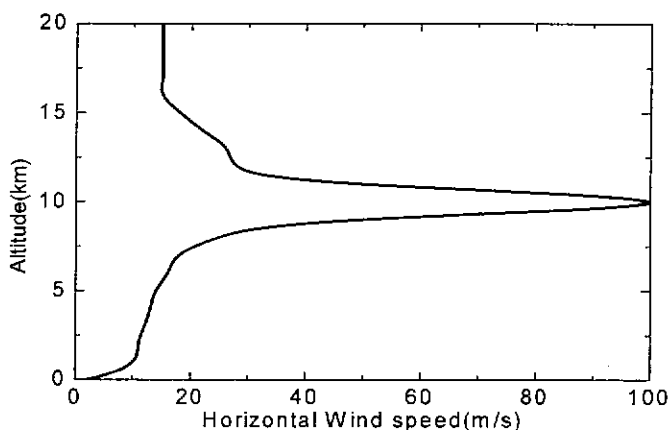


图 62 模拟的风速剖面

利用实际的干涉仪参数和激光器参数,分别分析 Fizeau 干涉仪和 DFP 干涉仪的信噪比,灵敏度和风速测量误差,对于评估两个通道的风速测量性能具有重要价值。图 62 为模拟计算时采用的大气水平风速剖面,覆盖边界层、对流层到低的平流层。

Fizeau 干涉仪探测器为 16 通道 PMT,各个通道上的光谱透过率不同,因此信噪比也会不一样,接收 3km 高度气溶胶散射信号,各通道的信噪比,如图 63 所示,中间通道对应干涉仪光谱的中心,透过率大,信噪比高,各通道的信噪比线形与干涉仪透射谱线形相似,多脉冲累加后,提高了信噪比,信噪比与脉冲累加数的均方根成正比。

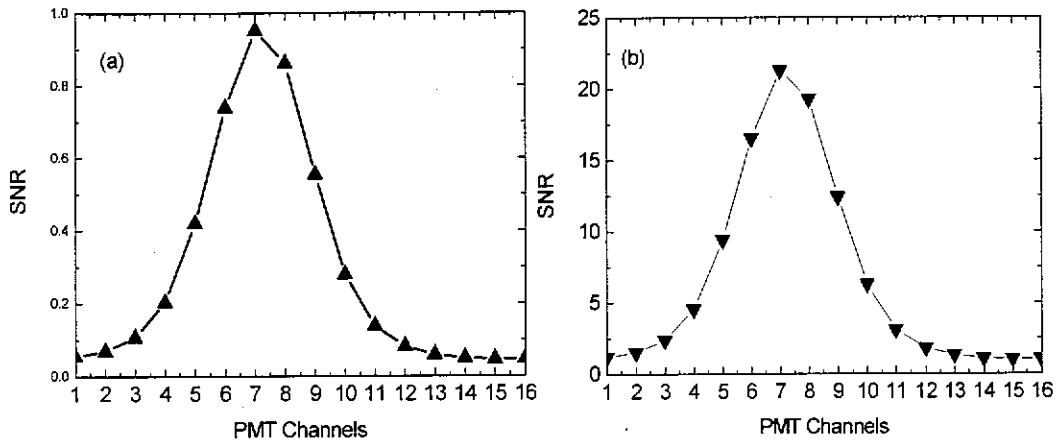


图 63 Fizeau 干涉仪在线阵 PMT 探测器不同通道上单次 (a) 和 500 脉冲累加 (b) 的信噪比

在气溶胶和分子信号灵敏度相等时, DFP 鉴频器的信噪比 SNR 可以表示为:

$$\frac{1}{SNR} = \sqrt{\frac{1}{SNR_1^2} + \frac{1}{SNR_2^2}}, \quad (4.1)$$

式中, SNR_1 和 SNR_2 分别为 DFP 两个干涉仪通道的信噪比。探测器接收高度 r 的总的气溶胶和分子散射信号为:

$$N_{i=1,2} = T_{BS} T(\nu, \Delta\nu_{off}) N(r), \quad (4.2)$$

式中, $N(r)$ 为激光雷达方程表示的 r 高度的气溶胶和分子散射光子数。

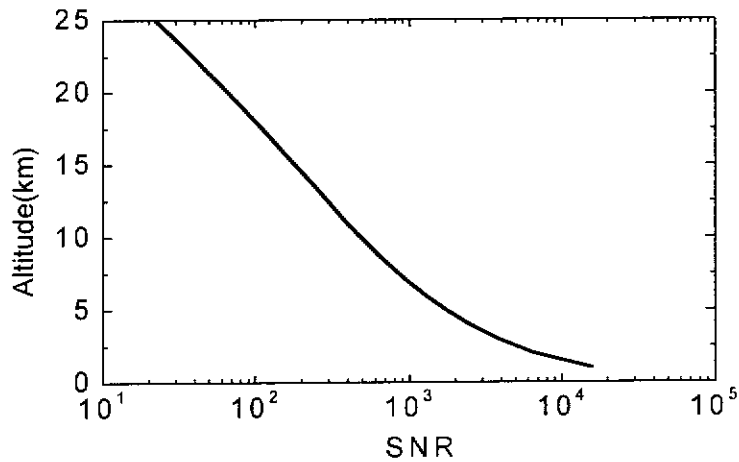


图 64 DFP 鉴频器不同高度的信噪比

信号泊松分布下，DFP干涉仪单个干涉仪的信噪比可以表示为：

$$\begin{aligned}
 SNR_{i=1,2} &= \frac{N_{i=1,2}}{\sqrt{N_{i=1,2} + N_{DC}\Delta t + N_B\epsilon\Delta t}} \\
 &= \sqrt{\epsilon\Delta t} \frac{N_{i=1,2}/\epsilon\Delta t}{\sqrt{N_{i=1,2}/\epsilon\Delta t + N_{DC}/\epsilon + N_B}}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

式中， N_{DC} 为探测器暗计数，接收DFP光谱信号的PMT探测器暗计数为 $300s^{-1}$ ， N_B 为太阳背景噪声。从式中可以看出，相对单次测量，多次脉冲累加将信噪比提高了 $\sqrt{\epsilon\Delta t}$ 倍，与上面对 Fizeau 干涉仪的分析一样。高的重复频率可以减小探测器每个脉冲接收的暗计数。因此在直接探测多普勒激光雷达中，在发射激光功率一定时，尽可能高的重复频率对于提高信噪比很有利。考虑实际的噪声，DFP 鉴频器在 20km 以下各高度的信噪比，如图 64 所示，为 6000 脉冲数累加的信噪比。

Fizeau 干涉仪鉴频器通道的灵敏度，即单位风速(1m/s)引起的信号变化，可以用下面的公式表示^[84]：

$$\Theta = \frac{2}{\lambda} \left(\frac{\sum_{i=1}^{16} N_{A,i} \left(\frac{1}{N_{A,i}} \frac{\partial N_{A,i}}{\partial v} \right)^2}{\sum_{i=1}^{16} N_{A,i}} \right)^{1/2} \tag{4.4}$$

在 $\pm 50m/s$ 视线风速动态范围内，Fizeau 鉴频器测量灵敏度基本上保持不变，灵敏度约为 $1.8\%/ms^{-1}$ ，如图 65 所示。

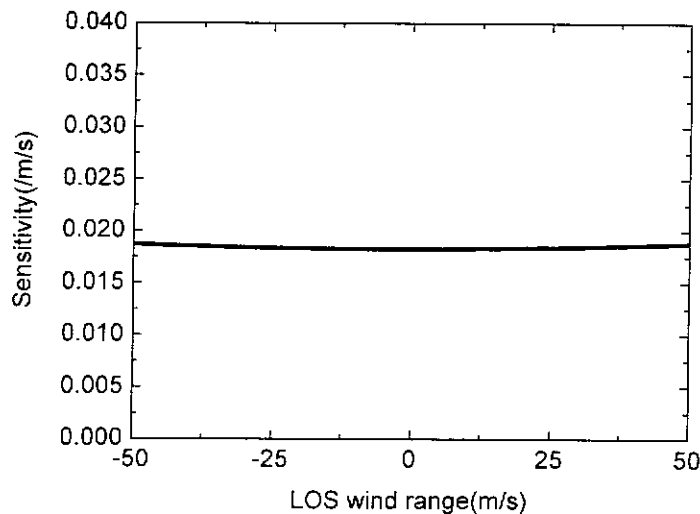


图 65 Fizeau 鉴频器的风速测量灵敏度

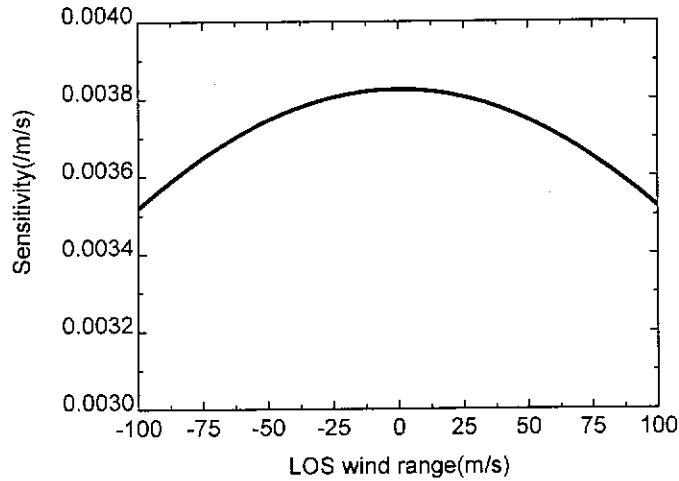


图 66 DFP 鉴频器的风速测量灵敏度

DFP 鉴频器的测量灵敏度其表达式为 $\Theta = dS/du^*$, u^* 为风速的无偏估计。则在 $\pm 100\text{m/s}$ 风速动态范围内, DFP 鉴频器的测量灵敏度在零风速时最大, 约为 $0.382\%/ms^{-1}$, 随着风速的增大, 测量灵敏度降低, 在 100m/s 风速时, 灵敏度约为 $0.351\%/ms^{-1}$, 如图 66 所示。对比前面计算的 Fizeau 鉴频器灵敏度可以看出, Fizeau 鉴频器接收气溶胶信号, 测量低空风速具有较高的风速测量灵敏度。

Fizeau 干涉仪在边界层的风速测量误差可以用上一章的公式计算, 利用设计的干涉仪参数, 激光雷达参数以及大气散射系数, 得到边界层下水平风速误差剖面分布, 如图 67 所示, 高度分辨率为 100m , 500 次脉冲累加, 在整个边界层下风速误差小于 1m/s , 满足风速测量的要求。同样的, McGill 等^[84]分析, 可以把 DFP 鉴频器看做两通道的成像探测器, 其水平风速误差用下面的公式表示:

$$\sigma_{u_H} = \frac{c}{2\lambda \sin(\phi) \left[SNR_1^2(r) \left(\frac{1}{N_1(r)} \frac{\partial N_1(r)}{\partial \lambda} \right)^2 + SNR_2^2(r) \left(\frac{1}{N_2(r)} \frac{\partial N_2(r)}{\partial \lambda} \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad (4.5)$$

式中, $N_1(r)$ 和 $N_2(r)$ 为 DFP 鉴频器每个干涉仪通道接收的光子数。计算 20km 高度以下水平风速误差分布, 如图 68 所示, 高度分辨率为 500m , 积分时间为 2 分钟, 20km 以下水平风速误差小于 3m/s , 能够满足测量要求。延长积分时间, 还可以进一步提高测量精度。

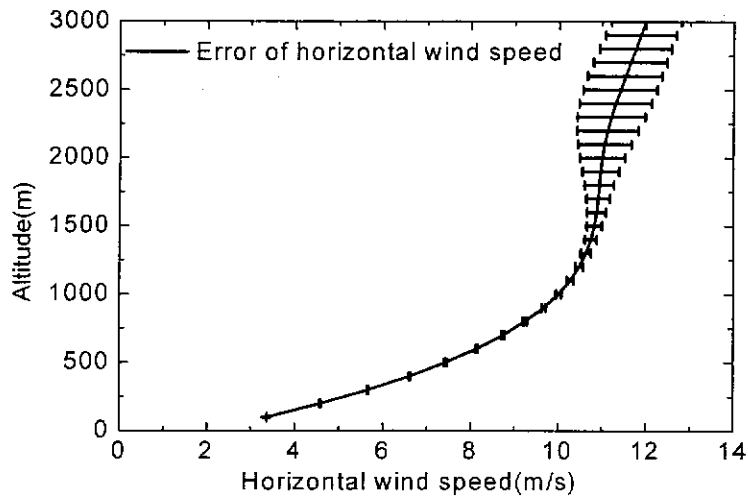


图 67 Fizeau 鉴频器假定风速的水平风速误差

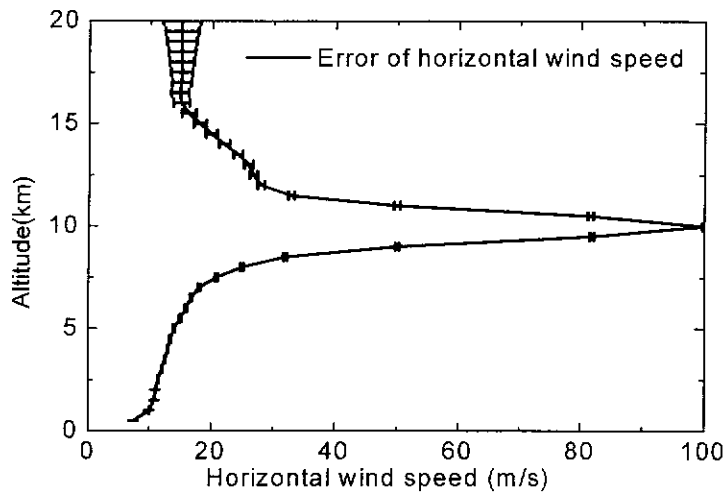


图 68 DFP 鉴频器假定风速的水平风速误差

4.2 干涉仪稳定性分析及解决方案

高精度的风速测量，要求干涉仪具有高的稳定性，1m/s 风速对应的多普勒频移量为 5.63MHz，当不考虑激光频率漂移的影响时，对于 1m/s 风速测量精度，干涉仪的频率稳定性必须小于 5.63MHz。在透射光谱极大值，正入射条件下，有 $2\mu L = m\lambda$ ，因此干涉仪腔长或腔内气体折射率的变化均会使得干涉级数发生改变，设为 Δm ， μL 改变半个波长时，干涉仪光谱移动一个自由光谱范围。

$$\Delta(\mu L) = \mu\Delta L + L\Delta\mu \quad (4.6)$$

干涉仪腔长随温度变化而改变，而折射率与温度和压强变化相关，以下将分析干涉仪满足测风要求的稳定性所需要的温度和压强条件。

当干涉仪里面充常压的空气时，温度变化对折射率的影响为^[102]：

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial\mu}{\partial T}\right)_{P=1atm} &= (\mu_0 - 1)3.8573 \times 10^{-3} (1 + 0.003661T)^{-2}, \\ &\approx (\mu_0 - 1)(3.8573 \times 10^{-3} - 2.8374 \times 10^{-5}T) \end{aligned} \quad (4.7)$$

式中， μ_0 为标准大气下空气折射率，在 25°时 355 波长下的折射率为 1.000276115。代入上式，求得折射率随温度变化为 $-0.8981067 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。

标准大气下，压强变化对空气折射率的影响为^[102]：

$$\left(\frac{\partial\mu}{\partial P}\right) = (\mu_0 - 1)(1.3149 \times 10^{-3} + 1.626 \times 10^{-9}P), \quad (4.8)$$

这里， P 为压强，单位为 Torr (1Torr=1mmHg=133.3Pa)，可以求得 25°时 1 标准大气压下，压强变化对折射率影响为： $0.3634048 \times 10^{-6}/\text{Torr}$ 。法国 CNRS 研制的双边缘检测 DFP 干涉仪，就是通过改变压强来调节光谱。

温度同时也是影响腔长的主要参数，由热膨胀系数表示。紫外熔石英玻璃的热膨胀系数较小，约为 $0.52 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。下面计算我们的 Fizeau 干涉仪和 DFP 干涉仪，受环境温度和压强变化的影响。

设计的 Fizeau 干涉仪腔长为 150mm，其中石英间隔有 141mm；而 DFP 干涉仪的腔长为 12.5mm，而石英间隔为 3.5mm。两个干涉仪具有 3 个 9mm 长的压电陶瓷调节腔长，其中压电陶瓷具备位置传感器功能。

每 °C 温度变化对 DFP 和 Fizeau 干涉仪的影响，等效为腔长变化分别为：

$$\begin{aligned} \Delta(\mu L, T)_{DFP} &= (3.5 \times 10^{-3})0.52 \times 10^{-6} \text{nm} - (12.5 \times 10^{-3})0.8981067 \times 10^{-6} \text{nm}, \\ &= -9.44 \text{nm} \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \Delta(\mu L, T)_{Fizeau} &= (141 \times 10^{-3})0.52 \times 10^{-6} \text{nm} - (150 \times 10^{-3})0.8981067 \times 10^{-6} \text{nm}, \\ &= -61.4 \text{nm} \end{aligned} \quad (4.10)$$

每 Torr 压强变为对 DFP 和 Fizeau 干涉仪的影响，等效为腔长变化分别为：

$$\Delta(\mu L, P)_{DFP} = (12.5 \times 10^{-3})0.3634048 \times 10^{-6} = 4.54 \text{nm}, \quad (4.11)$$

$$\Delta(\mu L, P)_{Fizeau} = (150 \times 10^{-3})0.3634048 \times 10^{-6} = 54.51 \text{nm}, \quad (4.12)$$

因此，对于 355nm 波长，温度对 DFP 和 Fizeau 干涉仪的光谱频率影响分别为 $-636\text{MHz}/^\circ\text{C}$ 和 $-346\text{MHz}/^\circ\text{C}$ ，受压强变换的影响均为 $307\text{MHz}/\text{Torr}$ 。可以看出高

稳定的干涉仪要求具有高的压强稳定性，常需要对干涉仪密封。因此只考虑温度对干涉仪稳定性的影响。图 69 表示温度变化带来的风速测量误差，可以看出 DFP 干涉仪比 Fizeau 干涉仪对温度稳定性要求高。只考虑温度时，1m/s 风速测量误差，对 DFP 干涉仪和 Fizeau 干涉仪的温控精度分别约为 0.009°C 和 0.017°C。要实现高的温度稳定性，有两种方法：(1) 将干涉仪腔内抽成真空，或放在真空中工作，这时温度变化主要是辐射引起的，变化很慢，对温控精度要求不高；(2) 对干涉仪系统密封，并采用高精度的温控装置。本课题中采用了后一种方法，研制了两级温控系统，实现了高精度的温控，温控精度为 $\pm 0.003^{\circ}\text{C}/24\text{h}$ ，温度变化产生的风速测量误差为 $\pm 0.34\text{m/s}$ 。图 70 中为研制的双层温控 DFP 干涉仪及其温控装置。

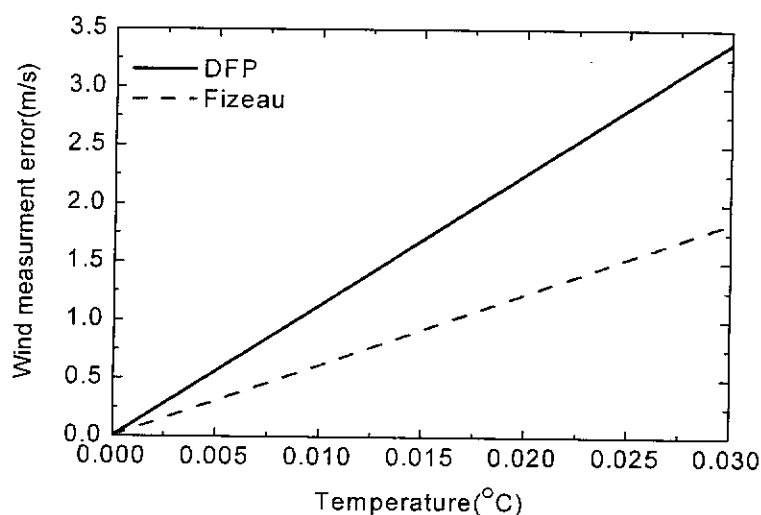


图 69 温度对两个干涉仪风速测量误差的影响

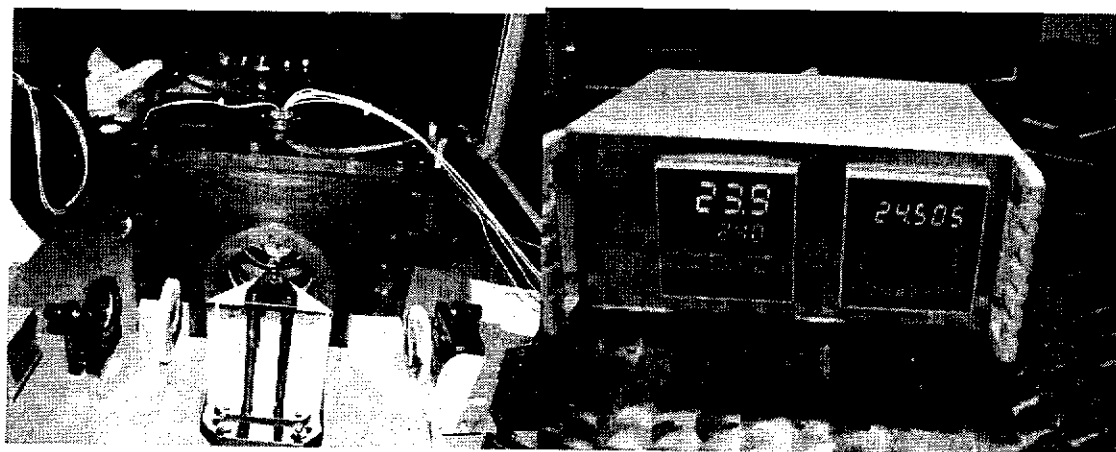


图 70 采用两级温控的 DFP 干涉仪及温控装置

干涉仪采用的温控原理如图 71 所示,采用加温控制方法,两级密封温控,实现高的温度稳定性,其中干涉仪放置只是象征性表示。温控分为内箱和外箱,干涉仪置于内箱中,两个温控箱外面为绝热材料,里面有导热材料。为了使温控箱受热均匀,加热电阻 R3 和 R4 采用了北京宏宇公司的薄膜加热片,电阻分别为 30 和 20 欧姆,电阻面积比较大,加热电源由直流的 24V 开关电源提供,实验证实效果很好。R1 和 R2 为两个箱中的温度传感器,型号 Pt100。SSR1 和 SSR2 均为直流输入直流输出的固态继电器,由 PID 温控器 1 和 2 来控制固态继电器的通断,来改变两个加热片的加热功率,两个温控器型号分别为 SR3 和 SR253,为日本岛电公司产品,精度分别为 0.1°C 和 0.001°C 。因为采用了加热温控方法,温控箱的设置温度比室温要高,其中内箱比外箱温度高,将外箱温度设置在 24°C ,温控精度优于 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$,内箱温度设置在 24.505°C ,温控精度优于 $\pm 0.003^{\circ}\text{C}$ 。当测量温度高于设定值时,固态继电器断开,加热片不工作,由于环境温度低,热交换作用下温控箱温度降低。当测量温度低于设定温度时,固态继电器为开路,加热片工作,温度上升。温控器整定后得到了优化的比例、积分和微分参数(即 P, I 和 D)。研制的 DFP 干涉仪温控装置精度较高,成本较低,极大的降低了环境温度的干扰,能够有效满足多普勒频移测量要求。在 Fizeau 干涉仪中,正在采用类似的方案。

从上面的分析和计算可以看出,干涉仪中间的间隔环在温度变化时,对干涉仪的频谱稳定性影响很大,因此为了降低温控要求,一个可行的方案就是采用低膨胀系数的间隔环来代替石英间隔环,如 Schott 公司的零膨胀陶瓷 Zerodur,热胀系数为 $0.03 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$,比石英低一个数量级,温度稳定性要求则降低了一个数量级。用 Zerodur 作为间隔环的平板干涉仪在国外已经得到应用。但是 Zerodur 作为间隔环的一个缺点就是与熔石英干涉平板热胀系数相差很多,温度改变时,会产生应力,使得干涉平板表面变形,降低表面光学质量,而用石英作为间隔环将不存在这个问题。如果采用特殊的机械结构,使得干涉仪间隔环和干涉平板之间不是胶合,而是光学接触,则采用 Zerodur 间隔环的干涉仪可以避免应力降低光学质量。

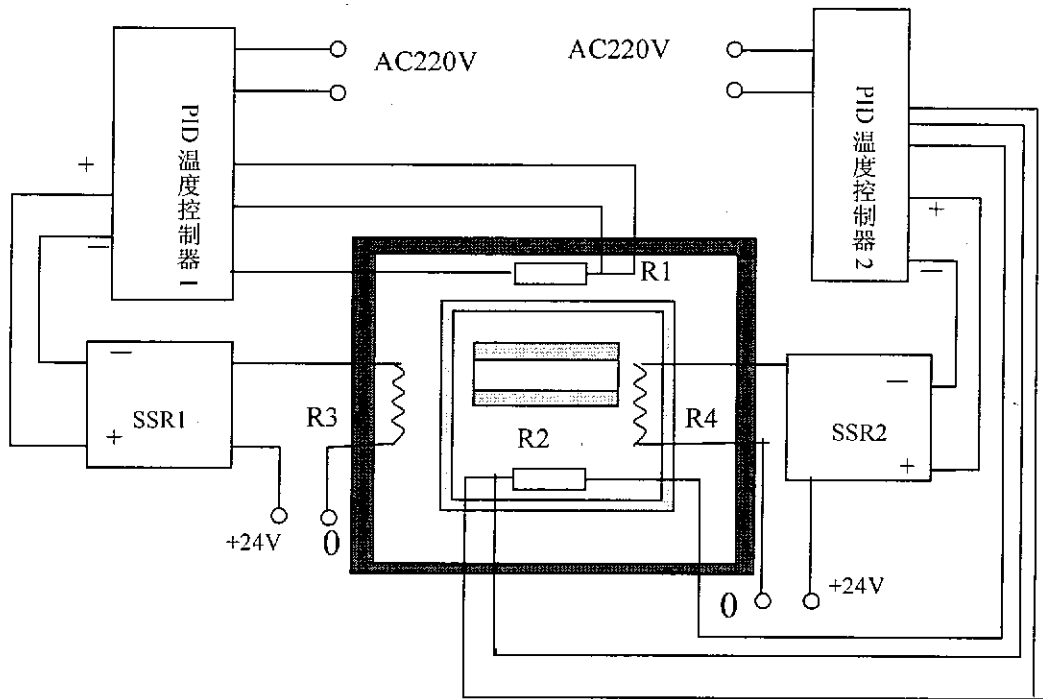
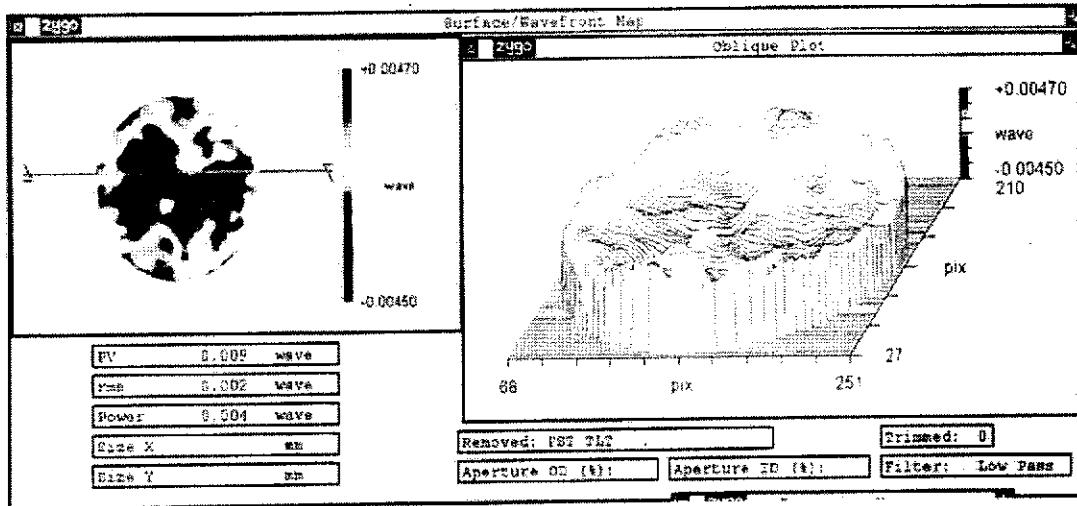


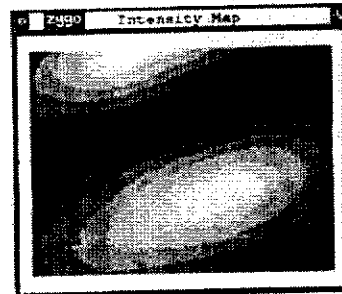
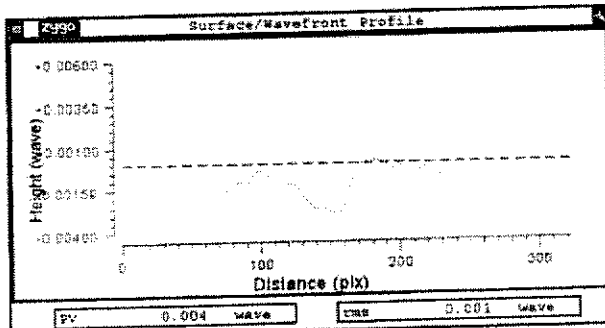
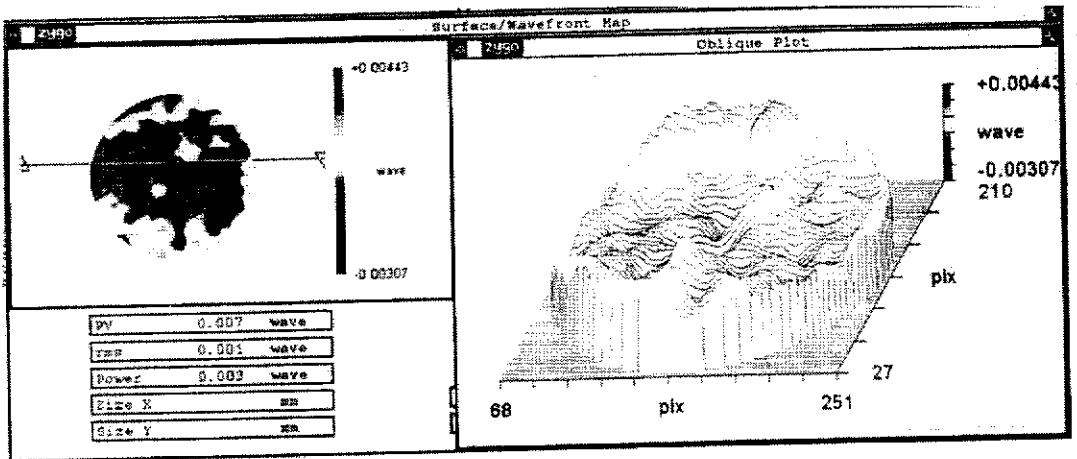
图 71 DFP 干涉仪温控原理

4.3 干涉仪光谱测量

从上一章分析可知，为了保证干涉仪好的光谱性能，包括分辨率线宽和峰值透过率，直接探测激光雷达所用干涉仪的表面光学质量要求达到 $\lambda/100$ 或以上。用 Zygo 干涉仪测量了两个干涉仪的干涉平板，以评价其表面光学质量是否达到我们设计要求。图 72 是用 Zygo 干涉仪测量 DFP 前后两个干涉平板的光程差图，测量结果 PV 值显示，不同方向的光程差在 $0.007\lambda \sim 0.009\lambda$ （波长 633nm ），整个干涉仪表面光学质量好于 $\lambda/100$ (@ 633nm)。图 73 为 Zygo 干涉仪测量的两半厚度不一样的干涉平板的光程差图，可以清楚的看到在干涉平板的一半有一个台阶，在一块平板上实现了两个干涉平板的功能。图 74 为用 Zygo 干涉仪测量的 Fizeau 干涉仪光程差图，在不同方向的的光程差约为 0.009λ （波长 633nm ），干涉仪表面光学质量好于 $\lambda/100$ (@ 633nm)。因此研制的 DFP 和 Fizeau 干涉仪干涉平板表面光学质量能够达到我们预定设计要求。



(a)



(b)

图 72 Zygo 干涉仪测量 DFP 干涉仪干涉平板表面

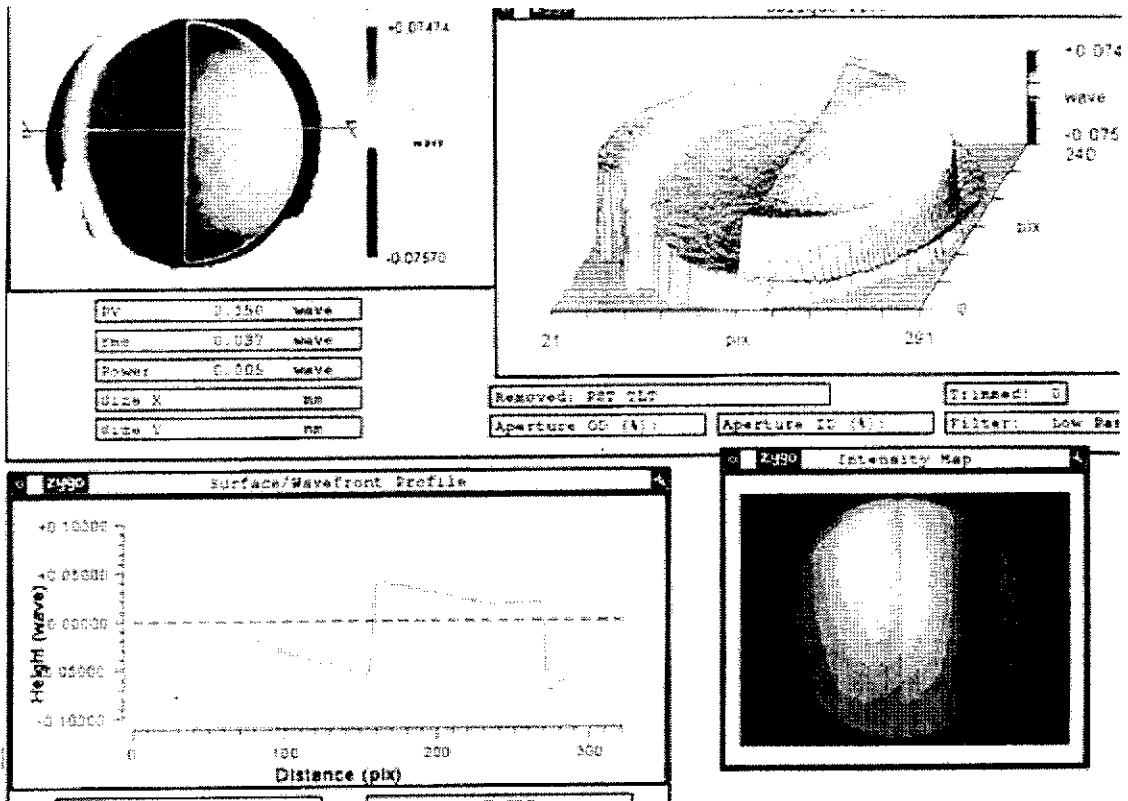
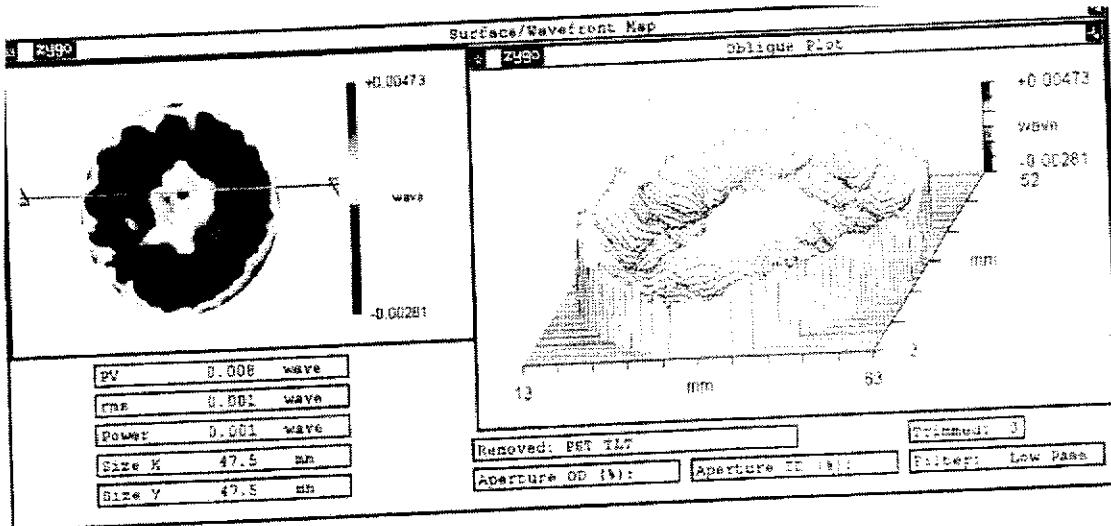
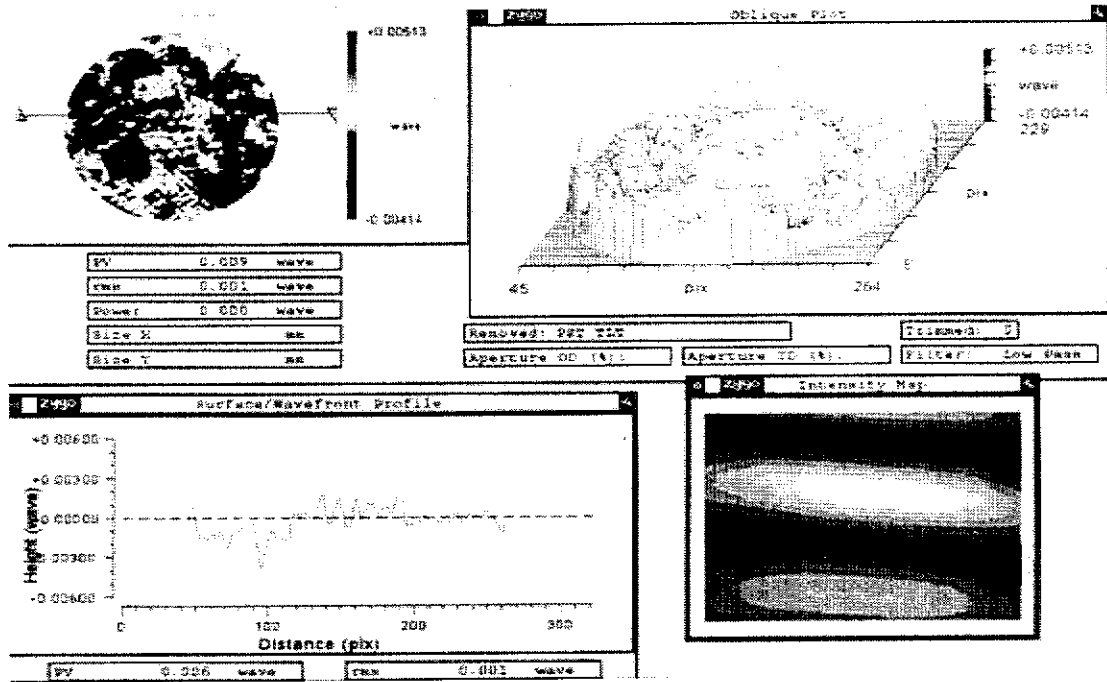


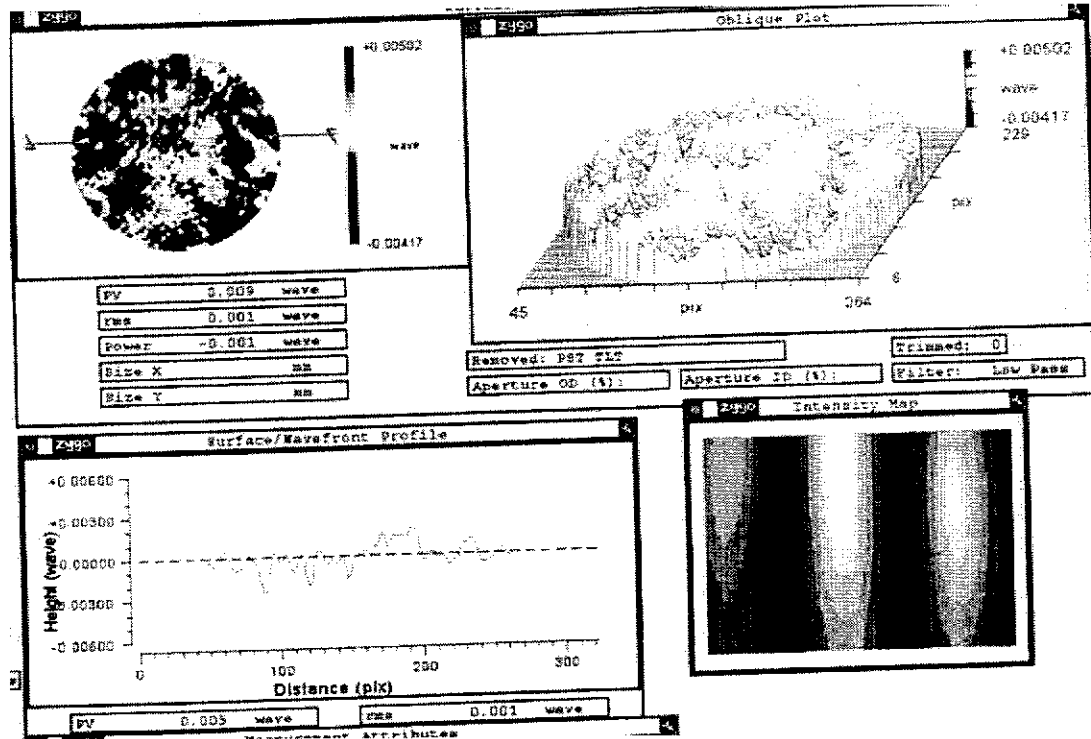
图 73 Zygo 干涉仪测量 DFP 干涉仪两半有一个小台阶的干涉平板



(a)



(b)



(c)

图 74 Zygo 干涉仪检测 Fizeau 干涉仪干涉平板表面

研制的装配好的DFP和Fizeau干涉仪，如图75所示，两个干涉仪均放在带有窗口玻璃的密封结构中。其中DFP干涉仪采用了两级温控系统，保证干涉仪腔内高的温度稳定性。两个干涉仪的腔长和平行度，由扫描系统驱动压电陶瓷PZT进行调节。

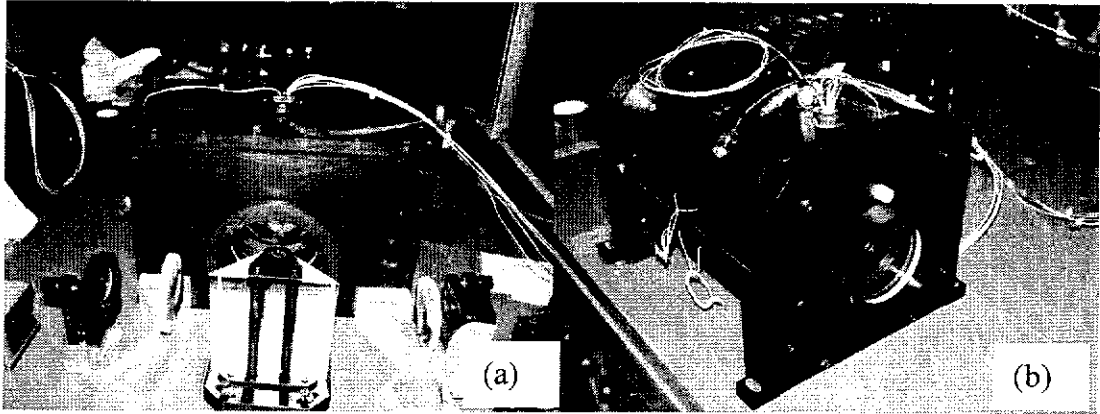


图 75 DFP 干涉仪(a)和 Fizeau 干涉仪 (b)

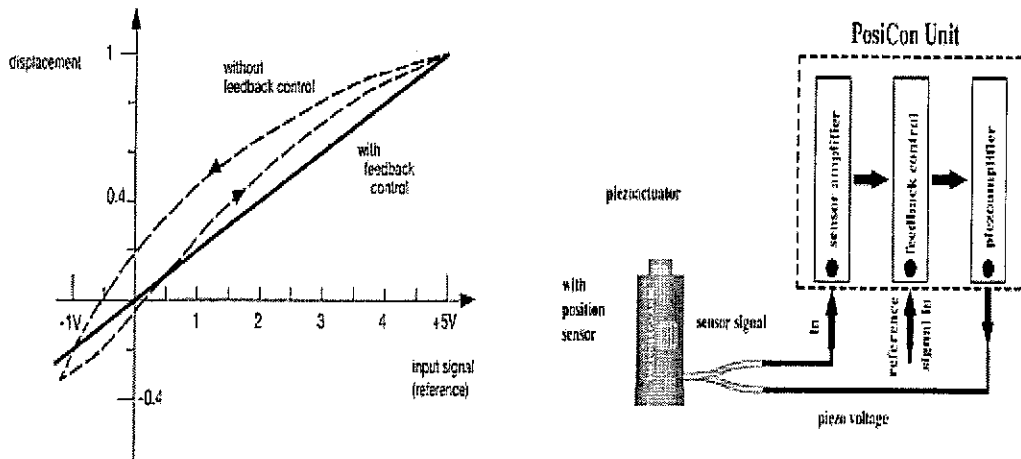


图 76 带位置传感器的 PZT

PZT 及其电压驱动控制器均为德国 Piezomechanik 公司的产品，型号分别是 PSt 150/10x10/7 和 PosiCon 150/3，PZT 的长度为 9mm，最大行程为 9 μ m，工作电压为 0~150V。干涉仪所用 PZT 带有位置传感器，测量的位置信息被送到 PZT 驱动控制器，反馈后对 PZT 加一个电压进行控制，如错误！未找到引用源。所示，反馈控制后 PZT 的伸缩与所加电压成正比。PZT 控制器可以手动调节微调，我们采用了 NI 公司的 16 位 PXI6259 采集卡三个模拟输出，驱动 PZT 控制器，用 Labview 编制了扫描程序，在 0~5V 或 0~10V 范围内驱动 PZT 控制器扫描 PZT，实现干涉仪腔长扫描，干涉仪扫描系统界面如错误！

未找到引用源。所示。

实际工作中，只要扫描几个自由光谱范围，因此扫描电压范围很小，可以调节。通过程序控制，还可以对每个 PZT 加一个小的偏压，来调整干涉仪的平行度或倾角大小。

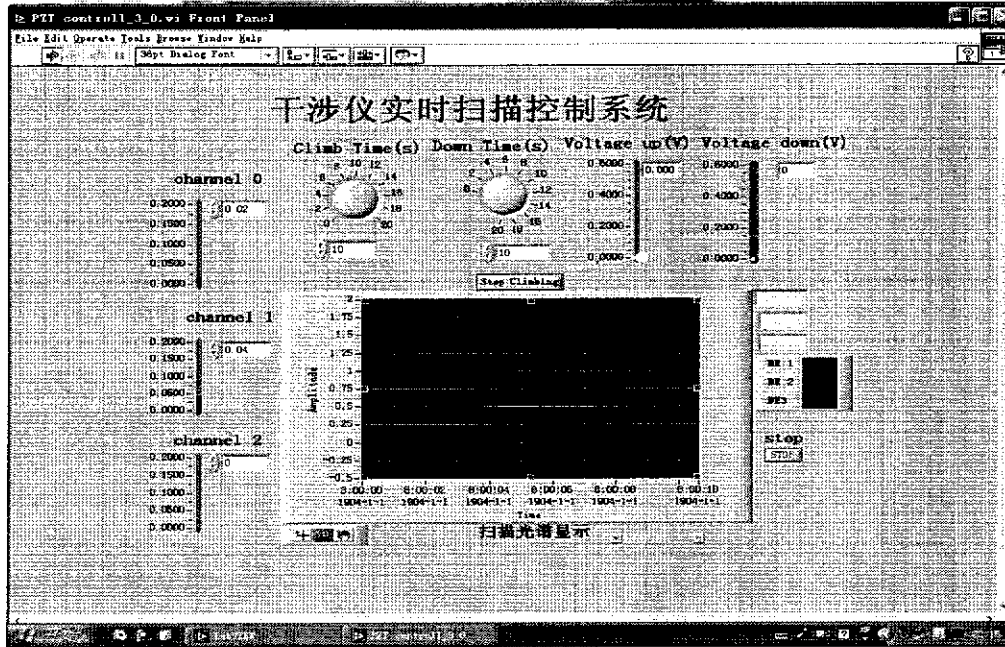


图 77 干涉仪扫描控制系统界面

研制的 DFP 和 Fizeau 干涉仪在 355nm 波长反射率为 0.755，在 633nm 反射率为 0.375。利用上一章的公式，计算干涉仪在 355nm 和 632.8nm 波长的反射精细度、缺陷精细度和有效精细度见表 4 中所示。

表 4 干涉仪精细度

波长	反射精细度 F_R	缺陷精细度 F_D	有效精细度 F_E
355nm	11.14	11.6	8.03
632.8nm	3.07	20.67	3.03

干涉仪作为测量多普勒频移的鉴频器，需要对实际的光谱进行测量，获得干涉仪的具体参数。下面将分别用 HeNe 连续光和 355nm 单纵模激光测量 DFP 干涉仪和 Fizeau 干涉仪的光谱，为开展多普勒频移测量提供标定参数。

4.3.1 He-Ne 连续激光测量干涉仪光谱

用 He-Ne 连续激光测量 DFP 干涉仪光谱的实验装置如图 78 所示，He-Ne

激光聚入光纤后经准直扩束镜扩束，穿过 DFP 干涉仪，经过棱镜后 DFP 两干涉仪的光分开，被聚焦透镜分别成像在两个 PIN 光电探测器上，探测器型号为 Hamamatsu 的 S5971，响应波长为 320-1100nm，灵敏度为 0.64A/W。探测器接收的光信号转为电压信号，由 PXI6259 采集卡采集，该采集卡有 4 个 DA 通道和 32 个 AD 通道，均为 16 位，采集速率最高为 1.25M/s，模拟输出速率最高为 2.86M/s。再调节 PZT 控制器，使得平行度较好时，采集卡的三个 DA 通道输出电压信号给 PZT 控制器，来驱动 PZT 进行腔长扫描，探测器接收的信号同时由采集卡采集存入计算机，并实时显示出来。

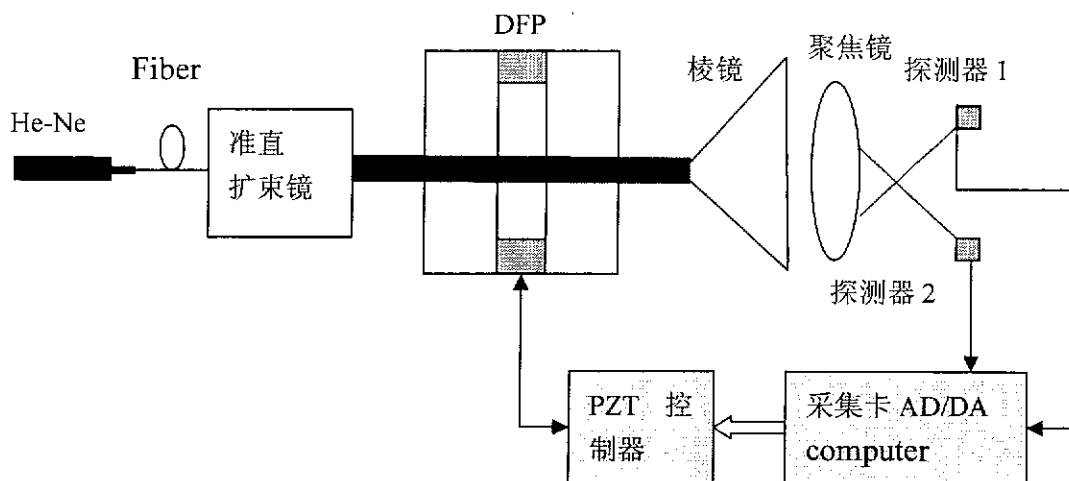


图 78 He-Ne 激光测量 DFP 干涉仪光谱实验装置图

设置了 PZT 控制器的输入电压档 0~10V，对应干涉仪的扫描电压为 0~150V，PZT 行程为 0~9 μ m。采集卡 DA 三通道模拟输出扫描电压为 0~0.8V，同时采集扫描电压，到了干涉仪光谱以及扫描电压变化如图 79，其中光谱峰值高度不一致是探测器放置位置不同产生的，对测量光谱没有影响。图 80 表示扫描的 DFP 干涉仪光谱随电压变化，得到扫描的干涉仪光谱，由于腔长的微小差别，使两个干涉仪光谱有一个小的错位。测量干涉仪一个自由光谱范围对应的电压为 0.316V，此时干涉仪腔长扫过 $\lambda/2$ 。DFP 两个干涉仪透射光谱峰之间的电压约为 0.119V，得到频率间隔为 4.5GHz，与理论设计值有些差异，但此时的分子和气溶胶灵敏度相差很小，将在实际多普勒测量中进行校正。透射光谱半宽度对应电压为 0.11V，则精细度为 2.9，与上面计算的精细度 3 很接近，基本上满足设计要求。

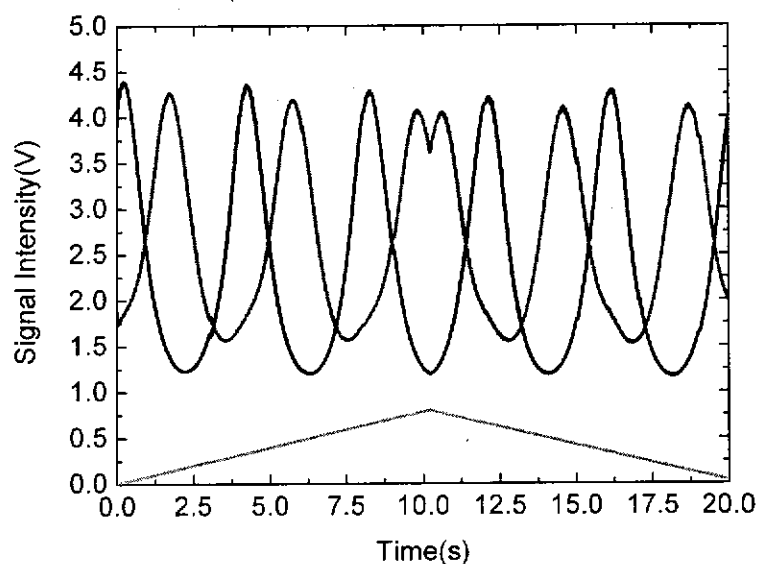


图 79 扫描测量的干涉仪光谱及扫描电压

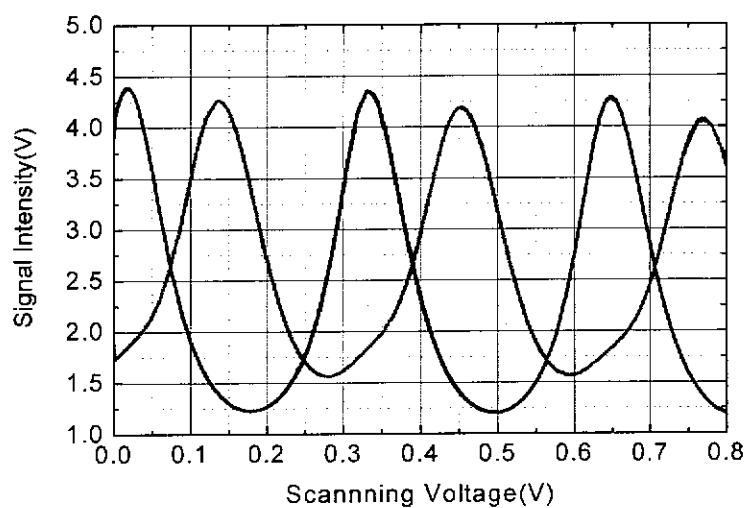


图 80 不同扫描电压下的干涉仪光谱

Fizeau 干涉仪成直线型条纹，同样的使用 He-Ne 激光测量了它的光谱，Fizeau 干涉仪干涉平板反射率与 DFP 干涉仪是一样的。图 81 为实验测量装置。

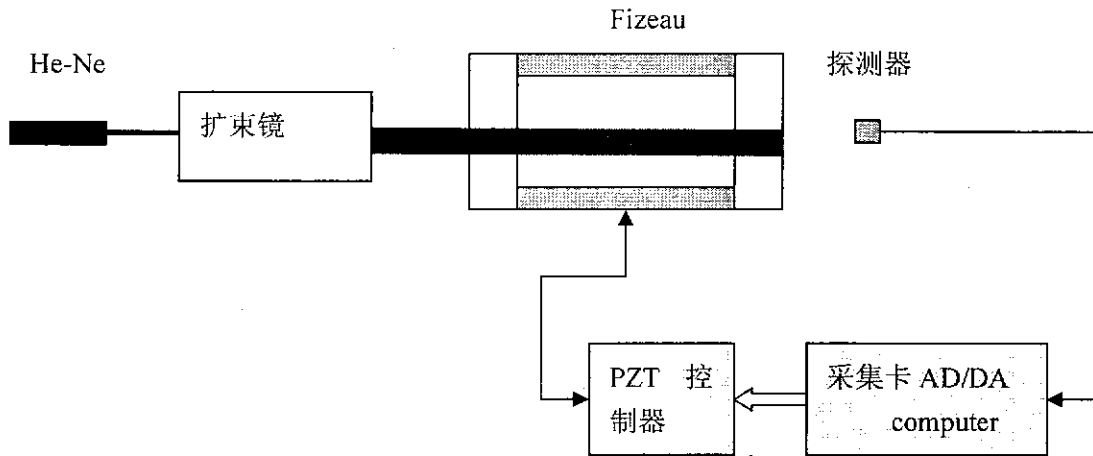


图 81 He-Ne 激光测量 Fizeau 干涉仪光谱实验装置图

调节 Fizeau 干涉仪平板夹角，不同角度下视场中干涉条纹数目不一样。图 82 为 He-Ne 激光扩束后经过干涉仪成的直线型条纹，测风激光雷达中，我们对干涉仪一个自由光谱范围内一个干涉光谱成像在 16 通道的 PMT 探测器上，从干涉谱中心位置的变化求得多普勒频移量。在 $0 \sim 0.8V$ 扫描的 Fizeau 干涉仪光谱，由 PIN 光电探测器接收，如图 83 所示，两个光谱峰对应电压为 $0.31V$ ，与上面扫描测量 DFP 一个自由光谱范围对应的电压基本上相同，光谱半宽电压为 $0.1V$ ，因此测得的干涉仪精细度约为 3，与理论计算值吻合很好。

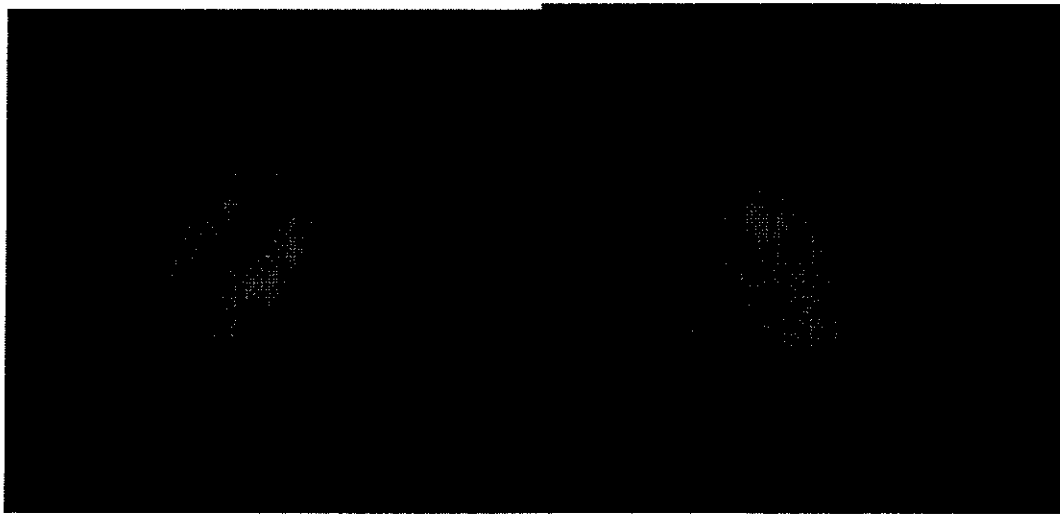


图 82 Fizeau 干涉仪干涉光谱

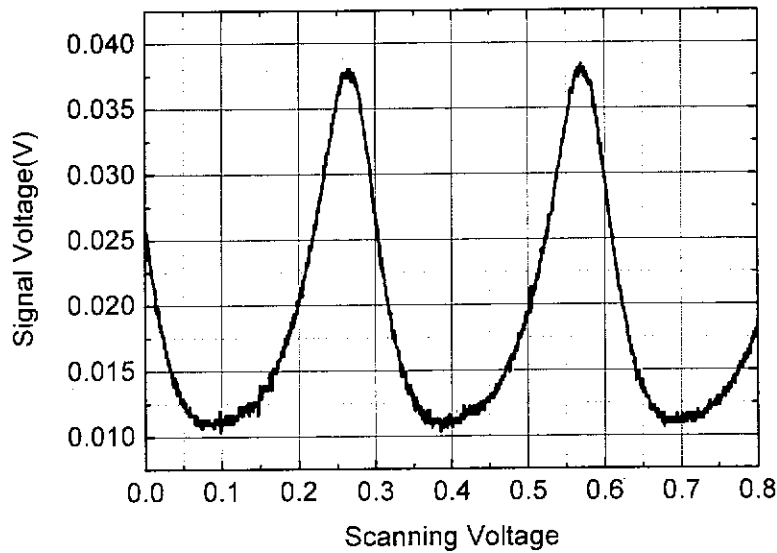


图 83 扫描的 Fizeau 干涉仪光谱

4.3.2 紫外 355nm 激光测量干涉仪光谱

用 355nm 激光测量 DFP 干涉仪光谱的实验装置如图 84 所示, 光纤出来的光准直, 经过一个分束镜, 一部分光进入探测器 3, 大部分穿过扩束镜和干涉仪后由全反射棱镜反射, 聚焦后分别进入两个探测器。因为脉冲激光能量起伏相对连续 HeNe 激光大, 因此我们采用了三个光电接收探测器, 其中探测器 3 检测入射激光能量变化, 为探测器 1 和 2 进行光谱测量提供归一化能量, 提高测量准确率。三个探测器型号也是 S5971, 只是它的探测电路为峰值保持型, 能够保持 8ms 左右。采集卡工作在外触发, 发射的激光的同时触发 DG535 延时器, 延时 5~10 μ s 后, 延时器给一个信号数字触发采集卡 PXI6259。

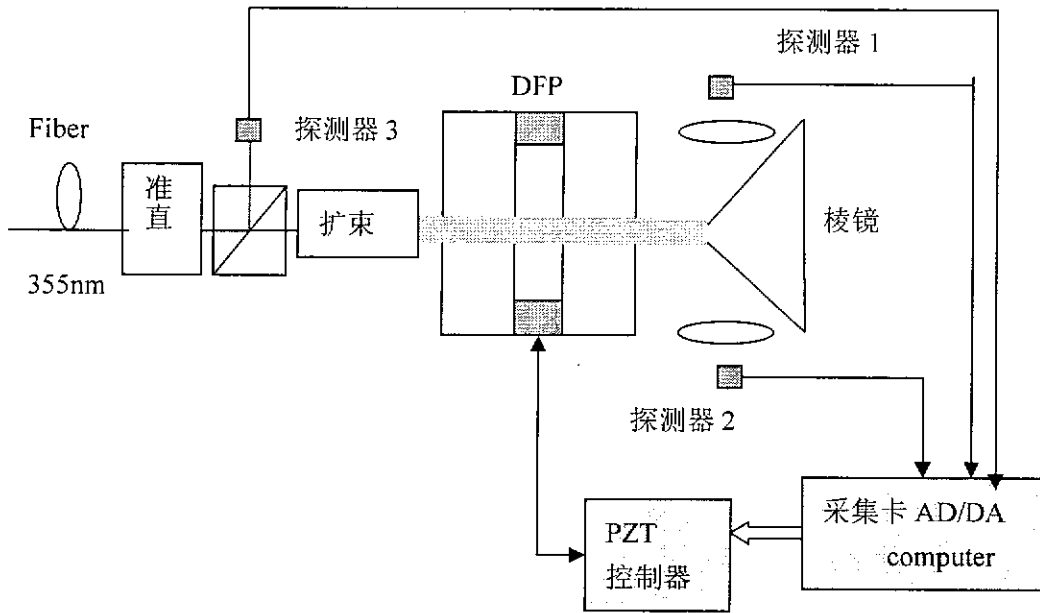
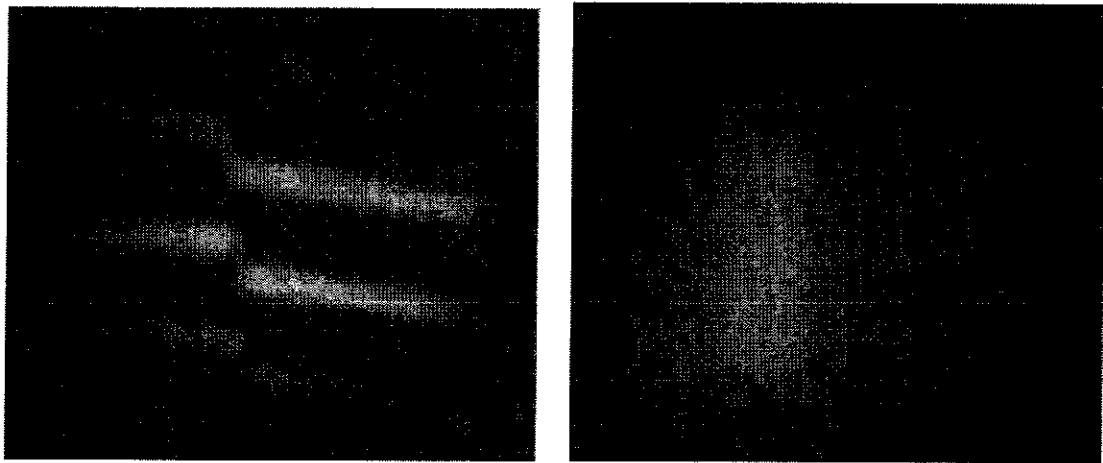


图 84 脉冲 355nm 激光测量 DFP 干涉仪光谱实验装置



(a)

(b)

图 85 不同平行度下 DFP 干涉仪的光谱

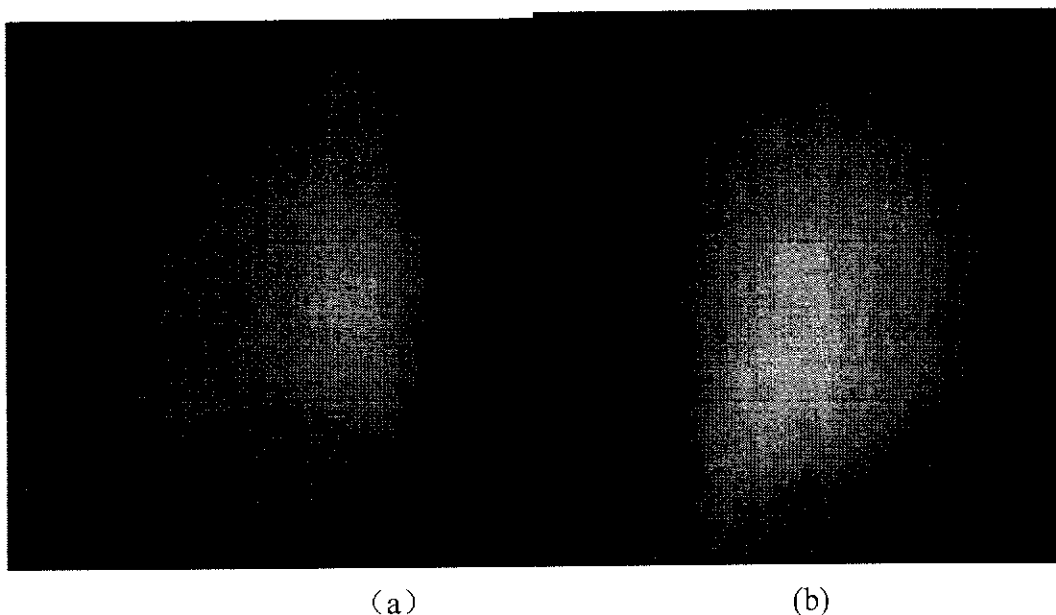


图 86 扫描 DFP 的两个干涉仪透过率分别最大时测量的干涉仪光谱

脉冲 355nm 激光经过 DFP 干涉仪成的光谱如图 85, 其中图 85 (a)表示干涉仪平行度较差, 两个干涉仪平板有一个小的倾角时的干涉光谱, 可以看出干涉光谱很清晰, 此时激光线宽较窄, 可以看出干涉光谱精细度较好, 图中干涉条纹不在一条直线上, 有一个小的错位, 正是两个干涉仪腔长有一个小的 Step 差异造成的。图 85 (b) 为 DFP 干涉仪在平行度较好的情况下测量的光谱, 由于腔长的差别干涉仪的两半强度上有变化, 但是干涉仪每一半的干涉光谱强度相对较均匀。扫描 DFP 干涉仪得到了两个干涉仪在透过最大时的光谱, 如图 86 所示, 干涉光谱较均匀。从干涉光谱均匀性, 以及扫描时每个干涉仪光谱在自己的视场口径中的强度是否均匀变化, 可以较直接的评估干涉仪平行度。

在 0~0.5V 扫描电压下, 扫描 40s 的 DFP 两个干涉仪光谱如图 87 所示, 其中图中上面测量的随时间起伏信号, 为探测器 3 检测激光能量起伏变化情况, 两个干涉仪通道探测器 1 和 2 信号对探测器 3 测量值归一化后, 得到了图 88 中随扫描电压变化的光谱, 一个自由光谱范围对应的扫描电压约为 0.178V。对 0.12~0.5V 扫描的光谱进行高斯拟合, 得到了拟合的干涉仪光谱如图 89 中所示, 则两个干涉仪的光谱峰间对应电压约 0.063V, 频率间隔大约是 4.3GHz, 与上面用 HeNe 连续激光扫描的光谱间隔很接近, 差异主要是激光线宽以及能量抖动引起的。由于镀介质膜厚度很难精确控制, 频率间隔与理论设计值有些偏离, 分子测量灵敏度稍微有些降低。光谱半宽度对应电压约为 0.025V, 则测量的干涉仪精细度 7.12, 比理论计算值 8 低一些, 除了激光线宽影响外还有电磁干扰产生的探测器噪声。在进行多普勒频移测量时, 用我们的 PZT 扫描控制

系统，对干涉仪系统进行扫描调节，使得激光中心频率在DFP干涉仪两个透射光谱的正中央，即为零风速的参考位置。当激光频率漂移较大时，要对干涉仪腔长进行微调，使两干涉仪透射光谱中心频率对称的位于激光频率两侧。可以根据两个通道归一化的干涉仪透过率，将激光频率锁在中央位置。

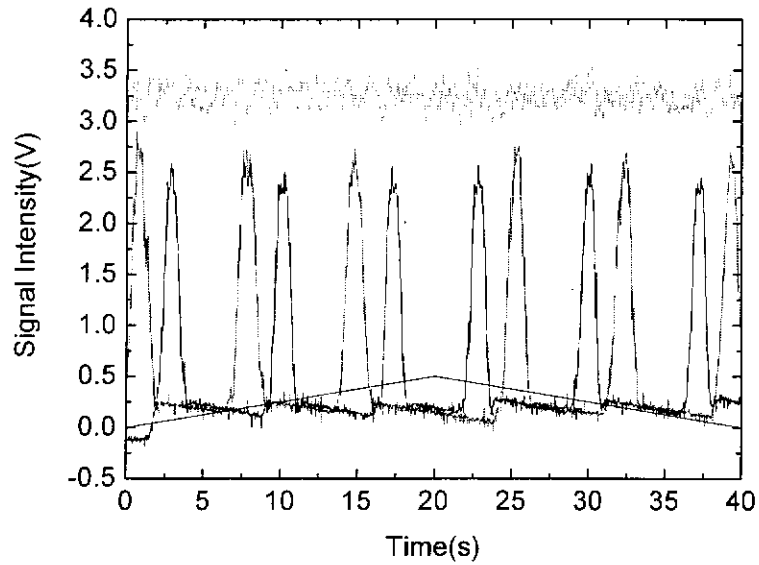


图 87 DFP 干涉仪扫描的光谱和参考激光能量强度变化

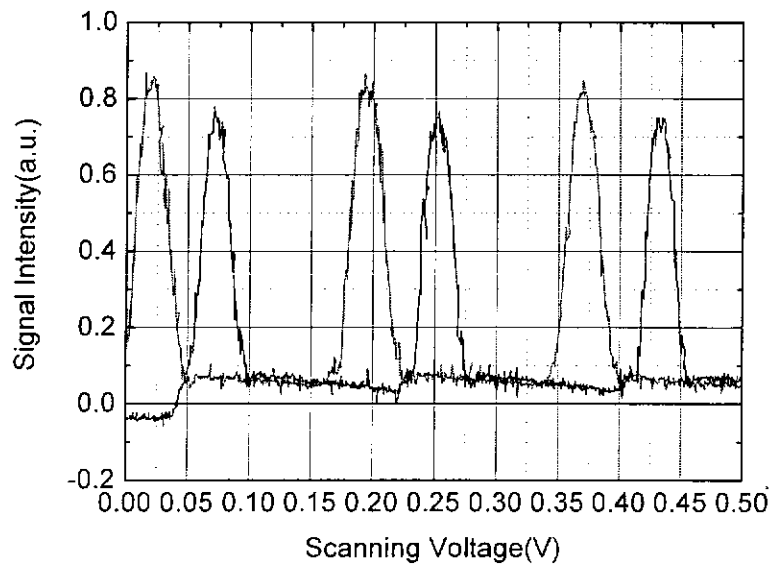


图 88 扫描电压下的 DFP 干涉仪光谱

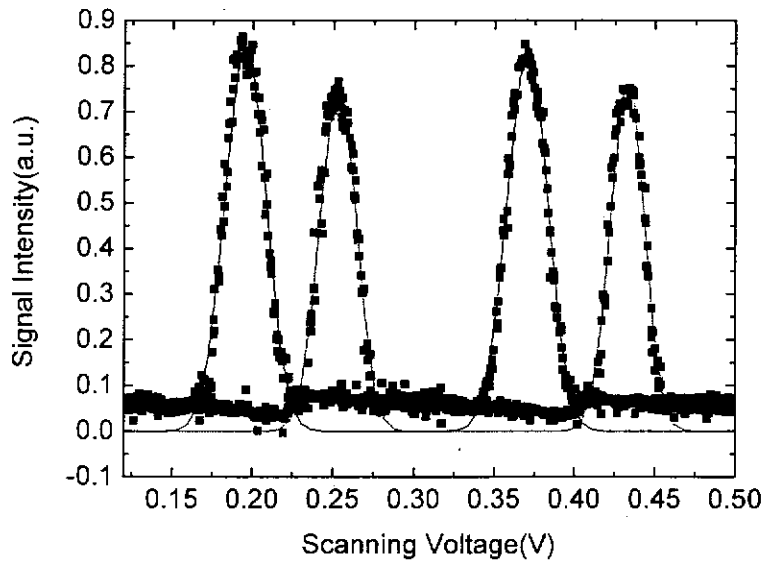


图 89 高斯函数拟合的 DFP 干涉仪透射谱

355nm 激光下扫描 DFP 两个干涉仪的光谱时,当参考光探测器 3 接收其中一个干涉仪的反射光谱时,得到了图 90 中扫描的光谱,没有归一化,而且激光能量抖动,光谱上毛刺较多,从图 91 可以看出透射和反射光谱边缘较陡峭。因此可以考虑采用透射和反射的双边缘检测技术测量风速,以后将在实验中验证利用该技术探测多普勒频移的能力。

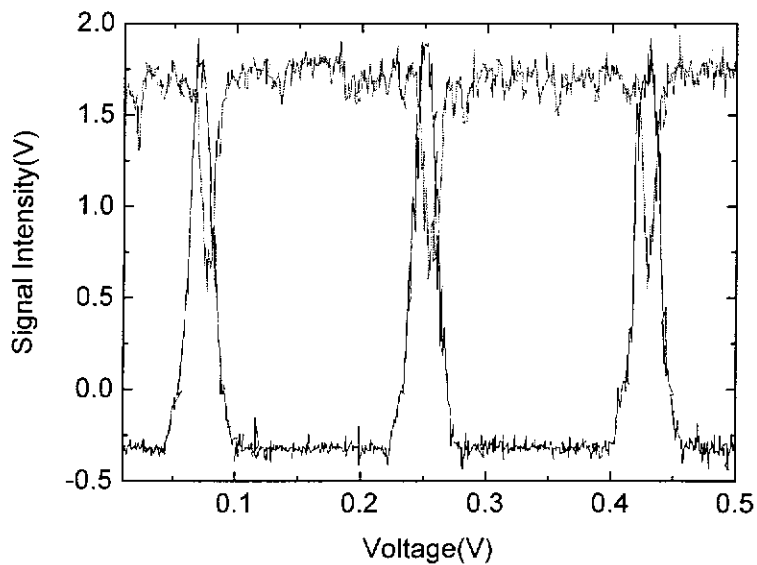


图 90 DFP 中单个干涉仪扫描的透射和反射光谱

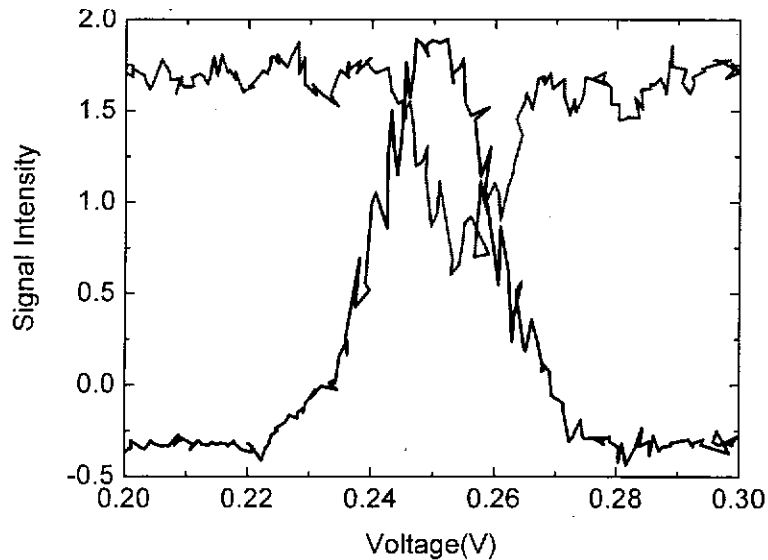


图 91 DFP 单个干涉仪的透射和反射谱

在 355nm 激光下,对 Fizeau 干涉仪的光谱进行了测量,其测量装置基本上与上面一样,不同的是激光经过干涉仪后,直接聚焦在探测器上。在采集卡输出 0~0.5V 扫描电压下,对 Fizeau 干涉仪腔长扫描,得到了图 92 中的扫描光谱,可以看出光谱形状很差,光谱分辨率很低。对前两个光谱进行高斯拟合后的光谱如图 93 所示,计算的光谱精细度为 2.47,光谱分辨率为 404MHz。设计的 Fizeau 干涉仪自由光谱范围 1GHz,实际的光谱分辨率约 125MHz。可以看出,测量的光谱分辨率远小于实际光谱分辨率,主要是受多横模影响激光线宽很宽,实际的光谱宽度近似为干涉仪线宽与激光线宽的平方和的均方根,计算得到激光线宽约为 380MHz。在激光器中加上小孔后,激光线宽得到部分压缩,目前还不是很理想。测量气溶胶散射信号的直接探测技术,要求激光光谱线宽很窄。图 94 为在激光线宽分别是 100MHz、180MHz 和 380MHz 模拟的水平风速误差剖面,而其它参数与前面计算时一样。可以看出随着探测高度的增加,激光线宽增大对风速测量误差的影响很大,风速误差的增大近似与激光线宽成正比,这一点与风速无偏估计标准差的 Cramer-Rao 下限很符合,它可以表示为^[105]:

$$\sigma_{FP} = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\nu_e}{(T_o N_s)^{1/2}}, \quad (4.13)$$

式中, $\Delta\nu_e$ 为激光的 1/e 线宽, T_o 为光学系统的透过率(包括干涉仪), N_s 为接收的光子。因此本系统中,利用气溶胶散射信号的 Fizeau 鉴频器技术,要求激光线宽很窄。而基于分子散射信号的 DFP 鉴频器技术,分子散射信号很宽约 3~

4GHz, 干涉仪光谱分辨率 1.5GHz, 因此 380MHz 激光线宽卷积后的干涉仪信号光谱分辨率约为 1.55GHz, 该线宽对干涉仪光谱分辨率影响很小, 在前面测量时仍然可以看到清晰的干涉光谱, 扫描时有明显的明暗变化。

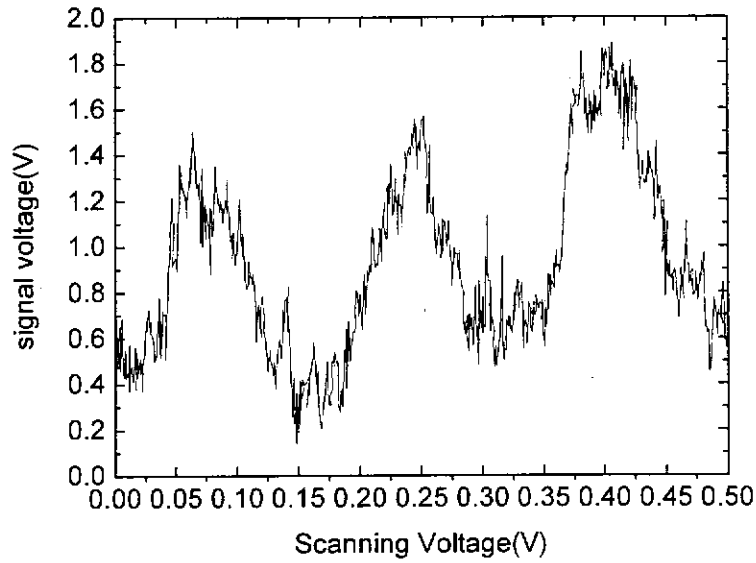


图 92 脉冲 355nm 激光扫描的 Fizeau 干涉仪光谱

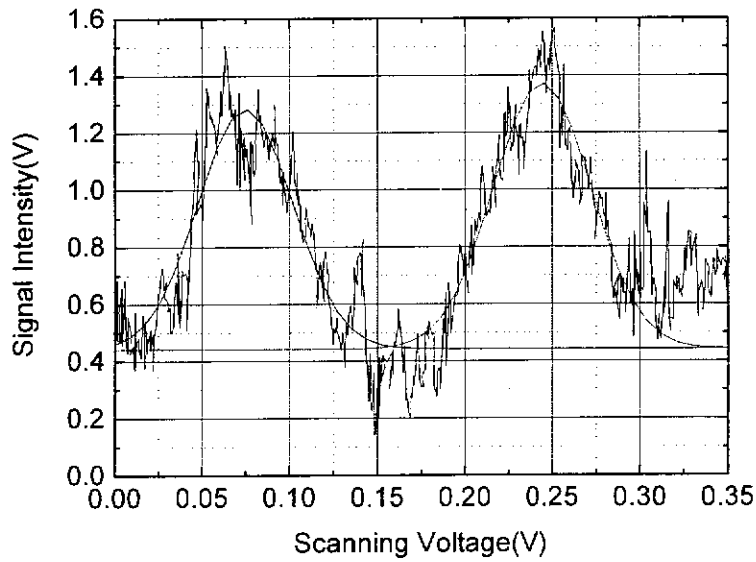


图 93 高斯拟合的 Fizeau 干涉仪光谱

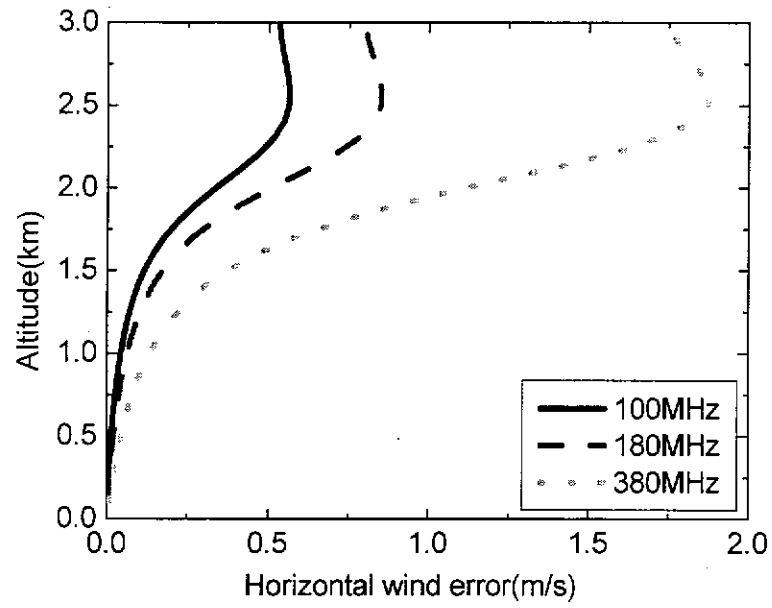


图 94 气溶胶通道不同激光线宽模拟的水平风速误差剖面

5 结论与展望

5.1 结论

随着大功率单纵模全固态 Nd:YAG 激光器、高效非线性技术的快速发展,以及相关探测器技术的成熟,采用 355nm 发射激光的直接探测激光雷达测量风剖面越来越受到重视。直接探测激光雷达测量全球大气风场,它可以同时分析气溶胶和大气分子的散射信号测量多普勒频移。提出利用直接探测的两种方法,即条纹图像技术和双边缘检测技术,同时接收大气不同高度风场。本文在优化设计激光雷达系统的基础上,仿真模拟了两个鉴频器系统测量风速的能力,并对鉴频器系统的光谱特性进行了测量,其参数指标基本上达到了理论设计要求。本论文研究的主要结论总结如下:

- 设计了一套地基的直接探测多普勒激光雷达系统,采用双边缘和条纹图像技术,分别利用大气分子和气溶胶信息,测量高空和边界层风场。边界层风场采用高精度的 Fizeau 干涉仪和 16 通道 PMT 阵列的技术路线;中高空大气风场采用 DFP 和双通道 PMT 的技术路线。
- 综合设计和研制了直接探测多普勒激光雷达的接收光电系统,系统采用光纤耦合技术和偏振接收技术。优化匹配望远镜和干涉仪的接收效率,得到最佳的接收孔径和视场角。DFP 干涉仪和 Fizeau 干涉仪对光学系统准直性要求高,入射光发散角在 1.5mrad 左右。DFP 干涉仪在正入射, Fizeau 干涉仪有一个小的入射光照射角时,干涉仪光谱性能较好。采用偏振耦合设计提高了系统的接收光学效率。
- 根据不同高度的测风精度要求,优化设计 DFP 和 Fizeau 干涉仪,获得干涉仪的优化设计参数。
- 研制出高精度的 DFP 和 Fizeau 干涉仪,干涉平板表面光学质量优于 $\lambda/100(633\text{nm})$ 。干涉仪具有实时扫描的结构,可以补偿激光频率漂移带来的误差。
- 设计和加工了 DFP 和 Fizeau 干涉仪的机械固定装置和高精度温度控制装置,研制了密封的两级温控系统,得到控温精度 0.003 度的结果,使得温度对风速误差的影响降低到约 0.34m/s。

- 采用紫外窄线宽全固态脉冲激光器进行了实际光谱测量，基本满足设计要求。

5.2 展望

本论文从满足气象要求的风速测量精度和高度分辨率出发，设计了一套直接探测激光雷达系统，特别是优化设计光谱分析的鉴频器系统，为正在建立的车载多普勒激光系统提供稳定可靠的光学接收系统。车载激光雷达系统的望远镜系统正在装调中，目前在实验室利用与发射激光共轴的望远镜系统接收视线方向上的大气分子和气溶胶散射信号。下一步要开展的工作包括：

- 对两个干涉仪系统测量风速进行标定。
- 利用共轴的发射和接收系统测量视线风速，完善光谱接收分析系统，使其稳定可靠。
- 建立优化的风速反演模型，实现高精度风速反演算法。
- 进行车载系统联调，实现共轴发射接收，开展车载风速测量。

参考文献

- [1] P.Hays, I.Dors, B.Gentry, et.al., Space-based Doppler Winds LIDAR: A Vital National Need, In response to National Research Council (NRC) Decadal Study Request For Information (RFI), 2005.
- [2] Collis, R.T.H., Lidar:A new atmospheric probe, *Quart.J.Royal.Meteor.Soc.*, **92(392)**, 1966,220-230.
- [3] Collis, R.T.H., Lidar observations of atmospheric motion in forest valleys, *Bull.Amer.Meteor.Soc.*, **49(9)**, 1968, 918-923.
- [4] Goldstein, R.J.,Hagan, W.K., Measurement of laminar flow developed in a square duct using a laser Doppler flow meter, *J.Appl.Mech.*, 34,813, 1967.
- [5] Farmer, W.M., Brayton, D.B., Analysis of atmospheric laser Doppler velocimeters , *Appl.Opt.*, **10(10)**, 1971, 2319-2324.
- [6] R. S. Lawrence, G. R. Ochs, and S. F. Clifford, Use of scintillations to measure average wind across a light beam, *Appl. Opt.*, **11(2)**, 1972, 239-243.
- [7] Yeh,H., Commins, H.Z., Localised fluid flow measurements with a He-Ne laser spectrometer, *Appl.Phys.Lett.*, **4(10)**, 1964, 176-178.
- [8] Huffaker R.M., Laser Doppler detection systems for gas velocity measurements, *Appl.Opt.*, **9(5)**, 1026, 1970.
- [9] R. M. Huffaker, A. V. Jelalin, and J. A. L. Thomson, Laser Doppler system for detection of aircraft trailing vortices, *Proc. IEEE*, **58**, 322, 1970.
- [10] T. R. Lawrence, D. L. Wilson, C. E. Craven, *et al.*, Laser velocimeter for remote sensing, *Rev. Sci. Instru.*, **43**, 512, 1972a.
- [11] M. J. Post, R. L. Schweissow, R. E. Cupp, *et al.*, A comparison of anemometer and lidar sensed wind velocity data, *J. Appl. Metero.*, **17**, 1179, 1978.
- [12] Cliff,W.C., and R.M.Huffaker, Application of a single laser Doppler system to the measurement of atmospheric winds, NASA TM TMX-64891, 1974.

- [13] DiMarzio, C.A., A.V.Jelalian ,D.W.Toomey, CO₂ laser radar for atmospheric energy measurements, in Remote Sensing of Ocean and Atmospheres, Academic Press,1980.
- [14] Munioz R. M., Mocker H.W., and Lyle Koehler, Airborne laser Doppler velocimeter , *Appl. Opt.* , **13(12)**, 1974, 2890-2898.
- [15] Bilbro J.W. and W.W. Vaughan, Wind measurements in the nonprecipitous regions surrounding severe storms by an airborne pulsed Doppler lidar system, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **59**, 1095, 1978.
- [16] DiMarzio, C. A., C. Harris, J. W. Bilbro, *et al.*, Pulsed laser Doppler measurements of wind shear, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **60**, 1061, 1979.
- [17] Menzies R.T. and R.M. Hardesty, Coherent Doppler lidar for measurements of wind fields, *Proc.IEEE*, **77**, 1989, 449-462.
- [18] Kane T.J., W.J. Kozlovsky, R.L. Byer, and C.E. Byvik, coherent laser radar at 1.06 μm using Nd: YAG lasers, *Opt.Lett.*, **12**, 239, 1987.
- [19] Hannon S.M., J.A. Thomson, J.R. Magee, S.W. Henderson, and R.M. Huffaker, Airport surveillance using a pulsed solid-state coherent laser radar, Proceedings of the 7th Conference on Coherent Laser Radar Applications and Technology, Paris, France, July 19-23, 1993.
- [20] Hawley J.G., R. Targ, S. W. Henderson, C.P. Hale, M.J. Lavaya, and D. Moerder, Coherent launch-site atmospheric wind sounder(CLAWS): theory and experiment, *Appl. Opt.*,**32**, 4557, 1993
- [21] Henderson S.W., C.P. Hale, J.R. Magee, M. J. Kavaya, and A.V. Huffaker, Eye-safe coherent laser systems at 2.1 μm using Tm, Ho: YAG lasers, *Opt. Lett.*, **16**, 1991, 773-775.
- [22] Suni P.J.M. and S.W. Henderson, 1-mJ/pulse Tm:YAG laser pumped by a 3-W diode laser, *Opt. Lett.*,**16**, 1991, 817-819.
- [23] Targ, B. C. Steakley, *et al.*, Coherent lidar airborne wind sensor II: flight-test results at 2 and 10 μm , *Appl. Opt.*, **35**, 7117, 1996.
- [24] Emmitt, G. D. and C. O'Handley, 2002a: Airborne Doppler lidar surface returns: Data products other than tropospheric winds, SPIE Remote Sensing of the Atmosphere, Ocean, Environment and Space, Hangzhou, China, October.

- [25] Kavaya, M., G. Koch, G.D. Emmitt, and S. Wood, 2004: GWOLF and VALIDAR comparisons, Working Group on Space-based Lidar Winds, Sedona, AZ, January 27-29.
- [26] Abreu V.J., Wind measurements from an orbital platform using a lidar system with incoherent detection: an analysis, *Appl. Opt.*, **18**, 2992, 1979.
- [27] V.J.Abreu, J.E.Barnes and P.B.Hays, Observations of winds with an incoherent lidar detector, *Appl. Opt.*, **31**, 1992, 4509-4514.
- [28] M. L. Chanin, A. Garnier, A. Hauchecorne, and J. Porteneuve, A Doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 1989, 1273-1276.
- [29] C. Souprayen, A. Garnier, A. Hertzog, A. Hauchecorne, and J. Porteneuve, Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation, and first climatological results, *Appl. Opt.*, **38**, 1999, 2410-2421.
- [30] C. A. Tepley and S. I. S. Sargoytchev, The Doppler Rayleigh lidar system at Arecibo, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **31**, 36, 1993.
- [31] Rees D., M. Vyssogorets, N.P. Meredith, E. Griffin, and Y. Chaxell, The Doppler wind and temperature system of the ALOMAR lidar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **58(16)**, 1996, 1827-1842.
- [32] Baumgarten G., D. Rees, and N.D. Lloyd, Observations of Arctic stratospheric Winds by the ALOMAR Doppler Wind and Temperature System, ESA SP-437, 331-334, 1999.
- [33] Hinkley, E.D., Global Wind Workshop Summary Report, NASA JPL 715-15, November 1979.
- [34] Emmitt, G. D. , 1995: Initial concept for a wind observing satellite- hybrid (WOS/H). Working Group for Space-based Lidar Winds, Clearwater, FL, January 1995.
- [35] Emmitt, G. D.,Basis for Threshold requirements for Space-based Doppler wind lidar: Prototype Mission & First Operational Mission, Working Group on Space-based Lidar Winds ,1999.
- [36] Huffaker,R.M.,Feasibility Study of Satellite-Borne Lidar Global Wind Monitoring System,NOAA Technical Memorandum ERL WPL-37,1978.
- [37] LAWS - Laser Atmospheric Wind Sounder, Instrument Panel Report, Earth Observing

System Volume IIg, NASA TM 86129, Jan 1987.

- [38] D.M. WINKER, COUCH R. H., AND M. P.MCCORMICK, An Overview of LITE: NASA's Lidar In-space Technology Experiment, **84(2)**, 1996, 164-180.
- [39] G. D. Emmitt, SPARCLE: an approved shuttle mission to demonstrate tropospheric wind sensing using a coherent 2-micron Doppler lidar,; Proc. SPIE Vol. 3439, paper 3439-05, Earth Observing Systems III, San Diego, CA, July 1998.
- [40] Zephyr: A Direct Detection Doppler Lidar Global Wind Sensing Mission, Bruce Gentry, C. Laurence Korb, Robert Atlas, S.X. Li, Annual Meeting of the Optical Society of America, Baltimore, MD, Oct. 2-5, 1998.
- [41] Phillips M.W. Schnal D.L. Hale C.P.,et.al.,Design and Development of the SPARCLE Coherent Lidar Transceiver, Laser Radar Technology and Applications Iv, SPIE **3707**, 1999.
- [42] C.Werner, W.Wergen, A. Cress, V.A. Banakh, Igor N. Smalikho, Ines Leike, and Juergen Streicher , ALADIN impact study , *Proc. SPIE* ,3494, 259, 1998.
- [43] H. Nett, M. Endemann, Atmospheric Dynamics Mission: Aeolus, IEEE., 2004, 1190-1195.
- [44] Toshikazu Iatbe, Kohei Mizutani Mitsuo Ishizu,Kazuhiro Asai, ISS/JEM-borne coherent Doppler lidar program to measure the Wind from Space, *Proc.SPIE*. **4135**, 2001, 412-419.
- [45] A.Ginati, et al., SBL - Spaceborne Wind Sounder LIDAR, IAF-98-B.5.02, 49th IAF Congress, 1998.
- [46] Siegman, A.E., The antenna properties of optical heterodyne receivers, *Proc. IEEE*, **54(10)**, 1966, 1350-1356, also *Appl. Opt.*, **5**, 1966, 1588-1594.
- [47] D.Rees, T.J.Fuller-Rowell, A.Lyons, T.L.Killeen, P.B.Hays, Stable and rugged etalon for the Dynamics Explorer Fabry-Perot interferometer. 1: Design and construction, *Appl.Opt.*, **21(21)**, 3896, 1982.
- [48] T.L.Killeen, P.B. Hays, B. C. Kennedy, D.Rees, Stable and rugged etalon for the Dynamics Explorer Fabry-Perot interferometer. 2: Performance, *Appl.Opt.*, **21(21)**, 3903,1982.
- [49] Liu Z.S., W.B. Chen, T.L. Zhang, J.W. Hair and C.Y. She,An incoherent Doppler lidar for ground-based atmospheric wind profiling, *Appl. Phys.B.*, **64**,1997, 561-566.

- [50] Flesia, C. and C.L. Korb, Theory of the double-edge molecular technique for Doppler lidar wind measurement, *Appl. Opt.*, **38**, 1999, 432-440.
- [51] B.M.Gentry, H. Chen, Tropospheric wind measurements obtained with the Goddard Lidar Observatory for Winds (GLOW): validation and performance, *Proc.SPIE*, Vol.4484, 74-81, Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring II; Upendra N. Singh; Ed., 2002.
- [52] S.Businger, B.Moore III, C.A. Nardell, P. B. Hays, GroundWinds Hawaii: Applications for wind profiles derived from an ultraviolet lidar in Hawaii, *Proc.SPIE*, **4546**, 2002,127-132.
- [53] Michael T Dehring, James M Ryan, Paul B Hays, Berrien Moore, Jinxue Wang, GroundWinds balloon fringe-imaging Doppler lidar mission concept and instrument performance, *Proc.SPIE*, Vol.5653.
- [54] 孙景群, 《激光大气探测》, 科学出版社, 1986年.
- [55] Collis,R.T.H., and P.B.Russell, "Lidar Measurement of Particles and Gases by Elastic Backscattering and Differential Absorption," *Laser Monitoring of the Atmosphere*(E.D>Hinkley,ED.),Springer-Verlag, 1976.
- [56] Vaughan J.M., "Scattering in the atmosphere," in *Scattering-Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science*, E.R. Pike and P.C. Sabatier, Eds., Chapter 2.4.3(Academic Press, San Diego, CA, 2002)
- [57] G. D. Emmitt, J. Spinhirne, R. Menzies, D. Winker, and D.Bowdle, Target atmospheres for use in DWL concept studies, 4th draft, February 1998. This can be found at <http://yycyclone.swa.comyLidarProductsytargAtmy>.
- [58] Irgang T. D., P. B. Hays and W. R. Skinner, Two-channel direct-detection Doppler lidar employing a charge-coupled device as a dectector. *Appl. Opt.*, **41**, 2002, 1145-1155.
- [59] Hays P. B., Circle to line interferometer optical system, *Appl. Opt.*, **29**, 1990, 1482-1489.
- [60] Bruneau D., Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar. *Appl. Opt.*, **40**, 2001, 391-399.
- [61] Mckay J. A., Assessment of a multibeam Fizeau wedge interferometer for Doppler wind lidar. *Appl. Opt.*, **41**, 2002, 1760-1767.

- [62] P. Jacquinot, The luminosity of spectrometers with prisms, gratings, or Fabry-Perot etalons, *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 1954, 761-765.
- [63] P. B. Hays and J. Wang, Image plane detector for Fabry-Perot interferometers: physical model and improvement with anticoincidence detection, *Appl. Opt.*, **30**, 1991, 3100-3107.
- [64] G. Hernandez, *Fabry-Perot Interferometers*, Cambridge U.Press, Cambridge, England, 1986.
- [65] McGill M. J., W. R. Skinner and T. D. Irgang, Analysis techniques for the recovery of winds and backscatter coefficients from a multiple-channel incoherent Doppler lidar. *Appl. Opt.*, **36**, 1997, 1253-1268.
- [66] Z. Liu and T. Kobayashi, Differential discrimination technique for incoherent Doppler lidar to measure atmospheric wind and backscatter ratio, *Opt. Rev.*, **3**, 47-52 ~1996
- [67] D. Bruneau, A. Garnier, A. Hertzog, and J. Porteneuve, Wind-Velocity Lidar Measurements by Use of a Mach-Zehnder Interferometer, Comparison with a Fabry-Perot Interferometer, *Appl. Opt.* **43**, 2004, 173-182.
- [68] D. Bruneau, Fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar, *Appl. Opt.*, **41**, 2002, 503-510.
- [69] Kajava T. T., H. M. Lauranto and R. R. E. Salomaa, Fizeau interferometer in spectral measurements. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10(11)**, 1993, 1980-1989.
- [70] E.Schmidt, H.W.Mosebach, M.Erdmann, F.Camus, Simulation of the ALADIN transmit-receive optics, *Proc.SPIE*, **4881**, 2003, 40-51.
- [71] C.L.Korb and B.M.Gentry, New Doppler lidar methods for atmospheric wind measurements-the edge technique, in Conference on Lasers and Electro-Optics, Vol.7 of 1990 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington,D.C.,1990), 322-324.
- [72] B. M. Gentry, and C.L.Korb, Edge technique for high-accuracy Doppler velocimetry, *Appl. Opt.*, **33**, 1994, 5770-5777.
- [73] C. L. Korb, B. M. Gentry, and C. Y. Weng, Edge technique: theory and application to the lidar measurement of atmospheric wind, *Appl. Opt.*, **31**, 1992, 4202-4213.
- [74] J. B. Marling, J. Nilsen, L. C. West, and L. L. Wood, An ultrahigh-Q isotropically sensitive optical filter employing atomic resonance transitions, *J. Appl. Phys.*, **50**,

610, 1979.

- [75] P. Piironen, and W. W. Eloranta, Demonstration of a high-spectral- resolution lidar based on an iodine absorption filter, *Opt. Lett.*, **19**, 234, 1994.
- [76] Z. -S. Liu, D. Wu, J. -T. Liu, K. -L. Zhang, W. -B. Chen, X. -Q. Song, J. W. Hair, and C. -Y. She, Low-Altitude Atmospheric Wind Measurement from the Combined Mie and Rayleigh Backscattering by Doppler Lidar with an Iodine Filter , *Appl. Opt.* **41**, 2002, 7079-7086.
- [77] J. S. Friedman, C. A. Tepley, P. A. Castleberg, and H. Roe, Middle-atmospheric Doppler lidar using an iodine-vapor edge filter, *Opt. Lett.*, **22**, 1997, 1648-1650.
- [78] 刘金涛, 非相干激光测风雷达理论模拟及光学系统和软件设计, 博士论文, 2001
- [79] C. L. Korb, B. M. Gentry, S. X. Li, and C. Flesia, "Theory of the Double-Edge Technique for Doppler Lidar Wind Measurement ," *Appl. Opt.* **37**, 3097-3104, 1998
- [80] C.Flesia, Theory of the double-edge molecular technique for Doppler lidar wind measurement, *Appl. Opt.*, **38**, 1999, 432-440.
- [81] J. A. McKay, Fabry Perot Etalon Aperture Requirements for Direct Detection Doppler Wind Lidar from Earth Orbit , *Appl. Opt.* **38**, 5859-5866,1999.
- [82] B. M. Gentry, H. Chen, and S. X. Li, Wind measurements with 355-nm molecular Doppler lidar , *Opt. Lett.* **25**, 2000, 1231-1233.
- [83] M. J. McGill, W. D. Hart, J. A. McKay, and J. D. Spinhirne, Modeling the Performance of Direct-Detection Doppler Lidar Systems Including Cloud and Solar Background Variability, *Appl. Opt.* **38**, 1999, 6388-6397.
- [84] McGill M.J. and J.D. Spinhirne, Comparison of two direct-detection Doppler lidar techniques, *Opt.Eng.* , **37**, 1998, 2675-2686.
- [85] M. Hercher. Tunable single mode operation of gas lasers using intracavity tilted etalons. *Appl. Opt.* **8**, 1103-1106 (1969).
- [86] P. W. Smith. Mode selection in lasers. *Proc.IEEE*, **60**, 422- 440 (1972).
- [87] V.N. Arzumanov, N.M. Galaktionova, V.V. Geshun, G.F. Zaitsev, S.V. Kruzhalov, A.A. Mak, L.N. Pakhomov and V.Yu Petrun'kin. Single-frequency YAG:Nd³⁺ laser stabilized by an active standard. *Sov. J. Quantum Electron.* **5**, 996-997 (1975).
- [88] H.G. Danielmeyer. Stabilized efficient single-frequency Nd:YAG laser. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-6**, 1970, 101-104.

- [89] K.C.Peng, Ling-An Wn and H.J. Kimble. Frequency-stabilized Nd:YAG laser with high output power. *Appl.Opt.* **24**, 1985, 938-940.
- [90] W. Culshaw and J. Kannelaud. Efficient frequency-doubled single-frequency Nd:YAG laser. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10**, 1974, 253-263.
- [91] W.R. Sooy. THE NATURAL SELECTION OF MODES IN A PASSIVE Q-SWITCHED LASER. *Appl. Phys. Lett.* **7**, 1965, 36-37.
- [92] Yu A. Anan'ev, N.I. Grishmanova, I. M. Petrova, and N.A. Svetsitskaya. Spectral selection of radiation emitted from lasers with unstable resonators. *Sov. J. Quantum Electron.* **5**, 1975, 408-410.
- [93] Y.K. Park, G. Guilliani and R.L. Byer. Stable single-axial-mode operation of an unstable-resonator Nd:YAG oscillator by injection locking. *Opt. Lett.* **5**, 1980, 96-98.
- [94] Y. K. Park, G. Guilliani and R.L. Byer. Single axial mode operation of aQ-switched Nd:YAG oscillator by injection seeding, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**, 1984,117-125.
- [95] L.A. Rahn. Diode-laser-pumped neodymium:YAG laser injection. seeding system *Appl. Opt.* **24**, 1985, 940-946.
- [96] S.W. Henderson, E.H. Yuen, E.S. Fry. Fast resonance-detection technique for single-frequency operation of injection-seeded Nd:YAG lasers. *Opt. Lett.* **11**, 1986, 715-717.
- [97] F. Hovis, M. Rhoades, R. Burnham, J. Force, T. Schum, B. Gentry, H. Chem, S. Li, J. Hair, A. Cook, and C. Hostetler. Single frequency lasers for remote sensing. *Proc. SPIE*, **332**, 2004, 263-270.
- [98] M. Ostermeyer, P. Kappe, R. Menzel, and V. Wulfmeyer, Diode-pumped Nd:YAG master oscillator power amplifier with high pulse energy, excellent beam quality, and frequency-stabilized master oscillator as a basis for a next-generation lidar system. *Appl. Opt.* **44**, 2005, 582-590.
- [99] T.Fujii, T.Fukuchi, Laser Remote Sensing, Taylor& Francis Group CRC Press, 2005.
- [100] P.D.Atherton. N.K.Reay, J.Ring, Tunable Fabry-Perot filters, *Opt. Eng.*, **20(6)**,1981, 806-814.
- [101] Mckay J. A., Modeling of direct detection Doppler wind lidar.II.The fringe imaging

- technique. *Appl. Opt.*, **37**, 1998, 6487-6493.
- [102] Hernandez G., Fabry-Perot Interferometer, Cambridge Studies in Modern Physics, New York : Cambridge Univerisity Press, 1986.
- [103] Jiqiao Liu, Jun Zhou, Weibiao Chen, Boundary Doppler Lidar based on multi-beam Fizeau Interferometer, 2005, *Proc.SPIE*, **5653**, 273-280.
- [104] Weibiao Chen, Qiquan Hu. Criteria for Optimization of Interferometers in the Space-borne Direct-detection Doppler Wind Lidar [J]. *Jpn.J.Appl.Phys*, **41(2)**, 2002, 641-645.
- [105] B. J. Rye, Comparative precision of distributed-backscatter Doppler lidars, *Appl. Opt.* **34**, 8341, 1995.