# 多纵模激光器体制下直接多普勒测风技术 的实现与仿真<sup>\*</sup>

1) (西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 西安 710048)

2) (陕西省现代装备绿色制造协同创新中心, 西安 710048)

3) (国家市场监管重点实验室 (计量光学及应用), 西安 710048)

(2024年7月9日收到; 2024年8月13日收到修改稿)

考虑到单纵模激光器作为多普勒测风激光雷达的激励光源需要复杂的种子注入技术和高精度的稳频锁 频技术,本文提出了以自由运转的多纵模激光器作为激励光源的直接多普勒测风激光雷达,以降低激励光源 的实现难度和复杂性.针对典型 Nd:YAG 脉冲激光器,研究了不同激光辐射线宽、光学谐振腔长和中心波长 条件下多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱的分布模式.为了综合利用大气风场导致的多纵模激光中 每个纵模所激励大气弹性散射回波光谱的多普勒频移,利用具有周期性透过率曲线且四个输出通道相位各 相差 π/2 的可调谐四通道马赫-曾德尔干涉仪,实现对多纵模大气弹性散射回波光谱多普勒频移的高精度鉴 别.在此基础上,构建了多纵模激光器体制下直接多普勒测风技术大气风场反演的数学模型.仿真结果表明, 所提出的多纵模直接多普勒测风激光雷达能够实现对大气风场信息的高精度测量,并且激光中心波长越大, 激光光学谐振腔长越短,系统测风范围越大,测风误差越小.

关键词:直接多普勒测风技术,多纵模激光,四通道马赫-曾德尔干涉仪,风场数据反演
 PACS: 07.05.Fb, 07.05.Tp, 42.79.Qx, 42.68.Wt
 DOI: 10.7498/aps.73.20240949
 CSTR: 32037.14.aps.73.20240949

1 引 言

风是太阳辐射引起的一种空气流动现象,其与 地球上的大气对流和海陆循环等自然规律息息相 关<sup>[1,2]</sup>.高精度探测大气风场信息,不论是在气候学 和气象学等理论研究方面,还是在环境监测、航空 安全、风能利用、农业生产等国民经济建设方面都 具有非常重要的意义<sup>[3,4]</sup>.近年来,多普勒测风激光 雷达因其探测精度高、探测距离大、可通过布控实现大范围风场监测而被广泛应用于大气风场信息 探测<sup>[5-7]</sup>.多普勒测风激光雷达是基于光的多普勒 效应,利用随大气风场运动的气溶胶和大气分子对 激光信号的弹性散射作用获得多普勒频移,进而实现对大气风场信息的测量<sup>[8]</sup>.

多普勒测风激光雷达根据激励光源的不同可 以分为连续波多普勒激光雷达<sup>[9]</sup>和脉冲多普勒激 光雷达<sup>[10]</sup>.连续波多普勒激光雷达的距离信息通

© 2024 中国物理学会 Chinese Physical Society

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 42175149, 41775035, 42275148)、中国-中东欧国家高校联合教育项目 (批准号: 2023330, 2022232, 2021120)、陕西省教育厅科研计划项目 (批准号: 23JY055)、国家市场监管重点实验室 (计量光学及应用) 开放课题 (批准号: SXJL2023Z01KF) 和西安理工大学博士创新基金 (批准号: 102-252072304) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: gaofei@xaut.edu.cn

过几何方法获得,其最大探测距离通常小于1 km<sup>[11]</sup>. 而脉冲多普勒激光雷达的距离信息由激光脉冲的 飞行时间来确定,其最大探测距离较远,通常可以 达到几公里到几十公里[12]. 多普勒测风激光雷达 根据鉴频技术的不同可以分为外差多普勒测风激 光雷达<sup>[13]</sup>和直接多普勒测风激光雷达<sup>[14]</sup>.外差和 直接探测技术都是通过测量激光发射信号和大气 回波信号之间的多普勒频移来实现风场信息反演 的. 不同的是, 外差探测技术是利用激光的相干性 质和电子信号处理技术解调激光发射信号和大气 回波信号之间的差频信号来获得多普勒频移<sup>[15]</sup>, 而直接探测技术是利用光谱鉴别器鉴别气溶胶米 散射和大气分子瑞利散射回波信号的多普勒频移 所引起的能量变化,再反演获得多普勒频移<sup>[16]</sup>.相 比之下,外差探测技术虽然可以获得更高的探测精 度,但同时也对光学准直性有更高的要求,并且其 只能实现对窄带气溶胶米散射回波光谱多普勒频 移的鉴别[17]. 而直接探测的边缘检测技术对于鉴 别窄带气溶胶米散射回波光谱多普勒频移和宽带 大气分子瑞利散射回波光谱多普勒频移都比较有 效<sup>[18]</sup>. 无论是基于哪种探测技术的多普勒测风激 光雷达,都需要通过复杂的种子注入技术<sup>[19,20]</sup>和 高精度的稳频、锁频技术[21,22]来提供高稳定度的 单纵模激光作为激励光源,这极大地增加了多普勒 测风激光雷达系统的复杂性和技术难度.

考虑到单纵模激光作为激励光源的实现难度, 2013年 Bruneau 等<sup>[23]</sup>提出了直接采用自由运转 的多纵模激光作为多普勒测风激光雷达系统的激 励光源. 多纵模激光光谱可以看作是多个单纵模激 光光谱在频域上的等距排列分布,因此多纵模激光 与单纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱分布 存在较大差异[24,25]. 为了高精度测量多纵模激光 激励的大气弹性散射回波光谱的多普勒频移,本文 探讨了不同激光辐射线宽、光学谐振腔长、中心波 长条件下的多纵模激光激励的大气弹性散射回 波光谱的分布特性. 在此基础上, 提出了一种基于 可调谐四通道马赫-曾德尔干涉仪 (quadri-Mach-Zender interferometer, QMZI) 的多纵模直接多普 勒测风激光雷达系统,分析了QMZI鉴别多纵模激 光激励的大气弹性散射回波光谱多普勒频移的技 术原理,构建了多纵模光谱模式下大气风场的数据 反演模型,并对所提出的多纵模直接多普勒测风激 光雷达系统进行了仿真验证.

2 多纵模光谱模式下的直接多普勒 测风技术

# 2.1 多纵模激光激励的大气弹性散射光谱

Nd:YAG 激光器增益介质中钕浓度较高<sup>[26]</sup>, 其单位体积的工作物质能提供比较高的激光功 率,且其通过倍频技术可以提供 1064 nm(基频)、 532 nm(二倍频)和 355 nm(三倍频)三种中心波 长的激光,因此被广泛地应用于激光雷达系统中. 自由运转的 Nd: YAG 激光器输出的激光具有多纵 模光谱模式,其可以看作是多个单纵模激光光谱在 频域上的等距排列分布<sup>[24,25]</sup>.激光与大气颗粒发生 相互作用会产生大气散射回波信号,通常利用大气 弹性散射(气溶胶米散射和大气分子瑞利散射)回 波信号来分析反演大气风场信息.多纵模激光激励 的大气弹性散射回波光谱可以表示为<sup>[24,25]</sup>

$$\begin{split} \mathrm{MS}\left(\nu-\nu_{0}\right) &= \left(\frac{\beta_{\mathrm{a}}}{\beta_{\mathrm{a}}+\beta_{\mathrm{m}}}\right) \mathrm{MS}_{\mathrm{a}}\left(\nu-\nu_{0}\right) \\ &+ \left(\frac{\beta_{\mathrm{m}}}{\beta_{\mathrm{a}}+\beta_{\mathrm{m}}}\right) \mathrm{MS}_{\mathrm{m}}\left(\nu-\nu_{0}\right) \\ &= \left(\frac{R_{\mathrm{a}}-1}{R_{\mathrm{a}}}\right) \mathrm{MS}_{\mathrm{a}}\left(\nu-\nu_{0}\right) \\ &+ \left(\frac{1}{R_{\mathrm{a}}}\right) \mathrm{MS}_{\mathrm{m}}\left(\nu-\nu_{0}\right), \end{split}$$
(1)

式中,  $\nu_0$  代表激光中心频率;  $\beta_a$ ,  $\beta_m$  分别代表气溶 胶米散射和大气分子瑞利散射的后向散射系数; R。 代表气溶胶后向散射比.  $MS_a(\nu - \nu_0)$ 和  $MS_m(\nu - \nu_0)$ 分别代表多纵模激光激励的气溶胶米散射和大气 分子瑞利散射回波光谱,其受到激光辐射线宽、光 学谐振腔长、中心波长和大气温度的影响[24,25]. 而  $MS(\nu - \nu_0)$ 代表由气溶胶米散射和大气分子瑞利 散射回波光谱叠加获得的多纵模大气弹性散射回 波光谱,因此其与激光辐射线宽、光学谐振腔长、 中心波长和大气温度、气溶胶后向散射比均相关. 为了探讨激光器自身参数与其光谱的关系,分析了 激光辐射线宽 Δν。为 30, 60 GHz, 光学谐振腔长 L为 30, 300 mm, 中心波长  $\lambda_0$ 为 1064, 532, 355 nm, 大气温度 T为 300 K, 气溶胶后向散射比 R<sub>a</sub>为 2时,多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱如 图1所示.

从图 1 的四幅图中均可以看出,多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱可以看作是激光辐射



图 1 多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱示意图 (a) 激光辐射线宽为 30 GHz, 激光光学谐振腔长为 30 mm; (b) 激光辐射线宽为 60 GHz, 激光光学谐振腔长为 30 mm; (c) 激光辐射线宽为 30 GHz, 激光光学谐振腔长为 300 mm; (d) 激光辐射线宽为 60 GHz, 激光光学谐振腔长为 300 mm

Fig. 1. Diagram of atmospheric elastic scattering echo spectra excited by multi-longitudinal mode laser: (a) Laser radiation linewidth is 30 GHz, laser optical resonator length is 30 mm; (b) laser radiation linewidth is 60 GHz, laser optical resonator length is 30 mm; (c) laser radiation linewidth is 30 GHz, laser optical resonator length is 300 mm; (d) laser radiation linewidth is 60 GHz, laser optical resonator length is 300 mm; (d) laser radiation linewidth is 60 GHz, laser optical resonator length is 300 mm; (d) laser radiation linewidth is 60 GHz, laser optical resonator length is 60 GHz, laser optical res

线宽内所有激光纵模激励的气溶胶米散射和大气 分子瑞利散射回波光谱有序叠加的结果. 激光中心 波长越小,则单纵模大气分子瑞利散射回波光谱的 谱宽越宽. 对比图 1(a) 与图 1(b)、图 1(c) 与图 1(d) 可以看出, 激光光学谐振腔长相同的情况下, 多纵 模激光激励的大气弹性散射回波光谱的纵模间隔 相同, 而此时纵模个数与辐射线宽相关, 辐射线宽 越大,则纵模个数越多.对比图 1(a) 与图 1(c)、图 1(b) 与图 1(d) 可以看出, 激光辐射线宽相同的情况下, 多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱的纵模 个数和纵模间隔均受激光光学谐振腔长影响,激光 光学谐振腔长越长,则纵模个数越多,纵模间隔越 小. 从图1的四幅图中还可以看出, 当多纵模激光 激励的大气弹性散射回波光谱的纵模个数较多、纵 模间隔较小时,相邻纵模之间会相互交叠,而相邻 纵模之间的相互交叠会影响多普勒激光雷达鉴别 多纵模大气弹性散射回波光谱多普勒频移的性能. 本文采用交叠系数来描述多纵模激光激励的大气 弹性散射回波光谱相邻纵模之间的交叠程度,其可

以用下式定义:

$$\begin{cases}
O_{\rm a} = \frac{\Delta\nu_{\rm a}}{\Delta\nu_{\rm q}} = \frac{2L\cdot\Delta\nu_{\rm s}}{c}, \\
O_{\rm m} = \frac{\Delta\nu_{\rm m}}{\Delta\nu_{\rm q}} = 8\sqrt{2\ln 2}\cdot\sqrt{\frac{k_{\rm B}T}{Mc^2}}\cdot\frac{L}{\lambda_0},
\end{cases}$$
(2)

式中,  $O_a$ 和  $O_m$ 代表多纵模气溶胶米散射和大气 分子瑞利散射回波光谱的交叠系数;  $\Delta\nu_a$ 和  $\Delta\nu_m$ 代 表单纵模气溶胶米散射和大气分子瑞利散射回波 光谱的半高全宽;  $\Delta\nu_q$ 代表纵模间隔;  $k_B$ 代表玻尔 兹曼常数; T代表大气温度; M代表平均分子质量; c代表光速; L代表光学谐振腔长;  $\lambda_0$ 代表激光中 心波长. 图 2 为不同激光中心波长时, 交叠系数随 激光光学谐振腔长的变化曲线. 若交叠系数  $\leq 0.5$ , 则说明多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱 相邻纵模之间的交叠较弱, 其对多普勒激光雷达鉴 频性能的影响几乎可以忽略; 若交叠系数 > 0.5, 则 说明多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱相 邻纵模之间的交叠较明显, 其会导致多普勒激光雷 达鉴频性能明显下降.





从图 2 可以看出,多纵模气溶胶米散射回波光 谱的交叠系数仅与激光光学谐振腔长相关,其随激 光光学谐振腔长的增大而增大,但直到激光光学谐 振腔长为 750 mm(对应的纵模个数为 151) 时, 交 叠系数才等于 0.5, 即此时多纵模气溶胶米散射回 波光谱的相邻纵模之间的交叠才开始影响多普勒 激光雷达的鉴频性能. 而多纵模大气分子瑞利散射 回波光谱的交叠系数与激光光学谐振腔长和中心 波长均相关,其随激光光学谐振腔长的增大而增 大, 随激光中心波长的增大而减小. 激光中心波长 分别为 1064, 532, 355 nm 时, 在激光光学谐振腔 长分别为 57, 29, 19 mm (对应的纵模个数为 11, 7,5)的位置,交叠系数等于0.5,即此时多纵模大 气分子瑞利散射回波光谱的相邻纵模之间的交叠 开始影响多普勒激光雷达的鉴频性能.因此,当激 光中心波长分别为 1064, 532, 355 nm 时, 纵模个数 较少时 (N < 11, 7, 5 时), 多纵模气溶胶米散射和 大气分子瑞利散射回波光谱的多普勒频移均可被 鉴别, 进而反演大气风场信息. 当纵模个数较多时 (N > 11, 7, 5 时), 仅多纵模气溶胶米散射回波光 谱的多普勒频移可以被鉴别去反演大气风场信息.

### 2.2 多纵模光谱模式下大气风场的探测原理

考虑到大气风场会给多纵模激光中每个纵模 激励的大气弹性散射回波光谱都引入多普勒频移, 因此最优的光谱鉴频器需要选择具有周期性透过 率曲线的光学干涉仪,并且参数需要满足多纵模激 光的纵模间隔 (Δνα) 与光谱鉴频器透过率曲线的 自由光谱范围 (FSR) 相匹配的条件. 满足上述条 件的基础上,借鉴单纵模光谱模式下直接单边缘检 测技术[27],可以给出直接单边缘检测技术鉴别多 纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱多普勒频 移的原理图,如图3所示,图中以激光辐射线宽 Δν。为 30 GHz, 光学谐振腔长 L 为 30 mm, 中心 波长 $\lambda_0$ 为532 nm, 大气温度 T为300 K, 气溶胶 后向散射比 R。为 2,纵模个数为 7 时的多纵模激 光激励的大气弹性散射回波光谱为例说明了多纵 模模式下回波光谱多普勒频移的鉴别原理,其他多 纵模模式下鉴别原理是相同的.

从图 3 中可以看出, 多纵模激光的中心频率被 锁定在光谱鉴频器透过率曲线上升沿的最陡峭边 缘处<sup>[27]</sup>, 由于多纵模激光的纵模间隔和光谱鉴频 器透过率曲线的自由光谱范围是相匹配的, 因此多 纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱中每个纵 模的峰值频率都被锁定在了光谱鉴频器透过率曲 线上升沿的最陡峭边缘处. 当多纵模激光激励的大 气弹性散射回波光谱无多普勒频移时, 大气回波光 谱的中心频率与发射激光中心频率一致, 光谱鉴频 器输出端的能量不发生变化; 而当多纵模激光激励 的大气弹性散射回波光谱存在多普勒频移时, 大气 回波光谱的中心频率将会发生偏移, 光谱鉴频器输 出端的能量发生变化, 因此通过此能量变化可以计 算得到多普勒频移, 进而反演出大气风场信息.

法布里-珀罗干涉仪和迈克耳孙干涉仪都可以 提供单通道的周期性透过率曲线,以实现对多纵模 激光激励的大气弹性散射回波光谱多普勒频移的 单边缘检测.马赫-曾德尔干涉仪可以提供具有互 补输出的双通道周期性透过率曲线,实现对多纵模 回波光谱多普勒频移的双边缘检测.而四通道马



图 3 直接单边缘检测技术鉴别多纵模大气弹性散射回波光谱多普勒频移的原理图

Fig. 3. Principle diagram of direct single-edge detection technology for measuring the Doppler shift of atmospheric elastic scattering echo spetra excited by multi-longitudinal mode laser.

赫-曾德尔干涉仪可以提供四个周期相同、相位各 相差 π/2 的周期性透过率曲线,能够以更高的探测 灵敏度实现对多纵模激光激励的大气弹性散射回 波光谱多普勒频移的鉴别.

# 3 多纵模激光器体制下的直接多普勒 测风激光雷达系统

为了实现对多纵模激光激励的大气散射回波 光谱多普勒频移的高精度鉴别,设计了如图4所示 的基于可调谐四通道马赫-曾德尔干涉仪的多纵模 直接多普勒测风激光雷达 (multi-longitudinal mode direct Doppler wind lidar, MLM DDWL)系 统,其利用自由运转的大功率 Nd: YAG 脉冲激光 器向大气中传输多纵模激光. Nd: YAG 脉冲激光 器发出的多纵模激光被光束分离器 (beam separator, BS)3分为两路, 其中一路通过光纤 (fiber, F) 传输至望远镜作为参考信号; 另一路经准直扩 束器 (expander, E) 后入射到大气中与气溶胶和大 气分子发生相互作用并产生多纵模气溶胶米散射 和大气分子瑞利散射回波信号,其中后向散射信号 被垂直放置的大口径望远镜接收. 然后, 回波信号 通过光纤传输至具有四通道周期性透过率曲线的 QMZI 来进行多普勒频移的高精度鉴别.

图 4 中红色实线框标出的部分即为可调谐光 程差的 QMZI 的结构示意图,其四通道输出是由 光束分离器、格兰棱镜 (Glan prism, GP)、四分之 一波片 (quarter-wave plate, QWP) 和纳米位移系 统 (displacement system, DS) 等核心器件来实现 的. BS 可以将信号以 1:1 的比例分为反射信号和 透射信号,并且能够为介质涂层方向入射信号的反射信号引入π的相移. GP 可以将信号以 1:1 的比例分为寻常光信号和非常光信号,而 QWP 可以为寻常光信号和非常光信号引入π/2 (或π/2 奇数倍)的相位差. 纳米位移系统可以实现对 QMZI 光程差在纳米级别上的调整.

当大气弹性后向散射回波信号被望远镜接收 并通过光纤传输至 QMZI 时,其首先被准直透镜 (collimating lens, CL)准直扩束,然后被 BS1 分 束. BS1 的反射信号通过光路①,其经过反射镜 (mirror, M)M1 反射、QWP 透射、M2 反射后到达 BS2. BS1 的透射信号通过光路②,其经过经安装 在 DS 上的 M3 与 M4 反射后到达 BS2. 两路信号 在 BS2 处汇聚并发生干涉现象,进而产生两路干 涉信号. 而这两路干涉信号和非常光信号,因此得到四 路相位各相差 π/2 的干涉信号输出.四路干涉信号 经过四个汇聚透镜 (convergent lens, L)分别聚 焦、四个光电探测器件 (detector, D) 分别接收和光 电转换,最后传输至示波器进行数据接收与处理.

为了分析 QMZI 的透过率函数, 假设入射至 QMZI 的信号为单频线偏振光, 电矢量的振幅为 A, 辐射频率为  $\nu$ , 初始相位为  $\varphi$ , 则其电场强度分 布  $E_0(\nu, t)$  可以表示为

$$E_0(\nu, t) = A \cdot \exp\left[i\left(2\pi\nu t + \varphi\right)\right],\tag{3}$$

式中, $\nu$ 为光谱频率.则入射信号的干涉光强度分  $f_{0}(\nu)$ 可以表示为

$$I_0(\nu) = \frac{A^2}{2} + \frac{A^2}{2} \cos(4\pi\nu t + 2\varphi).$$
 (4)



图 4 基于可调谐四通道马赫-曾德尔干涉仪的多纵模直接多普勒测风激光雷达系统图. BS: 光束分离器; E: 准直扩束器; M: 反 射镜; F: 光纤; CL 准直透镜; QWP: 四分之一波片; DS: 纳米位移系统; GP: 格兰棱镜; L: 汇聚透镜; D: 光电探测器件

Fig. 4. System diagram of multi-longitudinal mode direct Doppler wind lidar based on quadri-channel Mach-Zehnder interferometer. BS: beam splitter; E: expander; M: mirror; F: fiber; CL: collimating lens; QWP: quarter-wave plate; DS: displacement system; GP: Glan prism; L: convergent lens; D: photoelectric detector.

从 (4) 式中可以看出, 干涉光强度分布  $I_0(\nu)$  中包 含了原频率项和倍频项的分量. 通过对光电倍增管 型号的选择与输出电路的设计可以使得光电倍增 管不响应干涉光强度分布  $I_0(\nu)$  中倍频项的分量, 因此实际有  $I_0(\nu) = A^2/2$ .

假设  $E_{ij}(\nu, t)$  代表 QMZI 入射信号以不同光 路到达不同通道时的电场强度,其下标 i = 1, 2表示通过的光路, j = 1, 2, 3, 4 表示到达的通道. 通过光路①到达 D1 的非常光信号,经过 BS1 反 射 (光线由介质涂层侧入射,反射信号相位延迟 π)、M1 反射 (整体半波损失)、QWP 透射 (非常光 信号无影响,寻常光信号相位延迟  $\pi/2$ )、M2 反射 (整体半波损失)、BS2 透射 (光线由介质涂层侧入 射,透射信号无相移)、GP1 透射,相位损失为 3π, 则此部分信号电场强度分布  $E_{11}(\nu, t)$  为

$$E_{11}(\nu, t) = \sqrt{R_{\text{BS1}}R_{\text{M1}}T_{\text{QWP}}R_{\text{M2}}T_{\text{BS2}}T_{\text{GP1}}} \cdot A$$
$$\times \exp\left[i\left(2\pi\nu t + \varphi + \frac{2\pi\nu}{c}d_1 + 3\pi\right)\right], \tag{5}$$

*R*<sub>BS1</sub>, *R*<sub>M1</sub>, *T*<sub>QWP</sub>, *R*<sub>M2</sub>, *T*<sub>BS2</sub>, *T*<sub>GP1</sub>分别代表 BS1 的反射率、M1的反射率、QWP的透射率、M2的 反射率、BS2的透射率、GP1的透射率, *d*<sub>1</sub>代表 光路①的光学长度. 按照光路②到达 D1 的非常光 信号, 经过 BS1 透射 (光线由介质涂层侧入射, 透射信号无相移)、M3 反射 (整体半波损失)、 M4 反射 (整体半波损失)、BS2 反射 (光线非介质 涂层侧入射,透射与反射时均无相移)、GP1 透射, 其相位损失为 2π,则此部分信号电场强度分布 *E*<sub>21</sub>(ν, t) 为

$$E_{21}(\nu, t) = \sqrt{T_{\text{BS1}}R_{\text{M3}}R_{\text{M4}}R_{\text{BS2}}T_{\text{GP1}}} \cdot A$$
$$\times \exp\left[i\left(2\pi\nu t + \varphi + \frac{2\pi\nu}{c}d_2 + 2\pi\right)\right], \quad (6)$$

式中, *T*<sub>BS1</sub>, *R*<sub>M3</sub>, *R*<sub>M4</sub>, *R*<sub>BS2</sub>分别代表 BS1的透射 率、M3的反射率、M4的反射率、BS2的反射率; *d*<sub>2</sub>代表光路②的光学长度.按照不同光路到达 D1的两路光线相位差为π,则D1接收信号的干涉 光强度分布 *I*<sub>1</sub>(ν) 为

$$I_{1}(\nu) = \frac{R_{BS1}R_{M1}T_{QWP}R_{M2}T_{BS2}T_{GP1} \cdot A^{2}}{2} + \frac{T_{BS1}R_{M3}R_{M4}R_{BS2}T_{GP1} \cdot A^{2}}{2} \sqrt{T_{BS1}R_{M3}R_{M4}R_{BS2}R_{BS1}R_{M1}T_{OWP}R_{M2}T_{BS2}T_{CP1}^{2}}$$

$$\times A^2 \cdot \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \cdot \text{OPD} + \pi\right).$$
 (7)

因此, D1 通道的透过率函数  $T_1(\nu)$  为

$$T_1(\nu) = I_1(\nu)/I_0(\nu) =$$

 $R_{\rm BS1}R_{\rm M1}T_{\rm QWP}R_{\rm M2}T_{\rm BS2}T_{\rm GP1} + T_{\rm BS1}R_{\rm M3}R_{\rm M4}R_{\rm BS2}T_{\rm GP1}$ 

$$+2\sqrt{T_{BS1}R_{M3}R_{M4}R_{BS2}R_{BS1}R_{M1}T_{QWP}R_{M2}T_{BS2}T_{GP1}^2}$$

$$\times \cos\left(\frac{2\pi\,\nu}{c}\cdot\text{OPD} + \pi\right).\tag{8}$$

忽略光路损耗和光学元件瑕疵时, D1 通道的理想 透过率函数为

$$T_1(\nu) = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \cdot \cos\left(\frac{2\pi\,\nu}{c} \cdot \text{OPD} + \pi\right). \quad (9)$$

同理可以得到其他通道的理想透过率函数,因

此 QMZI 四通道的理想透过率函数  $T_i(v)$  (i = 1, 2, 3, 4) 为

$$\begin{cases} T_i\left(\nu\right) = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \cdot \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \cdot \text{OPD} + \alpha_i\right), \\ \alpha_1 = \pi, \ \alpha_2 = 3\pi/2, \ \alpha_3 = 0, \ \alpha_4 = \pi/2, \end{cases}$$
(10)

式中,  $\alpha_i$  (*i* = 1, 2, 3, 4) 表示 QMZI 透过率函数中 三角项的附加相位因子.

图 5 和图 6 分别为四通道马赫-曾德尔干涉仪鉴 别多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱多普 勒频移的原理图与输出信号. 图中提供了无频移和具 有高频方向多普勒频移的大气弹性散射回波光谱.



图 5 四通道马赫-曾德尔干涉仪鉴别多纵模大气弹性散射回波光谱多普勒频移的原理图

Fig. 5. Principle diagram of quadri-channel Mach-Zehnder interferometer for measuring Doppler shift of atmospheric elastic scattering echo spetra excited by multi-longitudinal mode laser.



图 6 四通道马赫-曾德尔干涉仪鉴别多纵模大气弹性散射回波光谱多普勒频移的输出信号 (a) QMZI通道1输出信号; (b) QMZI 通道2输出信号; (c) QMZI通道3输出信号; (d) QMZI 通道4输出信号

Fig. 6. Output signals of quadri-channel Mach-Zehnder interferometer for measuring Doppler shift of atmospheric elastic scattering echo spetra excited by multi-longitudinal mode laser: (a) Output signals of channel 1; (b) output signals of channel 2; (c) output signals of channel 3; (d) output signals of channel 4.

由图 5 可以看出, 多纵模激光每个纵模的峰 值频率都被锁定在了 QMZI 通道 2 透过率曲线的 上升沿的最陡峭边缘频率处.由于 QMZI 四个 通道的透过率函数相位各相差 π/2, 因此多纵模激 光每个纵模的峰值频率同样与 QMZI 通道 1 透过 率曲线的谷值频率、通道 3 透过率曲线的峰值 频率、通道 4 透过率曲线下降沿的最陡峭边缘 频率相对应.

由图 6 可以看出, 无频移的大气弹性散射回波 光谱通过 QMZI 后, 通道 1 和通道 3 的输出信号 分别为四个通道中的最小值和最大值, 通道 2 和通 道 4 的输出信号是互补的且其强度相等. 相比于无 频移的大气弹性散射回波光谱, 具有高频方向多普 勒频移的大气弹性散射回波光谱通过 QMZI 后, 四个通道的输出信号分别增大、增大、减小、减小. 因此 QMZI 四个通道输出信号的变化情况正好反 映了多普勒频移的变化, 以及与之相对应的大气风 场信息. 4 大气风场的数据反演

当入射至 QMZI 的信号为多纵模激光激励的 大气弹性散射回波信号时, QMZI 对该光谱的有效 透过率可以由 QMZI 透过率函数和多纵模激光激 励的大气弹性散射回波光谱卷积获得

ET<sub>i</sub> (Δν) = T<sub>i</sub> (ν) ⊗ MS (ν – (ν<sub>0</sub> + Δν)), (11) 式中, ET<sub>i</sub>(Δν)(i = 1, 2, 3, 4) 代表 QMZI 对带有 多普勒频移的多纵模激光激励的大气弹性散射回 波信号的有效透过率; Δν 代表多普勒频移; MS(ν– (ν<sub>0</sub>+Δν)) 代表带有多普勒频移的多纵模激光激励 的大气弹性散射回波光谱分布. 由于 (11) 式中的 卷积计算极其复杂, 而多纵模激光及其激励大气弹 性散射回波光谱均属于准单色光<sup>[24,25]</sup>, 因此, 根据 准单色光干涉的部分相干理论与光波偏振效应<sup>[28]</sup>, 多纵模大气弹性散射回波信号入射至 QMZI 后获 得的四路干涉信号可以表示为

$$\begin{cases} I_{o1} = I_{to} + I_{ro} - 2\sqrt{I_{to}I_{ro}} \cdot |\gamma_{M}| \cdot \cos\left[\alpha_{M} - \left(\frac{2\pi\left(\nu_{0} + \Delta\nu\right) \cdot OPD}{c} + \frac{\pi}{2}\right)\right], \\ I_{o2} = I_{to} + I_{ro} + 2\sqrt{I_{to}I_{ro}} \cdot |\gamma_{M}| \cdot \cos\left[\alpha_{M} - \left(\frac{2\pi\left(\nu_{0} + \Delta\nu\right) \cdot OPD}{c} + \frac{\pi}{2}\right)\right], \\ I_{e1} = I_{te} + I_{re} - 2\sqrt{I_{te}I_{re}} \cdot |\gamma_{M}| \cdot \cos\left[\alpha_{M} - \frac{2\pi\left(\nu_{0} + \Delta\nu\right) \cdot OPD}{c}\right], \\ I_{e2} = I_{te} + I_{re} + 2\sqrt{I_{te}I_{re}} \cdot |\gamma_{M}| \cdot \cos\left[\alpha_{M} - \frac{2\pi\left(\nu_{0} + \Delta\nu\right) \cdot OPD}{c}\right], \end{cases}$$
(12)

式中,  $I_{o1}$ 与  $I_{o2}$ 代表 GP1 和 GP2 反射的寻常光干涉光强分布;  $I_{e1}$ 与  $I_{e2}$ 代表 GP1 和 GP2 透过的非常光干涉光强分布;  $I_{to}$ 与  $I_{ro}$ 代表 BS1 透过和反射的寻常光干涉光强分布;  $I_{te}$ 与  $I_{re}$ 代表 BS1 透过和反射的非常光干涉光强分布;  $|\gamma_{M}|$ 与  $\alpha_{M}$ 分别表示多纵模大气弹性散射回波信号的复相干度的模数因子与相位因子, 可以表示为

$$\begin{cases} |\gamma_{\rm M}| = \left(\frac{R_{\rm a}-1}{R_{\rm a}}\right) \cdot |\gamma_{\rm Ma}| + \left(\frac{1}{R_{\rm a}}\right) \cdot |\gamma_{\rm Mm}|,\\ \alpha_{\rm M} = 0, \end{cases}$$
(13)

式中, |<sub>7Ma</sub>|和|<sub>7Mm</sub>|分别表示多纵模气溶胶米散射和多纵模大气分子瑞利散射回波信号的复相干度的模数因子, 其可由下式求得

$$\begin{cases} |\gamma_{Ma}| = \exp\left[-\frac{\pi^2 \cdot \text{OPD}^2 \cdot \left(\Delta\nu_s^2 + \Delta\nu_a^2\right)}{4\ln 2c^2}\right] \cdot \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \left[\delta\left(\frac{\text{OPD}}{c} + \frac{N}{\Delta\nu_q}\right) \otimes \exp\left(-\frac{\pi^2 \cdot \text{OPD}^2 \cdot \Delta\nu_e^2}{4\ln 2c^2}\right)\right], \\ |\gamma_{Mm}| = \exp\left[-\frac{\pi^2 \cdot \text{OPD}^2 \cdot \left(\Delta\nu_s^2 + \Delta\nu_m^2\right)}{4\ln 2c^2}\right] \cdot \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \left[\delta\left(\frac{\text{OPD}}{c} + \frac{N}{\Delta\nu_q}\right) \otimes \exp\left(-\frac{\pi^2 \cdot \text{OPD}^2 \cdot \Delta\nu_e^2}{4\ln 2c^2}\right)\right]. \end{cases}$$
(14)

由于 GP1 与 GP2 的分光比均为 1:1, 且四个 光电探测器件接收到的干涉光强  $I_1(\Delta\nu)$ ,  $I_2(\Delta\nu)$ ,  $I_3(\Delta\nu)$ ,  $I_4(\Delta\nu)$  分别对应  $I_{e1}$ ,  $I_{o1}$ ,  $I_{e2}$ ,  $I_{o2}$ , 因此 QMZI 四个通道对带有多普勒频移的多纵模大气弹性散 射回波信号的有效透过率可以求出:

$$\begin{cases} \mathrm{ET}_{i}\left(\Delta\nu\right) = \frac{I_{i}\left(\Delta\nu\right)}{I_{1}\left(\Delta\nu\right) + I_{2}\left(\Delta\nu\right) + I_{3}\left(\Delta\nu\right) + I_{4}\left(\Delta\nu\right)} \\ = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \cdot |\gamma_{\mathrm{M}}| \cdot \cos\left(\frac{2\pi\left(\nu_{0} + \Delta\nu\right) \cdot \mathrm{OPD}}{c} + \alpha_{i}\right), \\ \alpha_{1} = \pi, \ \alpha_{2} = \frac{3\pi}{2}, \ \alpha_{3} = 0, \ \alpha_{4} = \frac{\pi}{2}. \end{cases}$$
(15)

借鉴双边缘检测技术的鉴频原理,可以将 QMZI鉴频的响应函数定义为

$$Q(\Delta\nu) = \frac{\mathrm{ET}_{2}(\Delta\nu) - \mathrm{ET}_{4}(\Delta\nu)}{\mathrm{ET}_{3}(\Delta\nu) - \mathrm{ET}_{1}(\Delta\nu)}$$
$$= \tan\left(\frac{2\pi \ (\nu_{0} + \Delta\nu) \cdot \mathrm{OPD}}{c}\right), \qquad (16)$$

式中, *Q*(Δν) 代表 QMZI 的响应函数. 对其进行反 演可以得到多纵模大气弹性散射回波信号的多普 勒频移为

$$\Delta \nu = \frac{c}{2\pi \text{ OPD}} \arctan\left(\frac{\text{ET}_2(\Delta \nu) - \text{ET}_4(\Delta \nu)}{\text{ET}_3(\Delta \nu) - \text{ET}_1(\Delta \nu)}\right).$$
(17)

进而通过多普勒频移和多普勒测风技术原理<sup>图</sup>可以反演得到大气风场信息:

$$V = \frac{c \cdot \Delta \nu}{2\nu_0} = \frac{c^2}{4\pi \nu_0 \cdot \text{OPD}} \times \arctan\left(\frac{\text{ET}_2(\Delta \nu) - \text{ET}_4(\Delta \nu)}{\text{ET}_3(\Delta \nu) - \text{ET}_1(\Delta \nu)}\right), \quad (18)$$

式中, V代表激光束方向的风速.

5 多纵模激光器体制下的直接多普勒 测风仿真实验

为了验证多纵模激光器体制下基于 QMZI 的

直接多普勒测风激光雷达的可行性与探测性能,本 文采用可以对光电探测系统进行分析的 Zemax 光 学仿真软件进行测风仿真实验.在 Zemax 非序列 模式下搭建如图 4 中红色实线框出所示的 QMZI 仿真模型,自定义 Zemax 高斯光源中的 SPCD 光 谱文件以构建直接多普勒测风激光雷达中多纵模 激光激励的大气弹性散射回波光谱分布.本文按照 表1的关键参数配置了 6 组不同风速下的多纵模 大气弹性散射回波信号的 SPCD 光谱文件.需要 注意的是,由于 Zemax 光学仿真软件的限制,用于 配置光源信号的 SPCD 光谱文件中离散点不能超 过 200 个.此外,风速值为正时代表风速方向为靠 近光源方向,风速值为负时代表风速方向为远离光 源方向.

将配置的不同激光中心波长 ( $\lambda = 1064$  nm,  $\lambda = 532$  nm,  $\lambda = 355$  nm)、不同激光光学谐振腔 长 (L = 30 mm, L = 300 mm) 的 SPCD 光谱文 件按照风速的大小顺序分别依次输入至 QMZI 仿 真模型中, 然后在 Zemax 中进行基于蒙特卡罗原 理的光线追踪, 最终获得 6 组 QMZI 四个通道的 输出信号. 将这 6 组输出信号分别代入 (17) 式即 可获的 QMZI对带有多普勒频移的多纵模大气弹 性散射回波信号的有效透过率 (如图 7 与图 8 所 示), 进而通过 (18) 式可以获得仿真测量的风速值. 将仿真测量风速与理论风速作差, 即可求得多纵模 激光器模式下基于 QMZI 的直接多普勒测风雷达 的测风误差, 如图 9 与图 10 所示.

由图 7 与图 8 可以看出,不同激光中心波长、 不同激光光学谐振腔长条件下,QMZI 四个通道的 有效透过率随风速变化呈现出相似的变化趋势.当 风速为正时,QMZI 四个通道的有效透过率随风速 绝对值增大分别呈现出增大、增大、减小、减小的 趋势,而风速为负时,QMZI 四个通道的有效透过 率随风速绝对值增大分别呈现出增大、减小、减 小、增大的趋势.此外,激光中心波长越大,QMZI

表	1	多纵模激光器体制下直接多普勒测风激光雷达关键参数.
Table 1.	Key	v parameters of multi-longitudinal mode direct Doppler wind lidar.

参数	值	参数	值
激光中心波长/nm	1064, 532, 355	理论风速/(m·s <sup>-1</sup> )	-50— $50$ (间隔1 m·s <sup>-1</sup> )
激光辐射线宽/GHz	30	大气温度/K	300
激光光学谐振腔长/mm	30, 300	气溶胶后向散射比	2
激光纵模个数	7,61	QMZI自由光谱范围/GHz	5.0, 0.5
激光纵模间隔/GHz	5.0, 0.5	_	—



图 7 激光光学谐振腔长为 30 mm 时,不同激光中心波长下 QMZI 有效透过率随风速变化的仿真曲线 (a) 激光中心波长为 1064 nm; (b) 激光中心波长为 532 nm; (c) 激光中心波长为 355 nm

Fig. 7. Simulation curve of effective transmittance of QMZI with wind speed at different laser center wavelengths when the laser optical resonator length is 30 mm: (a) The laser center wavelength is 1064 nm; (b) the laser center wavelength is 532 nm; (c) the laser center wavelength is 355 nm.



图 8 激光光学谐振腔长为 300 mm 时,不同激光中心波长下 QMZI 有效透过率随风速变化的仿真曲线 (a) 激光中心波长为 1064 nm; (b) 激光中心波长为 532 nm; (c) 激光中心波长为 355 nm

Fig. 8. Simulation curve of effective transmittance of QMZI with wind speed at different laser center wavelengths when the laser optical resonator length is 300 mm: (a) The laser center wavelength is 1064 nm; (b) the laser center wavelength is 532 nm; (c) the laser center wavelength is 355 nm.



图 9 激光光学谐振腔长为 30 mm 时,不同激光中心波长下多纵模直接多普勒测风激光雷达系统的测风误差随风速变化的仿真 曲线 (a) 激光中心波长为 1064 nm; (b) 激光中心波长为 532 nm; (c) 激光中心波长为 355 nm

Fig. 9. Simulation curve of wind measurement error of multi-longitudinal mode direct Doppler wind lidar with wind speed at different laser center wavelengths when the laser optical resonator length is 30 mm: (a) The laser center wavelength is 1064 nm; (b) the laser center wavelength is 532 nm; (c) the laser center wavelength is 355 nm.



图 10 激光光学谐振腔长为 300 mm 时,不同激光中心波长下多纵模直接多普勒测风激光雷达系统的测风误差随风速变化的仿 真曲线 (a)激光中心波长为 1064 nm; (b)激光中心波长为 532 nm; (c)激光中心波长为 355 nm

Fig. 10. Simulation curve of wind measurement error of multi-longitudinal mode direct Doppler wind lidar with wind speed at different laser center wavelengths when the laser optical resonator length is 300 mm: (a) The laser center wavelength is 1064 nm; (b) the laser center wavelength is 532 nm; (c) the laser center wavelength is 355 nm.

四个通道有效透过率的变化程度越大.激光光学谐振腔长越大,纵模个数越多,QMZI四个通道有效透过率的变化程度越小.

由图 8 的三个子图可以发现,激光中心波长较 小时,系统的测风范围也较小.由 (16) 式可以看 出 QMZI 响应函数具有周期性且其周期受到多普 勒频移影响,即QMZI只能鉴别一定范围内的多 普勒频移.而由(18)式可以看出,激光中心频率越 小(即激光中心波长越大)的条件下,相同多普勒 频移对应的测风范围越大. 但是在图 7 的三个子图 中,三种激光中心波长条件下,系统的测风范围未 显示出差异. 这是由于多纵模激光器模式下的直接 多普勒测风技术需要多纵模激光纵模间隔与 QMZI 自由光谱范围相匹配, 而 QMZI 自由光谱范 围随其自身光程差增大而减小.由 (16) 式可知 QMZI 响应函数周期受到光程差的影响,即 QMZI 鉴频 范围随其光程差增大而减小,随其自由光谱范围增 大而增大.图7中激光光学谐振腔长较小,即纵模 个数较小,其对应的纵模间隔和相匹配的 QMZI 自由光谱范围均较大,因此三种激光中心波长条件 下系统测风范围均超出了±50 m/s.

由图 9 与图 10 可以看出,不同激光中心波 长、不同激光光学谐振腔长条件下,系统测风误差 基本都呈现出随风速绝对值增大而波动增大的趋势.激光光学谐振腔长为 30 mm(对应纵模个数为 7),激光中心波长分别为 1064,532,355 nm,风速 在-50—50 m/s 之间变化时,系统测风误差分别可 以控制在 1.0, 2.0, 4.0 m/s.激光光学谐振腔长为 300 mm(对应纵模个数为 61),激光中心波长分别 为1064,532,355 nm,风速在±50,±30,±20 m/s 之间变化时,系统测风误差均可以控制在4.0 m/s. 激光光学谐振腔长为300 mm(对应纵模个数为 61),风速在±20 m/s之间变化时,不同激光中心 波长时系统测风误差分别可以控制在2.5,3.0, 4.0 m/s.由此对比可以发现,当激光中心波长越大 时,系统测风误差越小;当激光光学谐振腔长越大 时,纵模个数越多,系统测风误差越大.

# 6 讨 论

多纵模激光器体制下直接多普勒测风激光雷 达利用 QMZI 四通道透过率曲线周期相同、相位 各相差 π/2 的特性, 通过探测 QMZI 四通道输出 信号的能量变化来实现对多纵模大气弹性散射回 波光谱多普勒频移的高精度鉴别. 大气风场会给多 纵模激光中每个纵模激励的大气弹性散射回波光 谱都产生多普勒频移,为了综合利用所有纵模多普 勒频移带来的能量变化, MLM DDWL 系统参数 需要满足"多纵模激光纵模间隔与 QMZI 透过率曲 线自由光谱范围相匹配"的条件.此外,多纵模大 气弹性散射回波光谱纵模间隔较小时,相邻纵模之 间会相互交叠,因此导致多普勒频移带来的能量变 化变小,从而导致系统对多普勒频移的鉴别能力下 降. 因此 MLM DDWL 系统参数还需要满足"多纵 模激光纵模间隔大于单纵模气溶胶米散射或大气 分子瑞利散射回波光谱谱宽"的条件. 多纵模激光 的纵模间隔与激光光学谐振腔长、中心波长、辐射 线宽、大气温度均相关,单纵模气溶胶米散射回波

光谱的谱宽的激光单纵模光谱谱宽相关,单纵模大 气分子瑞利散射回波光谱的谱宽与激光中心波长、 大气温度相关, 而 QMZI 透过率曲线的自由光谱 范围受 QMZI 光程差的影响.因此,要实现 MLM DDWL 对多纵模大气弹性散射回波光谱多普勒频 移的高精度鉴别,则有必要从气溶胶米散射和大气 分子瑞利散射两种条件下去分别考虑实现方案和 参数设计.此外,多纵模激光器的光谱分布会受到 激光器内在因素 (如谐振腔的几何形状、材料、尺 寸、电磁场分布等因素)和外部环境因素(如环境 温度、空气湍流、机械振动等因素)的影响,这不仅 会导致多纵模激光的中心频率发生漂移,而且会导 致多纵模激光不同纵模之间的纵模间隔并非严格 一致. 而 QMZI 的透过率曲线会也受到其自身光 学元件瑕疵和外部环境因素的影响,进而导致多纵 模激光纵模间隔与 QMZI 透过率曲线自由光谱范 围的匹配出现误差,因此需要对 MLM DDWL 开 展误差分析与不确定度评估以解决此问题. 今后将 从这些方面继续开展多纵模激光器体制下直接多 普勒测风技术的研究工作.

7 结 论

本文在探讨自由运转的 Nd: YAG 脉冲激光器 输出的多纵模激光激励的大气弹性散射回波光谱 分布模式的基础上,借鉴单纵模光谱模式下的直接 边缘检测技术,提出了多纵模激光器体制下直接多 普勒测风激光雷达系统,其利用透过率函数周期相 同、相位各相差 π/2 的可调谐 QMZI 作为光谱鉴 频器.基于准单色光干涉的部分相干理论与光波偏 振效应,建立了 QMZI 对多纵模大气弹性散射回 波信号有效透过率的数学模型,并提出了 QMZI 鉴别多纵模大气弹性散射回波信号多普勒频移的 数据反演算法.

为了验证多纵模激光模式下直接多普勒测风 激光雷达技术的可行性及其探测精度,本文基于 Zemax 光学仿真软件搭建了 QMZI 仿真模型,并 在不同纵模个数和不同激光中心波长条件下进行 了测风仿真实验. 仿真实验结果表明,在不同激光 中心波长、不同激光光学谐振腔长条件下,系统的 测风误差均随所测风速绝对值的增加呈波动增大 的趋势. 激光光学谐振腔长为 30 mm(对应纵模个 数为 7), 激光中心波长分别为 1064, 532 和 355 nm, 风速在-50—50 m/s范围内变化时,系统的测风 误差可分别控制在 1.0, 2.0 和 4.0 m/s 以内. 激光 光学谐振腔长为 300 mm(对应纵模个数为 61), 激光中心波长分别为 1064, 532 和 355 nm,风速在 -20—20 m/s范围内变化时,系统的测风误差分别 控制在 2.5, 3.0 和 4.0 m/s 以内. 即激光中心波长 越大,激光光学谐振腔长越短,MLM DDWL系统 测风精度越高,测风范围越大.因此,多纵模激光 模式下直接多普勒测风激光雷达可以实现对大气 风场的高精度探测.

#### 参考文献

- [1] Kumar D, Premachandran B 2019 Int. J. Therm. Sci. 138 263
- [2] Liu G Q, Perrie W 2013 *Geophys. Res. Lett.* **40** 3150
- [3] Gardiner B, Berry P, Moulia B 2016 Plant Sci. 245 94
- [4] Yu L J, Zhong S Y, Bian X D, Heilman W E 2018 Int. J. Climatol. 39 1684
- [5] Ma F M, Chen Y, Yang Z H, Zhou D F, Li X F, Chen C L, Feng L T, Yu C 2019 *Laser Optoelectron. Prog.* **56** 180003 (in Chinese) [马福民, 陈涌, 杨泽后, 周鼎富, 李晓锋, 陈春利, 冯力 天, 余臣 2019 激光与光电子学进展 **56** 180003]
- [6] Reitebuch O, Lemmerz Ch, Nagel E, Paffrath U, Durand Y, Endemann M, Fabre F, Chaloupy M 2009 J. Atmos. Oceanic Technol. 26 2501
- [7] Paffrath U, Lemmerz Ch, Reitebuch O, Oliver, Witschas B, Nikolaus I, Freudenthaler V 2009 J. Atmos. Oceanic Technol. 26 2516
- [8] Chu Y F, Liu D, Wang Z Z, Wu D C, Deng Q, Li L, Zhuang P, Wang Y J 2020 Chin. J. Quantum Electron. 37 580 (in Chinese) [储玉飞, 刘东, 王珍珠, 吴德成, 邓迁, 李路, 庄鹏, 王 英俭 2020 量子电子学报 37 580]
- [9] Jiang S, Sun D S, Han Y L, Han F, Zhou A R, Zheng J 2019 Curr. Opt. Photonics 3 466
- [10] Zhang Y P, Yuan J L, Wu Y B, Dong J J, Xia H Y 2023 *Phys. Rev. Fluids* 8 L022701
- [11] Zhang Y P, Wu Y B, Dong J J, Xia H Y 2022 IEEE Photonics J. 14 6047706
- [12] Liu Z L, Barlow J F, Chan P W, Fung J C H, Li Y G, Ren C, Mark H W L, Ng E 2019 *Remote Sens.* 11 2522
- [13] Zhang Y F, Feng Y T, Fu D, Chang C G, Li J, Bai Q L, Hu B J 2022 Acta Phys. Sin. 71 084201 (in Chinese) [张亚飞, 冯 玉涛, 傅頔, 畅晨光, 李娟, 白清兰, 胡炳樑 2022 物理学报 71 084201]
- [14] Vrancken P, Herbst J 2022 Remote Sens. 14 3356
- [15] Kliebisch O, Uittenbosch H, Thurn J, Mahnke P 2022 Opt. Express 30 5540
- [16] Wang L, Gao F, Wang J, Yan Q, Yan W X, Wang M, Hua D X 2019 Opt. Laser Eng. 121 61
- [17] Hill C 2018 Remote Sens. 10 466
- [18] Shen F H, Wang B X, Shi W J, Zhuang P, Zhu C Y, Xie C B 2018 Opt. Commun. 412 7
- [19] Pan Y S, Yan Z A, Guo W J, Xu Q C, Hu X 2016 Laser Technol. 40 153 (in Chinese) [潘艺升, 闫召爱, 郭文杰, 徐轻尘, 胡雄 2016 激光技术 40 153]
- [20] Wu C T, Chen F, Dai T Y, Ju Y L 2015 J. Mod. Opt. 62 1535

- [21] Zhang M F, Yang T X, Ge C F 2022 Infrared Laser Eng. 51
   20210435 (in Chinese) [张明富,杨天新, 葛春风 2022 红外与激 光工程 51 20210435]
- [22] Ge Y, Hu Y H, Shu R, Hong G L 2015 Acta Phys. Sin. 64 020707 (in Chinese) [葛烨, 胡以华, 舒嵘, 洪光烈 2015 物理学 报 64 020707]
- [23] Bruneau D, Blouzon F, Spatazza J, Montmessin F, Pelon J, Faure B 2013 Appl. Opt. 52 4941
- [24] Gao F, Nan H S, Huang B, Wang L, Li S C, Wang Y F, Liu J J, Yan Q, Song Y H, Hua D X 2018 Acta Phys. Sin. 67

030701 (in Chinese) [高飞, 南恒帅, 黄波, 汪丽, 李仕春, 王玉峰, 刘晶晶, 闫庆, 宋跃辉, 华灯鑫 2018 物理学报 67 030701]

- [25] Gao F, Nan H S, Zhang R, Zhu Q S, Chen T, Wang L, Chen H, Hua D X, Stanic S 2019 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 234 10
- [26] Mao Y L, Qiu H W, Xu J, Deng P Z, Gan F X 2001 Acta Opt. Sin. 21 1264 (in Chinese) [毛艳丽, 邱宏伟, 徐军, 邓佩珍, 干福熹 2001 光学学报 21 1264]
- [27] Korb C L, Gentry B M, Weng C Y 1992 Appl. Opt. 31 4202
- [28] Thompson B J, Wolf E 1957 J. Opt. Soc. Am. 47 895

# Implementation and simulation of direct Doppler wind measurement technology under regime of multi-longitudinal mode laser<sup>\*</sup>

Gao Feng-Jia<sup>1)</sup> Gao Fei<sup>1)2)3)†</sup> Zhao Ting-Ting<sup>1)</sup> Wang Li<sup>1)2)3)</sup> Li Shi-Chun<sup>1)2)3)</sup> Yan Qing<sup>1)2)3)</sup> Hua Deng-Xin<sup>1)2)3)</sup>

1) (School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

2) (Shaanxi Collaborative Innovation Center for Modern Equipment Green Manufacturing, Xi'an 710048, China)

3) (Key Laboratory of Metrological Optics and Application for State Market Regulation, Xi'an 710048, China)

(Received 9 July 2024; revised manuscript received 13 August 2024)

#### Abstract

Single-longitudinal-mode (SLM) direct Doppler wind lidar (DDWL) requires complex techniques of the seed injection, high precision frequency stability, and frequency locking to provide an output of the stable frequency SLM laser, resulting in a complex structure of DDWL. To reduce the technical difficulty and structural complexity of the excitation light source of DDWL, a multi-longitudinal mode (MLM) DDWL is proposed. In the MLM DDWL, a free-running MLM laser is directly used as an excitation light source and quadri-channel Mach-Zender interferometer (QMZI) with four periodic outputs is adopted as a spectral discriminator.

Firstly, for the typical Nd:YAG pulsed laser, the scattering spectra of atmospheric elastic echo excited by the MLM laser are analyzed which are coincident with the longitudinal modes of the MLM laser. The peaks of atmospheric elastic echo scattering spectra excited by the MLM laser overlap with each other. The overlapping degree is affected by the laser radiation linewidth, laser optical resonator length, laser center wavelength, and type of scattering particles. In addition, the scattering spectra of atmospheric elastic echo excited by each longitudinal mode of the MLM laser have the Doppler frequency shift introduced by atmospheric wind. Therefore, it is necessary to select an optical interferometer with the periodic transmittance curve as the spectral discriminator of MLM DDWL.

Subsequently, a QMZI is designed as the spectral discriminator to achieve high-precision measurement for the Doppler frequency shift of scattering spectra of atmospheric elastic echo excited by the MLM laser. The

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 42175149, 41775035, 42275148), the China-CEEC Joint Higher Education Project (Grant Nos. 2023330, 2022232, 2021120), the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department, China (Grant No. 23JY055), the Open Project of Key Laboratory of Metrological Optics and Application for State Market Regulation, China (Grant No. SXJL2023Z01KF), and the Ph.D. Innovation Fund Project of Xi'an University of Technology, China (Grant No. 102-252072304).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: gaofei@xaut.edu.cn

designed QMZI has four periodic output channels and the phase difference between adjacent channels is  $\pi/2$ . The mathematical model of the transmittance function of the QMZI is established. The effective transmittance of the QMZI for atmospheric elastic echo scattering spectrum excited by the MLM laser is analyzed based on the partial coherence theory of quasi-monochromatic light interference and the polarization effect of light. On this basis, the data inversion algorithm of MLM DDWL is constructed.

Finally, the simulation experiments of wind measurement are carried out. The QMZI simulation model is built by the non-sequential mode of Zemax optical simulation software. The atmospheric elastic echo scattering spectra excited by the MLM laser are configured by the SPCD files of Zemax optical simulation software under different theoretical wind speeds ranging from -50 to 50 m/s, laser optical resonator lengths (L = 30 mm and 300 mm), and laser center wavelengths ( $\lambda = 1064, 532, \text{ and } 355 \text{ nm}$ ). The SPCD files are fed to the QMZI simulation model as input signals. At the same time, the ray tracing on input signal is performed based on the principle of Monte Carlo simulation s, and the output signals of the four channels of the QMZI simulation model are recorded to retrieve the atmospheric wind information. The simulation results show that the proposed MLM DDWL can achieve high-precision measurement of atmospheric wind information. With the laser optical resonator length of 300 mm and laser center wavelengths  $\lambda = 1064$  nm,  $\lambda = 532$  nm,  $\lambda = 355$  nm, the maximum detectable wind speeds of MLM DDWL are about 50, 30, and 20 m/s, and the wind measurement errors can be controlled within 2.5, 3.0, and 4.0 m/s, respectively. When the center wavelength of each laser is 532 nm, and the lengths of laser optical resonator are 30 mm and 300 mm, then the maximum detectable wind speeds of MLM DDWL are about 50 m/s and 30 m/s, and the wind measurement errors can be controlled within 2.0 m/s and 3.0 m/s, respectively. Therefore, the longer the laser center wavelength and the shorter the laser optical resonator length, the larger the wind measurement range will be and the smaller the wind measurement error.

Keywords: direct Doppler wind measurement technology, multi-longitudinal-mode laser, quadri-channel Mach-Zender interferometer, wind data inversion

**PACS:** 07.05.Fb, 07.05.Tp, 42.79.Qx, 42.68.Wt

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240949

**CSTR:** 32037.14.aps.73.20240949





Institute of Physics, CAS

# 多纵模激光器体制下直接多普勒测风技术的实现与仿真

高丰佳 高飞 赵婷婷 汪丽 李仕春 闫庆 华灯鑫

# Implementation and simulation of direct Doppler wind measurement technology under regime of multilongitudinal mode laser

Gao Feng-Jia Gao Fei Zhao Ting-Ting Wang Li Li Shi-Chun Yan Qing Hua Deng-Xin

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 73, 200701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240949

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.73.20240949

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

# 您可能感兴趣的其他文章

# Articles you may be interested in

基于分段边缘拟合的测风多普勒差分干涉仪成像热漂移监测方法

Thermal imaging drift monitoring of Doppler asymmetric spatial heterodyne spectroscopy for wind measurement based on segmented edge fitting

物理学报. 2022, 71(8): 084201 https://doi.org/10.7498/aps.71.20212086

## 激光外差光谱仪模拟风场探测

Simulation of wind field detection by laser heterodyne spectrometer 物理学报. 2022, 71(7): 074204 https://doi.org/10.7498/aps.71.20211252

光子增加双模压缩真空态在马赫--曾德尔干涉仪相位测量中的应用

Application of photon-added two-mode squeezed vacuum states to phase estimation based on Mach-Zehnder interferometer 物理学报. 2020, 69(12): 124202 https://doi.org/10.7498/aps.69.20200179

基于电光晶体马赫--曾德干涉仪的载波包络偏移频率调节方法 Method of adjusting carrier-envelope offset frequency based on electro-optic-crystal Mach-Zehnder interferometer 物理学报. 2022, 71(14): 144203 https://doi.org/10.7498/aps.71.20220147

基于银纳米链的马赫--曾德干涉仪结构的生物传感器

Biosensor based on plasmonic Mach-Zehnder interferometer with metallic gratings 物理学报. 2022, 71(1): 017301 https://doi.org/10.7498/aps.71.20211420

应用于超高速流场电子密度分布测量的七通道微波干涉仪测量系统

A seven-channels microwave interferometer measurement system for measuring electron density distribution in hypervelocity transient plasma flow

物理学报. 2024, 73(17): 172401 https://doi.org/10.7498/aps.73.20240656