

多普勒激光雷达多模光纤 Mach-Zehnder 干涉仪鉴频系统准单模设计及实现

汪丽, 陈阳, 索建平, 潘睿, 王东, 高飞, 华灯鑫*

西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 多普勒激光雷达在大气风场探测方面已经得到了广泛应用。光纤 Mach-Zehnder 干涉仪(MZI)作为多普勒激光雷达的新型鉴频系统,具有体积小、轻便、稳定性高的优点。鉴于一般常用的单模光纤 MZI 与望远镜接收系统的多模光纤直接耦合时能量耦合损耗严重、耦合效率低的缺点,提出采用多模光纤 MZI 作为鉴频系统,以提高耦合效率,实现能量及探测高度的增加。针对多模光纤 MZI 可能产生的干涉质量下降问题,利用调整入射角及扰模方式实现多模光纤准单模输出,理论计算结果表明实验所用多模光纤准单模输出对应的入射角度为 0.8° ,扰模直径为 2.2 cm,并进行了实验验证。通过对多普勒激光雷达系统的风场探测信噪比的仿真和对比分析可得,多模光纤 MZI 作为鉴频器将有效提升系统探测性能。

关键词 光通信; 激光雷达; 多模光纤 Mach-Zehnder 干涉仪; 准单模; 扰模直径

中图分类号 TN253

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1706002

Quasi Single Mode Design and Implementation of Doppler Lidar Frequency Discrimination System Based on Multimode Fiber Mach-Zehnder Interferometer

Wang Li, Chen Yang, Suo Jianping, Pan Rui, Wang Dong, Gao Fei, Hua Dengxin*

Faculty of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology,

Xi'an, Shaanxi 710048, China

Abstract The Doppler lidar has been widely used in the detection of atmospheric wind field. An optical fiber Mach-Zehnder interferometer (MZI) used as a new frequency discrimination system for the Doppler lidar, has the advantages of small size, light weight, and high stability. To address the problems of serious energy coupling loss and low coupling efficiency when the commonly used single-mode fiber MZI is directly coupled with the multimode fiber of the telescope receiving system, the multimode fiber MZI is proposed as a frequency discrimination system to improve the coupling efficiency and increase the energy and detection height. In order to solve the problem of interference quality degradation caused by the multimode fiber MZI, the quasi single mode output of the multimode fiber is realized by adjusting the incident angle and disturbing mode. Theoretical calculation results show that the incident angle of the quasi single mode output of the multimode fiber used in the experiment is 0.8° and the diameter of the disturbed mode is 2.2 cm, which are experimentally verified. Through the simulation and comparative analysis of the signal-to-noise ratio of Doppler lidar wind measurement, we find that the multimode fiber MZI used as a frequency discriminator will effectively improve the system detection performance.

Key words optical communications; lidar; multimode fiber Mach-Zehnder interferometer; quasi-single mode; radius of disturbed mode

OCIS codes 060.2340; 010.3640

1 引 言

风是一种用于研究大气动力学和气候变化的重

要现象,与晴空风和降水过程的触发和发展有着密切联系,特别是底层辐合线、切变线等与对流云的产生密切相关,因此风是提前预报对流云发展的主要

收稿日期: 2020-04-23; 修回日期: 2020-05-18; 录用日期: 2020-05-29

基金项目: 国家自然科学基金(61775179,41627807)

* E-mail: dengxinhua@xaut.edu.cn

气象因子之一。非相干测风激光雷达可以提供高精度的大气风场信息,而大气风场信息是研究大气动力学及天气预报的重要信息^[1-3]。非相干测风技术主要使用的鉴频器有 Fabry-Perot 干涉仪(FPE)和碘分子滤波器等^[4-5]。近年来,基于 Mach-Zehnder 干涉仪(MZI)的多普勒激光雷达技术因其较高的探测灵敏度和较大的光谱探测范围,开始得到世界上多国人员的研究。Liu 和 Kobayashi^[6]于 1996 年首次提出一种利用双通道或四通道的 MZI 作为鉴频器的非相干探测多普勒雷达测风系统。世界气象组织^[7]和法国的 Bruneau 等^[8-10]率先将 MZI 鉴频器与 FPE 进行对比,并于 2004 年利用基于双 MZI 鉴频系统的激光雷达系统实现了平流层风速的探测^[7-10]。光纤 MZI 以其体积小、重量轻、稳定性高的优点被用作多普勒激光雷达鉴频器,已先后完成了理论分析、模拟实验系统验证以及实际大气垂直风场的探测^[11-12]。研究人员在研究过程中发现望远镜接收系统的多模光纤与单模光纤 MZI 鉴频器之间的耦合效率低,这制约了激光雷达系统探测性能的提升。多模光纤和单模光纤直接耦合的效率仅为 2%^[12],国内外学者对不同的耦合方式进行了探讨研究,分别采用球面透镜、非球面透镜及微透镜阵列等方法实现多模光纤到单模光纤的耦合^[13-15],有效提升了耦合效率。多模光纤与单模光纤的纤芯直径不匹配是耦合效率低的主要原因。因此本文提出采

用多模光纤 MZI 作为鉴频器,无需考虑单模光纤和多模光纤的耦合问题,后向散射光信号由望远镜接收并直接耦合进入多模光纤,这将增大探测高度,提升探测能力。但是多模光纤存在的问题是允许传输的模式很多,不同模式的光的传播常数不同,导致模式之间产生不同的相位差并发生干涉,使得出射端的干涉对比度下降,进而影响测风精度。本文采用压缩光束的发散角和扰模的方法实现多模光纤的准单模传输,完成了理论分析和实验验证工作,在保证干涉质量的同时提高耦合效率。

2 多模光纤准单模传输理论

当光纤的纤芯直径为 200 μm 、数值孔径为 0.22、光波长为 532 nm 时,该多模光纤的归一化频率为 260,其在传输过程中可以传输基模、低阶模式和高阶模式共计 33800 种模式。图 1 所示为光在多模光纤中传输的不同模式(LP₀₂、LP₃₁)的光斑形状。在多模光纤中,不同模式通过光纤 MZI 时在耦合器中发生模间干涉,光纤 MZI 的两输出端不同干涉条纹的叠加导致对比度下降。光纤 MZI 作为鉴频系统,两输出端能量变化反映了输入频率的变化,根据多普勒频移原理反演出风速变化。而多模光纤干涉仪输出的多种模式干涉叠加将大幅降低干涉质量,导致难以反映出频移变化,因此需要对多模光纤进行准单模化处理,使之输出基模光束。

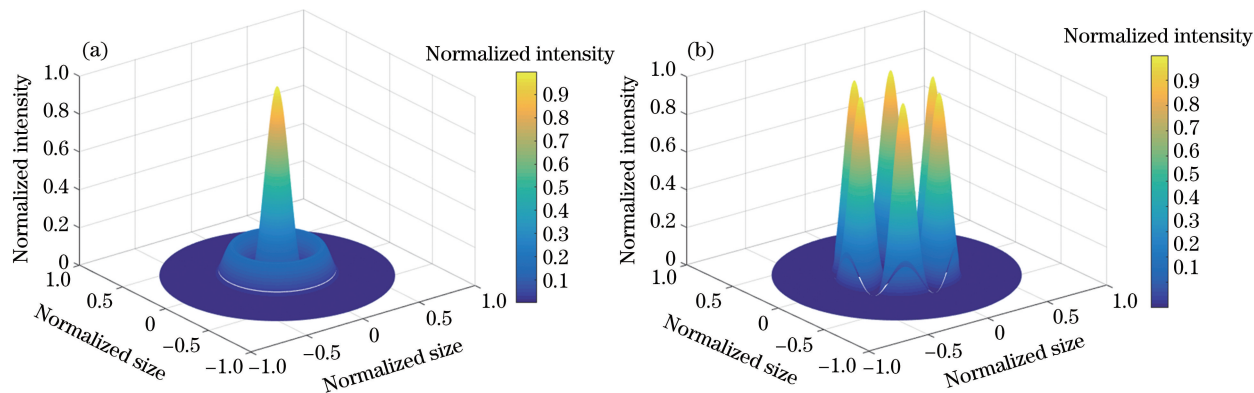


图 1 不同模式光斑分布。(a) LP₀₂ 模式;(b) LP₃₁ 模式

Fig. 1 Spot distributions of different modes. (a) LP₀₂ mode; (b) LP₃₁ mode

2.1 光线入射角对传输模式的影响

当高斯光束入射角的大小与高斯光束束腰满足一定条件且适当地调整入射光在光纤端的入射角和光点位置时,高斯光束入射到多模光纤后激发的光束可以认为是准单模形式^[16]。通过光纤前置透镜组,压缩高斯光束束腰光斑尺寸,实现光斑与光纤芯径的匹配。但是入射光斑变小会导致光束的发散角

变大,所以在压缩光斑大小的同时要控制发散角。在满足光斑直径小于纤芯直径的前提下,通过减小发散角控制光纤中的传输模式。

光纤中不同模式有不同的传播常数,由于矢量模式数量过于庞大,为了简化,考虑标量模式。标量模式的传播常数满足

$$\left[\frac{J'_m(ua)}{uJ_m(ua)} + \frac{K'_m(\omega a)}{\omega K_m(\omega a)} \right] \left[\frac{J'_m(ua)}{uJ_m(ua)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_m(\omega a)}{\omega K_m(\omega a)} \right] = \left(\frac{m\beta}{k_0 n_1 a} \right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{\omega^2} \right), \quad (1)$$

其中

$$\omega^2 = \beta^2 - k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2, \quad (2)$$

$$u^2 = k_1^2 - \beta^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2, \quad (3)$$

式中: $J_m(ua)$ 为第一类贝塞尔函数; $J'_m(ua)$ 为第一类贝塞尔函数的导数; $K_m(\omega a)$ 为第二类变态贝塞尔函数; $K'_m(\omega a)$ 为第二类变态贝塞尔函数的导数; n_1 为纤芯折射率; n_2 为包层折射率; k_0 为波数; a 为纤芯直径; m 为沿圆周的节点数的一半(贝塞尔函数阶数); n 代表沿着半径(包括原点在内)的零点个数; β 为各个模式的传播常数, 当 $m=0, 1, 2, n=1,$

2, 3 时, β 的取值为 17204876.4336096, 17198834.5046603, 17192790.4524430, 17186744.2747175, 17201855.7344036, 17195812.7441001, 17189767.6294089, 17183720.3880881, 17198834.5046603。根据传播常数可以求得对应的标量模式的入射角度, 因此要实现准单模, 只需光线入射角小于标量模式 L_{01} 对应的入射角即可。经计算可得入射角小于 0.8° 时标量模式为准单模(在直光纤中)。图 2 为 ZEMAX 仿真得到的准单模出射光斑及能量分布示意图, 半峰全宽范围内的能量占比为 72.1%。

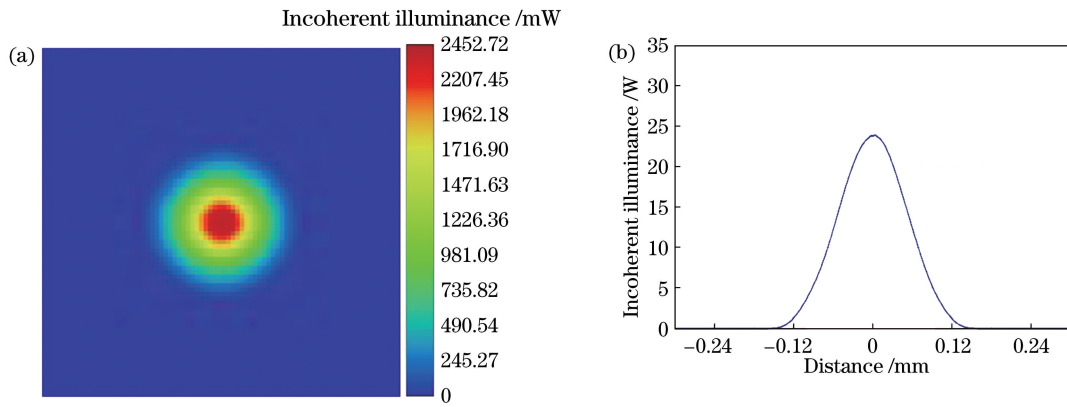


图 2 准单模出射光斑及能量分布曲线图。(a) 出射光斑; (b) 能量分布曲线

Fig. 2 Quasi-single-mode emitting spot and energy distribution curve. (a) Emitting spot; (b) energy distribution curve

2.2 多模光纤弯曲损耗传输特性及弯曲扰模原理

在多模光纤 MZI 入射端, 通过减小入射角可以保证准单模传输, 准单模光通过耦合器后分为两束光, 并且会激发出多种模式。此时在干涉臂采用扰模的方法可减小高阶模的影响。采用单模光纤弯曲损耗的计算公式得到的结果比较精确, 由于多模光纤的微弯损耗计算过程复杂且无具体的计算公式对其进行描述, 一般采用宏弯损耗计算公式进行分析。在多模光纤中, 随着阶数的增大, 高阶模式分布越来越远离轴心。当光纤发生弯曲时, 多模光纤对于不同模式光场的约束能量不同, 导致光能量产生损耗。从速度上来看, 多模光纤纤芯中的任意一个模式都会伴随消逝场且能量由导模场和消逝场构成, 当光纤弯曲时, 光场要保持同相位传输, 则要求靠近弯曲外侧的光场比靠近弯曲内侧的光场以更快的速度(即大于光速)传输, 这是不可能实现的, 所以消逝场就会产生损耗^[17-21]。多模光纤弯曲损耗 α 和光纤弯曲临界半径 R_c 分别可表示为

$$\alpha = \frac{T}{2\sqrt{R}} \exp\left(2\omega a - \frac{2\omega^3 R}{3\beta^2}\right), \quad (4)$$

$$R_c = \frac{3\beta^2}{2\omega^3} (0.347 + 2\omega a), \quad (5)$$

其中

$$T = \frac{2au^2}{e_n \sqrt{\pi\omega v^2}}, \quad (6)$$

$$v^2 = a^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2), \quad (7)$$

式中: a 和 R 分别为多模光纤的纤芯半径和弯曲曲率半径; β 为光在平直光纤中的传播常数。(6)式中 $n=0$ ($e_n=2$) 代表最低阶模, $n \neq 0$ ($e_n=1$) 代表高阶模。当波长为 532 nm 时, 对于芯径为 200 μm 、包层直径为 225 μm 、数值孔径为 0.22 的石英多模光纤, 其损耗随弯曲半径的关系曲线如图 3 所示, 根据(5)式计算出临界半径为 1.1 cm, 即光纤缠绕半径为 1.1 cm 时效果最佳。

由图 3 可知, 当弯曲半径大于临界值时, 弯曲损耗很小且基本保持不变, 但是当弯曲半径小于临界值时, 弯曲损耗值会呈指数形式衰减。另外, 弯曲波

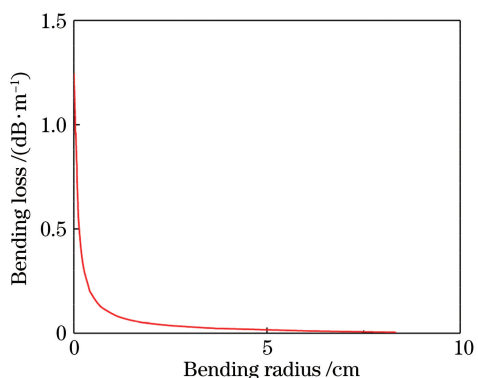


图 3 光纤中基模的损耗曲线

Fig. 3 Loss curve of fundamental mode in fiber

导的损耗与导模的阶数有关,在包层中不同阶数导模的消逝场衰减不同,高阶模弯曲损耗大,低阶模弯曲损耗小。利用多模光纤损耗公式可以求出基模光束的弯曲半径在光纤传播过程中对于基模能量的影响。一般的高阶模式对于弯曲损耗比较敏感,当光纤弯曲半径对应于基模传输模式损耗临界点时,在保证基模损耗比较小的前提下,其他高阶模式损耗很大,因此以基模损耗临界点的弯曲半径为扰模器半径,将光纤缠绕。由于缠绕圈数与损耗成正相关,所以缠绕圈数不宜太多。同时,扰模器设计减少了出射能量功率的波动,稳定了模式能量分布,减少了外界扰动引起的模式能量耦合,这有利于光纤 MZI 输出稳定干涉强度。

3 多模光纤鉴频器准单模实现系统及实验验证

多模光纤 MZI 的入射端放置一个准直透镜,以实现小角度入射。干涉仪双臂缠绕在设计的扰模器(半径可变的圆盘)中,用以消除高阶模并保留基模传输。这些准单模操作使得光经两臂传输后且进入第二个耦合器之前为准单模输入,并且由于两臂具有一定光程差,在两臂传输的光在第二个耦合器发生干涉,由探测器接收从输出端输出的两路干涉光。多模光纤 MZI 准单模实现系统如图 4 所示。实验中所用多模光纤耦合器及多模光纤参数分别如表 1 和表 2 所示。下面用多模光纤进行不同入射角度、扰模直径和扰模圈数的实验,以验证准单模实现理论。

3.1 不同入射角度下准单模输出实验

532 nm 波长连续激光器作为光源,发散角为 2 mrad。在距离光纤出射端一定距离处放置坐标纸,用于测量激光束的光斑直径,测得实际激光器发

散角为 0.14° 。为了得到不同角度的入射激光,采用不同焦距的透镜改变发散角。光线以不同入射角耦合进入光纤,经传输后的出射光斑情况如图 5 所示。

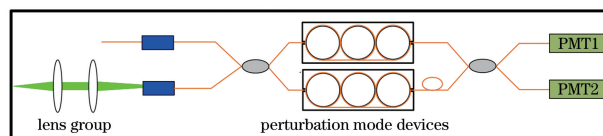
表 1 2×2 阶跃折射率多模光纤耦合器(FG200UEA)参数
Table 1 Parameters of 2×2 step refractive index multimode fiber coupler (FG200UEA)

| Parameter | Value |
|---|---------|
| Core diameter / μm | 200 |
| Cladding outer diameter / μm | 220 |
| NA | 0.22 |
| Wavelength / nm | 400–900 |
| Splitting ratio (650 nm) | 50%/50% |

表 2 多模光纤(紫外石英包层光纤)参数

Table 2 Parameters of multimode fiber (ultraviolet quartz double-cladding fiber)

| Parameter | Multimode fiber |
|---|-----------------|
| Core diameter / μm | 200 |
| Cladding outer diameter / μm | 220 |
| NA | 0.22 |
| Wavelength / nm | 190–1200 |
| Transmittance at 632.8 nm / % | ≥ 99.7 |



PMT: photomultiplier

图 4 多模光纤 MZI 准单模实现系统结构示意图

Fig. 4 Diagram of quasi single mode realization system of multimode fiber MZI

图 5(a)~(c)对应的入射角度依次为 0.81° 、 1.43° 和 2.02° 。光斑能量分布情况及半峰全宽范围内的能量占比情况如图 6 所示。从图 6(a)中可以看出,耦合进入光纤的光的入射角越大,激发的模式越多,出射光斑越大,中心光斑亮度越小,光斑形状越不均匀。当入射角为 2.02° 时,里圈光斑直径为 20 mm,外圈光斑直径为 52 mm,半峰全宽范围内能量占比为 63.9%。当入射角为 1.43° 时,里圈光斑直径为 16 mm,外圈光斑直径为 46 mm,半峰全宽范围内能量占比为 66.2%。当入射角为 0.81° 时,里圈光斑直径为 15 mm,外圈光斑直径为 42 mm,半峰全宽范围内能量占比为 69.9%。随着入射角度的减小,中心光斑两侧能

量波动逐渐减小,模式数减少。在入射角为 0.81° 时,出射光斑能量分布与仿真准单模能量分布(图 2)相似,光斑直径小,中心光斑的能量高,与准单

模的能量分布更加接近,半峰全宽范围内的能量占比为 69.9%,接近仿真图像 72.1%的能量占比,因此认为实现了准单模输出。

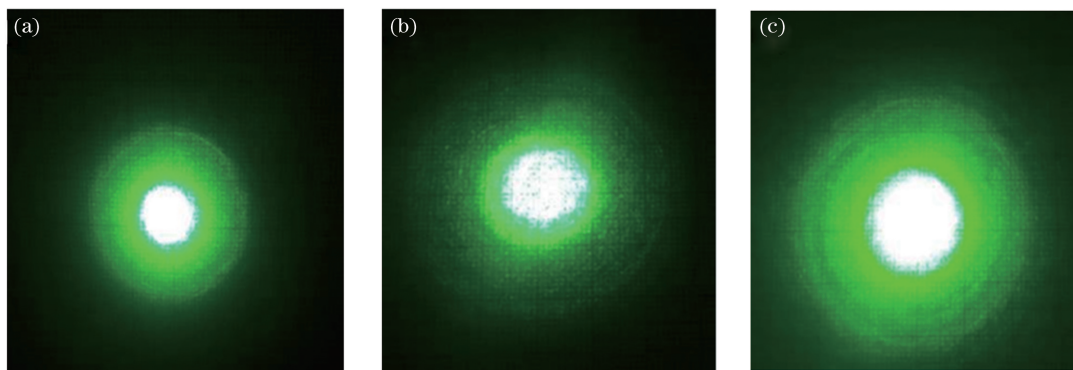


图 5 光线以不同入射角耦合进入光纤并经传输后的出射光斑。(a)入射角为 0.81° ; (b)入射角为 1.43° ; (c)入射角为 2.02°
 Fig. 5 Output light spots after light coupling into optical fiber and propagating with different incident angles.

(a) Incident angle is 0.81° ; (b) incident angle is 1.43° ; (c) incident angle is 2.02°

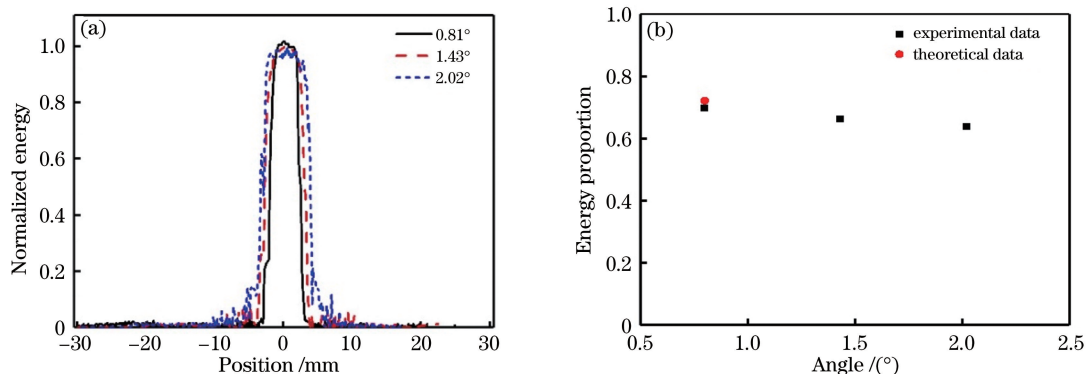


图 6 不同入射角时出射光斑能量分布和不同入射角时出射光斑半峰全宽范围内的能量占比。(a)不同入射角时出射光斑能量分布;(b)不同入射角时出射光斑半峰全宽范围内的能量占比

Fig. 6 Spot energy distribution of emitting light at different incident angles, and energy proportion in full width at half-maximum at different incident angles. (a) Spot energy distribution of emitting light at different incident angles; (b) energy proportion in full width at half-maximum at different incident angles

3.2 利用扰模实现准单模输出实验

多模光纤不同的弯曲半径和光纤缠绕圈数对于光纤出射光斑的效果有很大的影响。实验完成了不同弯曲半径和缠绕圈数时的光斑输出。图 7(a)为未进行扰模情况下的输出光斑,扰模圈数设为 0。

入射角约为 6° 时光线耦合进入光纤,通过扰模直径为 6.6 cm 的结构进行扰模,设置扰模圈数分别为 1, 2, 3, 输出光斑分别如图 7(b)~(d)所示。不同扰模圈数对应的能量分布曲线及归一化能量变化曲线如图 8 所示。从图中可以看出,当扰模直径为

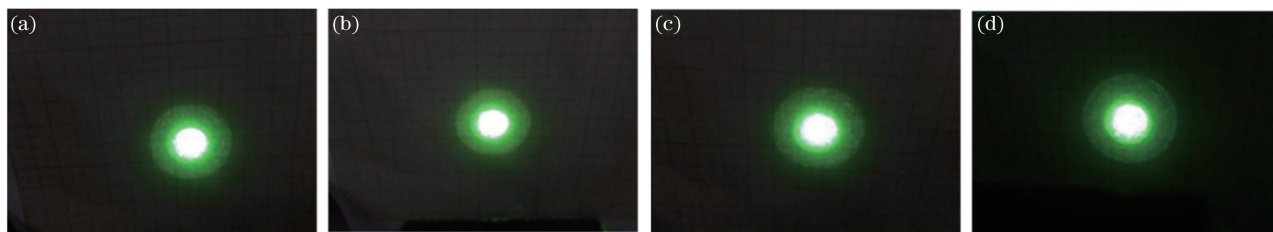


图 7 扰模直径为 6.6 cm 时不同扰模圈数下的输出光斑图。(a) 0 圈;(b) 1 圈;(c) 2 圈;(d) 3 圈

Fig. 7 Output faculae at different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 6.6 cm. (a) 0 circle; (b) 1 circle; (c) 2 circles; (d) 3 circles

6.6 cm 时,不同扰模圈数对应的扰模效果差异不太明显,光斑宽度没有明显变化,中心光斑对应的低阶模式能量基本没有变化,远离光斑中心的高阶模式能量随扰模圈数的增加略有下降。从图 8(b)可以看出,归一化能量随圈数的增大略有下降,这表明较大的扰模直径下扰模效果不明显。

光线入射角保持不变,对扰模直径为 4.8 cm 的

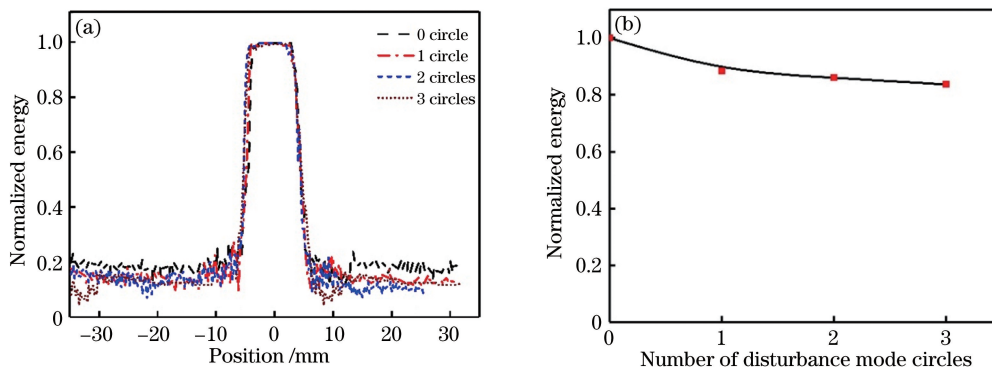


图 8 扰模直径为 6.6 cm 时不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图和归一化能量随扰模圈数的变化曲线。

(a)不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图;(b)归一化能量随扰模圈数的变化曲线

Fig. 8 Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 6.6 cm, and variation of normalized energy with number of disturbance mode circles.

(a) Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles; (b) variation of normalized energy with number of disturbance mode circles

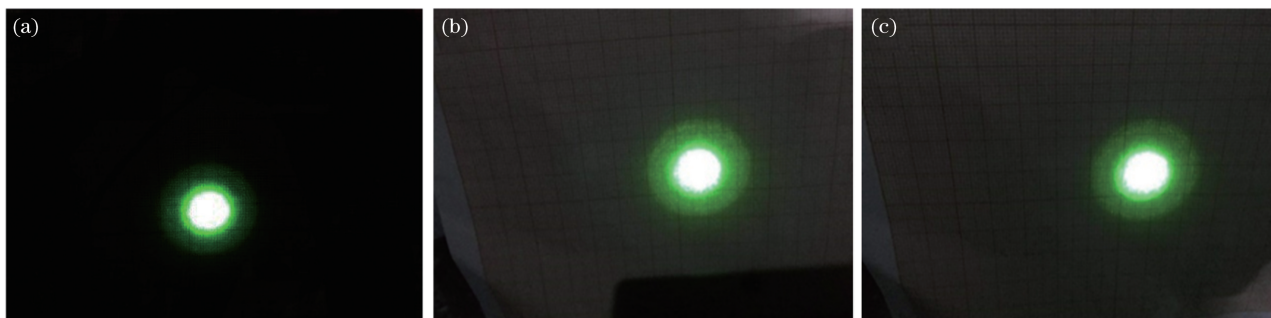


图 9 扰模直径为 4.8 cm 时不同扰模圈数下的输出光斑图。(a) 1 圈;(b) 2 圈;(c) 3 圈

Fig. 9 Output faculae under different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 4.8 cm.

(a) 1 circle; (b) 2 circles; (c) 3 circles

入射角保持不变,对扰模直径为 3.0 cm 的结构进行扰模,扰模圈数分别为 1,2,3 圈时输出光斑结构如图 11 所示,对应的能量分布曲线和归一化能量变化曲线如图 12 所示。从图中可以看出,当扰模直径为 3.0 cm 时,图中除了有高能量的低阶模式外,还伴随有大量的其他高阶模式且能量占比较大。随着扰模圈数的增加,扰模效果逐渐增强,光斑宽度明显减小,归一化能量的峰值也逐渐降低,低阶模式的损耗也相应地随着扰模圈数的增加有明显的降低。

光线入射角保持不变,对扰模直径为 2.2 cm 的

结构进行扰模,设置扰模圈数分别为 1,2,3 时的输出光斑结构如图 9 所示。对应的能量分布曲线和归一化能量变化曲线如图 10 所示。图中除了有高能量的低阶模式外,还伴随大量的高阶模式。在此扰模直径下,随着扰模圈数的增加,光斑宽度减小,峰值能量减小,低阶模式的损耗增加,归一化能量逐渐下降。

结构进行扰模,设置扰模圈数分别为 1,2,3,4 时输出光斑结构如图 13 所示,对应的能量分布曲线和归一化能量变化曲线如图 14 所示。从图中可以看出,扰模后出射光斑大小和能量与不扰模相比差别很大,光斑的成像质量明显提高,高阶模能量损耗很大。当扰模圈数为 1 和 2 时,可以很好地控制伴随着高阶模式的能量,但是还有起伏的一部分高阶模式。当扰模圈数为 3 时,高阶模能量接近 0,基本成为准单模光斑,继续增加扰模圈数时光斑效果改变较小,所以扰模 3 圈可认为实现了准单模传输。

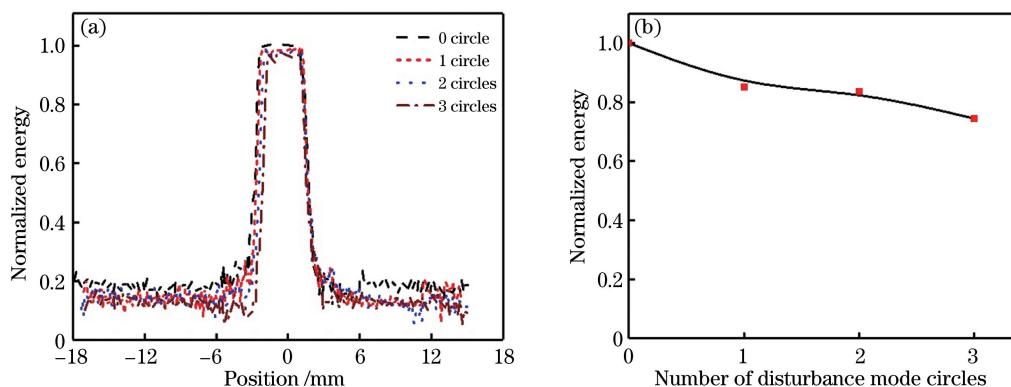


图 10 扰模直径为 4.8 cm 时不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图和归一化能量随扰模圈数的变化曲线。

(a)不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图;(b)归一化能量随扰模圈数的变化曲线

Fig. 10 Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 4.8 cm, and variation of normalized energy with number of disturbance mode circles.

(a) Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles; (b) variation of normalized energy with number of disturbance mode circles

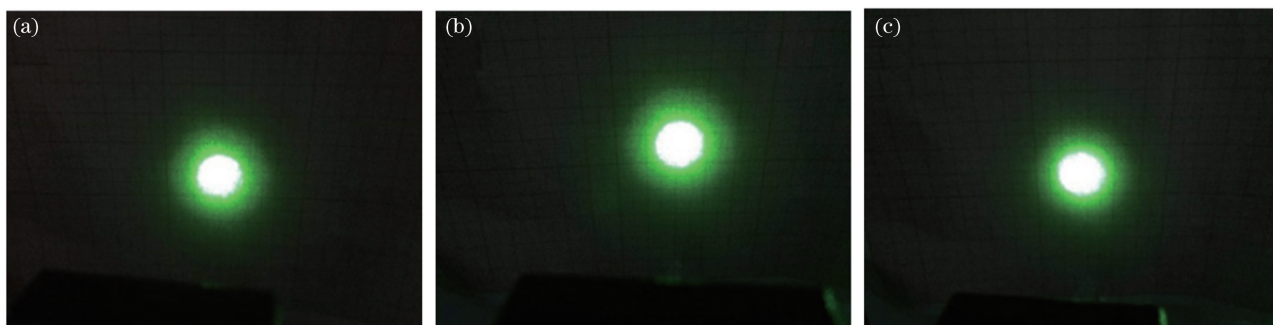


图 11 扰模直径为 3.0 cm 时不同扰模圈数下的输出光斑图。(a) 1 圈;(b) 2 圈;(c) 3 圈

Fig. 11 Output faculae at different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 3.0 cm.

(a) 1 circle; (b) 2 circles; (c) 3 circles

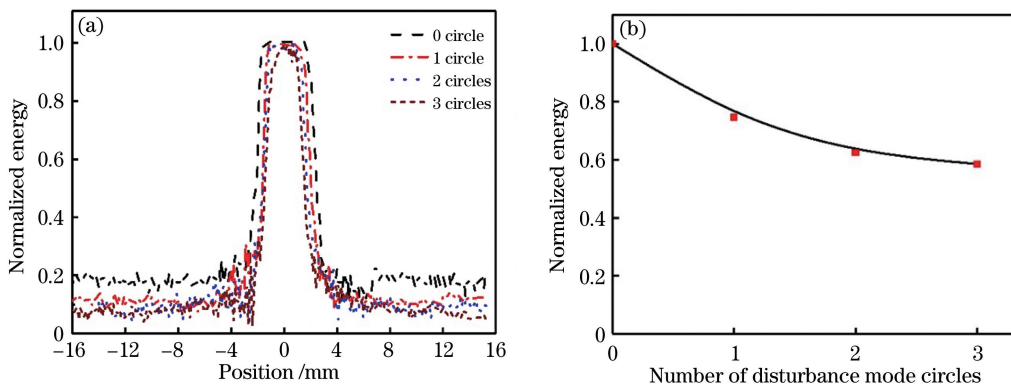


图 12 扰模直径为 3.0 cm 时不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图和归一化能量随扰模圈数的变化曲线。

(a)不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图;(b)归一化能量随扰模圈数的变化曲线

Fig. 12 Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 3.0 cm, and variation of normalized energy with number of disturbance mode circles.

(a) Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles; (b) variation of normalized energy with number of disturbance mode circles

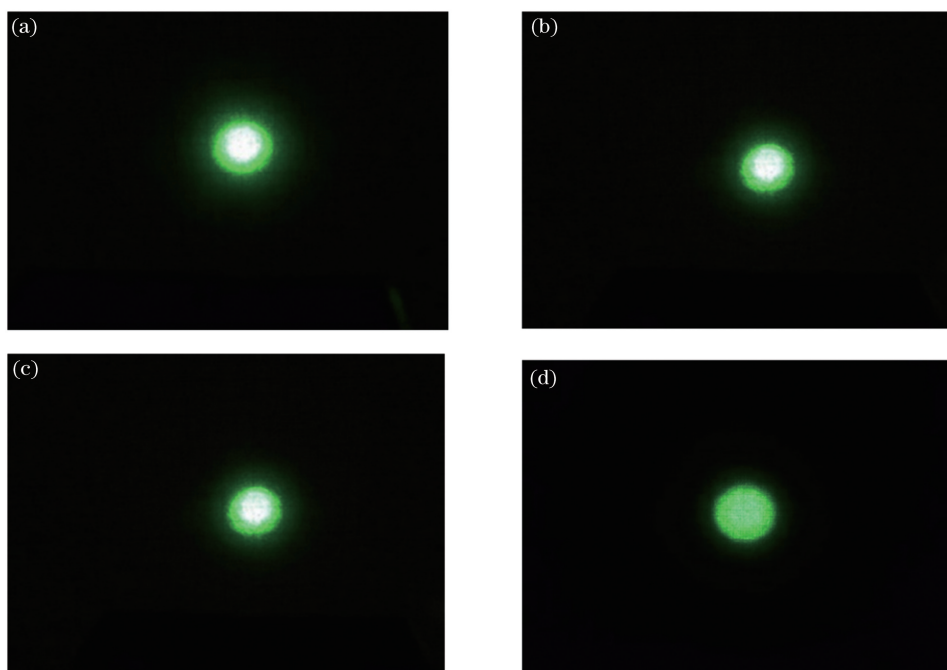


图 13 扰模直径为 2.2 cm 时不同扰模圈数下的输出光斑图。(a) 1 圈;(b) 2 圈;(c) 3 圈;(d) 4 圈
 Fig. 13 Output faculae at different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 2.2 cm.
 (a) 1 circle; (b) 2 circles; (c) 3 circles; (d) 4 circles

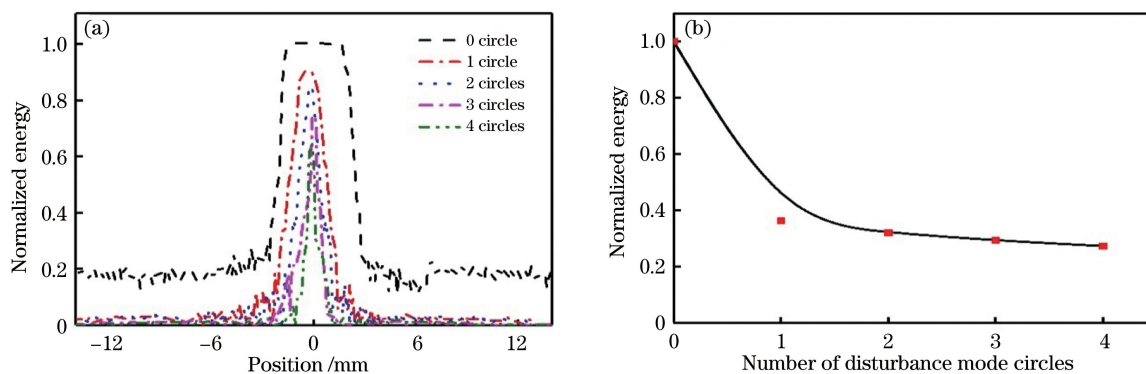


图 14 扰模直径为 2.2 cm 时不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图和归一化能量随扰模圈数的变化曲线。
 (a)不同扰模圈数下的归一化能量分布曲线图;(b)归一化能量随扰模圈数的变化曲线
 Fig. 14 Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles when diameter of disturbance mode is 2.2 cm, and variation of normalized energy with number of disturbance mode circles.
 (a) Normalized energy distribution curves under different number of disturbance mode circles; (b) variation of normalized energy with number of disturbance mode circles

下面对相同扰模圈数、不同扰模直径下的归一化能量分布进行对比。图 15~17 分别为扰模圈数为 1,2,3 时不同扰模直径下能量分布对比曲线及归一化能量随扰模直径的变化曲线。从图 15 可以看出,当扰模 1 圈时,扰模直径为 6.6 cm 和 4.8 cm 时的扰模效果不明显,扰模直径继续减小,峰值能量降低,能量半峰全宽变窄,能量集中,伴随高阶模式能量减弱,这说明扰模直径在 3.0 cm 以下的扰模效果逐渐增强,归一化能量曲线随扰模直径的减小下降

明显。图 16 所示为扰模圈数为 2 时不同扰模直径的能量分布曲线对比图,随着扰模直径的减小,损耗明显增加,高阶模和低阶模能量下降,高阶模能量逐渐接近于 0。扰模圈数为 3 时不同扰模直径下的能量分布曲线如图 17 所示,可以看出高阶模式随扰模圈数的增加迅速衰减。当临界扰模直径为 2.2 cm 时,扰模效果很好,半峰全宽范围内能量占比为 68.6%,接近图 2 中准单模光线输出光斑半峰全宽范围内的能量占比 72.1%。经过一系列的实验对

比可以看出扰模直径为 2.2 cm, 扰模圈数为 3 时可以实现准单模输出, 这验证了临界弯曲半径为 1.1 cm 时基模传输的损耗临界点的理论值。图 18 所示为不同扰模直径下半峰全宽范围内能量占比随扰模圈数的变化。

通过以上实验及结果分析可得, 利用多模光纤制作的 MZI 作为鉴频器在特定入射角及弯曲扰模下可实现准单模输出, 在保证望远镜回波信号与光纤耦合的效率提高的同时干涉质量不下降, 从而克服在前期研究中采用单模 MZI 鉴频器时耦合效率

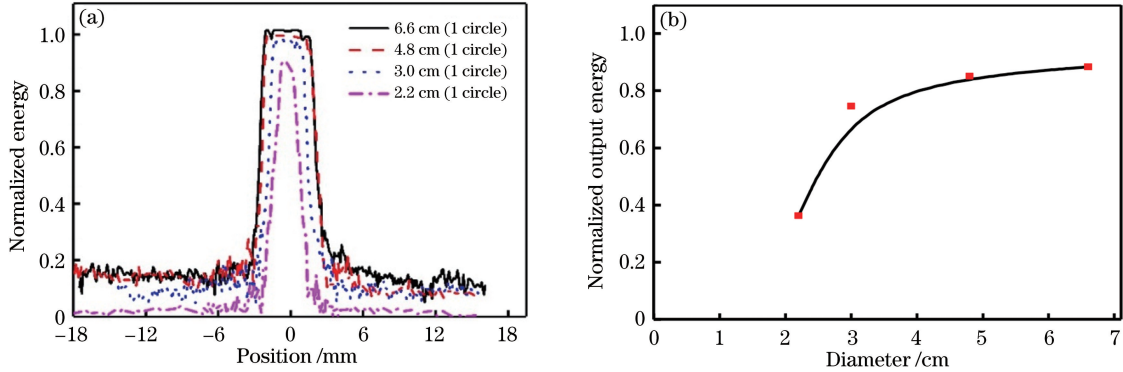


图 15 不同扰模直径下扰模圈数为 1 时的能量曲线对比图和归一化输出能量。(a) 能量曲线对比图; (b) 归一化输出能量
Fig. 15 Comparison of energy curves and normalized output energy under different disturbance mode diameters when number of disturbance mode circle is 1. (a) Energy curve comparison; (b) normalized output energy

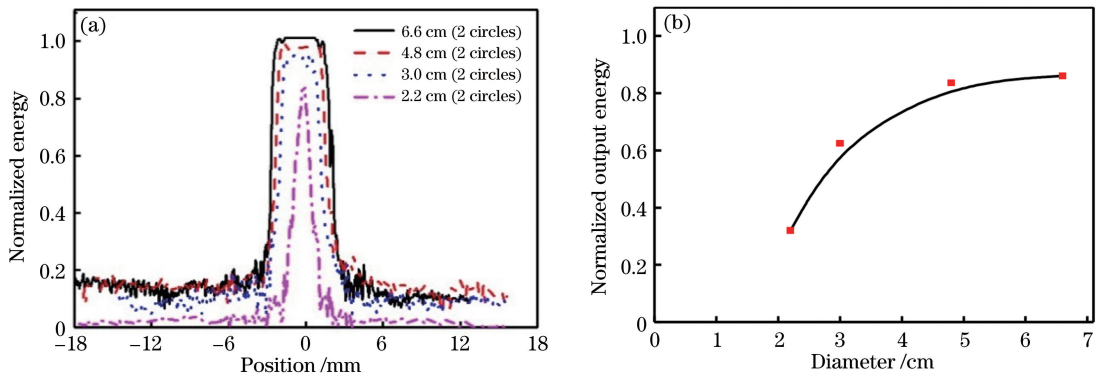


图 16 不同扰模直径下扰模圈数为 2 时的能量曲线对比图和归一化输出能量。(a) 能量曲线对比图; (b) 归一化输出能量
Fig. 16 Comparison of energy curves and normalized output energy under different disturbance mode diameters when number of disturbance mode circles is 2, and normalized output energy. (a) Energy curve comparison; (b) normalized output energy

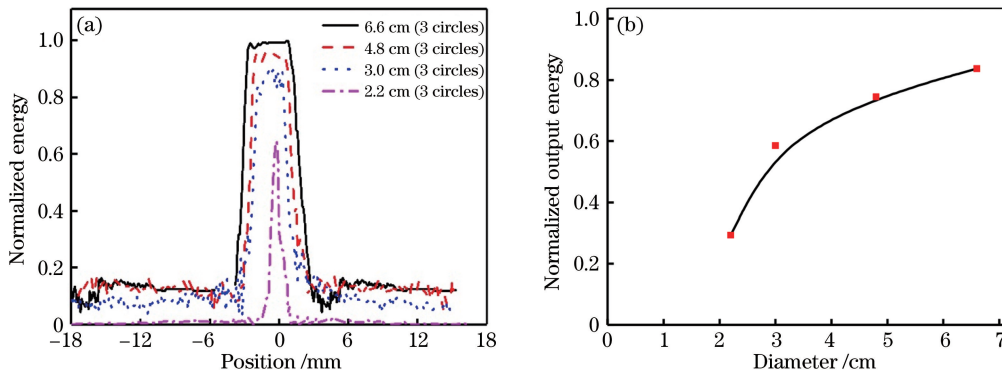


图 17 不同扰模直径下扰模圈数为 3 时的能量曲线对比图和归一化输出能量。(a) 能量曲线对比图; (b) 归一化输出能量
Fig. 17 Comparison of energy curves and normalized output energy under different disturbance mode diameters when number of disturbance mode circles is 3, and normalized output energy. (a) Energy curve comparison; (b) normalized output energy

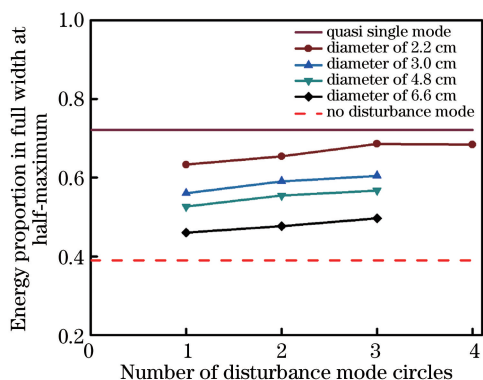


图 18 不同扰模直径下半峰全宽范围内能量占比随扰模圈数的变化

Fig. 18 Energy proportion in full width at half-maximum under different disturbance mode diameters varies with number of disturbance mode circles

低的问题。扰模直径为 2.2 cm、扰模圈数为 3 时的能量是无扰模下输出能量的 29.2%。如果减小入射角度,光无损失地全部耦合进入多模光纤,只考虑扰模所造成的光损失,透过率可达 29.2%,相比多模光纤到单模光纤的 2%的耦合效率有大幅提升。

4 基于多模光纤和单模光纤 MZI 的多普勒激光雷达系统信噪比仿真对比

根据以上理论和实验分析,在多模光纤 MZI 入射端通过调整入射角度使其小于 0.8° ,并对干涉臂弯曲半径为 1.1 cm 的光纤进行扰模,可实现光准单模传输,透过率为 29.2%。此多模光纤 MZI 作为多普勒激光雷达系统鉴频器,根据实际情况设定激光波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$,激光脉冲能量为 425 mJ,重复频率为 10 Hz,望远镜口径为 406 mm,干涉仪干涉臂光程差为 3.3 cm,探测器量子效率为 0.2,仿真计算分别采用多模光纤 MZI 与单模光纤 MZI 作为多普勒激光雷达鉴频器,夜晚风场探测信噪比(SNR)随距离的变化曲线如图 19 所示。由图可见,耦合效率的提高将提升系统探测性能,探测高度从 1.8 km 上升到 4.5 km(SNR 为 100)。

5 结 论

单模光纤 MZI 作为多普勒激光雷达鉴频器时直接耦合效率低,多模光纤可以提高耦合效率但是存在模间干涉,导致干涉质量下降,文中对多模光纤的准单模实现展开研究,在实验用多模光纤的参数下,当光纤入射角小于 0.8° 及临界弯曲半径为

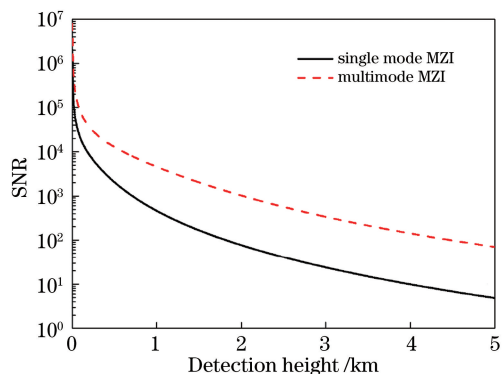


图 19 多普勒激光雷达系统夜晚探测信噪比随高度的变化曲线

Fig. 19 Detection SNR of Doppler lidar system at night versus detection height

1.1 cm 时能够实现准单模传输,并进行了实验验证。对比实验中光线入射角分别为 0.81° 、 1.43° 和 2.02° 时得到的输出光斑与理论仿真得到的单模输出能量分布可以发现,入射角为 0.81° 时可以实现准单模输出。实验中比较了不同扰模直径下不同扰模圈数时的光斑输出。分析结果表明扰模直径为 2.2 cm、扰模圈数为 3 时可以实现准单模输出。

参 考 文 献

- [1] Bruneau D. Fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar [J]. Applied Optics, 2002, 41 (3): 503-510.
- [2] Piironen P, Eloranta E W. Demonstration of a high-spectral-resolution lidar based on an iodine absorption filter[J]. Optics Letters, 1994, 19(3): 234-236.
- [3] Wang G C, Sun D S, Duan L F, et al. Analysis of factors affecting the data accuracy of Doppler wind lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(9): 0901003. 王国成, 孙东松, 段连飞, 等. 多普勒测风激光雷达风场数据影响因素分析[J]. 光学学报, 2015, 35 (9): 0901003.
- [4] Zhong Z Q, Sun D S, Wang B X, et al. Doppler wind lidar based on Fabry-Perot etalon[J]. Infrared and Laser Engineering, 2006, 35(6): 687-690. 钟志庆, 孙东松, 王邦新, 等. 基于 Fabry-Perot 标准具的多普勒测风激光雷达[J]. 红外与激光工程, 2006, 35(6): 687-690.
- [5] Friedman J S, Tepley C, Castleberg P, et al. Middle-atmospheric Doppler lidar using an iodine-vapor edge filter[J]. Optics Letters, 1997, 22(21): 1648-1650.
- [6] Liu Z Y, Kobayashi T. Differential discrimination technique for incoherent Doppler lidar to measure

- atmospheric wind and backscatter ratio[J]. *Optical Review*, 1996, 3(1): 47-52.
- [7] World Meteorological Organization. Preliminary statement of guidance regarding how well satellite capabilities meet WMO user requirements in several application areas[R]. Geneva: WMO, 1998.
- [8] Bruneau D. Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar [J]. *Applied Optics*, 2001, 40(3): 391-399.
- [9] Bruneau D, Garnier A, Hertzog A, et al. Wind-velocity lidar measurements by use of a Mach-Zehnder interferometer, comparison with a Fabry-Perot interferometer [J]. *Applied Optics*, 2004, 43 (1): 173-182.
- [10] Bruneau D. Fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar [J]. *Applied Optics*, 2002, 41 (3): 503-510.
- [11] Wang L, Gao F, Wang J, et al. Vertical wind profiling with fiber-Mach-Zehnder-interferometer-based incoherent Doppler lidar[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2019, 121: 61-65.
- [12] Wang L, Gao F, Wang J, et al. Design and experimental verification of a novel Mie Doppler wind lidar based on all-fiber Mach-Zehnder frequency discriminator [J]. *Optics Communications*, 2017, 389: 5-9.
- [13] Li S C, Hua D X, Song Y H, et al. Research on micro-lens coupling system of all-fiber Raman lidar [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(6): 0601001.
李仕春, 华灯鑫, 宋跃辉, 等. 全光纤拉曼激光雷达的微透镜耦合系统研究 [J]. *光学学报*, 2011, 31 (6): 0601001.
- [14] Li S C, Hua D X, Song Y H, et al. Fiber coupling system of space optical field based on aspheric lens [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, 41 (9): 1053-1058.
李仕春, 华灯鑫, 宋跃辉, 等. 基于非球面透镜的空间光场光纤耦合系统研究 [J]. *光子学报*, 2012, 41 (9): 1053-1058.
- [15] Dikmelik Y, Davidson F M. Fiber-coupling efficiency for free-space optical communication through atmospheric turbulence [J]. *Applied Optics*, 2005, 44(23): 4946-4952.
- [16] Marcuse D. Curvature loss formula for optical fibers [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1976, 66(3): 216-220.
- [17] Wang A, Xie H M. Multimode fiber-optic Mach-Zehnder interferometric strain sensor[J]. *Proceedings of SPIE*, 1991, 1572: 444-449.
- [18] Koplow J P, Kliner D A V, Goldberg L. Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(7): 442-444.
- [19] Yao S, Pang X L, Dai J J, et al. Analysis of fiber coupled laser diode's beam quality with bending fiber approach [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37 (7): 1730-1733.
尧舜, 庞晓林, 代京京, 等. 绕纤法分析光纤耦合输出半导体激光器的光束质量 [J]. *中国激光*, 2010, 37(7): 1730-1733.
- [20] Ye H Q, Huang K, Xiao D, et al. Experimental investigation of fiber scrambling [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(6): 0606001
叶慧琪, 黄凯, 肖东, 等. 光纤扰模技术实验研究 [J]. *光学学报*, 2020, 40(6): 0606001.
- [21] Li M H, Cheng L, Li Y M, et al. Design of displacement sensor based on the bending loss of U-type winding fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38 (6): 0606007.
李明昊, 程琳, 李亚明, 等. U型缠绕式光纤弯曲损耗位移传感器设计 [J]. *光学学报*, 2018, 38(6): 0606007.