

# 抑制移相干涉仪中相干噪声的多模光纤扩展光源研究

胡晨辉, 陈磊, 黄晨, 马致遥, 钱月, 张喆, 李若琨, 郑东晖\*

南京理工大学电子工程与光电技术学院, 江苏 南京 210094

**摘要** 激光干涉仪中光学元件上的瑕疵、气泡和脏点等会在干涉图中引入类似“牛眼环”的相干噪声。为解决这一问题, 提出一种基于多模光纤扩展光源的相干噪声抑制方法。该方法利用扩展光源抑制相干噪声, 选择最优多模光纤纤芯保证良好的干涉条纹对比度, 并使用复合散斑抑制技术, 通过多模光纤和旋转毛玻璃减小散斑对比度, 抑制多模光纤模式干涉产生的散斑噪声。在直径为 300 mm 的干涉仪中进行了仿真分析与实验验证, 结果表明: 在直径为 300 mm 的非佐立式平面干涉仪, 腔长为 500 mm, 相机曝光时间为 5 ms 的条件下, 将该光源系统中多模光纤纤芯直径范围控制在 0.52~1.70 mm 范围内, 可以保证干涉条纹对比度大于 0.75; 干涉仪最终成像的散斑对比度维持在 0.04 左右, 最小可以达到 0.044; 多模光纤扩展光源进一步提高了光源的均匀性, 干涉仪中成像背景更均匀。实验证明了所提方法可以有效抑制干涉图中的相干噪声。

**关键词** 光纤光学; 干涉测量; 菲佐干涉仪; 扩展光源; 相干噪声; 散斑; 信噪比

中图分类号 O436.1; TN206

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1906001

## Extended Light Source of Multimode Fibers for Suppressing Coherent Noise in Phase-Shift Interferometer

Hu Chenhui, Chen Lei, Huang Chen, Ma Zhiyao, Qian Yue, Zhang Zhe, Li Ruokun, Zheng Donghui\*

School of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, Jiangsu, China

**Abstract** The defects, bubbles, and dirty spots in the optical elements of a laser interferometer introduce coherent noise similar to the "bull's eye ring" into the interferogram. To solve this problem, a coherent noise suppression method based on an extended light source of multimode fibers is proposed. The proposed method uses the extended light source to suppress coherent noise and selects the optimal multimode fiber core to ensure a favorable interference fringe contrast. Then, a composite speckle suppression technique is employed, and the speckle contrast is reduced by introducing the multimode fibers and rotating ground glass to suppress the speckle noise generated by the mode interference of the multimode fibers. Simulation analysis and experimental verification are carried out in an interferometer with a diameter of 300 mm. The following observations can be made from the results. Under the conditions of a vertical planar Fizeau interferometer with a diameter of 300 mm, a cavity length of 500 mm, and a camera exposure time of 5 ms, an interference fringe contrast higher than 0.75 can be ensured by keeping the core diameter of the multimode fibers in the proposed light source system between 0.52 mm and 1.70 mm. The speckle contrast of the final image obtained by the interferometer is maintained at about 0.04, with a minimum of 0.044. The extended light source of multimode fibers further improves the uniformity of the light source, contributing to a more uniform imaging background in the interferometer. The experiment proves that the proposed method can effectively suppress the coherence noise in the interferogram.

**Key words** fiber optics; interferometry; Fizeau interferometer; extended light source; coherent noise; speckle; signal-to-noise ratio

收稿日期: 2022-02-21; 修回日期: 2022-03-16; 录用日期: 2022-03-30

基金项目: 国家自然科学基金(62005122, U1731115)、江苏省自然科学基金(BK20200458)、江苏省研究生科研与实践创新计划(KYCX20\_0263)

通信作者: \*zdonghui@njjust.edu.cn

## 1 引言

激光优秀的时间相干性和空间相干性<sup>[1]</sup>导致干涉仪光路中的灰尘、元件瑕疵会作为衍射光中心产生相干噪声,从而影响干涉测量精度。菲佐干涉仪以其特有的共光路特性可以解决部分相干噪声问题,但干涉光路中光学元件的瑕疵等仍会在干涉图中形成“牛眼环”相干噪声。研究人员对此类相干噪声的消除方法展开了研究。1999年, Schwider<sup>[2]</sup>针对相干噪声的抑制技术提出了两种方法:一种是电荷耦合器件(CCD)前侧加旋转毛玻璃进行平滑;另一种是将毛玻璃移至光源焦点前将点光源扩展,通过破坏光源的空间相干性来抑制相干噪声。2004年, Küchel<sup>[3]</sup>提出了环形光源方法,光源环形分布可以破坏空间相干性,降低系统的相干噪声,达到提高干涉系统的信噪比的目的。2010年, Morris等<sup>[4]</sup>提出了一种多模光纤扩展光源的方法,实现了干涉仪中相干噪声的抑制。2016年, Kumagai等<sup>[5]</sup>在所提的双移相菲佐干涉仪中使用了与文献[4]类似的光源结构。可以发现,鲜有相关理论模型指导多模光纤扩展光源的设计。2016年, Kumar等<sup>[6]</sup>在 Zygo 公司环形扩展光源的基础上提出了用锥形镜产生环形光源,实现了相干噪声的抑制。徐建程等<sup>[7]</sup>和徐燕等<sup>[8]</sup>对环形光源进行了进一步研究,实现了相干噪声的抑制。2021年,陈秋白等<sup>[9]</sup>提出了一种基于环形透镜产生环形光源的光学系统用于抑制相干噪声。上述相干噪声抑制方法,大多都不可避免地用到旋转毛玻璃。当旋转毛玻璃置于干涉仪内部时,自身振动会对测量结果产生影响,并且光源尺寸确定后,旋转毛玻璃位置不可改变,定位范围较小。

本文提出一种多模光纤(MMF)扩展光源的设计方法,并在直径为300 mm的菲佐立式平面干涉仪<sup>[10]</sup>中进行实验验证。所提方法利用多模光纤扩展光源来破坏光源空间相干性,抑制相干噪声,再使用旋转毛玻璃和多模光纤减小散斑对比度,以抑制多模光纤产生的散斑噪声。针对旋转毛玻璃难以精确定位的问题,使用多模光纤固定扩展光斑尺寸,增大旋转毛玻璃的定位范围。同时,将光源系统独立于干涉仪系统外,以消除旋转毛玻璃的偏摆控制需求,进而实现光源系统的高度集成。后续将通过进一步改变多模光纤纤芯直径来控制扩展光源的光斑尺寸,以选择最优的干涉图像。

## 2 基本原理

### 2.1 相干噪声抑制

干涉仪中的相干噪声是由光路中元件的瑕疵点的衍射光、光学元件多余反射光、参考光和测试光相干成像产生的,主要为类似“牛眼环”的条纹。传统点光源下等厚干涉的光强可表示为

$$i = A + B \cos \varphi = A + B \cos \left( \varphi_0 + \frac{4\pi}{\lambda} nh - \frac{2\pi}{\lambda} nh \frac{x^2 + y^2}{f^2} \right), \quad (1)$$

式中: $A$ 为背景分量; $B$ 为调制度; $\varphi$ 为测量总相位; $\varphi_0$

为被测件相位; $f$ 为准直物镜焦距; $h$ 为腔长; $n$ 为折射率; $\lambda$ 为干涉仪工作波长; $(x, y)$ 为点光源在空间中的位置坐标。

对于圆形扩展光源下的等厚干涉,可以对式(1)进行关于圆形光斑区域的积分,进而得到圆形扩展光源的干涉光强<sup>[11]</sup>,即

$$I = \int_0^{2\pi} \int_0^r i \rho d\rho d\theta = \pi A r^2 + \pi B r^2 \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi n h r^2}{\lambda f^2} \right) \cos \left( \varphi_0 + \frac{\pi n h r^2}{\lambda f^2} - q \right), \quad (2)$$

式中: $r$ 为圆形扩展光源的半径; $(\rho, \theta)$ 为光源的极坐标; $q$ 为常数。

和传统点光源形成的干涉条纹不同的是,圆形扩展光源由于面积积分作用最终会造成干涉图对比度发生改变,因此圆形扩展光源下干涉的复相干度的表达式<sup>[12-13]</sup>为

$$|\gamma| = \left| \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi n h r^2}{f^2 \lambda} \right) \right|, \quad (3)$$

式中: $\gamma$ 为圆形扩展光源下干涉光强的复相干度。

由式(3)可以得到,圆形扩展光源中复相干度与圆形扩展光源的半径 $r$ 、干涉腔长 $h$ 、腔内介质折射率 $n$ 、光源波长 $\lambda$ 和准直物镜焦距 $f$ 相关。由于干涉图模型可以得到圆形扩展光源的干涉对比度公式

$$C = \frac{B}{A} \left| \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi n h r^2}{f^2 \lambda} \right) \right|. \quad (4)$$

在实际工作中,为了能够较清晰地观察到干涉条纹,通常将光源的临界宽度取为光源允许宽度的1/4,以保证条纹对比度满足 $C > 0.9$ <sup>[11]</sup>,因此由式(4)可以得到扩展光源最大允许口径满足

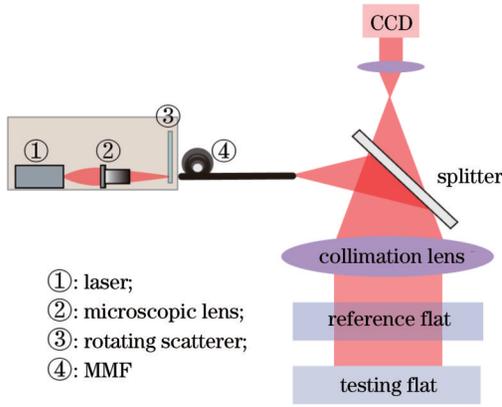
$$2r_{\max} \leq f \sqrt{\frac{\lambda}{h}}, \quad (5)$$

式中: $r_{\max}$ 为最大光源半径。

多模光纤扩展光源干涉系统如图1所示。显微镜会聚激光光束后,光束经过毛玻璃耦合到多模光纤中,再由多模光纤末端输出到干涉仪中。该光源结构通过减小多模光纤纤芯直径来控制光斑尺寸 $r$ ,降低复相干度 $\gamma$ ,实现相干噪声的抑制。该系统可以将光源系统和干涉仪独立开,避免旋转毛玻璃的固有振动对测量产生影响,并且可以增大旋转毛玻璃的调节范围而不影响干涉图对比度。

### 2.2 干涉散斑消除

由于多模光纤支持不同的传播模式,不同模式的光束以不同角度传播,导致光线在光纤中传播的光程不一致,到输出端的相位延迟各不相同,故最终在光纤末端处不同模式的光束干涉形成散斑噪声<sup>[14-18]</sup>。这类散斑噪声的原理如图2所示,其中图2(a)为纤芯内几百条可能的光线路径中的一部分,图2(b)为光纤末端所看到的情况。因此,使用多模光纤改变扩展光源尺寸时会不可避免地在干涉图中引入散斑噪声,这会严重影响干涉仪成像和相位测量。



①: laser;  
②: microscopic lens;  
③: rotating scatterer;  
④: MMF

图 1 多模光纤扩展光源干涉系统模型

Fig. 1 Interference system model of multimode fiber extended light source

为了抑制散斑噪声,通过破坏多模光纤中传输光束之间的相干性,使多模光纤输出的子光束之间独立且互不相干。采用复合散斑抑制术<sup>[19]</sup>,即通过动态散

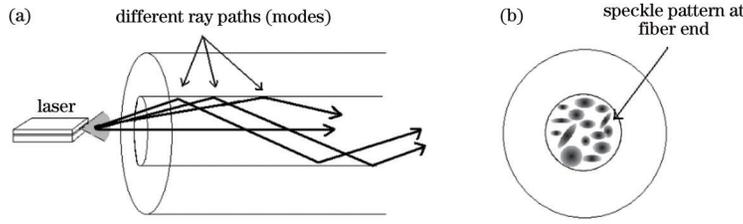


图 2 多模光纤中的模式干涉。(a)多模光纤中的光线传输;(b)光纤末端的模式干涉图样

Fig. 2 Mode interference in MMF. (a) Ray propagation in MMF; (b) mode interference pattern at fiber end

动态散斑法中显微物镜会聚的光束经过毛玻璃到达多模光纤端面,多模光纤纤芯到光阑的作用。因此,旋转毛玻璃系统中激光光源到多模光纤端面这部分可以等效为散射体加光滑物的模型,则圆形光阑散斑自由度的计算公式<sup>[19]</sup>为

$$M = \left[ 2 \int_0^1 (1-x) \frac{J_1^2\left(\pi \frac{vT}{\lambda z/D} x\right)}{\pi \frac{vT}{\lambda z/D} x} dx \right]^{-1}, \quad (8)$$

式中: $D$ 为旋转毛玻璃系统中光阑的直径,即多模光纤纤芯直径; $T$ 为 CCD 积分平均时间; $v$ 为毛玻璃移动速度; $z$ 为像面到显微物镜的距离; $J_1(\cdot)$ 为第一类一阶 Bessel 函数。

在光源系统中,除了旋转毛玻璃动态散斑法会产生散斑自由度,多模光纤中光束间的模式干涉也会引入散斑自由度。根据复合散斑抑制术,需要考虑多模光纤模式干涉对系统散斑自由度的影响。在多模光纤中,散斑自由度与光纤中传播的模式数直接相关,多模光纤中激发的散斑自由度的表达式<sup>[22]</sup>为

$$M_{EX} \leq M_a \approx \frac{\pi}{\lambda} (NA) D, \quad (9)$$

式中: $M_{EX}$ 是多模光纤中激发的模式数; $M_a$ 为阶跃折射

率多模光纤支持的模式数,光束入射角、光纤弯曲和材料吸收损耗等原因会造成  $M_{EX}$  不大于  $M_a$ ;  $NA$  为多模光纤数值孔径。

$$M = \prod_{n=1}^m M_n, \quad (6)$$

式中: $M_n$ 为不同方法产生的散斑自由度; $m$ 是产生散斑自由度方法的数目。

采用旋转毛玻璃的动态散斑法和多模光纤模式干涉法来增大系统的散斑自由度,抑制散斑。根据散斑对比度和散斑自由度之间的关系,散斑对比度的定义<sup>[21]</sup>为

$$C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \frac{1}{\sqrt{M}}, \quad (7)$$

式中: $\sigma_I$ 为光强的标准差; $\langle I \rangle$ 为光强的平均强度。根据散斑消除时自由度的最小限制,可以由式(7)计算出散斑抑制时最大的散斑对比度为 4%。

率多模光纤支持的模式数,光束入射角、光纤弯曲和材料吸收损耗等原因会造成  $M_{EX}$  不大于  $M_a$ ;  $NA$  为多模光纤数值孔径。

联立式(7)~(9)可以得到系统散斑对比度的表达式

$$C \geq \sqrt{\frac{\lambda}{D\pi(NA)} \cdot \int_0^1 (1-x) \frac{J_1^2\left(\pi \frac{vT}{\lambda z/D} x\right)}{\pi \frac{vT}{\lambda z/D} x} dx}. \quad (10)$$

根据式(10),系统抑制散斑的效果与光纤参数和旋转毛玻璃参数相关,并且多模光纤纤芯直径在两种散斑抑制方法中都起着主要影响。因此,通过控制光纤的参数,破坏多模光纤中传输光束之间的相干性,使多模光纤输出的子光束之间独立且互不相干。在多模光纤出射端发出的光斑中,可以将光源光斑离散化,并等效为离散排列成圆形分布的子光源阵列,故可以得到干涉图的对比度与式(4),还可以通过改变多模光纤口径控制干涉图的对比度。

### 3 仿真与实验

#### 3.1 理论仿真

为了研究该光源系统中散斑抑制的原理,在直径

为 300 mm 的非佐立式平面干涉仪中对光源系统进行仿真实验。在直径为 300 mm 的非佐立式平面干涉仪中,准直物镜焦距为  $f=1500$  mm,干涉仪工作波长为  $\lambda=632.8$  nm,干涉仪测量的有效口径为  $D=300$  mm,干涉仪工作腔长为  $h=500$  mm。根据式(4)仿真可以得到干涉图对比度与光斑尺寸和干涉腔长的关系曲线,如图 3 所示。结果表明,在扩展光源下,干涉图对比度随光斑尺寸和干涉腔长的变化呈非线性下降趋势。当干涉仪的干涉腔长为 500 mm 时,光源直径为 3.38 mm,此时干涉图对比度首次降到 0。为保证干涉条纹对比度大于 0.9,在使用多模光纤扩大光斑尺寸时,需要根据式(5)严格控制多模光纤纤芯直径,理论上最大直径可以达到 1.7 mm。同时,随着腔长的增大,光斑尺寸的允许范围在缩小。因此,干涉腔长越长对多模光纤纤芯直径临界值的限制就越大,当多模光纤纤芯直径达到最大时,临界值最小。

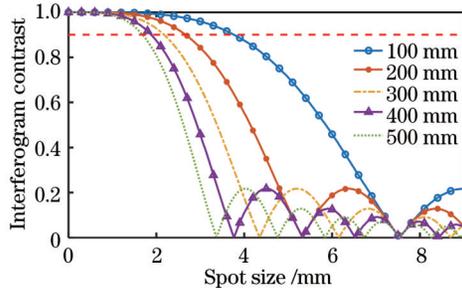


图 3 不同腔长下干涉图对比度和光斑尺寸间的关系曲线图  
Fig. 3 Interferogram contrast varying with spot size under different cavity lengths

为了确定在旋转毛玻璃动态散斑法中的主要影响因素,首先对散斑对比度与旋转毛玻璃转速和光瞳口径的关系进行仿真,如图 4 所示。仿真中光纤端面到毛玻璃的距离为 10 mm,相机积分时间为 5 ms。由仿真结果可以得到:散斑对比度随旋转毛玻璃转速的增大而减小,下降趋势随转速的增大逐渐减弱;当旋转毛玻璃的转速为 3000 r/min 时,其对多模光纤散斑对比度的影响趋于稳定,为此后续旋转毛玻璃的转速可以选择为 3000 r/min。

在确定旋转毛玻璃的转速后,还需要对散斑对比

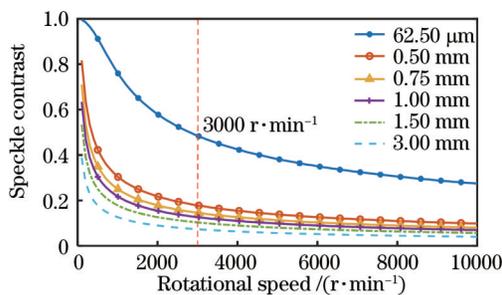


图 4 不同光瞳口径下旋转毛玻璃的转速对散斑对比度的影响  
Fig. 4 Effect of rotating ground glass speed on speckle contrast under different pupil apertures

度与光瞳口径和相机积分时间的关系进行仿真。在实际光源情况下,旋转毛玻璃的转速为 3000 r/min,光纤端面到毛玻璃的距离为 10 mm。根据式(7)和式(8)可以仿真得到散斑对比度和多模光纤纤芯直径与 CCD 积分时间的关系曲线,如图 5 所示。图 5 中曲线结果表明:散斑对比度和多模光纤纤芯直径成非线性关系,随着多模光纤纤芯直径的增大,散斑自由度在线性增大,散斑对比度下降趋势变缓且趋于稳定;散斑对比度随相机曝光时间的增加而减小。CCD 积分时间的改变对散斑对比度的影响比光瞳口径的影响要小,因此动态散斑法中采用改变多模光纤纤芯直径的方法来增大散斑自由度,为了减小时变因素的影响,将 CCD 相机曝光时间固定为 5 ms。

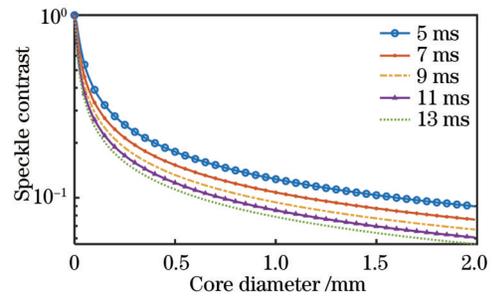


图 5 不同 CCD 曝光时间下多模光纤纤芯直径对散斑对比度的影响  
Fig. 5 Effect of core diameter of multimode fiber on speckle contrast under different CCD exposure time

在确定旋转毛玻璃动态散斑法中控制散斑对比度的方式后,为了进一步考虑多模光纤模式干涉对散斑消除的主要影响因素,根据式(9),仿真计算多模光纤导致的散斑对比度与多模光纤数值孔径和多模光纤纤芯直径的关系,结果如图 6 所示。可以发现:多模光纤形成的散斑对比度与光纤数值孔径和纤芯直径均成非线性关系;多模光纤纤芯直径越大,数值孔径越大,散斑对比度越小,散斑均匀化效果越好。由于光纤的数值孔径可变范围小,对散斑的抑制不起主要作用,因此多模光纤模式干涉中采用改变多模光纤纤芯直径的方式来实现散斑抑制。最终,通过控制多模光纤纤芯直径增大散斑自由度来实现散斑抑制。

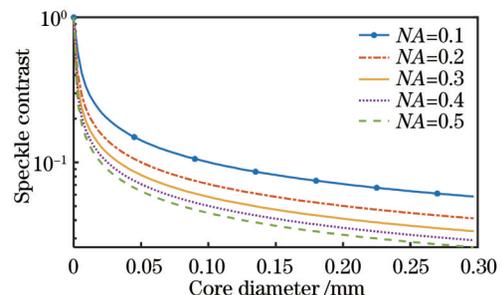


图 6 不同 NA 下多模光纤纤芯直径对散斑对比度的影响  
Fig. 6 Effect of core diameter of multimode fiber on speckle contrast under different NAs

### 3.2 实验结果

为了进一步研究所提光源对相干噪声和散斑的实际抑制效果,在直径为 300 mm 的非佐立式平面干涉仪中进行实验。首先,在无毛玻璃条件下使用具有不同纤芯直径的塑料多模光纤作为扩展光源进行实验,得到的不同的散斑背景图如图 7 所示。由采集的散斑图结果可以得到:干涉仪扩展光源系统在不同多

模光纤纤芯直径下,成像的散斑颗粒大小不一致;随光纤纤芯直径的增大,多模光纤激发的模式数在增加,散斑对比度在下降,散斑图中的散斑颗粒在减小,该结果与理论计算结果一致。同时,可以根据采集的散斑图像计算对应的散斑对比度,如表 1 所示。可以发现,随着光纤纤芯直径的增大,散斑对比度在减小。

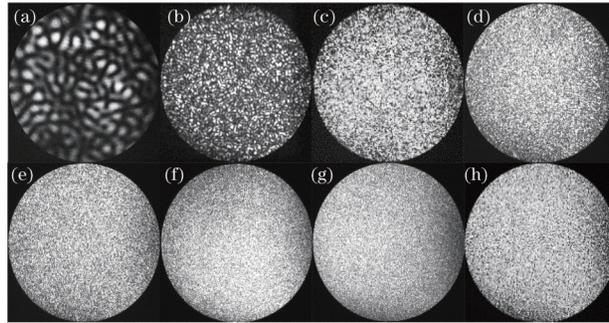


图 7 实验采集的不同纤芯直径的多模光纤出射光的散斑图(无毛玻璃)。(a) 62.50  $\mu\text{m}$ ; (b) 0.25 mm; (c) 0.50 mm; (d) 0.75 mm; (e) 1.00 mm; (f) 1.50 mm; (g) 2.00 mm; (h) 3.00 mm

Fig. 7 Speckle patterns of output light from multimode fibers with different core diameters collected in experiment (without ground glass). (a) 62.50  $\mu\text{m}$ ; (b) 0.25 mm; (c) 0.50 mm; (d) 0.75 mm; (e) 1.00 mm; (f) 1.50 mm; (g) 2.00 mm; (h) 3.00 mm

表 1 实验采集的不同纤芯直径的多模光纤出射光的散斑对比度

Table 1 Speckle contrast of output light from multimode fibers with different core diameters collected in experiment

Speckle pattern	Fig. 7 (a)	Fig. 7 (b)	Fig. 7 (c)	Fig. 7 (d)	Fig. 7 (e)	Fig. 7 (f)	Fig. 7 (g)	Fig. 7 (h)
Speckle contrast	0.546	0.384	0.221	0.173	0.146	0.093	0.083	0.076

然后,在加入旋转毛玻璃动态散斑抑制散斑后,用不同纤芯直径的多模光纤导光在干涉仪中进行实验,相机曝光时间设置为 5 ms,得到的不同的散斑消除干涉图如图 8 所示。其中,图 8(a)是纤芯直径为 62.50  $\mu\text{m}$  的单芯多模光纤导光干涉仪的成像效果图。由于该纤芯直径较小,复合散斑自由度低,在旋转毛玻璃进行动态散斑积分平均时,背景的散斑消除效果不明显。图 8(b)~(h)为不同纤芯直径的塑料多模光纤下光源采集的干涉图。由采集图像结果可知:当光纤

纤芯直径为 0.50 mm 时,散斑大部分被消除,如图 8(c)所示;在塑料多模光纤纤芯直径大于 0.50 mm 后,散斑抑制效果趋于良好,且干涉条纹对比度基本一致,如图 8(c)~(g)所示;在纤芯直径大于 2.00 mm 后,如图 8(h)所示,成像效果、散斑抑制效果和对比度都在下降,与仿真分析结果一致。同时,对采集图像进行对比度计算,结果如表 2 所示。可以发现,扩展光源光斑尺寸越大,干涉条纹对比度越小,与理论分析结果一致。

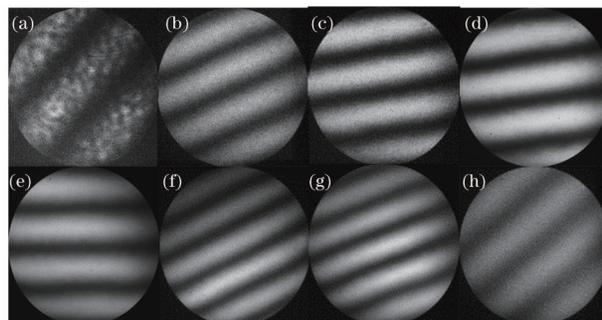


图 8 不同纤芯直径的多模光纤的实验干涉图。(a) 62.50  $\mu\text{m}$ ; (b) 0.25 mm; (c) 0.50 mm; (d) 0.75 mm; (e) 1.00 mm; (f) 1.50 mm; (g) 2.00 mm; (h) 3.00 mm

Fig. 8 Experimental interferograms of multimode fibers with different core diameters. (a) 62.50  $\mu\text{m}$ ; (b) 0.25 mm; (c) 0.50 mm; (d) 0.75 mm; (e) 1.00 mm; (f) 1.50 mm; (g) 2.00 mm; (h) 3.00 mm

最后,为研究多模光纤扩展光源抑制相干噪声对于干涉测量的实际效果,分别使用多模光纤扩展光源

和大数值孔径的单模光纤(SMF)在直径为 300 mm 的干涉仪中进行干涉测量,测量结果如图 9 所示。图 9

表 2 不同多模光纤光源系统下干涉图对比度

Table 2 Interferogram contrast under different multimode fiber light source systems

Experimental interferogram	Fig. 8(a)	Fig. 8(b)	Fig. 8(c)	Fig. 8(d)	Fig. 8(e)	Fig. 8(f)	Fig. 8(g)	Fig. 8(h)
Interferogram contrast	0.784	0.762	0.795	0.773	0.752	0.767	0.741	0.565

(a)为大数值孔径单模光纤光源下测量的相位结果,峰谷值为  $0.0603\lambda$ ,均方根为  $0.0075\lambda$ ,其中  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ,相位分布中存在环状分布的相干噪声。图 9(b)为多模光纤扩展光源下测量的相位结果,峰谷值为  $0.0483\lambda$ ,均方根为  $0.0059\lambda$ 。为了进一步研究相干噪声对干涉测量的影响,对上述两个相位结果进行点对点相减,结果如图 9(c)所示,得到的相位的峰谷值

为  $0.0326\lambda$ ,均方根为  $0.0052\lambda$ ,此时相干噪声显示得更明显。大量相干噪声的影响使得在大数值孔径下测量的相位参数比多模光纤光源下的测量结果更大,这会影响实际测量的精度。通过实验可以证明,相干噪声的抑制可以有效提高干涉仪测量的精度,特别是在高精测量中。

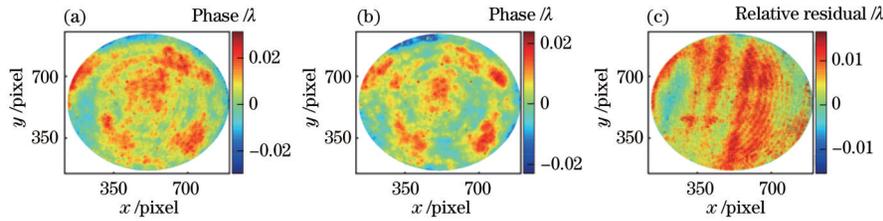


图 9 实验结果。(a)大数值孔径单模光纤光源测量的相位结果;(b)多模光纤扩展光源测量的相位结果;(c)相对残差  
Fig. 9 Experimental results. (a) Phase result measured by single-mode fiber light source with large numerical aperture; (b) phase result measured by multimode fiber extended source; (c) relative residual

## 4 分析与讨论

为了确定该多模扩展光源在直径为  $300 \text{ mm}$  的非佐型立式平面干涉仪中多模光纤的临界纤芯直径的范围,对采集散斑和干涉图像进行分析,计算得到最优的多模光纤纤芯直径。同时,利用散斑对比度和干涉条纹对比度对不同纤芯直径的多模光纤扩展光源采集的干涉图进行分析,最终使用信噪比来表征干涉图像中的散斑抑制情况。

### 4.1 直径为 $300 \text{ mm}$ 的平面干涉仪中多模光纤临界纤芯直径选择

由于多模光纤中的散斑模式数难以通过理论推导得到,故需要利用实际采集到的不同纤芯直径多模光纤扩展光源的散斑结果结合式(7)计算得到对应的散斑对比度,如图 10 所示。可以发现:随着多模纤芯从  $62.50 \mu\text{m}$  逐渐增大到  $3.00 \text{ mm}$ ,散斑对比度从  $0.55$  迅速下降到  $0.076$  附近;在光纤口径增大到  $1.00 \text{ mm}$  后,散斑对比度下降趋势减缓。

在计算多模光纤边界条件前,定义最小多模光纤纤芯直径临界条件为  $r_{\min}$ 。由式(9)可知,在不同纤芯直径的多模光纤扩展光源中,散斑自由度可以由散斑对比度来表征。因此,联立式(10)和散斑抑制时的自由度边界条件,可以得到旋转毛玻璃动态散斑法中需要的最小散斑自由度,再结合旋转毛玻璃散斑自由度仿真结果,就可以得到多模光纤纤芯直径实际最小边界曲线,如图 11 所示。图中 Threshold 曲线为根据实验计算得到的动态散斑法中需要的最小散斑自由度。Threshold 曲线和不同 CCD 积分时间计算的散斑自由

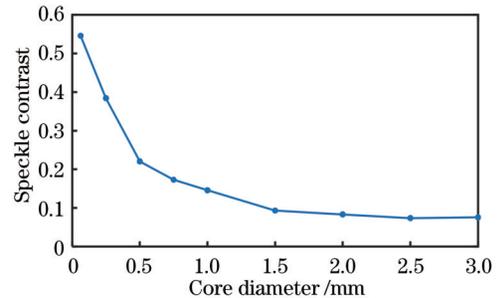


图 10 实际散斑对比度和多模光纤纤芯直径关系  
Fig. 10 Relationship between actual speckle contrast and core diameter of multimode fiber

度的交点值对应的光纤纤芯直径数值即为临界条件  $r_{\min}$ 。因此,当 CCD 曝光时间为  $5 \text{ ms}$  时,消除散斑实际需要的多模光纤口径最小为  $0.52 \text{ mm}$ 。随着 CCD 曝光时间的增大,多模光纤所需的光纤纤芯直径的最小值在减小。由于多模光纤纤芯直径会影响条纹对比度,故由之前仿真的干涉图对比度和扩展光源光斑尺寸的关系可以得到,当腔长为  $500 \text{ mm}$  时,多模光纤扩展光源的最大纤芯直径为  $1.70 \text{ mm}$ 。因此,在直径为  $300 \text{ mm}$  的干涉仪中,当干涉腔长为  $500 \text{ mm}$ ,相机积分时间为  $5 \text{ ms}$ ,旋转毛玻璃转速为  $3000 \text{ r/min}$  时,多模光纤纤芯直径的最优范围为  $0.52 \sim 1.70 \text{ mm}$ 。

### 4.2 干涉仪最终成像效果分析

为了进一步分析在多模光纤扩展光源系统下干涉成像的质量,分别对采集的背景和干涉图计算散斑对比度和干涉条纹对比度。根据不同纤芯直径的光源系统采集的干涉条纹图像,可以计算得到条纹对比度与

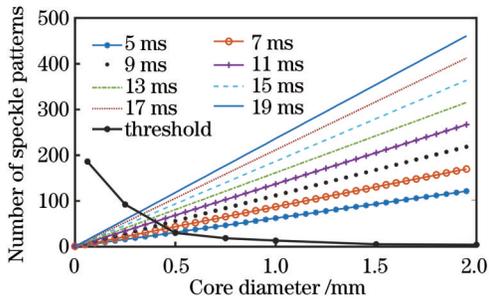


图 11 多模光纤纤芯直径实际最小边界曲线

Fig. 11 Actual minimum boundary curve of core diameter of multimode fiber

多模光纤纤芯直径间的关系图,如图 12 所示。计算结果和图 3 所示的仿真结果趋势一致。同时,在多模光纤纤芯直径大于 1.70 mm 后,干涉图对比度的下降趋势变快。此外,当光源系统中多模光纤纤芯直径在临界范围内时,干涉图对比度可以保证在 0.75 以上,最大接近 0.80。

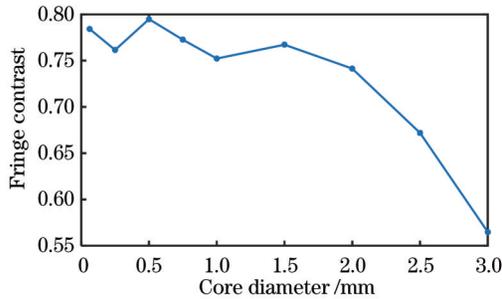


图 12 实际条纹对比度和光纤纤芯直径间的关系

Fig. 12 Relationship between actual fringe contrast and core diameter of fiber

根据不同纤芯下光源系统采集的干涉背景图计算散斑对比度,计算结果如图 13 所示。当塑料多模光纤纤芯直径从 0.25 mm 增大到 3.00 mm 时,干涉仪成像效果的散斑对比度先从 0.22 减小到 0.044,再增大到 0.18。在多模光纤纤芯直径大于 2 mm 后,散斑抑制效果快速降低,主要是多模光纤中的吸收损耗等导致系统散斑自由度减小,引起散斑对比度增大造成的。当多模光纤纤芯直径在最优范围内时,散斑对比度可以保证在 0.04 附近,散斑得到良好抑制。

根据计算得到的散斑对比度和干涉图条纹对比度可以计算该光源系统的信噪比(SNR),其表达式为

$$M_{SNR} = 10\lg(C_s/C_n), \quad (11)$$

式中: $C_s$ 为干涉条纹对比度; $C_n$ 为散斑对比度。不同纤芯直径光源的干涉图信噪比如图 14 所示。当多模光纤纤芯直径在最优范围内时,光源对应的信噪比可以保证在 23 dB 以上。当多模光纤纤芯直径为 1.5 mm 时,光源系统信噪比最大可以达到 28.3 dB。

### 4.3 背景均匀性分析

当光源系统中使用发散角更大的多模光纤时,可以对干涉背景的背景均匀性进行分析。干涉仪背景归一化

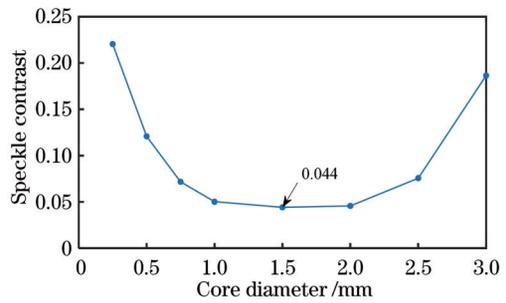


图 13 实验采集的不同纤芯直径的塑料多模光纤扩展光源干涉仪背景图像散斑对比度曲线

Fig. 13 Background image speckle contrast curve of plastic multimode fiber extended light source interferometer with different core diameters collected by experiment

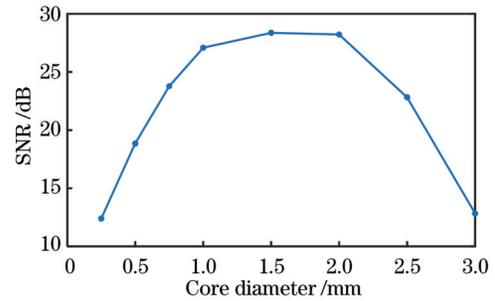


图 14 不同纤芯直径光源的干涉图 SNR

Fig. 14 Interferogram SNRs of light sources with different core diameters

均匀性分布如图 15 所示。可以发现:所有类型光源下干涉仪成像背景灰度都呈现高斯分布;塑料光纤(POF)和大数值孔径单模光纤<sup>[23]</sup>高斯分布的半峰全宽比普通单模光纤大,即塑料光纤、大数值孔径单模光纤在光源的均匀性上比普通单模光纤更均匀;大数值孔径光纤和普通单模光纤的灰度分布由于相干噪声的存在,故灰度在高斯分布的基础上波动比塑料光纤大;普通多模光纤由于纤芯直径的限制且输出光强弱,导致散斑不能完全消除,故灰度分布受散斑的影响剧烈波动。因此,所提光源在大口径多模光纤作用下可以保证干涉图具有良好的背景均匀性,且可实现散斑和相干噪声的抑制。

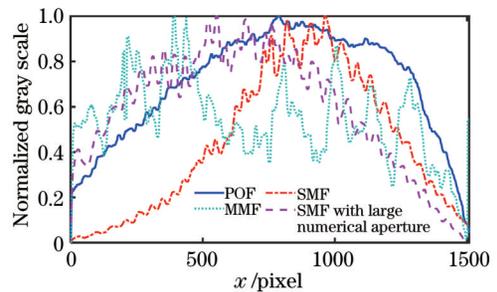


图 15 干涉仪背景归一化均匀性分布

Fig. 15 Normalized uniform distribution of interferometer background

## 5 结 论

提出一种抑制相干噪声的多模光纤扩展光源设计的方法,并在直径为 300 mm 的非佐立式激光平面干涉仪中进行实验。实验证明,在干涉腔长为 500 mm, CCD 相机曝光时间为 5 ms 的条件下,多模光纤纤芯直径在 0.52~1.70 mm 之间,可以保证干涉条纹的对比度大于 0.75,且光源系统中的信噪比大于 23 dB,最大为 28.3 dB。由于复合散斑抑制术和多模光纤吸收损耗的共同作用,故随着多模光纤纤芯直径的增大,散斑均匀化的效果先增强后减弱,散斑对比度最小可以达到 0.044。多模光纤的发散角更大可以有效增强光源的均匀性,提高干涉图的背景均匀性,提高干涉条纹的清晰度。理论与实验证明,所提方法可以有效保证干涉条纹的对比度,并能减少干涉图中尘埃衍射、伪条纹和散斑噪声引起的扰动。

### 参 考 文 献

- [1] 谈宜东, 徐欣, 张书练. 激光干涉精密测量与应用[J]. 中国激光, 2021, 48(15): 1504001.  
Tan Y D, Xu X, Zhang S L. Precision measurement and applications of laser interferometry[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(15): 1504001.
- [2] Schwider J. Partially coherent illumination in interferometry for optical testing[J]. Proceedings of SPIE, 1999, 3745: 2-13.
- [3] Küchel M. Spatial coherence in interferometry: Zygo's new method to reduce intrinsic noise in interferometers[J]. VDI Berichte, 2004, (1844): 59-77.
- [4] Morris M N, Naradikian M, Millerd J. Noise reduction in dynamic interferometry measurements[J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7790: 77900O.
- [5] Kumagai T, Hibino K, Nagaike Y. Dual-phase-shift schemes for internal-reflection noise reduction in a Fizeau interferometer[J]. Proceedings of SPIE, 2016, 9960: 99600C.
- [6] Kumar Y P, Negi S S, Kamath M P, et al. Measurement of surface form error of an optical surface with reduced interferometric spatial coherence artifacts using a ring source and polarization phase-shifting interferometry[J]. Applied Optics, 2016, 55(35): 10053-10059.
- [7] 徐建程, 王辉, 柴立群, 等. 抑制相干噪声的环形光源技术[J]. 中国激光, 2010, 37(12): 3081-3085.  
Xu J C, Wang H, Chai L Q, et al. Technique of ring source for reducing coherent noise[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(12): 3081-3085.
- [8] 徐燕, 万勇建, 吴永前. 基于空间相干性控制的环形光源技术[J]. 强激光与粒子束, 2011, 23(12): 3245-3249.  
Xu Y, Wan Y J, Wu Y Q. Ring source technology based on spatial coherence control[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2011, 23(12): 3245-3249.
- [9] 陈秋白, 张齐元, 王艳, 等. 基于环形透镜的非索干涉仪环形光源设计[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(1): 0112003.  
Chen Q B, Zhang Q Y, Wang Y, et al. Design of ring source for Fizeau interferometer based on annular lens[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(1): 0112003.
- [10] Zheng D H, Chen L, Kong L, et al. System design and error correction for 300 mm aperture vertical Fizeau spatial-temporal phase-shifting interferometer[J]. Applied Optics, 2020, 59(8): 2513-2520.
- [11] 羊国光, 宋菲君. 高等物理光学[M]. 2版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2008.  
Yang G G, Song F J. Advanced physical optics[M]. 2nd ed. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2008.
- [12] Hou Y L, Li L, Wang S S, et al. The optimal design method for the extended source of interferometer[J]. Proceedings of SPIE, 2013, 9042: 90421A.
- [13] Imai M, Ohtsuka Y, Satoh S. Spatial coherence analysis of light propagation in optical fibers by interferometric methods[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1986, 3(7): 1059-1064.
- [14] Papen G C, Murphy G M. Modal noise in multimode fibers under restricted launch conditions[J]. Journal of Lightwave Technology, 1999, 17(5): 817-822.
- [15] Efimov A. Coherence and speckle contrast at the output of a stationary multimode optical fiber[J]. Optics Letters, 2018, 43(19): 4767-4770.
- [16] Efimov A. Spatial coherence at the output of multimode optical fibers[J]. Optics Express, 2014, 22(13): 15577-15588.
- [17] Crosignani B, Daino B, di Porto P. Speckle-pattern visibility of light transmitted through a multimode optical fiber[J]. Journal of the Optical Society of America, 1976, 66(11): 1312-1313.
- [18] 贺培鑫, 赵彤, 沈振民. 混沌激光对激光显示中的散斑抑制研究[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(7): 0714001.  
He P X, Zhao T, Shen Z M. Speckle suppression by chaotic laser in laser display[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(7): 0714001.
- [19] Goodman J W. Speckle phenomena in optics: theory and applications[M]. Colorado: Roberts and Company Publishers, 2007.
- [20] Wang L, Tschudi T, Halldórsson T, et al. Speckle reduction in laser projection systems by diffractive optical elements[J]. Applied Optics, 1998, 37(10): 1770-1775.
- [21] Redding B, Allen G, Dufresne E R, et al. Low-loss high-speed speckle reduction using a colloidal dispersion[J]. Applied Optics, 2013, 52(6): 1168-1172.
- [22] Mehta D S, Naik D N, Singh R K, et al. Laser speckle reduction by multimode optical fiber bundle with combined temporal, spatial, and angular diversity[J]. Applied Optics, 2012, 51(12): 1894-1904.
- [23] Zheng Y H, Han Z G, Zhu R H. Large divergence fiber-coupled single-mode light source for laser interferometer[J]. Optics Communications, 2020, 474: 126073.