

# 亚微米高精度曲率半径测量及其不确定度分析

彭石军 苗二龙

(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033)

**摘要** 针对高精度光学系统的需求,利用立式 Fizeau 型干涉仪,结合双频激光测长干涉仪,实现了亚微米量级的高精度曲率半径的测量。为了验证该测量系统的可靠性,分别使用两个参考镜对一系列不同曲率半径的光学零件进行了检测。对产生测量误差的主要因素进行了详细分析,以 SiC 小球为例,结合不确定度理论,得到测量结果的不确定度约为  $0.13 \mu\text{m}$ (假设是正态分布,置信水平约为 95%),证明该测量系统满足亚微米测量精度要求。通过三坐标测量机对同一元件的交叉检测,验证了该系统测量结果的准确性。

**关键词** 测量;曲率半径;立式干涉仪;不确定度;交叉测量

**中图分类号** TH741; O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0512001

## Sub-Micron Precision Measurement of Radius of Curvature and Uncertainties Analysis

Peng Shijun Miao Erlong

(State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China)

**Abstract** For the demanding of high precision optical system, a vertical Fizeau type interferometer, combining with dual-frequency laser displacement measuring interferometer, achieve submicron precision measurement of radius of curvature (ROC) in this article. In order to verify the credibility of the measurement system, a series of optical parts with different ROC are measured by two different reference transmission spherical respectively. Take the polished SiC sphere as an example, the main factors causing the measurement errors are analyzed in detail. Combining with the uncertainty theory, the uncertainties of the measurement results of ROC for SiC sphere is about  $0.13 \mu\text{m}$  (a level of confidence of approximately 95% assuming a normal distribution), which demonstrate the measurement system meets the requirement of sub-micron accuracy measurement of ROC. The correctness of the final results measured is verified through the cross measurement of the same component by the coordinate measurement machine.

**Key words** measurement; radius of curvature; vertical interferometer; uncertainty; cross measurement

**OCIS codes** 120.3180; 120.3940; 120.4800; 220.3740

## 1 引 言

曲率半径是球面光学元件的重要物理属性,其准确性对光学系统的性能具有重要的影响,尤其对于利用光线追迹的方法获得精确结果的复杂光学系统,曲率半径的精确测量不仅对光学零件的制造极为重要,也是光学系统装调的基础。对于光刻机物镜<sup>[1-2]</sup>等复杂的高精密光学系统,高精度的曲率半径测量,能够大大降低系统的装调难度,降低系统的装调成本,减小系统像差。测量曲率半径的方法有很多,传统

的方法有球径仪法、样板法等。这些方法使用设备简单,测试方便,适用于现场检验,但是存在主观、定量困难以及测量精度不够高(样板法的相对精度约为  $0.03\%$ ,球径仪法的相对精度为  $0.03\% \sim 0.06\%$ <sup>[3]</sup>)等缺点<sup>[4-5]</sup>。目前曲率半径的测量已经实现了高精度测量,使用比较广泛的有坐标测量机测试法,以及干涉仪测量法<sup>[6-7]</sup>等。其中坐标测量法测量重复性好,但是只能测量部分点或者线,然后采用最小二乘法拟合进行计算,因此对于只能测量

收稿日期: 2013-09-25; 收到修改稿日期: 2013-12-11

基金项目: 国家科技重大专项(2009ZX02205)

作者简介: 彭石军(1985—),男,硕士,实习研究员,主要从事光学精密检测方面的研究。E-mail: shijun\_peng@qq.com

一部分球冠的光学零件,测量精度约  $3\ \mu\text{m}$ ,且测量精度随零件的  $F$  数增大而降低,并且因为是接触式测量容易划伤待测表面而受到限制;干涉仪测量法是非接触式测量,测量方便直观,但因为影响测量精度的因素众多,亚微米级精度的曲率半径测量一直是光学检测中的难题。

为了实现亚微米量级的曲率半径测量,本文采用了立式高精度 Fizeau 型干涉仪,结合双频激光测长干涉仪,搭建了高精度的曲率半径测量平台,分别使用  $F=1.5$  和  $F=0.82$  的球面参考镜对一系列不同曲率半径的光学零件进行了长时间测量,并以 SiC 小球为例,对影响曲率半径测量精度的主要误差进行了分析和不确定度合成,给出了测量结果的不确定度评估,结果表明该平台达到了亚微米测量精度的要求,利用三坐标测量机对小球的曲率半径进行测试,进一步验证了干涉仪测量结果的准确性。

## 2 立式干涉仪测量系统及测量原理

立式 Fizeau 结构干涉仪系统主要由位相测量干涉仪(PMI)、测长干涉仪(DMI)以及线性位移导轨组成,如图 1 所示。在曲率半径测量中,位相测量干涉仪的主要作用是识别猫眼和共焦两个零位置;测长干涉仪用来记录两个零位置之间的距离;线性位移导轨则使待测件随工件台在猫眼和共焦位置之间做线性运动。共焦位置为参考球面波前的曲率中心与待测件的曲率中心重合时的位置;猫眼位置是测试光束焦点与待测件表面中心重合时的位置。待测件从猫眼零位置运动到共焦零位置,DMI 记录的位移变化量即为待测件的曲率半径值。

当双频激光 DMI 的位相变化  $\delta$  时,对应的位移变化量可写为

$$d = \frac{\lambda_{\text{vac}}}{4\pi n_{\text{air}}} \delta. \quad (1)$$

式中  $\lambda_{\text{vac}}$  为 He-Ne 激光器在真空中的波长,  $n_{\text{air}}$  为空气折射率。因此,只需记录激光测长干涉仪从猫眼位置运动到共焦位置过程中位相变化量  $\delta$ ,就能计算得到待测件的曲率半径大小。

在图 1 所示的立式 Fizeau 结构干涉仪曲率半径测量系统中,准直光束从上方入射到透射球面(TS)参考镜产生球面波,该球面波到达待测面时被反射回来,与 TS 的参考面反射回去的光形成双光束干涉。利用双光束干涉,面形干涉仪就可以实现对猫眼和共焦零位置的精确判读。记录共焦位置与猫眼位置之间距离的三路测长干涉仪围绕着面形

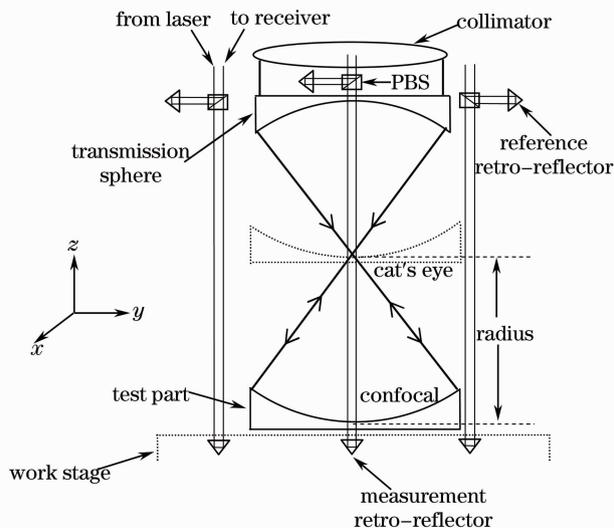


图 1 立式 Fizeau 型干涉仪曲率半径测量结构示意图  
Fig. 1 Vertical Fizeau interferometer configuration setup for radius of curvature measurement

PMI 的光轴均匀分布,减小阿贝误差<sup>[7]</sup>。DMI 的光源未在图中标出,该光源是波长  $632.8\ \text{nm}$  的 He-Ne 稳频激光器,真空波长稳定性达到了每天  $\pm 10^{-8}$ 。DMI 测试光路的角反射镜固定在工件台上,与待测件一起随工件台运动,从而实现全跟踪结构<sup>[7]</sup>。该工件台具有六维调整功能,能在  $x, y, z$  方向做线性运动,并能绕  $x$  轴和  $y$  轴做倾斜和俯仰运动,还能绕  $z$  轴旋转。在每一个 DMI 测试光路旁边配有一根长约  $1.5\ \text{m}$  的丝杠(图 1 中未标出),丝杠的运动轴与 PMI 的光轴平行。通过三个丝杠的协调运动,就能实现绕  $x$  轴和  $y$  轴做倾斜和俯仰,以及  $z$  方向上的线性运动。每个丝杠在  $z$  方向上运动的分辨率达到  $20\ \text{nm}$ ,这是实现亚微米高精度曲率半径测量的前提。由于采用了全跟踪结构,工件台在  $z$  方向做线性运动时,每个丝杠的运动都受相邻 DMI 的监控,从而确保工件台在移动过程中不产生明显的倾斜( $x$  和  $y$  方向的倾斜小于  $1''$ )。PMI、DMI、运动机构以及扩束系统等被安装在重  $4\ \text{t}$  的立式大理石支架上,该支架由四个气浮隔振立柱支撑,极大地降低了外界环境的振动对曲率半径测量影响。

## 3 实验测试结果

在精密环控实验室,将经抛光的 SiC 小球及三个不同曲率半径的融石英样品置于图 1 所示的立式干涉仪上进行曲率半径测量,测量过程中对环境的气压、温度及湿度进行测量,然后对测得曲率半径进行补偿。在不同 TS 下(口径  $150\ \text{mm}$ ,  $F=1.5$ ;口径

300 mm,  $F=0.82$ ), 将小球等样品置于工件台上, 每天连续测量 10 次, 10 次测量的平均值为当天测量结果, 10 次测量的均方根值 ( $1\sigma$ ) 大小即测量重复性由误差棒表示; 如此连续测量 9~10 天, 这些天测量结果的均值为该样品最终的曲率半径值, 均方根值即为测量复现性, 如图 2 所示。由于环境温度、湿度等的精密控制, 以及样品材料的稳定性, 所以待测样品完全接受立式干涉仪这种连续多天的测量方式。从图 2 可以看出: 同一 TS 下, 对于同一样品, 立式干涉仪在不同时间点测得的曲率半径大小并不相同, 随测量次数呈起伏变化; 不同 TS 下, 对于同一样品, 立式干涉仪测得的曲率半径大小也不相同, 但从连续多天的测量结果来看, 不同 TS 下测得的

均值比较接近。将不同样品在不同 TS 下连续多天测得的均值进行比较, 得到如表 1 所示的结果。表 1 中的数据更精确地说明, 在不考虑测量重复性与测量复现性的情况下, 同一样品在不同 TS 下测得的曲率半径均值在亚微米量级上几乎完全相同, 说明了立式干涉仪曲率半径测量精度达到了亚微米量级的要求。同一样品在不同 TS 下测得的最终曲率半径值的偏差范围为 19~86 nm, 与曲率半径测量的复现性相当, 也证明了该曲率半径测量系统的可靠性。取两 TS 测量结果的均值为该样品的曲率半径值, 则四个样品的曲率半径分别为 25.40083、92.16768、-82.49956、-145.21224 mm。

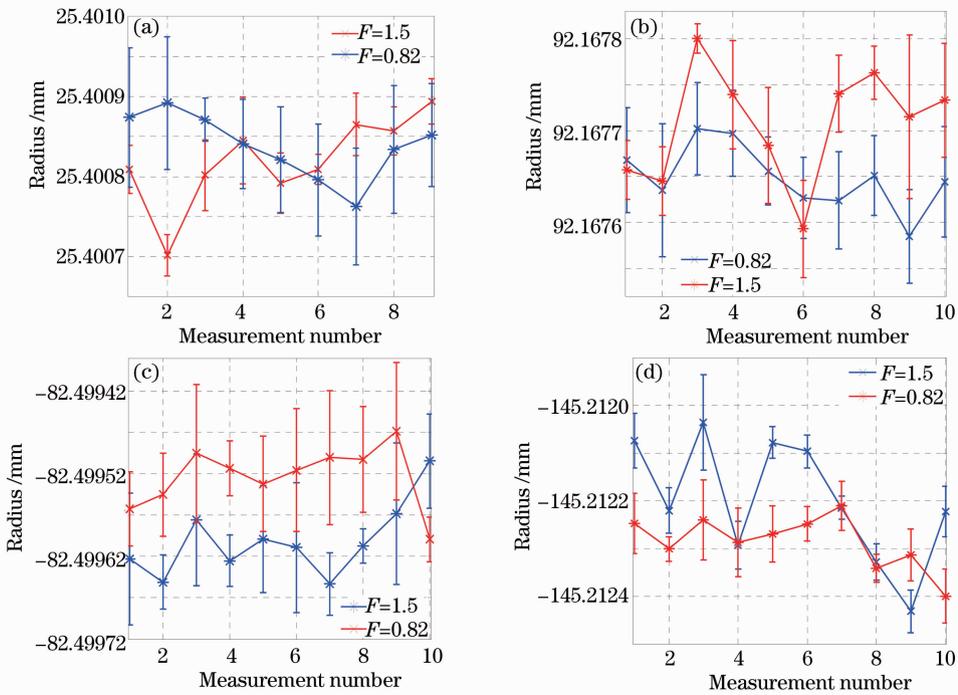


图 2 同一样品的曲率半径在不同 TS 下立式干涉仪下长时间测量结果。(a) 经抛光的 SiC 小球; (b) 样品 1; (c) 样品 2; (d) 样品 3

Fig. 2 Radius of the same sample measured under vertical interferometer of different TS for a long time. (a) Polished SiC sphere; (b) sample 1; (c) sample 2; (d) sample 3

表 1 不同 TS 下立式干涉仪曲率半径测量结果

Table 1 Radius measured under different TS for the vertical interferometer

Different sample	TS	Mean radius /mm	Standard deviation /nm	Bias for different TS /nm
Polished SiC sphere	$F=1.5$	25.400819	55.6	19
	$F=0.82$	25.400838	40.6	
Sample 1	$F=1.5$	92.167707	61.9	58
	$F=0.82$	92.167649	34.9	
Sample 2	$F=1.5$	-82.499601	44.1	78
	$F=0.82$	-82.499523	37.7	
Sample 3	$F=1.5$	-145.212286	55.6	86
	$F=0.82$	-145.212200	128.5	

从图 2 的测量结果可知,立式干涉仪长时间曲率半径测量值的波动,以及不同 TS 测量结果的差别,难以用测量重复性或测量复现性进行表征,因此需要对立式干涉仪曲率半径测量不确定度进行分析。以 SiC 小球曲率半径测量为例,通过对该系统的测量不确定度分析,能进一步说明该系统是否满足亚微米级精度需求。

## 4 不确定度分析

利用图 1 中的几何模型,对 DMI(阿贝偏离,余弦误差,死区误差等)、运动导轨以及 PMI 系统等误差源<sup>[8]</sup>在曲率半径测量中产生的不确定度进行逐一分析,并给出了相应的不确定大小。

### 4.1 阿贝偏离

当被测量与测试轴不共线时就会产生阿贝误差。在曲率半径测量中,测长干涉仪的光轴与 PMI 的光轴或工件轴不在同一直线上时,就会产生或正或负的曲率半径误差。该误差  $e$  可表示为

$$e = L \cdot \tan \varphi, \quad (2)$$

式中  $\varphi$  为待测件相对初始位置倾斜/俯仰角度变化量,可正可负, $L$  为 PMI 轴与测量轴之间的横向偏移量。对(2)式进行泰勒级数展开,取一阶项,就可以得到阿贝误差的不确定度  $u_1$  的表达式为

$$u_1^2 = \tan^2 \varphi \cdot u^2(L) + \frac{L^2}{\cos^4 \varphi} u^2(\varphi). \quad (3)$$

为了得到  $u_1$  的大小,进行了如下实验:将干涉仪上的球面参考镜换成平面参考镜,并将一平面待测件[口径 150 mm,在 633 nm 波长下的表面面形误差峰谷(PV)值为  $\lambda/20$ ]置于工件台上,通过多次上下、左右移动工件台,测量得到相对初始位置  $x, y$  方向上倾斜变化的均值分别为  $-1.16 \mu\text{rad}$ ,  $-3.43 \mu\text{rad}$ ,对应阿贝偏角  $\varphi$  在  $x$  和  $y$  方向的大小。然后利用游标卡尺对偏移量  $L$  进行多次重复测量,测量得到的均值为 2.12 mm,标准差为 0.15 mm。将这些测量值代入(3)式中,求得不确定度  $u_1$  为 1.2 nm。

### 4.2 余弦误差

由于 DMI 光轴与运动轴之间总会存在一定的夹角,从而产生余弦误差,而且这一误差会随着测量长度的增加而增大。余弦误差是 DMI 光轴与运动轴夹角  $\beta$ ,以及工件台运动距离(此处为曲率半径  $r$ )

的函数,其表达式如(4)式,相应的不确定度表达式如(5)式。(5)式中  $u(\bar{r})$  为  $n$  次曲率半径  $r$  测量的变化量(其中  $\bar{r}$  为  $n$  次测量的均值),由于该变化量已经包含在不确定度分析的各项中,因此在此处不做单独分析,则(5)式可简写为(6)式。为计算出  $u_2$  的大小,需对余弦角进行实验测试。对余弦角进行测量时,上下移动工件台,通过监测每路测量光路的入射光光点的偏移,计算出每路测量光路的余弦角大小。然后利用等腰三角形的比例关系,计算得到  $\beta$  值。多次测量得到  $\beta$  的均值为 1.73 mrad,变化量为 0.2 mrad,对于曲率半径为 25.40083 mm 的小球,该不确定度为 8.8 nm。

$$e = \frac{r}{\cos \beta} - r, \quad (4)$$

$$u_2^2 = u^2(\bar{r}) \sec^2 \beta^2 + \bar{r}^2 \sec^2 \beta \tan^2 \beta \cdot u^2(\beta), \quad (5)$$

$$u_2 = \bar{r} \sec \beta \tan \beta \cdot u(\beta). \quad (6)$$

### 4.3 死区误差

在初始位置,当 DMI 的测量光与参考光光程长度不相等,且在曲率半径测量过程中未对折射率变化量  $\Delta n$  进行补偿,从而产生了死区误差。测量值与真实值之间的误差  $e$  可写为

$$e = \Delta n \cdot L, \quad (7)$$

式中  $L$  为死区长度, $\Delta n$  为折射率变化量, $\Delta n = n_c - n_i$ ,式中  $n_c$  为当前折射率, $n_i$  为初始折射率,与(7)式相应的不确定度表达式为

$$u_3^2 = L^2 u^2(\Delta n) + \Delta n^2 u^2(L). \quad (8)$$

为得到  $u_3$  的大小,进行了如下实验测试与分析。首先对死区长度进行多次测量,得到  $L$  为 821.6 mm( $F=1.5$ ),变化量为 3.5 mm。由于环境波动导致空气折射率  $n$  的变化是利用(9)式,即修正后的艾德伦(Edlén)公式<sup>[9]</sup>计算得到。式中  $P$  为大气压强(Pa), $T$  为绝对温度(K), $\text{CO}_2$  代表空气中二氧化碳浓度( $10^{-6}$ ), $H$  为相对湿度(%).利用该等式,即可计算得到标准状态下( $P=101323.3 \text{ Pa}$ ,  $T=20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $H=50\%$ ,  $\sigma_{\text{CO}_2} = 3.55 \times 10^{-4}$ )空气折射率为 1.0002713。当这些参数中任意一个发生变化时,折射率也会随之发生改变。空气折射率随温度、气压、湿度以及  $\text{CO}_2$  浓度变化的不确定度关系如(10)式,由于实验室环境  $\text{CO}_2$  含量较稳定,且对空气折射率变化的影响小,可以忽略。

$$n = 1 + 271.8 \times 10^{-6} \frac{P}{101325} \frac{293.5}{T} \left( 1 + 0.54 \times \frac{\sigma_{\text{CO}_2} - 300}{1 \times 10^{-6}} \right) - 1 \times 10^{-8} H, \quad (9)$$

$$u^2(n) = \left[ \frac{\partial n}{\partial P} u(P) \right]^2 + \left[ \frac{\partial n}{\partial T} u(T) \right]^2 + \left[ \frac{\partial n}{\partial \sigma_{\text{CO}_2}} u(\sigma_{\text{CO}_2}) \right]^2 + \left[ \frac{\partial n}{\partial H} u(H) \right]^2 =$$

$$[2.6824 \times 10^{-9} u(P)]^2 + [-9.2719 \times 10^{-7} u(T)]^2 + [-1 \times 10^{-8} u(H)]^2. \quad (10)$$

在精密环控实验室中,用来测量温度、气压和湿度的传感器不确定度范围分别是:气压计的不确定度为 $\pm 10$  Pa,热电偶不确定度为 $\pm 0.01$  °C,湿度计不确定度为 $\pm 1.7\%$ 。将这些值代入(8)式和(10)式中,即可得到不确定度 $u_3$ 的值为 $27.1$  nm( $F=1.5$ )。对于 $F=0.82$ 的TS,由于死区长度为 $1102.6$  mm,则不确定度 $u_3$ 约为 $36.3$  nm。这里忽略了(8)式中的第二项不确定来源,这是因为在曲率半径测量中进行环境补偿后,可以认为 $\Delta n=0$ 。

#### 4.4 环境

在测量过程中,环境波动主要引起空气折射率变化,从而使光程差发生改变,引入位移测量不确定度。环境波动影响空气折射率的方式主要有两种,1)测量环境的温度、气压及湿度随时间变化,引起空气折射率的改变。当空气折射率增大时(如温度降低),空气中的光波波长减小,使测得位移量大于实际值,位移误差表达式如(11)式,与之相对应的不确定表达式如(12)式所示,此处的 $r$ 为测得曲率半径值。由于环境的温度、气压及湿度的实时补偿,使得(12)式中右边的第二项为零。结合(10)式,对曲率半径为 $25.40083$  mm的小球而言,计算得出环境的温度、气压及湿度等引入的曲率半径测量不确定度为 $0.84$  nm。2)气流扰动对空气折射率的调制。文献[9-11]研究了空气扰动对光程差的影响,在精密环控实验室中,气流扰动引起局部的气压波动,对空气折射率进行调制<sup>[11]</sup>。利用文献[11]中大量的实验测量结果,估算出在最坏情况下,精密环控实验室中(空气流速约为 $0.2$  m/s),无封闭测量的单路DMI在短时间内的不确定度约为 $6.0$  nm。假设该不确定度满足均匀分布,则 $1\sigma$ 对应的不确定度为 $3.5$  nm。综合考虑影响环境的两种方式,环境引起的测量不确定度 $u_4=3.6$  nm。

$$\Delta L = \Delta n \cdot r, \quad (11)$$

$$u_4^2 = r^2 u^2(\Delta n) + \Delta n^2 u^2(r). \quad (12)$$

#### 4.5 激光器系统

在外差激光器系统中影响位移测量不确定度的因素包括激光器波长的稳定性,激光器光束偏振度,偏振混合误差,热膨胀效应产生的误差,电子器件线性度等。这些不确定度来源是所有外差线性位移干涉仪的固有属性。生产商为该激光器系统提供的与上述5种

不确定度因素相对应的参数值分别为 $\pm 0.006$  nm,  $\pm 0.5$  nm,  $\pm 2.0$  nm,  $\pm 18.0$  nm/°C,  $\pm 0.3$  nm。

在此处还需要考虑双频激光的光轴与偏振分光棱镜(PBS)的光轴不重合导致的误差,当激光的偏振轴绕PBS的光轴发生转动时就会产生混频,从而导致测量信号发生周期或者圆误差,根据生产商提供的数据分析得到该误差范围是 $\pm 1.8$  nm。

假设上述不确定度因素均为均匀分布,利用(13)式对以上六个不确定度因素进行合成(假定各因素之间是不相关的),环境温度变化范围是 $\pm 0.02$  °C,得到合成不确定度 $u_5=1.6$  nm。

$$u_5^2 = \left( \frac{0.006}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{0.5}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{2}{\sqrt{3}} \right)^2 +$$

$$\left( \frac{18 \times 0.02}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{0.3}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{1.8}{\sqrt{3}} \right)^2. \quad (13)$$

#### 4.6 直线度误差

当待测件从共焦位置移动到猫眼位置时,运动导轨的直线度误差会引入曲率半径测量不确定度。直线度误差引入曲率半径测量误差的表达式如(14)式,其中 $\delta$ 为运动导轨的直线度误差, $r$ 为曲率半径。对(14)式取泰勒级数展开的一次项,得到不确定度的表达式(15)式。由于导轨直线度误差 $\delta$ 相对曲率半径 $r$ 很小,因此(15)式右边第一项可近似为 $u^2(\bar{r})(n$ 次曲率半径测量的变化量),由于该变化量已经包含在不确定度分析的各项中,在此处不做单独分析。导轨直线度误差 $\delta$ 是由水平方向( $x$ )和垂直方向( $y$ )的直线度误差共同决定的,利用Renishaw公司提供的直线度测量系统,测量得到工件台 $x, y$ 方向上的直线度误差分别为 $\pm 5$   $\mu\text{m}$ ,  $\pm 12$   $\mu\text{m}$ 。将小球曲率半径名义值 $25.40083$  mm代入(15)式中,即可得到不确定度 $u_6=3.8$  nm。

$$e = r(\cos \gamma - 1), \quad \gamma = \arcsin \frac{\delta}{r}, \quad (14)$$

$$u_6^2 = u^2(\bar{r}) \cos^2 \gamma + \bar{r}^2 \sin^2 \gamma \cdot u^2(\gamma). \quad (15)$$

#### 4.7 面形 PMI 系统误差

位相测量误差通过多种方式影响曲率半径测量:1)光源波长的不确定度有直接的影响;2)位相判定以及解包裹算法会引入非线性功率(power)误差;3)成像系统的畸变会破坏测量数据。这些误差源都是高级系统特性,在立式干涉仪曲率半径测量

系统中,这三个误差源可以忽略;4)非理想球面波对曲率测量的影响。在曲率半径测量中,PMI产生的非理想球面波经TS出射后,波前像差会直接附加到待测面上,从而影响共焦零位置的判读,引入测量不确定度。

根据文献[8]的仿真分析可知:当波前的球差为633 nm时,对于曲率半径名义值为25 mm的小球,仅产生45 nm的正向偏差;增加同等量级的旋转变换项(彗差和像散)像差,曲率半径仅仅在纳米量级变化。利用哈特曼传感器测得干涉仪波前球差优于60 nm,因此,对于 $F=1.5$ 以及 $F=0.82$ 的TS,透射波前引入的曲率半径不确定度为5.0 nm。在实际测量中,将TS参考面的像差从待测面面形误差中分离出来,就能降低该不确定度。

#### 4.8 通光口径变化

在对比两个不同TS测量小球曲率半径时,需考虑PMI出射球面波入射角大小的变化。球面表面测量口径的变化,以及面形误差中的旋转变换项(如球差)的变化,会使矢高和最佳拟合球曲率半径发生明显变化,这就直接导致测得曲率半径产生偏差,该偏差的估计可以通过以下过程实现:

表2 不同TS在不同测试口径下曲率半径测量不确定度

Table 2 Uncertainty for radius measurement under different TS at different apertures

$F$	$r$ /mm	$a$ /mm	$v_{\text{sag-nom}}$ /mm	$v_{\text{sag-error}}$ /nm	$r_{\text{new}}$ /mm	Bias /nm	$u_9$ /nm
1.5	25.40083	14.146306	1.004669	2.20	25.400782	48.5	2.4
0.82	25.40083	15.690168	1.241839	1.46	25.400820	10.0	0.5

#### 4.9 表面面形引入的误差

曲率半径被定义为被测件整个通光口径内最小二乘法最佳拟合球的曲率半径。实验中,这一测量是通过测量共焦和猫眼之间位移量来实现的。在共焦位置,Zernike系数中的power项表征最佳拟合球与待测面的偏离量,零值位置则对应从干涉仪出射的球面波与调整后待测面最佳拟合球完全重合的位置。在猫眼位置,power项为零的位置对应猫眼共焦点与待测表面中心一致的位置。如果待测面不理想,则表面中心位置会远离最佳拟合球面,如图3所示。这种偏离必须从测量中去除,并且计算出残留的不确定度。

假设待测表面与最佳拟合球表面都在 $x, y, z$ 坐标系中,面形误差校正项 $z(x_0, y_0)$ 由测量面形误差确定, $z_m(x_0, y_0) = z(x_0, y_0) + \epsilon$ ,其中 $\epsilon$ 是测量噪声。在 $z(x_0, y_0)$ 测量中,除去主要偏差,则 $\epsilon$ 为0。对面形校正起主要作用的有两部分——测量噪声和猫眼共焦位置之间运动导轨的直线度误差引入

1) 在共焦位置测量不同TS下待测球面的面形误差,该面形误差中不包含TS参考面的误差(采用旋转平移绝对标定<sup>[12]</sup>的方法对参考面进行标定,然后除去),并且除去tip/tilt和power项。

2) 从测得的面形误差中取出Zernike power项系数 $a_2^0$ ,利用(16)式计算出sag偏差:

$$v_{\text{sag-error}} = 2 \cdot a_2^0 \cdot 632.8. \quad (16)$$

3) 将sag的名义值 $v_{\text{sag-nom}}$ 与(15)式计算得到的偏差值相加,得到新的 $v_{\text{sag-new}}$ 值,利用下式计算得到 $r_{\text{new}}$ :

$$r_{\text{new}} = \frac{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + v_{\text{sag-new}}^2}{2 \cdot v_{\text{sag-new}}}. \quad (17)$$

式中 $a$ 为测试口径(在16 mm直径mask下,面形误差图中所显示的口径大小)。在 $F=1.5$ 和 $F=0.82$ 的TS下对SiC小球进行测试时的参数设置、测得的sag值以及计算得到的sag偏差及曲率半径偏差等如表2所示。为了减小测量口径引入的误差,利用不同TS测试时,选取的测试口径尽量一致。

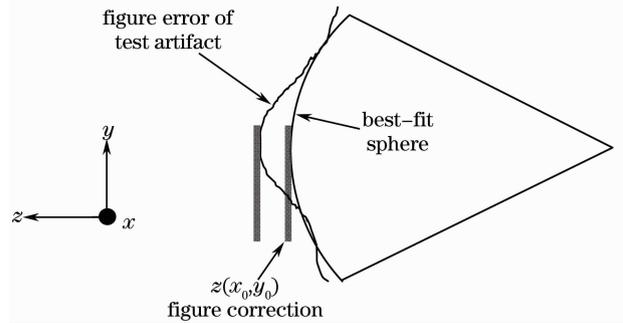


图3 待测面面形误差引入的曲率半径偏差

Fig. 3 Radius bias introduced by tested part figure error  $z(x_0, y_0)$ 的可能误差,面形误差主要是在猫眼测量中引入 $x-y$ 的位置误差,相应的表达式为

$$u_9^2 = \left[ \frac{\partial z_m(x_0, y_0)}{\partial x_0} u(\delta_x) \right]^2 + \left[ \frac{\partial z_m(x_0, y_0)}{\partial y_0} u(\delta_y) \right]^2 + u^2(\epsilon). \quad (18)$$

式中右边前两项是由于导轨运动误差导致的,灵敏度系数分别由 $x, y$ 方向待测件中心面形误差的斜率

决定,  $u(\delta_{x/y})$  则表示相应方向上的导轨直线度不确定; 第三项则表示单个像素或者位相图中心附近噪声变化, 通过大量的面形测量数据统计得到。利用文献[8]中提到的方法, 直接取出中心面形误差在  $x, y$  方向上的斜率值, 然后乘以该方向上的直线度误差, 得到前两项大小, 再结合测量噪声, 最终估算出  $u_9$  约为 0.5 nm。

#### 4.10 零位置判读误差

在曲率半径测量中, 共焦和猫眼位置很难实现严格的零腔, 即 Zernike 系数中 power 项为零。而零位置附近 power 值与位移量之间有很好的线性关系, 可用(19)式的线性方程表示。其中  $a_2^0$  为 power 值,  $b$  为常数项,  $c$  为斜率, 相对位移量为  $z$ ,  $E$  为测量值与拟合值之间的偏差,  $s$  为标准偏差,  $m$  为测量次数。

$$a_{2i}^0 = b + c \cdot z_i + E_i, \quad (19)$$

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m E_i^2}{m-1}}. \quad (20)$$

利用拟合直线方程(19)式, 就能计算出猫眼和共焦的理论零位置  $z_{\text{null}}$  ( $z_{\text{null}} = -b/c$ ) 以及存在误差时的最大和最小零位置  $z_{\text{null,max/min}}$ , 其表达式如(21)式。曲率半径定义为共焦零位置与猫眼零位置之间的距离, 因此利用(21)式计算得到曲率半径的范围是  $[z_{\text{confocal,max}} - z_{\text{cat,min}}, z_{\text{confocal,min}} - z_{\text{cat,max}}]$ 。由曲率半径的范围, 进一步可求出三个 DMI 共同作用下,  $1\sigma$  对应的不确定度  $u_{10}$ 。将待测件在猫眼和共焦零位置附近做小位移量运动, 每运动到一定位置时, 记录该位置处的 power 值和位移量, 然后将这一系列的 power 值与对应的位移值进行最小二乘法拟合, 即可求出  $b, c, S$  的值, 最后计算得到  $F=1.5$  与  $F=0.82$  的 TS 零位置不确定度分别为 54.0 nm, 60.8 nm。

$$z_{\text{null,max/min}} = \frac{-b \pm S}{c}. \quad (21)$$

以上 10 种不确定度仅仅从几何光学模型的角度

进行分析, 如果考虑物理光学模型, 则还需考虑高斯光束形状以及衍射效应等的影响, 此处不做分析。

#### 4.11 不确定度合成

详细分析了在精密环控实验室中, 利用立式干涉仪对曲率半径为 25.40083 mm 的 SiC 小球进行曲率半径测量的各项误差源及误差源带来的测量不确定度大小。假设各不确定度之间的相关系数为零, 利用 RSS 合成法则<sup>[13]</sup> 计算得到  $F=1.5$  与  $F=0.82$  TS 下, 小球曲率半径测量不确定度 ( $1\sigma$ )  $u_c$  分别为 61.6 nm, 71.8 nm。该不确定度值小于  $0.1 \mu\text{m}$ , 进一步说明该系统满足亚微米量级曲率半径测量精度要求。对于扩展不确定度  $U$ , 则可通过标准不确定度  $u_c$  乘以覆盖因子  $k$  计算得到 (假设是正态分布,  $k=2$  时, 定义该区间内置信水平约为 95%)。

### 5 交叉检测

为了验证立式干涉仪曲率半径测量结果的正确性, 利用坐标测量机 (CMM) 对 SiC 小球曲率半径进行了多次测量, 每次测量前对 CMM 的探针进行标定, 多次测量结果如表 3 所示。5 次曲率半径测量的均值为 25.400720 mm, 测量重复性为 39 nm ( $1\sigma$ )。由于 CMM 的测量环境与干涉仪测量环境温度不同, 需考虑热膨胀 (SiC 材料热膨胀系数为  $4.76 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) 对曲率半径测量的影响。以干涉仪所处环境 ( $22 \pm 0.02$ )  $^\circ\text{C}$  为基准, 将 CMM 法测得的曲率半径进行补偿, 转化为  $22$   $^\circ\text{C}$  下小球的曲率半径值。经补偿后, SiC 小球曲率半径为 25.400940 mm。虽然 CMM 在测量一部分球冠光学零件的曲率半径时精度不高, 但是测量半球和大于半球的光学零件时, 其测量精度优于  $0.5 \mu\text{m}$ , 因此往往认为 CMM 测得球体的曲率半径更接近真实值<sup>[8]</sup>。比较 CMM 与立式干涉仪测量同一小球曲率半径值, 如图 6 所示, 两种方法测量得到的曲率半径值很接近, 数值上仅相差约  $0.11 \mu\text{m}$ , 证明了干涉仪测量结果的正确性。

表 3 CMM 法测得 SiC 小球曲率半径

Table 3 Radius of SiC sphere measured by CMM

Number	Actual radius /mm	Normal radius /mm	Deviation /nm	Temperature / $^\circ\text{C}$
1	25.400667	25.400000	667	19.998
2	25.400679	25.400000	679	20.103
3	25.400743	25.400000	743	20.224
4	25.400761	25.400000	761	20.201
5	25.400753	25.400000	753	20.345

## 参 考 文 献

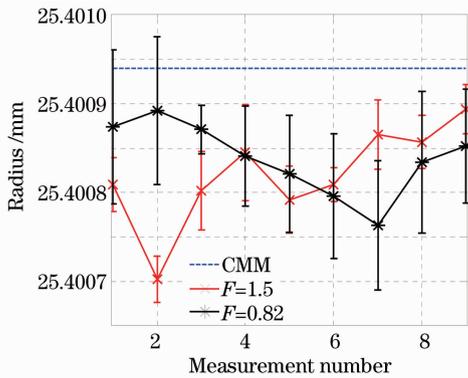


图 4 CMM 法与立式干涉仪测量结果对比

Fig. 4 Comparison of measured results with CMM  
& vertical Fizeau type interferometer

## 6 结 论

通过大量的实验测试和理论分析证明了所搭建的立式干涉仪系统达到了亚微米高精度曲率半径测量要求。利用不同 TS 对一系列光学零件的曲率半径进行测试,证明了该系统的可靠性;然后以 SiC 小球为例,分析了立式 Fizeau 干涉仪在曲率半径测量过程中产生的不确定项,对各项不确定度的大小进行了计算分析。从计算的结果发现,主要不确定度项是死区误差(不确定度范围:27.12~36.3 nm)和猫眼一共焦零位置判定(不确定度范围:54.0~60.8 nm),合成的总不确定度大小约为  $0.13 \mu\text{m}$  ( $k=2$ ),这一结果进一步说明该曲率半径测量系统满足亚微米级精度测量要求。最后,利用三坐标测量机对小球的曲率半径进行交叉测量,测量结果与立式干涉仪系统的测量结果仅相差  $0.11 \mu\text{m}$ ,验证了立式干涉仪系统测量结果的正确性。

- Hu Dawei, Li Yanqiu, Liu Xiaolin. Optical design of hyper numerical-aperture Schwarzschild projection lithographic lens [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(1): 0122004.  
胡大伟,李艳秋,刘晓林. 超高数值孔径 Schwarzschild 投影光刻物镜的光学设计[J]. *光学学报*, 2013, 33(1): 0122004.
- Lü Bo, Liu Weiqi, Kang Yusi, *et al.*. Design of all spherical surfaces zoom lithographic system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(6): 0622001.  
吕博,刘伟奇,康玉思,等. 全球面变焦光刻系统设计[J]. *光学学报*, 2013, 33(6): 0622001.
- Chen Li. The Research of Single Frequency Laser Interference for Spherical Radius of Curvature Measurement [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2005.  
陈莉. 球面曲率半径的单频激光干涉测量研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2005.
- Neil Gardner, Angela Davies. Self-calibration for micro-refractive lens measurements [J]. *Opt Eng*, 2006, 45(3): 033603.
- Xu Yongxiang, Chen Lei, Zhu Rihong, *et al.*. Study on the measurement of radii of curvature of mini-spheres [J]. *Chinese J Scientific Instrument*, 2006, 27(9): 1159-1162.  
徐永祥,陈磊,朱日宏,等. 微小球面曲率半径的测量研究[J]. *仪器仪表学报*, 2006, 27(9): 1159-1162.
- Wang Xiaokun, Zheng Ligong. A method for testing radius of curvature of optical spheric surface [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(8): 0812011.  
王孝坤,郑立功. 一种精确测量光学球面曲率半径的方法[J]. *光学学报*, 2011, 31(8): 0812011.
- Lars A Selberg. Radius measurement by interferometry [J]. *Opt Eng*, 1992, 31(9): 1961-1966.
- Tony L Schmitz, Angela D Davies, Chris J Evans. Uncertainties in interferometric measurements of radius of curvature [C]. SPIE, 2001, 4451: 432-447.
- N Bobroff. Recent advances in displacement measuring interferometry [J]. *Meas Sci & Technol*, 1993, 4(9): 907-926.
- W T Estler. High-accuracy displacement interferometry in air [J]. *Appl Opt*, 1985, 24(6): 808-815.
- N Bobroff. Residual errors in laser interferometry from air turbulence and nonlinearity [J]. *Appl Opt*, 1987, 26(13): 2676-2682.
- Su Dongqi, Miao Erlong, Sui Yongxin, *et al.*. Absolute surface figure testing by shift-rotation method using Zernike polynomials [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(15): 3198-3200.
- International Organization for Standardization. A Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement [S]. Geneva, 1995.

栏目编辑: 何卓铭