

基于色散干涉图像的拼接望远镜共相零位标定方法研究

颜召军 陈欣扬 郑立新 丁媛媛 朱能鸿

Zero co-phasing reference calibration method based on dispersed interferogram for segmented mirror telescope

Yan Zhao-Jun Chen Xin-Yang Zheng Li-Xin Ding Yuan-Yuan Zhu Neng-Hong

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 199501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.199501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.199501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于残差矩阵估计的稀疏表示目标跟踪算法

[Visual tracking based on the estimation of representation residual matrix](#)

物理学报.2016, 65(19): 194201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194201>

基于激光散斑成像的零件表面粗糙度建模

[Surface roughness modeling based on laser speckle imaging](#)

物理学报.2015, 64(23): 234203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.234203>

基于光栅色散干涉条纹的菲佐光干涉望远镜共相检测方法研究

[Co-phasing detecting method based on grating dispersed fringe for Fizeau optical interferometric telescope](#)

物理学报.2015, 64(14): 149501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.149501>

基于指导滤波的图像盲复原算法

[Guided filter-based blind image restoration method](#)

物理学报.2015, 64(13): 134202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134202>

基于 AR 模型搜索迭代算法的望远镜跟踪误差分析

[Analysis of tracking error of telescope based on AR-search-iteration algorithm](#)

物理学报.2014, 63(17): 179501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.179501>

基于色散干涉图像的拼接望远镜共相零位标定方法研究*

颜召军[†] 陈欣扬 郑立新 丁媛媛 朱能鸿

(中国科学院上海天文台光学天文技术研究室, 上海 200030)

(2016年6月6日收到; 2016年7月15日收到修改稿)

镜面拼接是一种提高望远镜分辨率的有效方法, 拼接子镜间的相位平移误差是影响拼接望远镜成像质量的重要因素. 针对当前拼接望远镜中的共相问题, 提出了色散干涉图像峰值比值为评价函数的共相零位标定方法. 以两个子镜为研究对象, 对该共相零位标定方法进行了仿真验证, 并搭建了两孔径共相零位标定实验平台, 验证了基于色散干涉图像的拼接望远镜共相零位标定方法的可行性. 实验结果表明, 该方法不受 2π 模糊性问题影响, 可在几百微米共相误差范围内以10 nm左右精度对共相零位进行标定, 解决了现有标定方法动态范围受限的问题.

关键词: 拼接望远镜, 平移误差, 色散干涉, 共相

PACS: 95.55.Cs, 42.30.Va, 42.15.Fr, 42.87.-d

DOI: 10.7498/aps.65.199501

1 引言

望远镜空间分辨率与其口径成正比, 口径越大, 望远镜分辨率越高. 然而受制造工艺、制造成本等因素限制, 目前世界上单镜面望远镜的最大口径为8.4 m^[1]. 建造更大口径望远镜通常采用镜面拼接技术. 镜面拼接技术已经成功应用于Keck望远镜^[2]、大天区面积多目标光纤光谱天文望远镜 (large sky area multi-object fiber spectroscopy telescope, LAMOST)^[3]. 下一代巨型望远镜也都相继采用镜面拼接技术, 如30 m望远镜 (thirty meter telescope, TMT)^[4]、大麦哲伦望远镜 (giant magellan telescope, GMT)^[5] 和欧洲极大望远镜 (the european extremely large telescope, E-ELT)^[6].

目前, 拼接望远镜获得衍射极限分辨率的关键是对各子镜间相位平移误差进行精确检测且将各子镜间相位平移误差控制在很小范围内, 尤其在可

见光波段, 相位平移误差需控制在30 nm以内^[7]. 重力形变、风速、温度等因素都会导致各子镜相对位置发生变化. 目前检测各子镜位置较为成熟精确的方法是利用电学边缘传感器, 然而此类传感器只能测量子镜间的相对位移, 不能直接测量子镜间的绝对距离. 拼接望远镜子镜共相时需先采用光学检测方法对子镜间的共相位置进行标定 (即绝对共相零位标定), 然后再使用电学边缘传感器对变化的平移误差进行检测, 进而对子镜位置进行闭环控制, 最终使得各个子镜处于共相状态. Keck望远镜采用宽带夏克-哈特曼法和窄带夏克-哈特曼法相结合的策略对子镜间的共相参考零位进行粗标定和精确标定^[8-10]. 宽带夏克-哈特曼法需采用不同带宽与中心波长的滤光片, 检测精度约为60 nm, 检测范围可达几十微米, 通常用于粗共相标定. 改进优化后的窄带夏克-哈特曼法检测精度提高到几个纳米, 但由于采用了单色光, 其检测范围仅为一个波长, 一般用于精确共相标定^[7]. Shi等^[11-13]设计了一种色散条纹传感器, 并在Keck望远镜上对

* 国家自然科学基金 (批准号: 11403079) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: zhaojunyan@shao.ac.cn

其进行了实验验证, 其测量范围约为1—16 μm , 检测精度优于0.1 μm , 但当绝对平移误差小于半个波长时, 该传感器无法正常工作. 张勇等^[14]对色散条纹哈特曼传感器共相技术进行了研究, 在15 μm 的测量范围内获得了20 nm的检测精度, 但当绝对平移误差小于半个波长时, 该方法无法正常工作, 需借助于其他检测方法. 罗群等^[15]将相位差法应用于平移误差检测, 在一个波长范围内获得了 $\lambda/20$ 的检测精度. 欧洲南测天文台科研人员利用四棱锥波前传感器对拼接子镜间的相位平移和倾斜误差进行探测, 实验中在半个波长范围内获得了10 nm的闭环校正精度^[16]. 由于四棱锥波前传感器通常工作在闭环状态, 为了从光瞳像中准确地提取子镜间的相位平移误差, 需要事先对响应矩阵进行精确测量, 这一测量过程需要在子镜精确共相的条件下进行, 即需要事先对子镜共相零位进行精确标定. 刘政等^[17]提出了一种基于远场相似度的稀疏光学合成孔径系统共相探测新测法, 目前只在一个波长探测范围内对该方法进行了实验验证^[18]. 颜召军等^[19]提出了基于光栅色散干涉条纹的斐索光干涉望远镜共相检测方法. 然而, 文献^[16—20]中所述的检测方法在实际应用时都需要事先在共相条件下对干涉条纹峰值位置进行精确标定, 而后才能执行检测. 因此, 子镜共相零位的标定成为共相检测中需要解决的关键问题.

为解决拼接望远镜子镜间相位平移误差现有检测方法存在的 2π 模糊性和动态范围受限问题, 本文提出了基于色散干涉图像的共相零位精确标定方法, 并对其检测精度和检测范围进行了仿真分析与实验验证. 该方法具有10 nm左右的标定精度与几百微米的动态范围, 为拼接望远镜相位平移误差检测技术的进一步研究提供参考.

2 理论基础及模型

2.1 理论模型

对于多子镜拼接望远镜中的共相零位标定问题, 通常以中心子镜为参考零位, 直接或间接测量其他各子镜相对于中心子镜的相位平移误差. 因此, 对于拼接望远镜中多个子镜间的共相零位标定问题需要解决的还是两子镜之间的共相零位标定问题. 本文将两个子镜为研究对象, 对其共相零

位标定问题进行研究.

图1中2个圆形子镜中心间距(沿基线方向)为 $2R$, 其形状因子为 $q(\xi, \eta)$, 当只考虑子镜平移误差时, 单色光条件下其远场强度分布为^[11—13]

$$I(x, y) = \frac{2}{(\lambda f)^2} \left| Q \left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f} \right) \right|^2 \times \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta + 2\pi R y \right) \right], \quad (1)$$

其中, (ξ, η) 表示光瞳面坐标, $Q(x, y)$ 为 $q(\xi, \eta)$ 的二维傅里叶变换, δ 为两子镜之间的平移误差, f 为系统等效焦距, λ 为波长. 由(1)式可知两个子镜构成的光学系统在单色光条件下的远场强度分布 $I(x, y)$ 由子镜形状因子和子镜间的平移误差决定. 图2给出了在单色光条件下, 平移误差在 $(-\lambda/2, \lambda/2]$ 范围内以 $\lambda/10$ 步长变化时远场干涉图像形态变化情况. 图3是干涉图像的第二峰值与第三峰值之比随平移误差变化情况. 由图2和图3可知, 平移误差在 $(-\lambda/2, \lambda/2]$ 范围内变化时, 当且仅当平移误差为零时, 第二峰值与第三峰值强度比值取得极小值. 因此, 可以通过第二峰值与第三峰值的比值来标定共相零位的位置. 但由于采用了单色光, 此时共相零位标定存在 2π 模糊性问题.

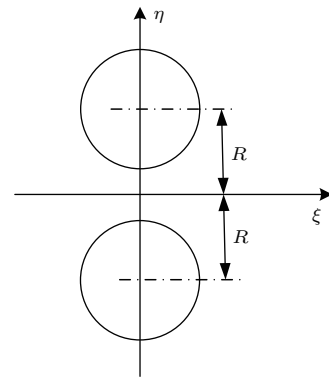


图1 两圆形子镜参数

Fig. 1. Parameters of two circle segmented mirrors.

由于单波长无法解决共相零位标定中的 2π 模糊性问题, 需要在宽带光条件下实现共相零位标定. 当目标光为宽带光时, 系统远场强度分布为各单色光成分远场强度的叠加:

$$I(x, y) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} S(\lambda) \frac{2}{(\lambda f)^2} \left| Q \left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f} \right) \right|^2 \times \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta + 2\pi R y \right) \right] d\lambda, \quad (2)$$

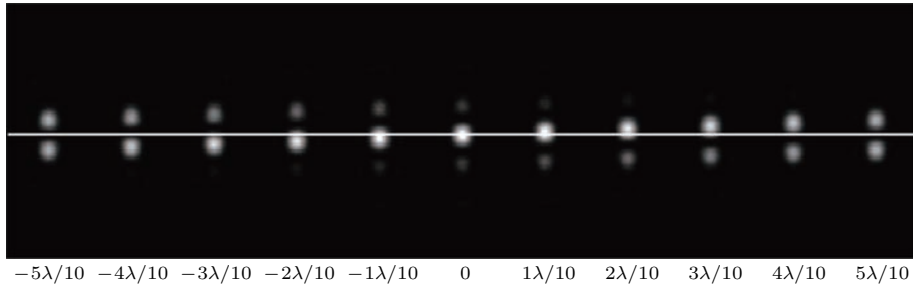


图2 单色光条件下两圆形子孔径干涉图随光程差变化

Fig. 2. Monochromatic interferograms versus piston errors for two circle segmented mirrors.

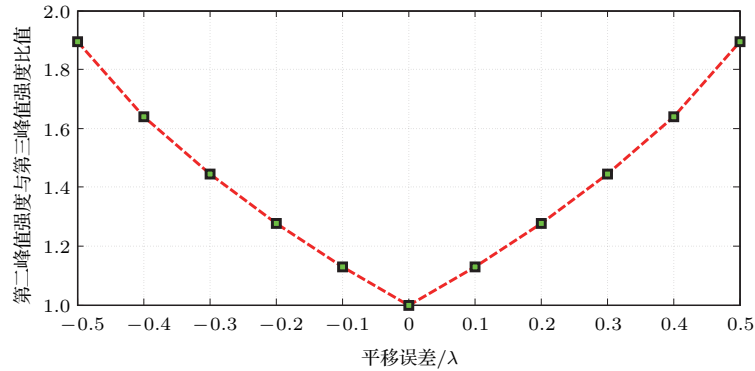


图3 第二峰值与第三峰值之比随平移误差变化

Fig. 3. The ratios of the second peak to the third peak versus piston errors.

其中, λ_{\min} , λ_{\max} 分别为宽带光的上、下限; $S(\lambda)$ 表示宽带光的光谱强度^[19]. 对于中心波长为 λ_0 , 带宽为 $\Delta\lambda$ 宽带光, 其干涉长度为 $l = \lambda_0^2/\Delta\lambda$. 假如中心波长 $\lambda_0 = 600$ nm, 带宽 $\Delta\lambda = 100$ nm, 则干涉长度 $l = 3.6$ μm , 此时共相零位标定范围约为 3.6 μm ; 减小光源带宽可以提高共相零位标定范围, 例如取带宽 $\Delta\lambda = 10$ nm 时, 光源干涉长度 $l = 36$ μm , 此时共相零位标定范围约为 36 μm , 但带宽太小时共相零位标定又会受 2π 模糊性问题影响^[20]. 为了彻底解决共相零位标定中的 2π 模糊性与动态范围受限问题, 本文提出基于色散干涉图像的共相零位标定方法.

2.2 基于色散干涉图像的共相零位标定方法

基于色散干涉图像的共相零位标定方法原理如图 4 所示. 图 4 中点光源发出的光经过透镜后在子镜(子镜 1 和子镜 2)焦点处会聚, 然后依次经过子镜和分光镜的反射, 进入到光阑, 之后经过光栅和成像透镜在相机上形成干涉图像. 光栅色散方向

需要与光阑孔径基线方向垂直. 此时相机上的干涉图像光强分布为

$$I(x, y) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} 2S(\lambda)Q_{\text{FT}}^2 \left(\frac{x - x(\lambda)}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f} \right) \times \left\{ 1 + \cos \left[2\pi \left(\frac{\delta}{\lambda} + Ry \right) \right] \right\} d\lambda, \quad (3)$$

其中, Q_{FT} 为光阑的二维傅里叶变换; $x(\lambda)$ 反映了色散元件对不同波长光束的色散特性^[11]. 由 (3) 式可知, 色散元件对不同波长的光色散偏转角度不同, 探测器上采集的色散干涉图像在 x_c 位置处沿 y 方向的一维色散干涉子条纹的光强分布近似表达为^[11]

$$I(x_c, y) = 2S(\lambda)Q_{\text{FT}}^2 \left[\frac{y}{\lambda(x_c)f} \right] \times \left\{ 1 + \gamma \cos \left[\frac{2\pi\delta}{\lambda(x_c)} + 2\pi Ry \right] \right\}, \quad (4)$$

其中, γ 表示条纹清晰度. 一维色散干涉子条纹 $I(x_c, y)$ 是波长为 $\lambda(x_c)$ 光束形成的干涉条纹与相邻波长为 $\lambda(x_c + \Delta x)$ 的宽带光形成的干涉条纹的叠加. 当色散元件色散能力足够强, 平移误差较小时, 波长为 $\lambda(x_c)$ 光束形成的干涉条纹与其相邻波

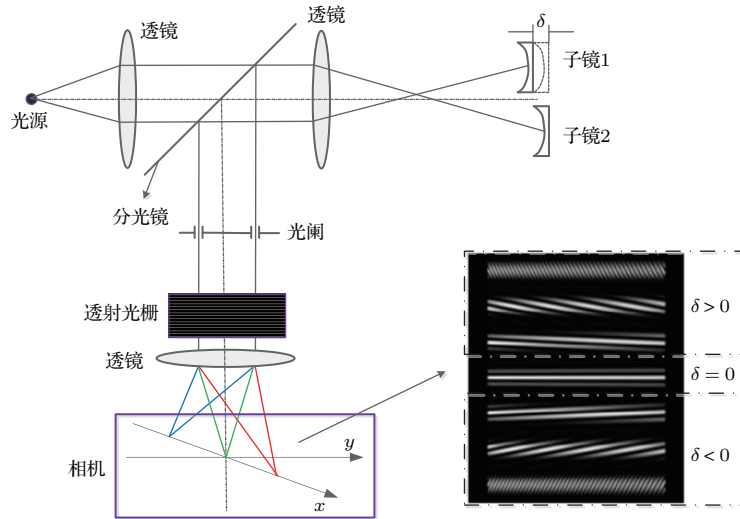


图4 (网刊彩色) 基于色散干涉图像的共相零位标定方法原理

Fig. 4. (color online) Schematic diagram of zero co-phasing reference calibration method based on dispersed interferogram.

长为 $\lambda(x_c + \Delta x)$ 宽带光形成的干涉条纹具有相同的条纹形态和相位平移误差, 此时条纹的清晰度 $\gamma \approx 1$; 当平移误差逐渐增大时, 波长为 $\lambda(x_c)$ 光束形成的干涉条纹与其相邻波长为 $\lambda(x_c + \Delta x)$ 宽带光形成的干涉条纹差异逐渐增大, 干涉条纹的清晰度 γ 随着平移误差的增大而减小; 当平移误差增大到一定数值时, 整个色散干涉图像变得模糊, 条纹清晰度 γ 降为零.

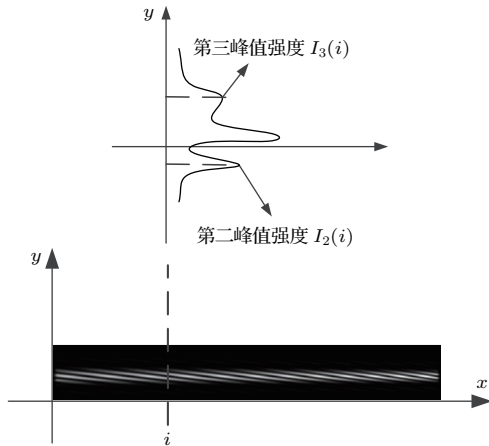


图5 一维色散干涉子条纹及二维色散干涉图

Fig. 5. Illustration of one-dimensional dispersed sub-fringe and two-dimensional dispersed interferogram.

图5中是仿真得到的宽带光条件下两子镜系统形成的色散干涉图像. 图5中假定色散干涉图像宽度为 N pixels (沿色散方向, 即 x 方向, 与基线方向垂直), 取出(从左至右)第 i 列(沿 y 方向)的一维色散干涉子条纹, 其第二峰值与第三峰值之

比 $T(i)$ 为

$$T(i) = \frac{I_2(i)}{I_3(i)}, \quad (5)$$

其中, $I_2(i)$, $I_3(i)$ 分别为第 i 列(沿 y 方向)的一维色散干涉子条纹第二峰值和第三峰值, 如图5所示. 由其定义可知, $T(i) \geq 1$. 定义目标函数:

$$J = \sum_{i=1}^N [T(i) - 1]. \quad (6)$$

结合图3和(5)式可知, 当且仅当 $\delta/\lambda(i)$ 为整数时, $T(i)$ 取得最小值, 那么对于所有的 $i = 1, \dots, N$, 当且仅当 $\delta/\lambda(i)$ 为整数时, J 才取得最小值. 由于采用了宽带光, 即 $|\lambda(N) - \lambda(1)| > 0$, 因此当且仅当 $\delta = 0$ 时, J 才取得最小值, 且理论上 J 最小值为零. 利用(6)式定义的目标函数对两子镜间共相零位进行标定, 标定过程为: 让一块子镜以较小步长平移以产生平移相差(称为步长扫描法); 采集子镜在每个平移位置处形成的色散干涉图像(第 k 个位置的图像用 $I_{\text{img}}(k)$ 表示); 利用(5)和(6)式计算 $I_{\text{img}}(k)$ 的目标函数值 J_k ; J_k 取最小值时的位置即为标定得到的共相零位位置.

3 共相零位标定仿真

3.1 仿真主要参数

为了验证上述色散干涉共相零位标定方法, 本文做了数值仿真验证实验. 仿真参数: 光栅

刻线数目为300 grooves/mm, 两圆形子镜直径为2 mm, 其几何中心间距为5 mm, 成像透镜焦距为400 mm, 光源中心波长 $\lambda_0 = 600$ nm, 带宽 $\Delta\lambda = 80$ nm, 采用分辨率为2 K的相机, 像元 $\text{pixel} = 5.5 \mu\text{m}$, 像元深度为14位. 相机采集图像最大灰度值约为16000, 仿真中色散干涉图像最大灰度值约为12000. 干涉图像中加入高斯白噪声, 均值为500, 其方差为100(下文实验中使用的相机噪声参数优于仿真中的相机噪声参数). 平移误差变化范围为0.001—100 μm .

3.2 标定精度

产生不同大小平移误差时的色散干涉图像, 根据(5)和(6)式计算其目标函数 J 值, 计算结果如图6所示. 图6横坐标为平移误差大小, 范围从0.001—100 μm , 纵坐标为目标函数值 J . 由图6可知, 当平移误差大于1 μm 时, 目标函数值 J 基本稳定在 10^3 量级; 当平移误差小于300 nm (即在半个波长以内)时, 目标函数值 J 随平移误差减小而减小; 当平移误差为1 nm时, 目标函数值 J 取得最小值, 将目标函数值 J 取最小值时的位置作为共相零位参考位置, 此时得到得共相零位标定误差为1 nm.

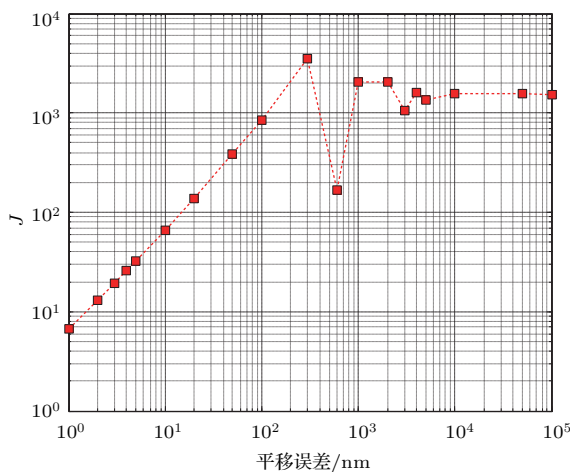


图6 目标函数值随平移误差变化情况

Fig. 6. The cost function versus piston error.

3.3 标定范围

前期研究表明: 平移误差的正负决定了色散干涉条纹方向, 可通过色散干涉条纹方向来判断平移误差的正负; 平移误差大小决定了色散干涉条纹疏密程度, 平移误差越大, 条纹越密; 反之, 条纹越稀

疏^[19]. 将以上研究结果用于共相零位标定可以减少步长扫描时间, 具体来说就是通过色散条纹方向来平移子镜, 使之朝着共相误差减小的方向移动, 直到肉眼难以判断色散条纹方向, 然后采用较小步长扫描来获取各个扫描位置色散干涉图像, 之后采用上述方法对色散干涉图像进行处理, 最终标定共相零位.

4 共相零位标定实验

4.1 实验装置

针对两子镜之间的共相零位标定问题进行了实验验证, 实验装置如图7所示. 光源为NKT超连续谱激光光源, 其功率和输出带宽可调. 光源利用多模光纤将宽带光输出至离轴抛物镜(图7中的准直镜)以产生平行光束. 平行光束传输至立方棱镜1和立方棱镜2后被其反射, 再经分光棱镜后进入双孔光阑. 来自双孔的光束经过反射光栅后发生色散, 其1级衍射光束经过消色差透镜后, 在位于透镜焦点处的相机上形成色散干涉图像. 立方棱镜1固定在三维调整架上, 可沿水平向和竖直向移动. 立方棱镜2固定在PI公司纳米扫描台(型号P-753)上, 扫描台以纳米精度的步长运动以产生平移误差. 扫描台被固定在一个可调俯仰和偏转的位移台上以调整立方棱镜2的倾斜. 实验中光源中心波长为600 nm, 带宽为80 nm, 反射光栅刻线数目为300 grooves/mm, 双孔为圆孔, 直径为2 mm, 双孔中心间距为5 mm, 消色差透镜焦距为400 mm, 相机型号GT2300 (AVT公司), 相机靶面大小为 2336×1752 , 像元尺寸为 $5.5 \mu\text{m} \times 5.5 \mu\text{m}$,

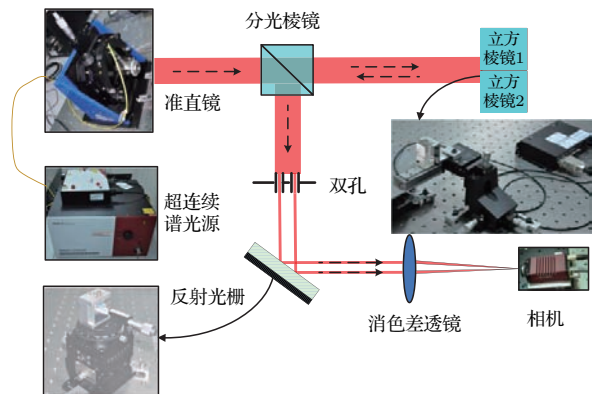


图7 (网刊彩色) 共相零位标定实验示意图

Fig. 7. (color online) Illustration of the zero co-phasing reference calibration experiment setup.

位深度为14. 纳米扫描台闭环分辨率为0.2 nm, 行程为38 μm , 重复精度为 $\pm 1\text{--}\pm 3$ nm, 实验中扫描台步长设定为10 nm.

4.2 实验结果

步长扫描结果如图8所示, 横坐标表示步长扫描序号, 纵坐标表示在每个扫描位置采集的色散干涉图像的目标函数值 J . 由图8可知, 当步长序号 $k = 869$ 时, 目标函数 J 取得最小值, 说明此时两子镜间的共相误差最小, 可将该位置作为标定的共相零位. 由于扫描步长为10 nm, 纳米扫描台的重复精度为 $\pm 1\text{--}\pm 3$ nm, 因此可以判断此时共相零位的标定精度为 (10 ± 3) nm.

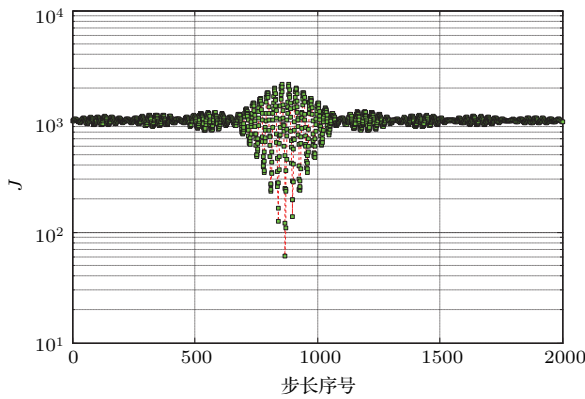


图8 (网刊彩色) 目标函数值随扫描位置变化情况
Fig. 8. (color online) The cost function value versus the scanning position.

5 讨论

图9可以更进一步说明步长序号 $k = 869$ 时两子镜间的共相误差最小. 图9(a)—(c) 是步长序号分别为868, 869, 870 时, 色散干涉图像中的一维色散子条纹的第二峰值位置分布图. 图2与图3说明当平移误差为零时, 单色光条件下干涉图像的第二峰值与第三峰值具有相同的大小. 但是实际采集的色散干涉图像由于相机存在随机噪声, 所以即使平移误差为零, 每一列色散干涉子条纹的第二峰值与第三峰值也不一定相等, 具体表现为第二峰值在 Y 方向上的位置会发生跳变(即某些色散干涉子条纹的第二峰值位于第一峰值的上方, 某些色散干涉子条纹的第二峰值则位于第一峰值的下方), 且当平移误差接近零时, 其第二峰值位于第一峰值上方的色散干涉子条纹的数目与其第二峰值位于第一

峰值下方的色散干涉子条纹的总数目相等或接近. 图9(a)中色散干涉子条纹的第二峰值主要分布于第一峰值位置的下方, 结合图2和3可知, 此时平移误差符号为负; 图9(c)中色散干涉子条纹的第二峰值主要分布于第一峰值位置的上方, 结合图2和3可知, 此时平移误差符号为正; 图9(b)中色散干涉子条纹的第二峰值位置均匀分布于第一峰值的两侧, 可知此时平移误差接近零值, 进一步证明了图8中给出的步长序号 $k = 869$ 时两子镜间的共相误差最小的结论. 图10是步长序号 $k = 869$ 时由AVT相机采集的色散干涉图像灰度图(从原图中截取的一部分). 图10中每条色散干涉子条纹的第一峰值都位于第二峰值与第三峰值的中间位置, 其第二峰值与第三峰值呈对称分布, 且每条色散干涉子条纹的第二峰值与第三峰值之比都接近于1, 这些特征进一步说明了此时的共相绝对误差在零值附近.

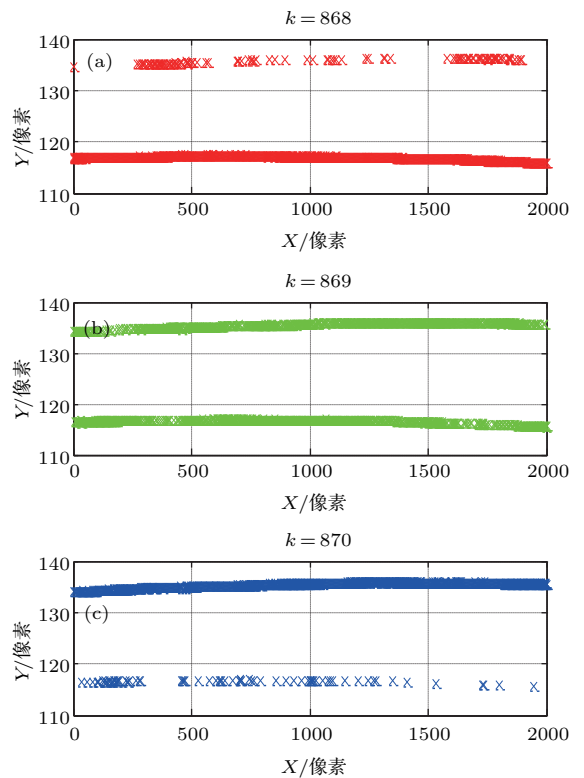


图9 (网刊彩色) 色散干涉子条纹的第二峰值强度分布
(a) $k = 868$; (b) $k = 869$; (c) $k = 870$
Fig. 9. (color online) The intensity distribution of the second peak of dispersed sub-fringes: (a) $k = 868$; (b) $k = 869$; (c) $k = 870$.

图11和图12分别是 $k = 569$ 和 $k = 1869$ 时的色散干涉图像. $k = 569$ 时的平移误差约为 $-6 \mu\text{m}$, $k = 1869$ 时的平移误差约为 $20 \mu\text{m}$. 图11

和图 12 的实验结果进一步证明了色散干涉条纹方向决定了平移误差正负, 色散干涉条纹疏密程度决定了平移误差大小. 由于扫描法标定中的步长大小决定了共相零位标定精度, 为了减小步长扫描时间的同时保证标定精度, 可以通过色散条纹方向来判断平移误差正负, 进而以较大的步长平移子镜, 使之朝着共相误差减小的方向移动, 直到色散干涉条纹变稀疏、肉眼难以判断色散条纹方向, 完成共相零位粗标定, 然后采用较小步长进行精确扫描来获取各个扫描位置的色散干涉图像, 之后采用 (5) 和 (6) 所述的方法对色散干涉图像进行处理, 最终实现共相零位的高精度快速标定.

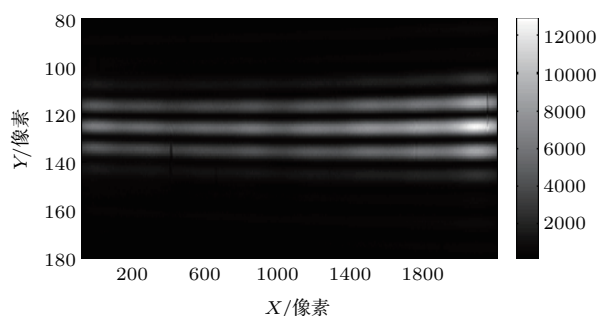


图 10 $k = 869$ 时的色散干涉图像灰度图

Fig. 10. The grayscale image of dispersed interferogram when $k = 869$.

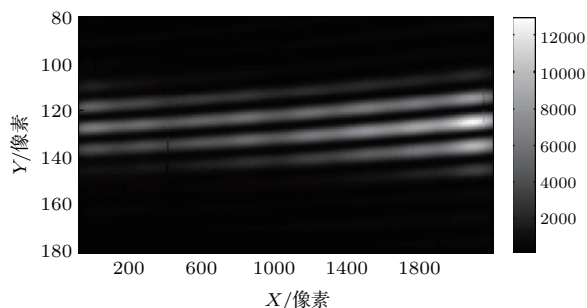


图 11 $k = 569$ 时的色散干涉图像灰度图

Fig. 11. The grayscale image of dispersed interferogram when $k = 569$.

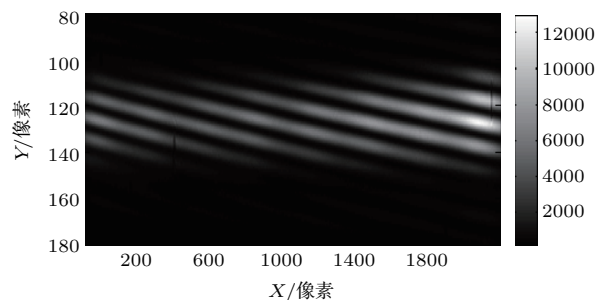


图 12 $k = 1869$ 时的色散干涉图像灰度图

Fig. 12. The grayscale image of dispersed interferogram when $k = 1869$.

6 结 论

针对当前拼接望远子镜间的共相零位标定问题, 提出了色散干涉图像第二峰值与第三峰值的比值作为评价函数的共相零位标定方法. 以两个拼接子镜为研究对象, 对该共相零位标定方法进行了仿真验证, 结果表明即使存在较大探测噪声, 该方法仍可以获得几个纳米标定精度. 进一步利用双孔径共相零位标定实验平台, 验证了基于色散干涉图像的子镜共相零位标定方法的可行性. 实验中通过高精度的扫描获得了不同共相误差条件下的色散干涉图像, 而后对色散干涉图像处理以比较不同扫描位置的共相误差大小, 最终找到共相误差最小的扫描位置, 以此作为共相零位标定位置. 实验结果表明, 该方法可以获得约 10 nm 的共相零位标定精度, 且该方法不受现有检测方法存在的 2π 模糊性问题的影响. 本方法通过粗扫描与精扫描相结合, 可在几百微米的共相误差范围内对共相零位进行快速精确标定, 解决了现有标定方法动态范围受限问题.

参考文献

- [1] List of largest optical reflecting telescopes. https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_largest_optical_reflecting_telescopes 2016-06-13
- [2] van Dam M A, Le Mignant D, Macintosh B A 2004 *Appl. Opt.* **43** 5458
- [3] Shi J R 2016 *Chin. Sci. Bull.* **61** 1330 (in Chinese) [施建荣 2016 科学通报 **61** 1330]
- [4] Nelson J, Sanders G H 2008 *SPIE* **7012** 70121A
- [5] Johns M, McCarthy P, Raybould K, Bouchez A, Farahani A, Filgueira J, Jacoby G, Shectman S, Sheehan M 2012 *SPIE* **8444** 84441H
- [6] The European Extremely Large Telescope. <http://www.eso.org/public/teles-instr/e-elt/>
- [7] Schumacher A, Devaney N, Montoya L 2002 *Appl. Opt.* **41** 1297
- [8] Chanan G, Troy M, Dekens F, Michaels S, Nelson J, Mast T, Kirkman D 1998 *Appl. Opt.* **37** 140
- [9] Chanan G, Ohara C, Troy M 2000 *Appl. Opt.* **39** 4706
- [10] Chanan G, Pintó A 2004 *Appl. Opt.* **43** 3279
- [11] Shi F, Chanan G, Ohara C, Troy M, Redding D C 2004 *Appl. Opt.* **43** 4474
- [12] Shi F, Redding D C, Green J J, Ohara C 2004 *SPIE* **5487** 897
- [13] Shi F, Redding D C, Bowers C W, Lowman A E, Basinger S A, Norton T A, Peter P, Pamela S D, Mark E W, Ray B 2000 *SPIE* **4013** 757

- [14] Zhang Y, Zhang L, Liu G R, Wang Y F, Zhang Y J, Zeng Y Z, Li Y P 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 0212004 (in Chinese) [张勇, 张靓, 刘根荣, 王跃飞, 张亚俊, 曾裔中, 李焯平 2011 光学学报 **31** 0212004]
- [15] Luo Q, Huang L H, Gu N T, Li F, Rao C H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 069501 (in Chinese) [罗群, 黄林海, 顾乃庭, 李斐, 饶长辉 2012 物理学报 **61** 069501]
- [16] Esposito S, Pinna E, Puglisi A, Tozzi A, Stefanini P 2005 *Opt. Lett.* **30** 2572
- [17] Liu Z, Wang S Q, Rao C H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 039501 (in Chinese) [刘政, 王胜千, 饶长辉 2012 物理学报 **61** 039501]
- [18] Liu Z, Wang S Q, Rao C H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 069501
- [19] Yan Z J, Chen X Y, Yang P Q, Zhou D, Zheng L X, Zhu N H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 149501 (in Chinese) [颜召军, 陈欣扬, 杨朋千, 周丹, 郑立新, 朱能鸿 2015 物理学报 **64** 149501]
- [20] Hénault F 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 125503

Zero co-phasing reference calibration method based on dispersed interferogram for segmented mirror telescope*

Yan Zhao-Jun[†] Chen Xin-Yang Zheng Li-Xin Ding Yuan-Yuan Zhu Neng-Hong

(The Astronomical Optical Instrument Group, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences,
Shanghai 200030, China)

(Received 6 June 2016; revised manuscript received 15 July 2016)

Abstract

Astronomical telescopes with increasingly large apertures are required to upgrade the limit of diffraction and collect the light efficiently for the purpose of observing fainter and more remote objects with higher angular resolution. However, it is universally believed that traditional techniques of manufacturing, polishing and measuring large glass mirrors will soon face some practical challenges. Therefore, 10-m class or larger ground-based telescopes will need to employ arrays of several smaller segments to assemble into a large primary mirror. For a telescope with segmented mirrors, the piston errors between segments must be adjusted to nearly zero according to the requirements in order to be integrated into a single optical surface, which is known as co-phasing. One of the current co-phasing techniques, which has been successfully applied to Keck telescopes, employs an integration of edge sensors to detect the mirror shapes in real time with an optical phasing sensor to offer zero references for these sensors regularly. Another technique is demonstrated by use of a pyramid wavefront sensor (PWFS) to align and co-phase segmented mirrors in an active control close-loop with a single measurement. The co-phased “best flat” positions of segments are used as the zero references in order to measure the interaction matrix between the PWFS and the segmented mirrors. So it must be addressed that how the zero co-phasing reference is calibrated with high precision in a large capture range on the issues of co-phasing segmented mirrors. The current methods either lack accuracies, or just measure piston errors correctly in a small range. In order to solve the problem, a zero co-phasing reference calibration method based on dispersed interferogram is proposed. Specifically, the idea of the method is to define an appropriate cost function which is used to evaluate the piston errors between segments. Then it will be easy to determine the zero co-phasing reference position while all the cost function values are calculated based on the dispersed interferogram data with different piston errors inside the capture range. The proposed cost function is defined as the sum of the ratios of the second peak to the third peak of each of the columns of the two-dimensional dispersed interferogram, whose intensity distribution is along the dispersion direction. The precision and dynamic range of the method are analyzed theoretically and studied by simulations. Furthermore, the optical experiment is set up to demonstrate the efficacy of the method. In the experiment a scanning procedure is applied to one mirror and the dispersed interferograms between two mirrors with different piston errors are obtained. And then, the cost functions of these dispersed interferograms are computed through which the zero co-phasing reference position is located. The experimental results prove that the zero co-phasing reference between two mirrors can be calibrated within an accuracy of about 10 nm by making use of the proposed method. In addition, the novel method solves the problem of 2π ambiguity. Besides its sub-millimeter level wide capture range, this new co-phasing detecting method provides a helpful reference for relevant studies.

Keywords: segmented mirror telescope, piston error, dispersed interferogram, co-phasing

PACS: 95.55.Cs, 42.30.Va, 42.15.Fr, 42.87.-d

DOI: 10.7498/aps.65.199501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11403079).

[†] Corresponding author. E-mail: zhaojunyan@shao.ac.cn