

# 光学学报

## 基于 X 射线近场散斑的波前检测技术研究现状

李凡<sup>1,2</sup>, 康乐<sup>1,2\*</sup>, 杨福桂<sup>1</sup>, 姚春霞<sup>1</sup>, 朱佩平<sup>1</sup>, 李明<sup>1</sup>, 盛伟繁<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国科学院高能物理研究所, 北京 100049;

<sup>2</sup>散裂中子源科学中心, 广东 东莞 523803

**摘要** 第四代同步辐射光源为多个研究领域提供了亮度和相干度更高、性能更加优异的 X 射线。为了充分发挥这些光束的潜力,需要精确的光束线装调和高质量的 X 射线光学元件。波前检测技术在这些方面发挥着重要作用。近 10 年来快速发展起来的基于 X 射线近场散斑的波前检测技术,具有简便易行、测量精度高等优点。利用散斑在深菲涅耳区形状和大小不变的特性,在参考图和样品图之间进行互相关计算,提取出入射波、待测光学元件透射波或反射波的波前信息。综述了利用 X 射线近场散斑开展波前检测的研究现状,介绍了 X 射线散斑追迹技术、X 射线散斑向量追迹技术、X 射线散斑扫描技术、自相关 X 射线散斑扫描技术、通用调制图样分析技术和 Ptychographic X 射线散斑追迹技术的原理、实验流程,以及各自的优势和应用。

**关键词** X 射线光学; 同步辐射; 波前检测; X 射线近场散斑; 面形检测

中图分类号 O434.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0800002

### Present Research Status of X-Ray Near-Field Speckle Based Wavefront Metrology

Li Fan<sup>1,2</sup>, Kang Le<sup>1,2\*</sup>, Yang Fugui<sup>1</sup>, Yao Chunxia<sup>1</sup>, Zhu Peiping<sup>1</sup>, Li Ming<sup>1</sup>, Sheng Weifan<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

<sup>2</sup>*Spallation Neutron Source Science Center, Dongguan, Guangdong 523803, China*

**Abstract** The fourth generation synchrotron radiation light source provides X-rays with higher brightness and coherence, and better performance for many research fields. To access the full potential of these beams, accurate beamline alignment and high-quality X-ray optics are required. Wavefront metrology plays an important role in these aspects. X-ray near-field speckle based wavefront metrology, which has been developed rapidly in the past 10 years, has the advantages of simplicity and high measurement accuracy. Based on the property of not changing in shape and size of the speckle in the deep Fresnel region, the cross-correlation between the reference image and the sample image is calculated, and the wavefront information of the incident wave, the transmitted wave or the reflected wave of the optics to be measured is extracted. The present research status of X-ray near-field speckle based wavefront metrology is summarized. The principles, experimental procedures, advantages and applications of X-ray speckle tracking, X-ray speckle vector tracking, X-ray speckle scanning, self-correlation X-ray speckle scanning, unified modulated pattern analysis and Ptychographic X-ray speckle tracking are introduced.

**Key words** X-ray optics; synchrotron radiation; wavefront metrology; X-ray near-field speckle; profile metrology

## 1 引 言

基于加速器技术的同步辐射光源是研究基础科

学不可或缺的大科学装置。近年来,随着先进实验方法的发展,如相干散射与成像技术、原位实验新技术和纳米谱学技术等,迫切需要具有更高亮度、更高

收稿日期: 2021-09-26; 修回日期: 2021-10-22; 录用日期: 2021-11-08

基金项目: 广东省自然科学基金(2017A030313039)

通信作者: \*kangl@ihep.ac.cn

相干性的 X 射线先进同步辐射光源,以实现多尺度成像和超高空间、时间、能量分辨<sup>[1-2]</sup>。这些需求促进了世界范围内先进光源建设新热潮的发生<sup>[3-7]</sup>。先进的高品质光束传输调制技术是建设此类大型科学装置的重要保障,其中波前检测技术因其原位测量的特殊优势,在光束线的装调和光学元件的质量检测方面发挥着重要作用。

光束品质会受到光束线装调精度的制约,对衍射极限束线、相干衍射成像和纳米聚焦束线而言<sup>[8-10]</sup>,更是如此。波前检测技术可以诊断光束品质,为光束线的装调提供准确、实时的反馈信息,协助修正和减少光束线上游累积的畸变,提高光束线装调精度。例如,波前检测技术可以量化检测光束传播方向的分布,根据这一分布可以精确调节光学元件姿态,进而优化光束线的聚焦效果<sup>[11]</sup>。

高品质光束需要高精度的 X 射线光学元件,而高精度光学元件的加工需要高灵敏度波前检测技术的检测和反馈。为满足瑞利判据,反射型 X 射线光学元件的面形精度必须控制在工作波长量级<sup>[12-13]</sup>。虽然折射型 X 射线光学元件要求面形误差在微米量级<sup>[14]</sup>,但是为获得与反射镜相同程度的聚焦效果,折射型光学元件面形的曲率会比反射镜要大得多,这会使得其加工和检测的难度达到反射镜的水平<sup>[15]</sup>。此外,基于自适应光学技术的光学元件在自适应校正过程中也需要具有波长精度的测量能力<sup>[16]</sup>。不同于长程面形仪、Fizeau 干涉仪、纳米形貌测量仪(NOM)和 Shack-Hartmann 波前探测器等利用可见光的离线检测手段<sup>[17-21]</sup>,在线波前检测技术必须利用 X 射线进行测量。由于 X 射线波长远小于可见光,因此在线波前检测技术检测光学元件面形精度的上限会优于离线检测技术。更重要的是,在线波前检测技术是在待测光学元件的实际工况下进行检测的,包含了机械应力、热负载和振动等多方面因素的影响,是检测光学元件实际性能的最有效手段。此外,在监测和减小热透镜效应<sup>[22]</sup>、光学元件检测的泽尼克分析等其他领域中,在线波前检测技术也发挥着重要作用<sup>[11]</sup>。

总之,同步辐射光束的品质取决于光束线的装调精度和光学元件的面形精度。波前检测技术可为光束线的装调提供反馈,对光学元件面形进行精确检测,被视为保证同步辐射光束品质的最佳工具。

从测量原理的角度出发,波前检测技术可分为:1)直接测量波前的方法,例如晶体干涉仪<sup>[23]</sup>;2)基于光线偏折测量波前一阶导数的方法,例如细光束

法<sup>[24]</sup>、Hartmann 传感器<sup>[25]</sup>、编码孔径<sup>[26]</sup>和光栅干涉仪<sup>[27]</sup>等;3)基于光场传播测量波前二阶导数的方法,例如基于强度传输方程(TIE)的方法<sup>[28]</sup>、基于衬度传输方程(CTF)的方法<sup>[29]</sup>等。其中,晶体干涉仪的工作原理与可见光干涉仪相同,即光束被晶体分为两束,两束分光传播相同距离后在下游的探测器面上产生干涉条纹,将待测样品置于其中一束分光的光路中,通过分析干涉条纹的变化来获取样品的相移信息。晶体干涉仪提取相移的原理早已被应用于相位计算机断层扫描成像之中<sup>[30]</sup>。由于 X 射线的波长较短,故此类装置对机械稳定性有很高的要求<sup>[31]</sup>。对于本文所介绍的基于 X 射线近场散斑的波前检测方法,其大多数技术路线属于上述第二类方法,只有自相关 X 射线散斑扫描技术(XSS)属于上述第三类方法。第二类方法的原理将在本文基本原理部分介绍,第三类方法的原理将在本文的 3.4 节介绍。

与其他波前检测技术相比,基于 X 射线近场散斑的波前检测技术最明显的特征是对散斑的利用。在 X 射线经过无规则散射后,其散射场具有随机的空间光强分布,呈现出颗粒状的结构,这些颗粒状结构被称为散斑。虽然在多数光学应用中散斑是一种噪声,但是在计量术领域中,散斑可以作为信息载体用于测量位移和表面粗糙度等,例如散斑照相术和散斑干涉术等<sup>[32]</sup>。在 X 射线领域中,散斑同样可被用在多种检测技术中,例如 X 射线光子相关光谱<sup>[33]</sup>等。近年来,研究人员有意在光路中生成所谓的“近场”散斑作为信息载体,发展了基于 X 射线近场散斑的波前检测技术(下文简称 X 射线近场散斑波前检测技术)。这项技术必须工作在所谓的“近场”区域,进而利用散斑在“近场”区域形状与大小不变的特性。经过近 10 年的发展,X 射线近场散斑波前检测技术已趋于成熟,由于其具有简便、易行和高效的优点,故在多个 X 射线实验室被用作光束诊断和光学元件检测的常规手段<sup>[34-38]</sup>。目前,X 射线近场散斑波前检测技术多被应用于同步辐射领域中,但一系列研究显示,该方法也可被应用于实验室光源中<sup>[39]</sup>。此外,该方法适用的入射光能量范围很广,下限可达可见光波段<sup>[40]</sup>,上限超过 100 keV<sup>[41]</sup>。根据不同的检测需求,目前 X 射线近场散斑波前检测技术已发展出 6 种主要的技术路线,包括 X 射线散斑追迹技术(XST)、X 射线散斑向量追迹技术(XSVT)、XSS、自相关 XSS、通用调制图样分析技术(UMPA)和 Ptychographic XST(PXST)。这些

技术同样被广泛应用于成像领域中,限于篇幅,本文不对此进行介绍,感兴趣的读者可参考文献[39, 41-56]。

在国际上,英国钻石同步辐射光源 Wang 等<sup>[57]</sup>对比了 NOM、细光束法、光栅干涉仪和 X 射线近场散斑波前检测技术的检测结果,发展了基于高能 X 射线的近场散斑波前检测技术<sup>[41]</sup>。同时,在近期将近场散斑波前检测技术的原理与 NOM 结合起来,建立了基于激光散斑的角度测量光学头扫描装置<sup>[58]</sup>。欧洲同步辐射光源的 Berujon 等<sup>[34,42,48,50,59]</sup>建立了 XST、XSVT、XSS 和自相关 XSS 等技术,值得注意的是,他们借助半透明 X 射线探测器建立了波前实时监测装置,可以检测自由电子激光单个脉冲的波前<sup>[60]</sup>。德国慕尼黑工业大学 Zdora 等<sup>[51,53,61]</sup>建立了 UMPA,该技术尤其适用于实验室光源。德国电子同步加速器和澳大利亚墨尔本大学 Morgan 等<sup>[62-64]</sup>建立了 PXST,该技术尤其适用于发散光束,利用其放大效果可进行高精度波前检测。此外,澳大利亚蒙纳士大学 Paganin 等<sup>[56]</sup>和美国先进光子光源 Qiao 等<sup>[65]</sup>分别基于几何流和小波变换发展了 XST。

在国内,中国科学院上海应用物理研究所 Wang 等<sup>[55]</sup>发展了 UMPA,提出了消除边缘增强效应干扰的方法。Tian 等<sup>[66-67]</sup>研究了 XST 的搜索窗口尺寸和散斑生成器颗粒尺寸等对波前检测的影响。上海同步辐射光源 Xue 等<sup>[37-38]</sup>利用 XSS 对 X 射线平面镜、主动变形镜,以及单晶和 Channel-cut 晶体的检测方法进行了研究。近期,本研究团队基于上海同步辐射光源 BL09B-X 射线光学测试线,利用 XST 对主动变形镜和复合折射透镜(CRL)的检测方法进行了研究。

以上介绍了波前检测技术的重要意义,综述了 X 射线近场散斑波前检测技术的起源和发展现状。下面将讨论 X 射线近场散斑的特性及其用于波前检测的原理,介绍 XST、XSVT、XSS、自相关 XSS、UMPA 和 PXST 等技术的原理、实验流程、数据分析过程和优劣之处,并简要介绍这些技术在束线诊断和光学元件检测方面的应用。

## 2 基本原理

X 射线近场散斑波前检测技术利用 X 射线散斑在“近场”区域不发生形变的特性追踪光线轨迹,利用光线的角度变化(待测波前的一阶导数)恢复波前。下面从 X 射线近场散斑的产生及其特性、基于 X 射线近场散斑的波前恢复,以及通用的两种

检测模式角度介绍测量原理。

### 2.1 X 射线近场散斑的产生及其特性

如前所述,X 射线在经过无规散射后会产生散斑。X 射线近场散斑波前检测技术大多通过将砂纸或带有随机小孔的高分子材料薄膜置入光路的方式产生散斑图样。这些砂纸或薄膜常被称为散斑生成器。利用散斑生成器对入射光的波前进行调制,进而将散斑生成器折射率分布和厚度分布的随机性赋予波前。因此,在散斑生成器下游,波前的任意一块足够大的区域带有独特的高频分布,这使其能与相邻的其他区域区别开来。

只有当散斑特性保持不变时,即波前的高频分布不随光线传播变化时,X 射线近场散斑才可用于追踪光线轨迹,并进一步恢复波前。散斑特性的保持需满足两个条件:1)检测需在“近场”范围,即在深菲涅耳区内进行;2)待测的入射光波前或光学元件曲率不可过大。以下介绍深菲涅耳区的概念。

按照文献[68]所介绍的理论,在光轴方向,部分相干光的光路中存在两个区域,即范西泰特-策尼克定理(VCZT)区和深菲涅耳区。这两个区域之间存在过渡区,过渡区中心为  $z_c$ ,其表达式为

$$z_c = \frac{dd_s}{\lambda}, \quad (1)$$

式中: $d$  是空间相干长度; $d_s$  是散斑生成器平面上颗粒或者小孔的尺寸(在其他常规实验中  $d_s$  是光源尺寸); $\lambda$  是入射光波长。当距光源的距离  $z$  远大于  $z_c$  时,VCZT 可以准确预测互强度的传播,故该区域被称为 VCZT 区。当距光源的距离  $z$  远小于  $z_c$  时,互强度分布与光源处几乎一致,该区域被称为深菲涅耳区。图 1 展示了归一化散斑尺寸随归一化距离的变化情况,其中  $\Lambda$  是  $z$  处的散斑尺寸, $\Gamma$  是  $z_c$  处的散斑尺寸,实线是归一化散斑尺寸随归一化距离的变化情况,虚线是 VCZT 预测的情况。可以看

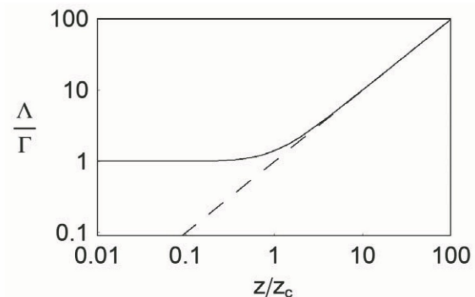


图 1 归一化散斑尺寸随归一化距离的变化<sup>[68]</sup>

Fig. 1 Normalized speckle size varying with normalized distance<sup>[68]</sup>



出,当  $z$  远小于  $z_c$  时,散斑的尺寸不随  $z$  变化, VCZT 的预测偏离实际情况。对于本文所关注的散斑现象而言,上述现象意味着在深菲涅尔区内散斑的形状不变、大小仅随光场的发散或会聚产生相似变化<sup>[32,68]</sup>。也可以认为,深菲涅尔区是几何光学适用的区域。因此,深菲涅尔区内的散斑图样可视为一种“标记”信号,可用于追踪光线轨迹并重建波前。深菲涅尔区和其中的散斑也分别被称为“近场”和“近场”散斑。需要注意的是,通常情况下近场和远场分别指菲涅尔衍射和夫琅禾费衍射的区域,而近场散斑所处的“近场”虽然也满足菲涅尔近似条件,实际上指的是衍射现象可忽略的深菲涅尔区。在实践中,深菲涅尔区和 VCZT 区之间没有分明的边界,若不是精确追踪光线轨迹,而仅仅是测量光学元件的面形,则只需在探测器平面测量待测光学元件进入光路和退出光路时两种散斑图样间的差异,无需散斑在传播中保持不变,此时可将检测的有效区域从  $z \ll z_c$  的深菲涅尔区扩展至  $z = d^2 / \lambda$  的菲涅尔区<sup>[42]</sup>。

### 2.2 X 射线近场散斑与波前检测

利用 X 射线近场散斑恢复波前的过程包括测量散斑的位移、计算光线的偏折角度和恢复波前。例外的是,自相关 XSS 是通过测量波前二阶导数来恢复波前的,该技术的原理将在 3.4 节介绍。

当入射 X 射线的传播方向因为准直不佳或待

测光学元件的影响而发生变化时,X 射线近场散斑作为光线的“标记”会随之发生位移。对于任一平面元,如图 2(a)所示,其位移信息  $v_1$  可通过互相关计算等数字图像处理手段匹配样品图的目标子块和参考图的参考子块测得。在整个光场中,由于每个平面元均对应一个位移值,因此这一步的测量结果是与光场对应的位移场。

进一步,X 射线近场散斑的位移可用于计算光线的偏折角  $\alpha$ ,即波前的一阶导数。如图 2(a)所示,根据几何关系,当小角假设得到满足时,由位移的场分布和样品图与参考图之间的距离可计算得出偏折角  $\alpha$  的场分布。

由于光线的传播方向总与波前垂直,因此可以通过测量光线传播方向来间接测得波前。如图 2(b)所示, $\alpha$  是上述过程中测得的偏折角, $\alpha'$  是参考面与波前切平面的夹角。从几何关系可知, $\alpha$  与  $\alpha'$  相等,而对  $\alpha'$  进行积分即可重建波前  $W_f$ 。由于对  $\alpha$  的测量更为简便,因此各种基于光线偏折测量波前的方法均通过测量  $\alpha$  来实现对波前的测量。对于参考面上正交的两个方向  $x$  和  $y$ ,待测角  $\alpha$  与波前  $W_f$  的关系为

$$\begin{cases} \alpha_x = \frac{\partial W_f}{\partial x} \\ \alpha_y = \frac{\partial W_f}{\partial y} \end{cases} \quad (2)$$

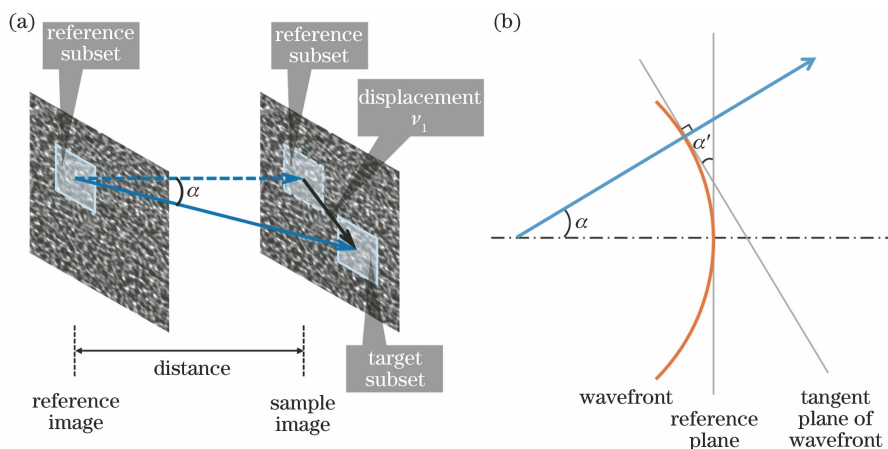


图 2 利用 X 射线近场散斑恢复波前的原理图。(a)通过匹配参考子块与目标子块来测量散斑位移  $v_1$  和偏折角  $\alpha$ ; (b)由偏折角  $\alpha$  重建波前的原理示意图

Fig. 2 Schematic diagram of wavefront reconstruction using X-ray near-field speckle. (a) Speckle displacement  $v_1$  and refraction angle  $\alpha$  measured by matching reference subset and target subset; (b) schematic diagram of wavefront reconstruction using refraction angle  $\alpha$

### 2.3 X 射线近场散斑波前检测技术的两种模式

根据待测角  $\alpha$  的来源,X 射线近场散斑波前检测的测量模式包括绝对模式和差分模式。前者所测角

度为波前每一面元对应光线的传播方向相对光轴的偏折角,后者所测角度为由待测光学元件造成的波前变化的每一面元对应光线的传播方向的偏折角。

2.3.1 绝对模式

绝对模式常被用于检测光束波前,这一波前由光源和上游的所有光学元件共同决定。在一般情况下,待测量是光束的波面曲率半径和光学像差,对其进行进一步处理可获得焦距和焦点处的光斑尺寸<sup>[59]</sup>。绝对模式的测量光路如图 3(a)所示,探测器在光路上下游不同位置处分别进行拍照。如前所述,当光线经过散斑生成器时,其会被调制进而携

带随机信号,且在近场区域内的传播过程中,随机信号保持不变。通过寻找波前 1 位置和波前 2 位置(参考子块和目标子块)处对应的信号,可以确定光线的传播轨迹,进一步利用角度  $\alpha$  可以恢复波前。绝对模式的波前测量可在光束线的装调或不同光束线的对比中发挥重要作用。例如,绝对模式测得的波前可作为自适应光学元件调节的反馈,协助修正波前。

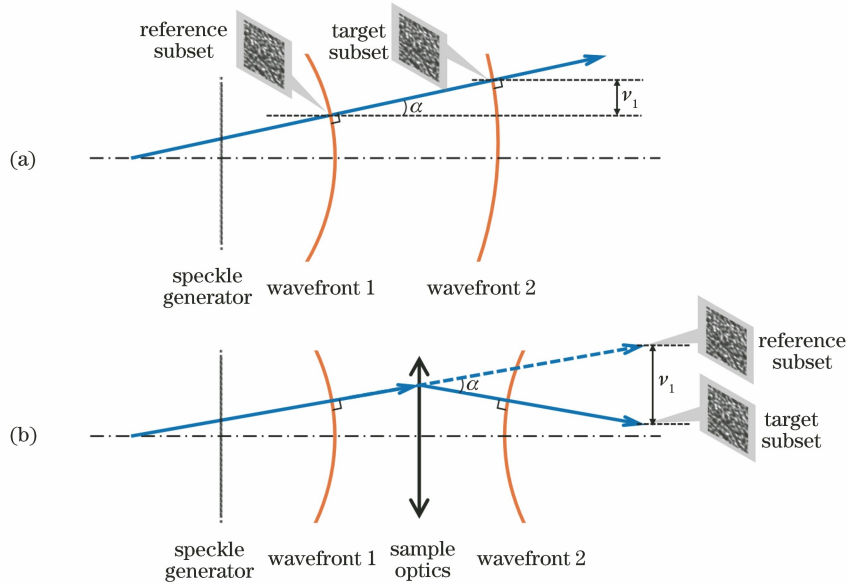


图 3 X 射线近场散斑波前检测技术两种模式的原理图。(a)绝对模式;(b)差分模式

Fig. 3 Schematic diagrams of two modes for X-ray near-field speckle based wavefront metrology.

(a) Absolute mode; (b) differential mode

2.3.2 差分模式

X 射线近场散斑波前检测技术的差分模式与相衬成像类似,可测量待测光学元件造成的相移。根据相移信息可进一步计算待测光学元件的面形。在这一模式下,探测器分别在待测光学元件进入和移出光路后进行测量。当光线经过散斑生成器时,其会被调制进而携带随机信号,且在近场区域内的传播过程中,随机信号保持不变。当光线经过待测光学元件时,其会发生偏折,如图 3(b)中实线所示。通过比较待测光学元件进入和退出光路两种情况(目标子块和参考子块)中对应的信号,可以确定光线传播方向的偏折角  $\alpha$ ,并进一步通过  $\alpha$  恢复出待测光学元件造成的波前的变化量。差分模式的数据处理与绝对模式类似,不同之处在于差分模式需根据待测光学元件的性质进一步将波前的变化量转换为面形等信息。对于反射型光学元件,反射面斜率是反射光束偏折角的一半,故反射面面形的高度起伏是重建所得波前变化量的一半。对于折射型光学

元件,差分模式检测面形的原理如下。

将光场的相位记作  $\varphi$ ,根据相位和波前的定义,二者的关系为

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} W_f. \quad (3)$$

X 射线与物质相互作用的过程可用复折射率  $n$  描述, $n$  的表达式为

$$n = 1 - \delta + i\beta, \quad (4)$$

式中: $1 - \delta$  为相移因子; $\beta$  为吸收因子。当 X 射线在物质中沿  $z$  轴传播时,X 射线的相移为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int \delta dz. \quad (5)$$

在差分模式下,该相移对应的波前变化记为  $\Delta W_f$ ,结合式 2、3、5, $\Delta W_f$  对应的光线在  $x$  和  $y$  方向的偏折角度  $\alpha_x$  和  $\alpha_y$  为

$$\begin{cases} \alpha_x = \frac{\partial(\Delta W_f)}{\partial x} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \int \delta dz \\ \alpha_y = \frac{\partial(\Delta W_f)}{\partial y} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \int \delta dz \end{cases}, \quad (6)$$

若光学元件的折射率  $n$  是均匀的,则在  $x$ - $y$  平面上任一点处,光学元件造成的光线偏折角的表达式为

$$\begin{cases} \alpha_x = \frac{\partial}{\partial x} \delta t \\ \alpha_y = \frac{\partial}{\partial y} \delta t \end{cases}, \quad (7)$$

式中:  $t$  为光学元件沿  $z$  方向的厚度。在上述情况下,待测光学元件造成的波前变化量  $\Delta W_f$  和厚度  $t$  的关系为

$$\Delta W_f = \delta t. \quad (8)$$

### 3 技术路线

根据不同的检测需求,目前 X 射线近场散斑波前检测技术已发展出 6 种主要的技术路线,包括 XST、XSVT、XSS、自相关 XSS、UMPA 和 PXST。其中,XST、XSVT、XSS 和 UMPA 均需采集参考图和样品图两组图像,这些方法均通过比较样品图和参考图之间的差异来提取位移、角度和波前信息。对于自相关 XSS 和 PXST,待测光学元件始终在光路中,且在采集的一系列图像中,不以某些特定的图像为参考,或者说,任一图像都可作为其他图像的参考,再利用图像间的差异得出位移、角度和波前信息。在以下各技术路线的介绍中,为便于说明,将图 4~7 的光路中的位移和角度均简化为一维情况。

#### 3.1 XST

XST 是利用 X 射线近场散斑特性进行波前检测的最基础和最直观的方法<sup>[42]</sup>。相比其他技术路线,

XST 的优势在于实验流程简单、所需采集的数据量小和检测速度快。其劣势在于角度灵敏度和空间分辨能力较差。

XST 直接测得的数据是两张图像:参考图和样品图。在绝对模式中,两张图像分别在上下游不同位置处测得,上游测得的图像为参考图,下游测得的图像为样品图。在差分模式中,探测器位置固定,两张图像分别在待测光学元件进入和退出光路后测得:待测光学元件退出光路时测得的图像为参考图;待测光学元件进入光路时测得的图像为样品图。测量过程中散斑生成器的位置固定不变。

以差分模式为例,说明 XST 测量光线偏折角的原理。XST 差分模式的光路如图 4(a)所示,其中  $L_1$  为光源与散斑生成器之间的距离, $L_2$  为散斑生成器与待测光学元件之间的距离。波面的任意一面元沿图示光线方向传播,经过散斑生成器时被调制,携带随机信号。当待测光学元件退出光路时,光线沿直线传播,轨迹如虚线所示。当待测光学元件进入光路时,光线在光学元件处发生偏折,轨迹如实线所示。两种情况下不同光线轨迹之间的夹角与光学元件参数的关系由(7)式描述。X 射线光学元件造成的光线偏折通常为微弧度或更小量级,满足小角假设。因此,角度  $\alpha$  可以表示为

$$\alpha = \frac{v_1}{L_3}, \quad (9)$$

式中:  $L_3$  为待测元件与探测器之间的距离。对位移  $v_1$  的测量基于假设:待测光学元件只造成光线传

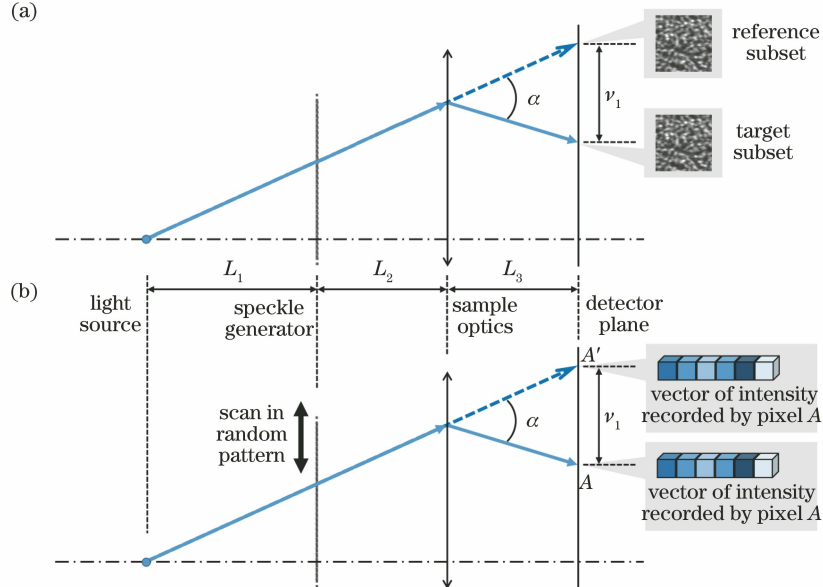


图 4 XST 和 XSVT 的原理示意图。(a) XST 的差分模式;(b) XSVT 的差分模式

Fig. 4 Schematic diagrams of XST and XSVT. (a) XST in differential mode; (b) XSVT in differential mode



播方向的偏折,即散斑图样只发生微小位移而不会显著变形。如前所述,散斑生成器的调制使得波面上面积足够大(宽度为 7~23 pixel 的方块)的任意一部分携带独一无二的光强分布。这种携带足够信息、可与其他方块区分开来的区域被称为搜索窗口。在参考图中由搜索窗口选择的区域被称为参考子块,在样品图中由搜索窗口选择的区域被称为目标子块。当参考子块与目标子块的相似程度最大时,目标子块与对应的参考子块在探测器面上的距离即为(9)式中待测光学元件进入光路后引起的光线在探测器上落点的位移量  $v_1$ 。

在上述过程中,利用相似程度来追迹的方法与利用激光散斑测量机械应变的方法类似<sup>[69-70]</sup>,二者均采用二维数字图像相关算法(2D DIC)来测量二维平面上的位移场。常用的评估相似程度的算法可分为两大类:互相关判据法(CC)与平方差和判据法(SSD)。这两类算法都只能以图像像素尺寸为最小长度单位测量位移场。对于亚像素尺寸的位移,需借助插值算法进行计算。插值算法可将位移测量的分辨能力提升一到两个量级。文献[69-70]详细介绍了 2D DIC,包括相似性算法的定义和分类、插值算法,以及位移场的测量和误差分析等,限于篇幅,此处不再赘述。

文献[56]介绍了一种基于快速傅里叶变换(FFT)的相似性评估算法,这种不基于相关系数的算法可用于快速计算位移场。然而,由于存在低频噪声,故这一算法未在面形检测方面得到广泛使用。因为 CC 和 SSD 类算法均在实空间进行,所以可避免此类问题。此外,文献[65]介绍了一种基于小波变换的算法,结合多分辨率分析方法,将数据分析速度提升了两个量级。

在面形检测方面,检测方法涉及的各项参数中最重要的是角度灵敏度和空间分辨能力。根据(9)式,XST 的角度灵敏度显然由  $v_1$  的分辨能力和  $L_3$  共同决定,其中  $v_1$  的分辨能力由探测器像素尺寸和插值计算后的位移分辨能力共同决定。因此,XST 的角度分辨能力  $\Delta\alpha$  可表示为

$$\Delta\alpha = \frac{\eta_1 p_{ix}}{L_3}, \quad (10)$$

式中: $p_{ix}$  为探测器像素尺寸; $\eta_1$  反映了对位移分辨能力的提升程度,此处为插值算法可分辨的最小位移与  $p_{ix}$  的比值。XST 的空间分辨能力与搜索窗口和散斑的尺寸有关。当追踪光线轨迹时,XST 以搜索窗口为单位在参考图与样品图之间进行匹配。对

于搜索窗口内部的任意两点,XST 无法进行分辨。因此,可粗略认为,XST 可分辨的最小空间尺寸为搜索窗口的尺寸。搜索窗口的尺寸主要由两个因素决定。一方面,搜索窗口的尺寸需足够大才能包含足够多的信息,使相似性评估算法能够计算出可靠的结果。另一方面,空间分辨能力与搜索窗口的尺寸直接相关,搜索窗口的尺寸需尽量小。文献[67]和文献[71]分别介绍了搜索窗口尺寸的选取方法,结论之一为搜索窗口的尺寸应当大于散斑。因此,XST 的空间分辨能力最终受限于散斑的尺寸<sup>[50]</sup>。散斑尺寸可以通过自相关函数(ACF)计算得到<sup>[72-74]</sup>。

XST 的一项误差来源是探测器光学系统造成的图像畸变。硬 X 射线探测器通常使用闪烁体将 X 射线转换为可见光,可见光经可见光光学系统放大后,利用可见光探测器对其进行探测。可见光放大光学系统往往会引入像差,而 XST 对位移的测量依赖于像素之间的相对距离,故上述像差会在位移测量中引入误差,并进一步影响最终的检测结果。文献[60]介绍了这一误差的校正方法。

需注意的是,如果调换图 4(a)中散斑生成器和待测光学元件的位置,仍可进行 XST 实验。在这种情况下,角度  $\alpha$  的计算公式为

$$\alpha = \frac{L'_1 + L'_2}{L'_1} \cdot \frac{v_1}{L'_3}, \quad (11)$$

式中: $L'_1$  是待测光学元件与光源之间的距离; $L'_2$  是散斑生成器与待测光学元件之间的距离; $L'_3$  是探测器与散斑生成器之间的距离。

### 3.2 XSVT

XSVT 是在 XST 的基础上发展而来的,二者主要区别在于 XSVT 通过增加数据冗余度,提高了空间分辨能力。

如图 4(b)所示,XSVT 的实验布局与 XST 几乎一致,不同之处是散斑生成器需要在垂直光路的平面中进行扫描。XSVT 实验需要分别在待测光学元件退出和进入光路的情况下或探测器在光路上下游不同位置的情况下采集参考图和样品图两组数据。每组数据均由若干张图像组成,这些图像分别在散斑生成器处于不同位置时拍照获得。两组数据的图像数目相等且一一对应,对应的两张图像是在散斑生成器扫描到相同位置时分别拍照获得的。XSVT 实验中散斑生成器可以按变化步长的方式进行扫描,因此对位移台只有重复定位精度的要求,对定位精度要求不高。

XSVT 与 XST 均通过寻找最相似的信号来追踪光线。二者的主要区别在于用来进行相似性计算的对象不同。XST 进行的是搜索窗口内多个像素两次曝光数据之间的相似运算,而 XSVT 进行的是一个像素两组曝光数据之间的相似运算。因此,XST 比较的是二维信号的相似性,而 XSVT 比较的是一维信号的相似性。在 XSVT 中,散斑生成器每扫描一步,探测器每个像素都会记录一个光强数据,随着散斑生成器一步步地扫描,探测器每个像素记录到的一组数据都可构成一个一维向量,这也是 XSVT 名称的由来。由于散斑图样的随机性,故这些一维向量中数据的组合也是随机且独一无二的。因此,XSVT 的一维信号相似性可以和 XST 的二维信号相似性发挥相同的作用:标记波前位置和追踪光线轨迹。

XSVT 同样基于(9)式通过测量位移来间接测量光线的偏折角,故其角度灵敏度也与 XST 一致,由(10)式决定。由于 XSVT 采用一维向量计算相似性,该向量在探测器面上的尺寸为 1 pixel,故其空间分辨能力为探测器像素尺寸,相较 XST 这是很大的提升。与 XST 的搜索窗口需要足够的像素数类似,XSVT 的一维向量也需要包含足够多的数据量,这样才能保证相似性计算的准确性和抗噪声能力。文献[59]建议该向量的大小为 49 左右,这一数据量与 XST 中宽度为 7 pixel 的搜索窗口数据量相等,这意味着探测器在 XSVT 实验的两组曝光中,

需要采集约 100 张散斑图样。因此,XSVT 的实验时间比 XST 长得多。

为缩短 XSVT 的实验时间,在一些不要求达到像素尺寸级别空间分辨率的情况下,不必以单个像素多次曝光数据构成的向量进行相似性计算,可以利用多个像素多次曝光数据构成的三维数据阵列进行相似性计算<sup>[59]</sup>。例如,可以将散斑生成器扫描 5 步或 6 步的像素向量与宽度为 3 pixel 的搜索窗口相结合,形成  $5 \times 3 \times 3$  或  $6 \times 3 \times 3$  的三维搜索阵列,相应的数据量可以达到 45 或 54。其优势在于,不仅扫描曝光次数比 XSVT 下降了一个数量级<sup>[48]</sup>,空间分辨能力还至少比 XST 提高 2 倍。

### 3.3 XSS

XSS 同样利用散斑图样对光线轨迹进行追踪,其求解光线偏折角的原理与 XST 和 XSVT 相同,都是根据散斑在探测器平面上的位移计算光线偏折角,其实验流程与 XSVT 类似,散斑生成器需要在垂直光路的平面中进行扫描。不同之处在于,XSVT 为避免采集到周期性信号,散斑生成器随机选择步长进行扫描,不需要散斑生成器的定位数据<sup>[43]</sup>,而 XSS 要求散斑生成器以固定步长进行精确定位扫描,探测器任一像素记录光强随定位扫描步数的变化曲线。如图 5 所示,因为探测器处散斑位移  $v_1$  与散斑生成器位移  $v_2$  成正比关系,所以可以根据  $v_2$  求解出  $v_1$ ,进而确定光线传播方向的偏折角  $\alpha$ ,并进一步通过  $\alpha$  恢复波前。因为散斑生成

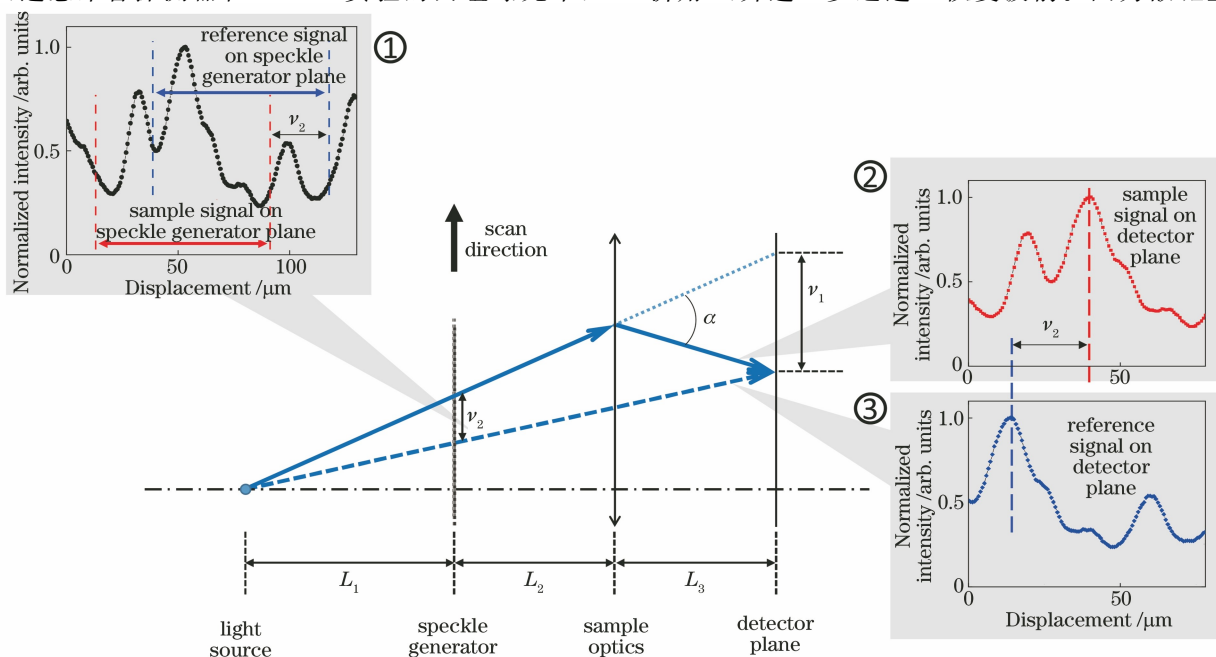


图 5 XSS 的差分模式原理示意图

Fig. 5 Schematic diagram of XSS in differential mode



器的位移精度取决于位移台精度,所以 XSS 的角度灵敏度由位移台精度决定,而与探测器像素尺寸无关。因此, XSS 的角度灵敏度远高于 XST 和 XSVT,其劣势在于所需数据量大和实验时间长。

以 XSS 的差分模式为例说明其实验流程。当待测光学元件退出光路时,散斑生成器在垂直光轴的平面内进行精确定位扫描,在散斑生成器的每个位置处探测器采集一张散斑图像,将扫描结束后得到的一组数据作为参考图。当待测光学元件进入光路时,散斑生成器进行与上述流程完全一致的扫描,将得到的另一组数据作为样品图。这样,在每组数据中,每个像素点处都对应一条光强随扫描步数变化的曲线。准确地说,这些曲线是每个像素点的光强随散斑生成器位置变化而变化的曲线。当数据处理时,将每个像素点的两条曲线进行互相关运算,计算二者之间对应的散斑生成器的相对位移量  $v_2$ 。光线的偏折角  $\alpha$  的计算公式为

$$\alpha = \frac{v_1}{L_3} = \frac{v_2}{L_3} \cdot \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_2}{L_3} \cdot \frac{L_1 + L_2 + L_3}{L_1} \quad (12)$$

XSS 的测量原理如图 5 所示。当待测光学元件退出光路时,任选一像素点,其接收到的光线传播轨迹如图 5 中带箭头的虚线所示。此时,散斑生成器进行扫描,该像素点记录到的光强变化曲线由光路扫过散斑生成器的部分决定,如图 5 中③所示。在待测光学元件进入光路后,该像素点接收到的光线传播轨迹如图 5 中带箭头的实线所示。此时,散斑生成器进行扫描,该像素点记录到的光强变化曲线同样由光路扫过散斑生成器的部分决定,如图 5 中②所示。由于散斑生成器的厚度或材质分布是随机的,因此扫描时其每部分生成的曲线都是独一无二的。对于任一像素点在以上两种情况下获得的两条曲线,二者形状一致但相差一段距离  $v_2$ ,如图 5 中①所示。同样,通过互相关运算可以借助这两条曲线计算出  $v_2$  的值。根据几何关系,利用  $v_2$  和各元件之间的距离可计算出待测角  $\alpha$ ,如(12)式所示。

XSS 的数据处理与 XST 类似,采用 DIC 测量位移场。二者的不同之处在于 XSS 的 DIC 运算在任一像素点的参考曲线和样品曲线之间进行,不同像素点的数据之间不需要进行计算。正如 XST 利用插值算法将  $v_1$  的测量精度提高到亚像素尺寸水平,XSS 使用同样方法可将  $v_2$  的测量精度提高到位移台扫描步长的百分之一水平。

XSS 的角度灵敏度  $\Delta\alpha$  的表达式为

$$\Delta\alpha = \frac{\eta_2 \tau}{L_3} \cdot \frac{L_1 + L_2 + L_3}{L_1} \quad (13)$$

式中: $\tau$  为散斑生成器扫描步长; $\eta_2$  反映了对位移分辨能力的提升程度,此处为插值算法可分辨最小位移与  $\tau$  的比值。XSS 的空间分辨能力为探测器像素尺寸水平。XSS 的另一个重要参数是扫描步数,该参数由角度测量范围和扫描步长共同决定。由(12)式可知,待测角度范围越大,  $v_2$  范围越大,进而扫描步数越多。此外,扫描步长必须小于散斑尺寸,以形成适用于互相关计算的光强-距离曲线。同时,扫描步长与角度分辨能力有关,检测精度越高要求扫描步长越小。因此,高精度的 XSS 检测往往需采集上千张图像,实验时间很长,对光源和各元件的长期稳定性的要求较高。由于反射镜的面形检测等应用领域对特定方向的关注程度远大于其垂直方向,故在这种情况下,XSS 可以只对受关注的方向进行扫描,进而大大减少了实验所需时间。因为在 XSS 中是多个像素同时进行一维扫描的,所以在平行于扫描的方向可以实现 XSS 的高精度一维测量,在垂直于扫描的方向引入搜索窗后,可实现空间分辨能力达到窗口宽度的 XST 测量。换言之,利用 XSS 的一维扫描数据,既能在扫描方向实现由(13)式决定的高精度测量,又可以在垂直扫描方向实现由(10)式决定的低精度测量。

与 XST 类似,XSS 也可在散斑生成器和待测光学元件交换上下游位置后进行测量<sup>[48]</sup>。

### 3.4 自相关 XSS

自相关 XSS 与 XSS 在原理上有很大差别。前者通过测量波前二阶导数来检测波前,而后者通过测量波前的一阶导数来检测波前。同理,这个差别也存在于自相关 XSS 和 XST、XSVT 之间。通常情况下二阶导数的变化比一阶导数更平缓,因此自相关 XSS 的优势之一在于可以检测更大曲率的波前和面形,例如对多个 CRL 组合而成的面形进行检测。

自相关 XSS 的实验流程与 XSS 既有相同,也有不同。相同之处在于两者都是散斑生成器在垂直光轴的平面内进行精确定位扫描,不同之处在于自相关 XSS 只需要待测光学元件进入光路的扫描数据,而无需待测光学元件退出光路的扫描数据。正如其名称所指出的,自相关 XSS 测得的数据可同时作为参考图和待测图。

自相关 XSS 的原理示意图如图 6 所示。以散斑生成器上任意一点  $B$  为例说明。随着散斑生成器的精确定位扫描, $B$  点移动一段距离  $v_2$ 。同时,

根据光线传播轨迹,  $B$  点在探测器上对应的  $A$  点随之移动一段距离  $v_1$ 。显然,  $v_1$  与  $v_2$  之比是此处光束传播的放大倍数  $M$ , 其表达式为

$$M = \frac{v_1}{v_2} \quad (14)$$

对于球面波, 探测器面上的波面半径  $R$ 、散斑生成器平面上的波面半径  $r$  和放大倍数  $M$  的关系为

$$M = \frac{R}{r} = \frac{R}{R - L_2 - L_3} \quad (15)$$

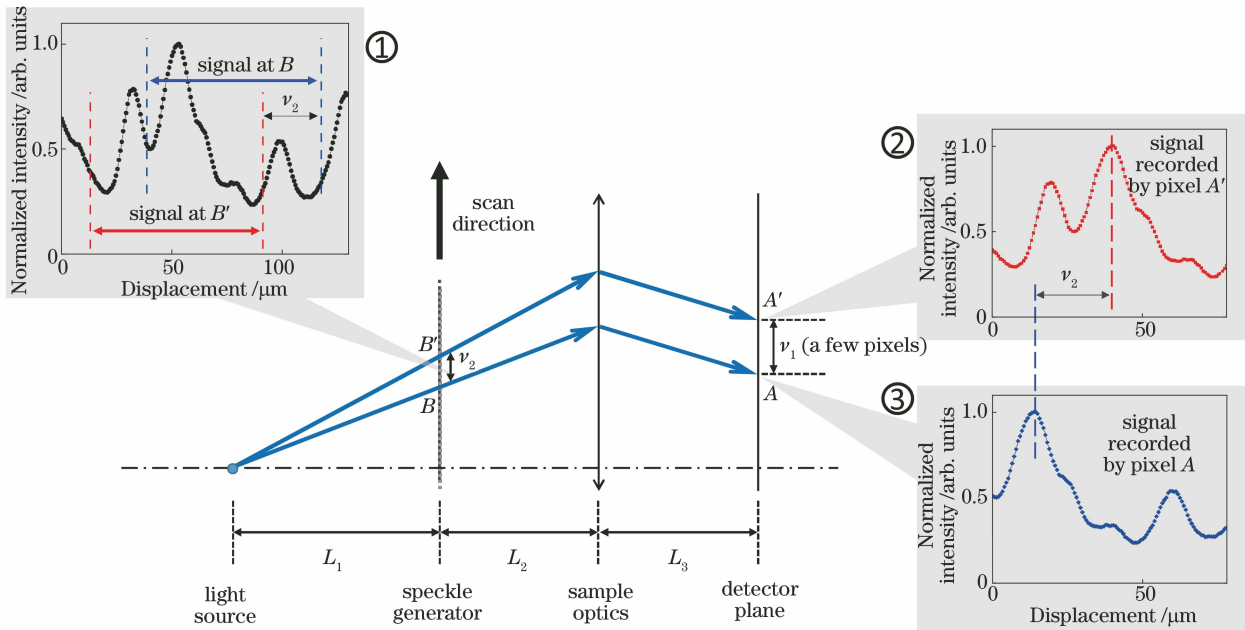


图 6 自相关 XSS 的原理示意图

Fig. 6 Schematic diagram of self-correlation XSS

与 XSS 类似, 在自相关 XSS 实验中, 探测器每个像素对应一条光强随散斑生成器位置而变化的曲线, 如图 6 中①所示。不同的是, 自相关 XSS 只有一组数据, 其中任一像素的曲线与附近像素的曲线可互为参考, 进而进行互相关运算。通常互相关运算在间隔数个像素的两点之间进行, 如图 6 中②、③所示, 两个像素之间的距离为  $v_1$ , 互相关运算的直接结果是  $v_2$ 。将  $v_1$  和  $v_2$  代入(16)式, 可得到曲率的分布。根据曲率与波前的关系式

$$\kappa = \frac{\partial^2 W_f}{\partial r^2} \quad (18)$$

可以积分获得探测器面的波前分布。

自相关 XSS 可直接检测探测器面上 X 射线光束的波前曲率, 类似于 XST 和 XSS 的绝对模式, 也可被应用于大曲率光学元件的面形检测中。在小角假设成立的情况下, 曲率线性变化, 待测光学元件导致的相位差可以通过积分曲率之差来恢复。曲率之

由于探测器面上的曲率  $\kappa$  为半径  $R$  的倒数, 故结合(14)、(15)式, 可得

$$\kappa = \frac{1 - v_2/v_1}{L_2 + L_3} \quad (16)$$

当  $L_2$  相较  $L_3$  可忽略或采用平行光时, (16)式可简化为

$$\kappa = \frac{1 - v_2/v_1}{L_3} \quad (17)$$

差可以利用差分模式获得, 在待测光学元件进入和退出光路情况下分别利用自相关 XSS 检测曲率, 通过积分两次测得的曲率之差, 可恢复上述相位差。

由于自相关 XSS 的实验流程与 XSS 类似, 故也可以进行一维扫描。

### 3.5 UMPA

UMPA 技术将基于光栅的波前检测方法和基于 X 射线近场散斑的波前检测方法统一起来, 并将其置于同一数学模型中进行分析<sup>[61]</sup>。在该模型中, 光栅和散斑生成器的作用均为调制入射光的波前, 使其携带周期或随机信号。在获得充足的数据并分析后, 可同时得到待测样品的吸收、相衬和散射信息。此外, UMPA 可以灵活调节角度灵敏度和空间分辨率, 弥补了传统的基于光栅和基于 X 射线近场散斑的波前检测方法的部分不足。

以采用散斑生成器作为调制器的 UMPA 为例进行说明。对于按照 XST 和 XSS 实验布局和流程

采集的数据, UMPA 均可进行分析, 即所谓的单幅曝光模式和扫描模式。然而, 前者数据分析结果的角度灵敏度和空间分辨率往往低于后者<sup>[51]</sup>。因此, UMPA 实验常采用扫描模式。值得注意的是, UMPA 的扫描步长可以大于散斑尺寸, 故其参数相比 XSS 有更大的选择空间。

根据光线经过待测光学元件传播到探测器的物理过程, UMPA 建立的数学模型为

$$I(x, y) = T(x, y) \{ I_0 + D(x, y) \times [I_r(x - v_{1,x}, y - v_{1,y}) - I_0] \} = T(x, y) [I_0 + D(x, y) \Delta I_r(x - v_{1,x}, y - v_{1,y})], \quad (19)$$

式中:  $(x, y)$  是垂直于光轴的平面上的正交坐标;  $I$  是待测光学元件进入光路后探测器采集到的散斑图;  $I_r$  是待测光学元件退出光路后探测器采集到的散斑图;  $I_0$  是  $I_r$  的平均光强;  $T$  是待测光学元件的透射系数, 包含待测光学元件的吸收信息;  $\Delta I_r = I_r - I_0$  是散斑光强围绕平均值上下起伏的振荡项;  $D$  是  $\Delta I_r$  的对比度下降系数, 由待测光学元件内部的微小气泡、颗粒和裂隙散射 X 射线决定;  $v_{1,x}$  和  $v_{1,y}$  分别是光线经过待测光学元件折射在  $x$  和  $y$  方向造成的光线落点位移。  $v_{1,x}$  和  $v_{1,y}$  与待测光学元件的相位一阶导数的关系为

$$\begin{cases} v_{1,x}(x, y) = \frac{\lambda z}{2\pi} \cdot \frac{\partial[\Delta\varphi(x, y)]}{\partial x} \\ v_{1,y}(x, y) = \frac{\lambda z}{2\pi} \cdot \frac{\partial[\Delta\varphi(x, y)]}{\partial y} \end{cases}, \quad (20)$$

式中:  $\frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial x}$  和  $\frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial y}$  是待测光学元件的相位一阶导数。若能从(19)、(20)式中提取出  $T$ 、 $D$ 、 $v_{1,x}$  和  $v_{1,y}$  等信息, 则可进一步计算待测光学元件的吸收、散射和相位信息。上述各值的提取方法为最小化测量结果  $I$  与模型之间的距离, 或者称为寻找损失函数  $f$  的最小值, 损失函数  $f$  的表达式为

$$f(x_0, y_0, v_{1,x}, v_{1,y}, T, D) = \iint \{ T(x, y) [I_0 + D(x, y) \times \Delta I_r(x - v_{1,x}, y - v_{1,y})] - I(x, y) \}^2 \times w_{in}(x - x_0, y - y_0) dx dy, \quad (21)$$

式中:  $x_0$  和  $y_0$  分别指窗口  $w_{in}$  在  $x$  和  $y$  方向的尺寸。  $w_{in}$  的作用与 XST 中的搜索窗口相同。对于  $v_{1,x}$  和  $v_{1,y}$ , 在找到对应的  $f$  最小值后仍需进行拟合和插值, 进而获得亚像素尺寸的精度。更进一步地, 文献[55]提出需要为待测光学元件拍摄一幅散斑生成器退出光路的图像, 用于消除边缘增

强效应的影响, 实现更准确的测量。此外, 文献[62]提出, 针对发散照明光束的情况可对上述 UMPA 数学模型[(19)式]进行改进, 但改进后的模型尚无实验验证。

采用光栅调制的 UMPA 与光栅干涉仪有所不同。光栅干涉仪需同时使用相位光栅和吸收光栅, 并且对稳定性和重复精度要求较高。采用光栅调制的 UMPA 只需使用一块相位光栅即可实现测量, 相位光栅的作用和散斑生成器类似, 区别仅仅在于前者产生有周期的光强分布, 而后者产生随机的光强分布。采用光栅调制的 UMPA 在简化实验布局的同时, 提高了对探测器空间分辨率的要求。

### 3.6 PXST

与上述各项技术不同的是, PXST 不必使用通常意义的散斑图样, 而是将待测样品的衍射特征视为一种广义的散斑<sup>[62]</sup>。该技术同样基于光场在近场区域内的传播规律, 利用深菲涅耳区的衍射特征来追踪光线的轨迹, 并通过测量波前的一阶导数来检测波前, 故也被归类为 X 射线近场散斑波前检测技术。换言之, PXST 将 X 射线近场散斑波前检测技术的基本原理与 Ptychography 相位成像方法结合, 同时具备以上两种技术的优势, 既降低了对光源相干性的要求, 又实现了较高的检测精度。与自相关 XSS 类似, PXST 的优势之一在于不需要测量参考图像, 能够以强会聚光为光源进行测量, 并且利用强会聚光的放大效应可达到更高的角度灵敏度。劣势在于为使迭代计算收敛, 数据有较大幅度的冗余。

Ptychography 是一种利用衍射光斑并通过迭代计算重建波前信息的相位恢复技术, 理论上能够达到衍射极限精度, 在可见光、X 射线和电子束等领域中已被广泛应用于相位成像、波前诊断和光学计量<sup>[75]</sup>。在 Ptychography 实验中, 待测样品以小于入射光直径的步长扫描, 利用迭代计算重建入射光和样品的复振幅分布。该技术的特点之一是相邻两次扫描位置的扫描区域部分重叠, 引入较高的数据冗余性, 显著提升收敛性, 且理论上成像范围可以无限拓展。虽然扫描过程会增加数据量和计算量, 但是随着计算机硬件性能的显著提升, 计算负载已不是关键问题。

PXST 的实验光路及其迭代算法和传统的 Ptychography 相位成像方法相似。图 7 为 PXST 原理示意图。在实验中, 样品位于光束焦点的下游, 随着样品在样品平面中扫描, 探测器依次采集到一系列相对应的图像。



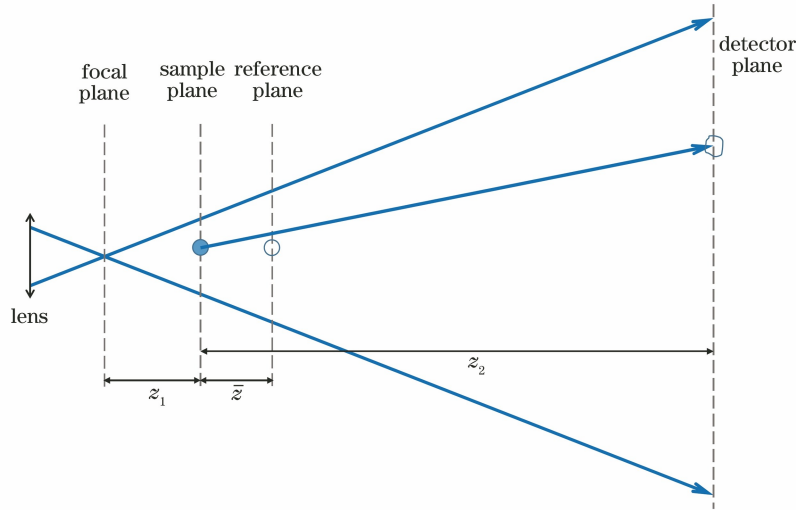


图 7 PXST 原理示意图

Fig. 7 Schematic diagram of PXST

基于 Fresnel scaling theorem, PXST 将传统 Ptychography 相位成像方法中基于衍射的传播规律更换为近场散斑的传播规律, 即“散斑追迹假设”, 可表示为

$$\begin{cases} I'(x, z_2) = W(x)I'_r \left[ x - \frac{\lambda z_2}{2\pi} \nabla\Phi(x), \bar{z} \right] \\ \left( \frac{\bar{z}}{z_2} \right)^2 w(x)I'_r(x, \bar{z}) = I' \left[ x + \frac{\lambda z_2}{2\pi} \nabla\varphi(x), z_2 \right] \end{cases}, \quad (22)$$

$$\bar{z} = \frac{z_2 z_1}{z_2 + z_1}, \quad (23)$$

式中:  $I'$  是样品进入光路时探测器平面上的光强分

布;  $x$  是垂直于光轴的平面坐标;  $z_2$  是样品平面与探测器平面之间的距离;  $W$  是样品退出光路时入射光场在探测器平面的光强分布;  $w$  是样品退出光路时入射光场在参考平面的光强分布;  $I'_r$  是样品在假设的理想平面波照射下在参考平面的投影;  $\nabla\Phi$  是入射光场在探测器平面的相位梯度;  $\nabla\varphi$  是入射光场在样品平面的相位梯度;  $z_1$  是照明点光源到样品平面的距离;  $\bar{z}$  是样品平面与参考平面之间的距离, 其表达式如(23)式所示。

当“散斑追迹假设”用于迭代算法时, (22)式可改写为

$$\begin{cases} I'_m(x, z_2) = W(x)I'_r \left[ x - \frac{\lambda z_2}{2\pi} \nabla\Phi(x) - \Delta x_m, \bar{z} \right] \\ I'_r(x, \bar{z}) = \frac{\sum_m w(x + \Delta x_m)I'_m \left[ x + \frac{\lambda z_2}{2\pi} \nabla\varphi(x + \Delta x_m) + \Delta x_m, z_2 \right]}{\sum_m w^2(x + \Delta x_m)} \end{cases}, \quad (24)$$

式中:  $I'_m$  是扫描过程中采集的图像;  $m$  为图像编号;  $\Delta x_m$  是编号为  $m$  图像对应样品位置的位移。需注意的是, (24)式第一个公式中位移取决于探测器平面的相位梯度  $\nabla\Phi$ , 第二个公式中位移取决于样品平面的相位梯度  $\nabla\varphi$ 。在从样品平面传播到探测器平面的光束中, 选取任意一条光线, 其起点和落点分别连接着样品平面上的一个分辨单元和探测器平面上的一个分辨单元。可以发现, 当样品平面和探测器平面各自都以分辨单元为最小长度单位时, 光线起点的相位梯度和落点的相位梯度数值相等, 方向相

反。因此, 只需求得两个相位梯度中的任意一个。

迭代算法流程如图 8 所示, 其中  $\epsilon_k$  为第  $k$  次循环计算所得结果的误差,  $\epsilon_{tol}$  为迭代计算整体的容许误差。可以看出, 在迭代计算过程中涉及 5 个量:  $I'_m$ 、 $W$ 、 $\nabla\Phi$ 、 $\Delta x_m$  和  $I'_r$ 。其中,  $I'_m$  和  $W$  是已知量, 作为算法的输入项, 其余 3 项是需求解的未知量。在迭代开始时, 需提供  $\nabla\Phi$  和  $\Delta x_m$  的初始估值, 以便根据(24)式第二个公式计算初始  $I'_r$ 。在迭代过程中, 利用最小化误差  $\epsilon$  的方法来计算  $\nabla\Phi$  和  $\Delta x_m$ ,  $\epsilon$  的表达式为

$$\epsilon = \sum_m \int \epsilon(m, x) dx = \sum_m \int \frac{1}{\sigma_i^2(x)} \left\{ I'_m(x) - W(x) I'_r \left[ x - \frac{\lambda z_2}{2\pi} \nabla \Phi(x) - \Delta x_m, \bar{z} \right] \right\}^2 dx, \quad (25)$$

式中： $\sigma_i^2$  是探测器探测到的光强信号的方差。 $\nabla \Phi$  的表达式为

$$\nabla \Phi(x) = \operatorname{argmin}_{\nabla \Phi} \left[ \sum_m \epsilon(m, x) \right], \quad (26)$$

$\Delta x_m$  的表达式为

$$\Delta x_m = \operatorname{argmin}_{\Delta x_m} \left[ \int \epsilon(m, x) dx \right]. \quad (27)$$

图 8 中的一个循环为：利用(24)式第二个公式更新参考图像；利用(26)式更新相位梯度；利用(27)

式更新样品位移；利用(25)式评估误差。重复以上计算过程，直到满足收敛条件，完成迭代过程。与其他利用 X 射线近场散斑的技术不同的是，PXST 不直接提供待测样品在实空间的相位或散射信息。迭代算法的结果为待测样品在假设平面波照射下的投影  $I'_r$  和入射光在探测器面的波前梯度  $\nabla \Phi$ 。对  $\nabla \Phi$  进行积分即可得到波前分布  $\Phi$ <sup>[62]</sup>。

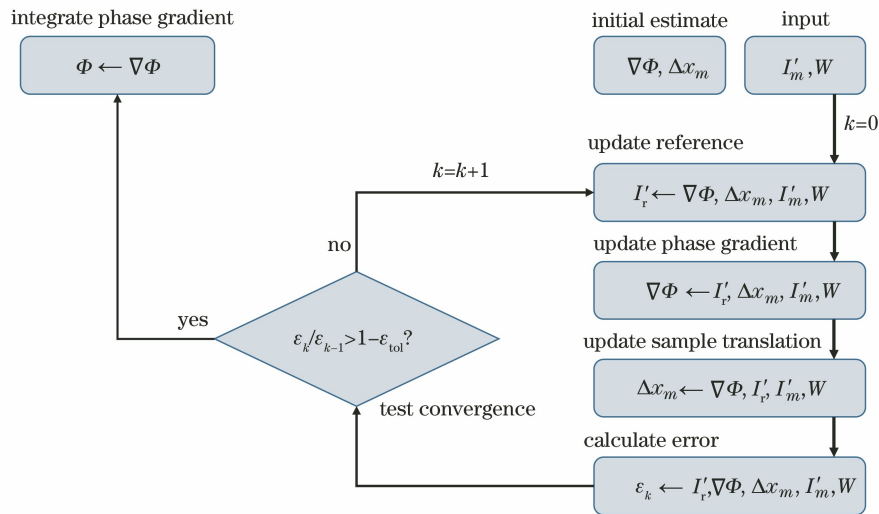


图 8 PXST 数据处理流程图

Fig. 8 Data processing flow chart for PXST

多数 X 射线近场散斑波前检测技术通过在参考图和样品图之间进行比较来提取波前信息。在 XST、XSVT、XSS 和 UMPA 等技术中，参考图和样品图均由实测获得。然而，在 PXST 技术中是通过迭代计算来获得参考图的。

与其他 X 射线近场散斑波前检测技术一样，PXST 对光源相干性的要求相比传统 Ptychography 相位成像方法大幅下降。因此，PXST 既可以利用同步辐射光源开展实验，又能利用实验室光源开展实验。特别是，PXST 可以利用实验室微焦点光源检测发散光束的波前，利用球面波光束的放大效应实现纳弧度级别的角度灵敏度<sup>[63]</sup>。此外，由于 PXST 源自 Ptychography，故具有利用扫描拼接实现大样品成像的潜力。

## 4 应 用

作为一类波前检测手段，X 射线近场散斑波前检测技术可被应用于束线诊断和 X 射线光学元件

的在线检测中。在束线诊断方面的应用包括光束波前测量和波前实时监测。同时，利用 X 射线近场散斑的特性，可以测量 X 射线的相干长度。由于此项应用不属于波前检测的范畴，故这里不详细介绍，感兴趣的读者可参考文献[76]。对于光学元件检测方面，X 射线近场散斑波前检测技术可以对反射型和折射型 X 射线光学元件进行快速、准确地检测，以协助这些光学元件的加工制造。此外，由于主动光学元件作为一种特殊的反射镜，较为重要，故简要介绍了 X 射线近场散斑波前检测技术协助其在线优化的流程。

### 4.1 光束波前测量

光束波前反映了检测位置处光束的状态，包括光源和上游所有光学元件的贡献，是光束线装调的必要输入。除了用于优化光束线性能，光束波前还是不同束线间互相比较的参考指标。

XST 的绝对模式、XSVT 的绝对模式、XSS 的绝对模式、自相关 XSS 和 PXST 均可测量光束波

前。其中, XSVT 的空间分辨能力可达探测器像素尺寸级别, 扫描步数也远少于 XSS 和自相关 XSS, 故其被认为是检测光束波前的最佳手段。

#### 4.2 波前实时监测

借助于半透明的 X 射线探测器, XST 可被用于监测光束波前的实时变化中。该项应用对于光束稳定性监测和单脉冲 X 射线的检测尤为重要。

在通常的 XST 实验中, 探测器在光路上下游不同位置处进行测量, 两次测量间隔一段时间。在实时监测的 XST 光路布局中同时使用了两个探测器, 其中上游位置的探测器半透明, 故两个探测器可以同时测量, 且进一步处理后可得到测量时刻光束的

波前。虽然光路上游的半透明探测器会对光束有一定扰动, 但是根据半透明探测器进入和退出光路的两幅图像, 可以扣除其对光束的影响。使用上述实验布局快速采集一系列图像, 可以监测光束波前在这段时间内的稳定性, 或者监测某一快速动态过程。相比传统的利用针孔或聚焦方式的光束稳定性监测方法, 基于 XST 的监测手段可对光束更大的区域进行测量, 适用于更高的光子能量范围。因为 XST 外的其他几项技术均需扫描散斑生成器, 无法进行实时监测, 所以波前实时检测只能采用 XST。图 9 展示了利用 XST 检测光束波前的结果。

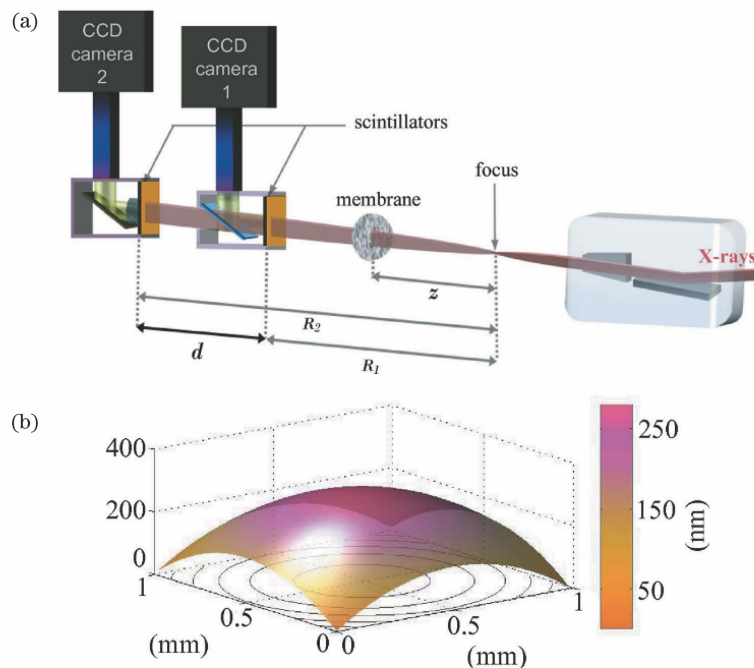


图 9 XST 检测光束波前<sup>[60]</sup>。(a)光路布局;(b)重建波前的结果

Fig. 9 Wavefront of beam detected by XST<sup>[60]</sup>. (a) Optical layout; (b) result of wavefront reconstruction

#### 4.3 反射型光学元件面形检测

当下最前沿的用于相干光的 X 射线反射镜要求面形误差至少在几十毫米范围内优于 1 nm。因此, 虽然反射镜面形可以采用上述任意一种技术进行二维检测, 但是由于其精度要求较高, 故通常采用 XSS 进行检测<sup>[31, 77]</sup>。

对于平面镜, 文献[78]提出了一种简化的 XSS 方案, 可以进行高效快速的测量。对于强聚焦的反射镜, 其面形对散斑图样的扭曲会造成多种 X 射线近场散斑技术检测效果不佳, 甚至完全无法检测。自相关 XSS 在这种情况下具有明显的优势<sup>[59]</sup>。此外, 强聚焦反射镜产生的强聚焦光束在波前检测方面也有一些优势。在强聚焦焦点的下游, 利用球

面波光束传播过程中的放大效应, 结合散斑生成器位移台精度的扫描步长, 探测器可以分辨更细微的信号, 进一步提升检测技术对光线偏折角的分辨能力。当待测光学元件与探测器相距数米远时, 利用强聚焦光束的 XSS, 其角度分辨能力可达 1 nrad。图 10 展示了利用 XSS 检测平面镜的结果。

#### 4.4 主动变形镜优化

X 射线主动光学可以通过修正波前畸变来获得更小的聚焦光斑<sup>[16]</sup>。在 X 射线反射元件领域中, 这一点通过动态可变形镜子来实现。动态可变形镜子的表面可进行一定程度的弯曲, 进而对光束进行调节和整形。在变形镜的优化过程中, X 射线近场散斑波前检测技术可以发挥重要作用。



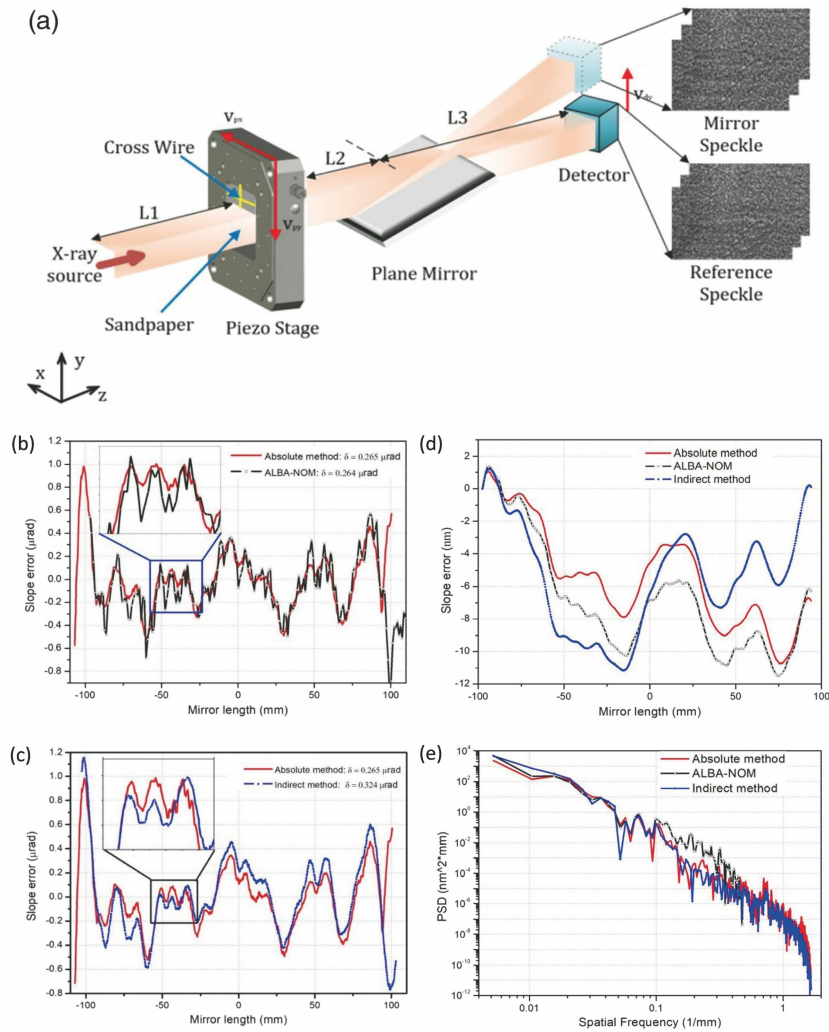


图 10 XSS 检测平面镜<sup>[37]</sup>。(a)光路布局;(b)XSS 与 NOM 检测结果对比;(c)XSS 两种模式的检测结果对比;(d)面形误差对比;(e)功率谱密度对比

Fig. 10 Plane mirror detected by XSS<sup>[37]</sup>. (a) Optical layout; (b) comparison of XSS and NOM detection results; (c) detection result comparison of two modes of XSS; (d) profile error comparison; (e) power spectral density comparison

主动变形镜的优化过程可大致分为:1)测量主动变形镜的响应函数;2)测量经过主动变形镜后光束的波前,并计算得到修正此波前所需的面形;3)采用转置矩阵方法<sup>[79]</sup>,由目标面形和响应函数计算得到使波前畸变最小的变形镜参数。显然,X射线近场散斑波前检测技术可用于步骤1)中各参数下变形镜的面形检测和步骤2)中的波前检测。上述流程中的步骤1)只需进行一次,由于系统不是理想线性的,故后两步需多次迭代。由于面形检测和波前检测的高精度和高空间分辨率,因此优化流程在数次迭代后即可收敛<sup>[31]</sup>。

与平面反射镜的检测类似,出于对高精度的追求,主动变形镜的优化多采用XSS。图11展示了利用XSS检测与优化主动变形镜的结果。

#### 4.5 折射型光学元件面形检测

折射型光学元件是聚焦高能光束线的唯一途径。X射线近场散斑波前检测技术的另一项重要应用是检测折射型光学元件的质量。以CRL为例,其对面形误差的检测精度要求在微米级别。除面形误差外,对折射型光学元件的波前检测还可以提供其材料和内部结构的相关信息,例如杂质和孔隙度等。

对于单个光学元件,由于X射线与其作用微弱<sup>[15]</sup>,散斑形变不严重,故上述各技术均可对其进行检测。例如,欧洲同步辐射光源将XSVT作为透镜检测的常规方法<sup>[34]</sup>。此外,一些光学元件由多个元件组成,且被加工为一个整体,故无法拆开进行单独检测。此类光学元件的聚焦效果很强,会造成波前快速变化,故常规X射线近场散斑波前检测技术

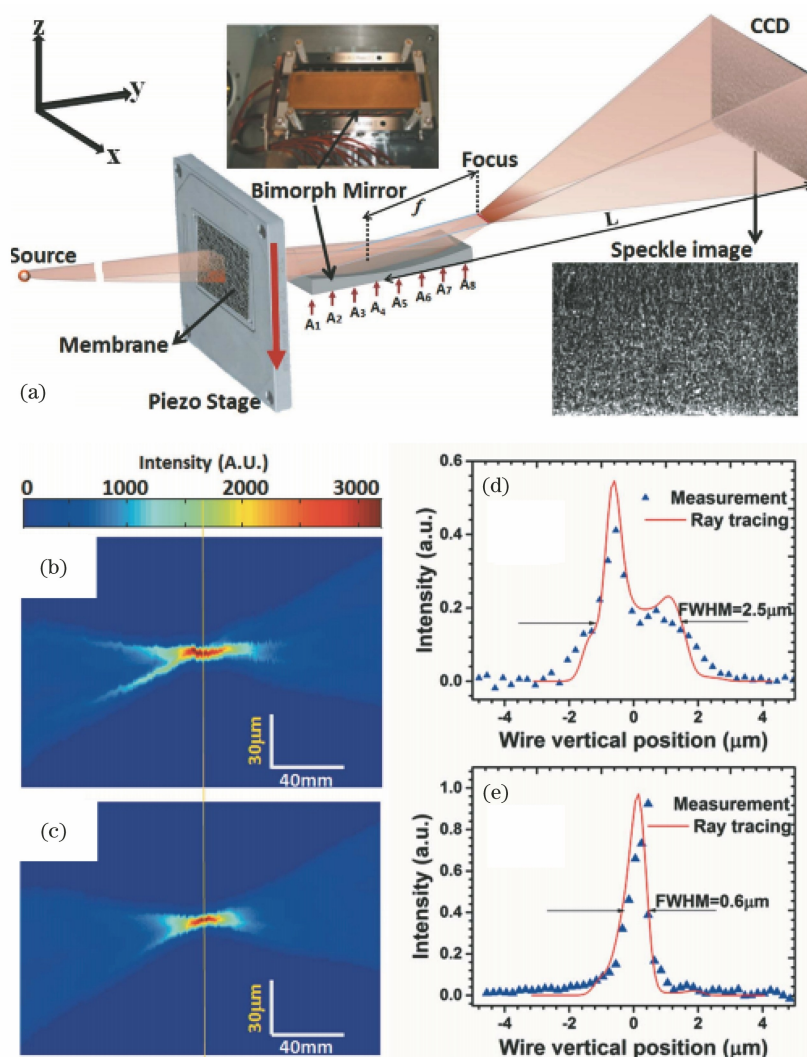


图 11 XSS 检测与优化主动变形镜<sup>[78]</sup>。(a)光路布局,  $A_1 \sim A_8$  为主动变形镜的电极; (b)优化前和

(c)优化后光强分布随主动变形镜与探测器之间距离的变化; (d)优化前和 (e)优化后使用金丝扫描测得的焦点尺寸

Fig. 11 Bimorph mirror detected and optimized by XSS<sup>[78]</sup>. (a) Optical layout,  $A_1 \sim A_8$  are electrodes of bimorph mirror; intensity distribution varying with distance between bimorph mirror and detector (b) before and (c) after optimization; focal spot size measured by gold wire scanning (d) before and (e) after optimization

难以或不能对其进行检测。这种情况与上述强聚焦反射镜类似,可采用自相关 XSS 进行检测。图 12 展示了利用 XST 检测 CRL,其中图 12(c)的实验数据由上海同步辐射光源(SSRF)BL09B-X 射线光学测试线的薛莲提供。

## 5 总结与展望

介绍了现有的 X 射线近场散斑波前检测技术,包括各技术路线的原理、测量流程、数据处理和应用等方面。其中:XST 的实验布局和流程较为简单,可以进行快速检测,更适用于实时监测等应用;XSS 的实验时间长,数据量大,可进行高精度检测,更适用于高质量光学元件的检测;XSVT 的性能和对实

验条件的要求处于 XST 和 XSS 之间,可视为二者间的折衷手段;自相关 XSS 适用于大曲率波前的检测;UMPA 可同时获取待测光学元件的吸收、折射和散射信息;PXST 将 X 射线近场散斑波前检测技术的基本原理与 Ptychography 相位成像方法相结合,可对大曲率波前进行高精度检测。当介绍各技术路线时,举例的光路多为最简洁和最常用的布局,而在实际应用中,有时需要选择不同布局和实验流程的组合来达到最佳测量效果,如 XSS-XSVT 的组合可进一步提升大曲率波前检测的角度灵敏度。

纵观 X 射线近场散斑波前检测技术的发展历程,可以看出,随着检测性能的提升,实验复杂程度、检测时长、数据量和数据处理难度均在增加。因此,

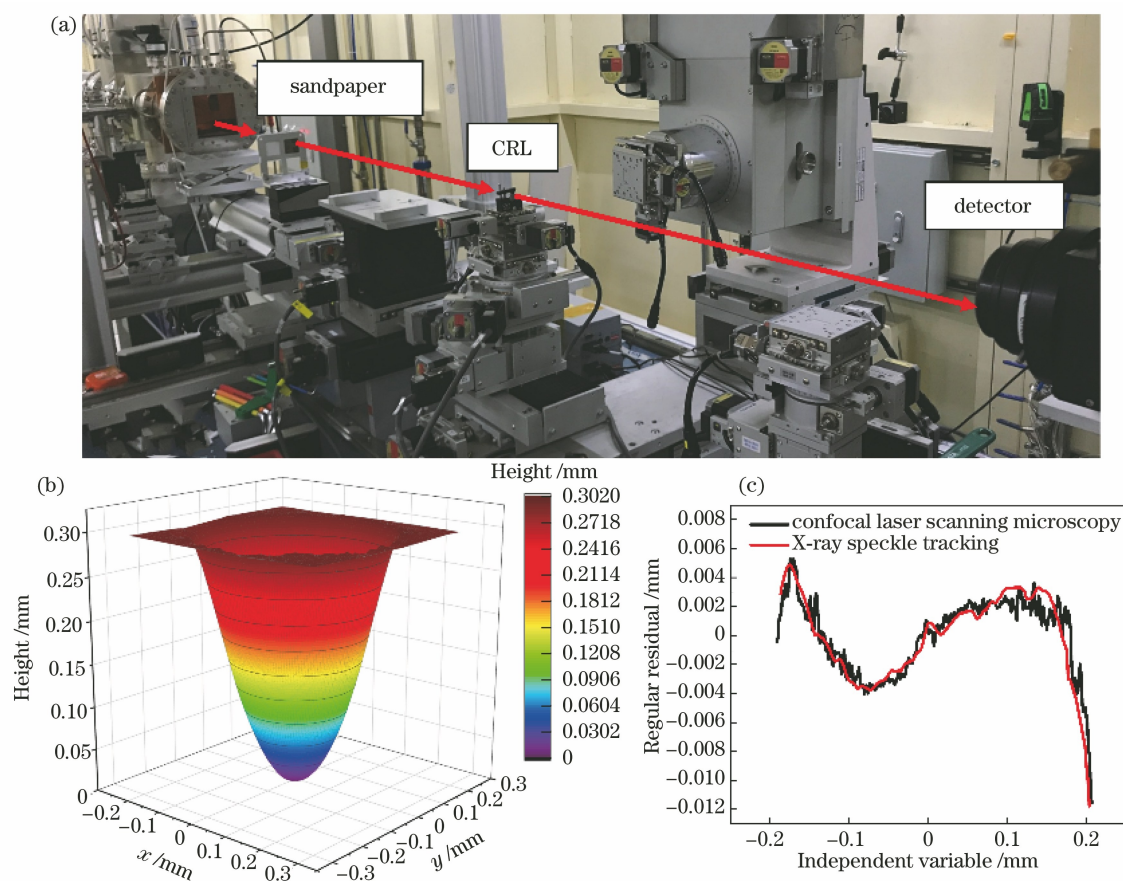


图 12 XST 检测 CRL。(a)实验现场图;(b) CRL 面形检测结果;(c) XST 与共聚焦激光扫描显微镜对面形的检测结果的对比  
Fig. 12 CRL detected by XST. (a) Picture of experimental site; (b) profile detection result of CRL; (c) comparison of XST and confocal laser scanning microscopy detection results

X 射线近场散斑波前检测技术在进一步优化实验流程和提升计算效率方面的要求越来越迫切。在保证检测精度的前提下减少检测时长、数据量和数据处理时长是亟待解决的重要问题。此外,在越来越多第四代同步辐射光源的规划和建设的大背景下,对 X 射线近场散斑波前检测技术的研究应当考虑工程需求,例如:将现有技术与人工智能结合,提高光束线装调的精度和效率;将现有技术与光学仿真技术结合,实现对大曲率光学元件的高效检测。

**致谢** 感谢上海同步辐射光源 BL09B-X 射线光学测试线的全体工作人员对本文工作的贡献!

### 参 考 文 献

- [1] Eriksson M, van der Veen J F, Quitmann C. Diffraction-limited storage rings: a window to the science of tomorrow [J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 2014, 21(5): 837-842.
- [2] Huang X B. Potential performance limit of storage rings[C]//Proceedings of the 8th International Particle Accelerator Conference, May 14-19, 2017, Copenhagen, Denmark. [S.l.: s.n.], 2017: 2836-2839.
- [3] Tavares P F, Leemann S C, Sjöström M, et al. The MAX IV storage ring project [J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 2014, 21(5): 862-877.
- [4] Liu L, Milas N, Mukai A H C, et al. The sirius project[J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 2014, 21(5): 904-911.
- [5] Farvacque L, Carmignani N, Chavanne J, et al. A low-emittance lattice for the ESRF [C]//Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference, May 12-17, 2013, Shanghai, China. [S.l.: s.n.], 2013: 79-81.
- [6] Borland M, Sun Y, Lindberg S R R, et al. Lower emittance lattice for the advanced photon source upgrade using reverse bending magnets [C] // Proceedings of the North American Particle Accelerator Conference, October 9-14, 2016, Chicago, IL, USA. [S.l.: s.n.], 2016: 877-880.
- [7] Jiao Y, Xu G, Cui X H, et al. The HEPS project [J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 2018, 25(6):



- 1611-1618.
- [8] Mimura H, Handa S, Kimura T, et al. Breaking the 10 nm barrier in hard-X-ray focusing [J]. *Nature Physics*, 2010, 6(2): 122-125.
- [9] Seaberg M H, Aquila A, Liang M N, et al. Nanofocus characterization at the coherent X-ray imaging instrument using 2D single grating interferometry [J]. *Proceedings of SPIE*, 2019, 11038: 110380L.
- [10] Meng X Y, Guo C L, Wang Y, et al. Research on partially coherent light propagation in synchrotron beamlines[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(7): 0734001.  
孟祥雨, 郭春磊, 王勇, 等. 同步辐射光束线中部分相干光的传播研究 [J]. *光学学报*, 2013, 33(7): 0734001.
- [11] Salditt T, Egner A, Luke D R. Nanoscale photonic imaging[M]. Cham: Springer, 2018.
- [12] Attwood D, Sakdinawat A. X-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications[M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2016.
- [13] Soufli R, Pivovarov M J, Baker S L, et al. Development, characterization and experimental performance of X-ray optics for the LCLS free-electron laser[J]. *Proceedings of SPIE*, 2008, 7077: 707716.
- [14] Seiboth F, Schropp A, Scholz M, et al. Perfect X-ray focusing via fitting corrective glasses to aberrated optics[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14623.
- [15] Roth T, Alianelli L, Lengeler D, et al. Materials for X-ray refractive lenses minimizing wavefront distortions[J]. *MRS Bulletin*, 2017, 42(6): 430-436.
- [16] Matsuyama S, Nakamori H, Goto T, et al. Nearly diffraction-limited X-ray focusing with variable-numerical-aperture focusing optical system based on four deformable mirrors [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 24801.
- [17] Alcock S G, Sawhney K J S, Scott S, et al. The diamond-NOM: a non-contact profiler capable of characterizing optical figure error with sub-nanometre repeatability[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2010, 616(2/3): 224-228.
- [18] Siewert F, Buchheim J, Höft T, et al. High angular resolution slope measuring deflectometry for the characterization of ultra-precise reflective X-ray optics [J]. *Measurement Science and Technology*, 2012, 23(7): 074015.
- [19] Idir M, Kaznatcheev K, Dovillaire G, et al. A 2 D high accuracy slope measuring system based on a stitching Shack Hartmann optical head [J]. *Optics Express*, 2014, 22(3): 2770-2781.
- [20] Rommeveaux A V, Lantelme B, Barrett R. ESRF metrology laboratory: overview of instrumentation, measurement techniques, and data analysis [J]. *Proceedings of SPIE*, 2010, 7801: 780107.
- [21] Han Y N, Hu X Q, Dong B. Iterative extrapolation method to expand dynamic range of Shack-Hartmann wavefront sensors[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(16): 1611004.  
韩妍娜, 胡新奇, 董冰. 一种扩大夏克-哈特曼波前传感器动态范围的迭代外推法 [J]. *光学学报*, 2020, 40(16): 1611004.
- [22] Gaudin J, Keitel B, Jurgilaitis A, et al. Time-resolved investigation of nanometer scale deformations induced by a high flux X-ray beam[J]. *Optics Express*, 2011, 19(16): 15516-15524.
- [23] Bonse U, Hart M. An X-ray interferometer [J]. *Applied Physics Letters*, 1965, 6(8): 155-156.
- [24] Sutter J, Alcock S, Sawhney K. *In situ* beamline analysis and correction of active optics[J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 2012, 19: 960-968.
- [25] Lane R G, Tallon M. Wave-front reconstruction using a Shack-Hartmann sensor[J]. *Applied Optics*, 1992, 31(32): 6902-6908.
- [26] Olivo A, Speller R. A coded-aperture technique allowing X-ray phase contrast imaging with conventional sources [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(7): 074106.
- [27] David C, Nöhammer B, Solak H H, et al. Differential X-ray phase contrast imaging using a shearing interferometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 81(17): 3287-3289.
- [28] Cloetens P, Ludwig W, Baruchel J, et al. Holotomography: quantitative phase tomography with micrometer resolution using hard synchrotron radiation X rays[J]. *Applied Physics Letters*, 1999, 75(19): 2912-2914.
- [29] Gureyev T E, Mayo S, Wilkins S W, et al. Quantitative in-line phase-contrast imaging with multienergy X rays [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(25): 5827-5830.
- [30] Momose A, Takeda T, Itai Y, et al. Phase-contrast X-ray computed tomography for observing biological soft tissues[J]. *Nature Medicine*, 1996, 2(4): 473-475.
- [31] Berujon S. At-wavelength metrology of hard X-ray synchrotron beams and optics method developments and applications [D]. Grenoble: Université de Grenoble, 2013.

- [32] Goodman J W. Speckle phenomena in optics: theory and applications[M]. Bellingham: SPIE, 2006.
- [33] Sutton M. A review of X-ray intensity fluctuation spectroscopy[J]. Comptes Rendus Physique, 2008, 9(5/6): 657-667.
- [34] Berujon S, Cojocaru R, Piau P, et al. X-ray optics and beam characterization using random modulation: experiments[J]. Journal of Synchrotron Radiation, 2020, 27(2): 293-304.
- [35] Wang H C, Zhou T H, Kashyap Y, et al. Speckle-based at-wavelength metrology of X-ray optics at Diamond Light Source [J]. Proceedings of SPIE, 2017, 10388: 103880I.
- [36] Berujon S, Ziegler E, Cojocaru R, et al. Development of a hard X-ray wavefront sensor for the EuXFEL [J]. Proceedings of SPIE, 2017, 10237: 102370K.
- [37] Xue L, Li Z, Zhou T H, et al. Absolute metrology method of the X-ray mirror with speckle scanning technique[J]. Applied Optics, 2019, 58(31): 8658-8664.
- [38] Xue L, Luo H X, Diao Q S, et al. Quantitative X-ray channel-cut crystal diffraction wavefront metrology using the speckle scanning technique[J]. Sensors, 2020, 20(22): 6660.
- [39] Zanette I, Zhou T H, Burvall A, et al. Speckle-based X-ray phase-contrast and dark-field imaging with a laboratory source [J]. Physical Review Letters, 2014, 112(25): 253903.
- [40] Berto P, Rigneault H, Guillon M. Wavefront sensing with a thin diffuser [J]. Optics Letters, 2017, 42(24): 5117-5120.
- [41] Wang H C, Kashyap Y, Cai B, et al. High energy X-ray phase and dark-field imaging using a random absorption mask [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 30581.
- [42] Berujon S, Ziegler E, Cerbino R, et al. Two-dimensional X-ray beam phase sensing [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(15): 158102.
- [43] Berujon S, Wang H C, Sawhney K. X-ray multimodal imaging using a random-phase object[J]. Physical Review A, 2012, 86(6): 063813.
- [44] Morgan K S, Paganin D M, Siu K K W. X-ray phase imaging with a paper analyzer [J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(12): 124102.
- [45] Berujon S, Wang H C, Pape I, et al. X-ray phase microscopy using the speckle tracking technique[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(15): 154105.
- [46] Wang H C, Berujon S, Herzen J, et al. X-ray phase contrast tomography by tracking near field speckle [J]. Scientific Reports, 2015, 5: 8762.
- [47] Zhou T H, Zanette I, Zdora M C, et al. Speckle-based X-ray phase-contrast imaging with a laboratory source and the scanning technique [J]. Optics Letters, 2015, 40(12): 2822-2825.
- [48] Berujon S, Ziegler E. Near-field speckle-scanning-based X-ray imaging [J]. Physical Review A, 2015, 92: 013837.
- [49] Zanette I, Zdora M C, Zhou T H, et al. X-ray microtomography using correlation of near-field speckles for material characterization[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2015, 112(41): 12569-12573.
- [50] Berujon S, Ziegler E. X-ray multimodal tomography using speckle-vector tracking [J]. Physical Review Applied, 2016, 5(4): 044014.
- [51] Zdora M C, Thibault P, Zhou T H, et al. X-ray phase-contrast imaging and metrology through unified modulated pattern analysis [J]. Physical Review Letters, 2017, 118(20): 203903.
- [52] Berujon S, Ziegler E. Near-field speckle-scanning-based X-ray tomography [J]. Physical Review A, 2017, 95(6): 063822.
- [53] Zdora M C, Zanette I, Walker T, et al. X-ray phase imaging with the unified modulated pattern analysis of near-field speckles at a laboratory source [J]. Applied Optics, 2020, 59(8): 2270-2275.
- [54] Zdora M C, Thibault P, Kuo W, et al. X-ray phase tomography with near-field speckles for three-dimensional virtual histology [J]. Optica, 2020, 7(9): 1221-1227.
- [55] Wang F X, Wang Y D, Wei G X, et al. Speckle-tracking X-ray phase-contrast imaging for samples with obvious edge-enhancement effect [J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(17): 174101.
- [56] Paganin D M, Labriet H, Brun E, et al. Single-image geometric-flow X-ray speckle tracking [J]. Physical Review A, 2018, 98(5): 053813.
- [57] Wang H C, Berujon S, Sutter J, et al. At-wavelength metrology of X-ray optics at diamond light source [J]. Proceedings of SPIE, 2014, 9206: 920608.
- [58] Wang H C, Moriconi S, Sawhney K. Nano-precision metrology of X-ray mirrors with laser speckle angular measurement [J]. Light: Science & Applications, 2021, 10: 195.
- [59] Berujon S, Cojocaru R, Piau P, et al. X-ray optics and beam characterization using random modulation: theory[J]. Journal of Synchrotron Radiation, 2020, 27(2): 284-292.
- [60] Berujon S, Ziegler E, Cloetens P. X-ray pulse wavefront metrology using speckle tracking [J].

- Journal of Synchrotron Radiation, 2015, 22(4): 886-894.
- [61] Zdora M C, Zanette I, Zhou T, et al. At-wavelength optics characterisation via X-ray speckle- and grating-based unified modulated pattern analysis[J]. Optics Express, 2018, 26(4): 4989-5004.
- [62] Morgan A J, Quiney H M, Bajt S, et al. Ptychographic X-ray speckle tracking[J]. Journal of Applied Crystallography, 2020, 53(3): 760-780.
- [63] Morgan A J, Murray K T, Prasciolu M, et al. Ptychographic X-ray speckle tracking with multi-layer laue lens systems [J]. Journal of Applied Crystallography, 2020, 53(4): 927-936.
- [64] Morgan A J, Murray K T, Quiney H M, et al. Speckle-tracking: a software suite for ptychographic X-ray speckle tracking [J]. Journal of Applied Crystallography, 2020, 53(6): 1603-1612.
- [65] Qiao Z, Shi X B, Assoufid L. Single-shot speckle tracking method based on wavelet transform and multi-resolution analysis [J]. Proceedings of SPIE, 2020, 11492: 114920O.
- [66] Tian N X, Jiang H, Li A G, et al. Influence of diffuser grain size on the speckle tracking technique [J]. Journal of Synchrotron Radiation, 2020, 27(1): 146-157.
- [67] Tian N X, Jiang H, Li A G, et al. High-precision speckle-tracking X-ray imaging with adaptive subset size choices [J]. Scientific Reports, 2020, 10(1): 14238.
- [68] Cerbino R. Correlations of light in the deep fresnel region: an extended Van Cittert and Zernike theorem [J]. Physical Review A, 2007, 75(5): 053815.
- [69] Bing P. Digital image correlation for surface deformation measurement: historical developments, recent advances and future goals [J]. Measurement Science and Technology, 2018, 29(8): 082001.
- [70] Pan B, Qian K M, Xie H M, et al. Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement: a review [J]. Measurement Science and Technology, 2009, 20(6): 062001.
- [71] Pan B, Xie H M, Wang Z Y, et al. Study on subset size selection in digital image correlation for speckle patterns[J]. Optics Express, 2008, 16(10): 7037-7048.
- [72] Alexander T L, Harvey J E, Weeks A R. Average speckle size as a function of intensity threshold level: comparison of experimental measurements with theory[J]. Applied Optics, 1994, 33(35): 8240-8250.
- [73] Piederrière Y, le Meur J, Cariou J, et al. Particle aggregation monitoring by speckle size measurement; application to blood platelets aggregation[J]. Optics Express, 2004, 12(19): 4596-4601.
- [74] Lin H, Yu P. Speckle mechanism in holographic optical imaging[J]. Optics Express, 2007, 15(25): 16322-16327.
- [75] Pan X C, Liu C, Tao H, et al. Phase imaging based on Ptychography and progress on related key techniques [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(1): 0111010.  
潘兴臣, 刘诚, 陶华, 等. Ptychography 相位成像及其关键技术进展 [J]. 光学学报, 2020, 40(1): 0111010.
- [76] Kashyap Y, Wang H C, Sawhney K. Two-dimensional transverse coherence measurement of hard-X-ray beams using near-field speckle [J]. Physical Review A, 2015, 92(3): 033842.
- [77] Berujon S, Wang H C, Alcock S, et al. At-wavelength metrology of hard X-ray mirror using near field speckle[J]. Optics Express, 2014, 22(6): 6438-6446.
- [78] Wang H C, Kashyap Y, Laundry D, et al. Two-dimensional *in situ* metrology of X-ray mirrors using the speckle scanning technique [J]. Journal of Synchrotron Radiation, 2015, 22(4): 925-929.
- [79] Tyson R K. Principles of adaptive optics [M]. 3rd ed. Boca Raton: CRC Press, 2010.