

·特邀综述·

部分相干照明下的相位恢复方法及应用研究进展

卢兴园¹, 赵承良^{1*}, 蔡阳健^{1,2,3**}

¹苏州大学物理科学与技术学院, 江苏 苏州 215006;

²山东师范大学物理与电子学院, 山东 济南 250014;

³山东省光场调控工程技术中心, 山东省光学与光子器件技术重点实验室, 山东 济南 250014

摘要 相位恢复技术在材料科学、生物医学、天文学等领域有着广泛的应用,不同的相位恢复技术及应用领域,需要用到不同的光源。光源的波长、相干性以及能量等参数都会影响最终的相位恢复效果。在以往的研究中,就空间相干性而言,往往将光源当作完全相干光处理,但是在实际应用中,X射线、电子束等光源都是部分相干光,且完全相干光经过介质时其空间相干性也会降低,因此,如何在部分相干照明下恢复物体正确的相位信息尤为重要。本文概述了空间部分相干照明下相位恢复技术的研究背景及研究进展,重点介绍了常用的几种相位恢复方法:模式分解法、强度传输方程、微扰法以及焦移法等,并对这些方法的优劣进行了对比分析。此外,还概述了微扰法相位恢复技术在特殊关联部分相干光场测量及部分相干涡旋光束拓扑荷数测量中的应用。

关键词 相干光学; 相位恢复技术; 部分相干光; 相位信息

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0500016

Research Progress on Methods and Applications for Phase Reconstruction Under Partially Coherent Illumination

Lu Xingyuan¹, Zhao Chengliang^{1*}, Cai Yangjian^{1,2,3**}

¹School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou, Jiangsu 215006, China;

²School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250014, China;

³Shandong Provincial Engineering and Technical Center of Light Manipulations, Shandong Provincial Key Laboratory of Optics and Photonic Device, Jinan, Shandong 250014, China

Abstract The phase reconstruction technique plays an extremely important role in various fields, such as materials science, biomedicine, and astronomy. In different phase retrieval technologies and applications, different light sources are needed. The wavelength, coherence, and energy of a light source can all affect the final phase reconstruction. In previous studies, in terms of spatial coherence, a light source has often been considered completely coherent light. However, in the actual experiments, X-ray and electron beams both correspond to partially coherent light. Spatial coherence of fully coherent light propagated through a medium will reduce accordingly. Therefore, it is especially important to identify appropriate ways to realize correct reconstruction under partially coherent illumination. In this paper, we provide a review of the research background and progress in developing phase reconstruction methods under partially coherent illumination. Some common methods, such as mode decomposition, transport of intensity equation, self-reference holography, and focus variation, are introduced and their advantages and disadvantages are compared. Moreover, the application of the self-reference holography method to the measurement of the correlation function for a specially correlated partially coherent beam and the determination of the corresponding topological charge of a partially coherent vortex beam is also summarized.

Key words coherence optics; phase reconstruction; partially coherent beam; phase information

OCIS codes 030.1640; 030.1670; 100.5070

收稿日期: 2019-12-05; 修回日期: 2020-02-11; 录用日期: 2020-03-05

基金项目: 国家重点研发计划(2019YFA0705000)、国家杰出青年科学基金(11525418)、国家自然科学基金(11974218, 91750201, 11774250)、江苏高校优势学科建设工程项目、国家留学基金(201906920048)、江苏省研究生培养创新工程(KYCX19_1968)、济南市创新团队(2018GXRC010)

* E-mail: zhaochengliang@suda.edu.cn; ** E-mail: yangjiancai@suda.edu.cn

1 引言

相位和振幅一样,都是构成波前信息的重要组成部分,但是肉眼或者数字传感器只能捕捉光的振幅或者强度信息,而相位信息会在这个记录过程中丢失。同样地,对于一些弱散射生物体,直接观测时,将呈现无色透明的形貌,而制样和染色会对生物体造成不可逆转的损害,荧光标记也可能会引入改变蛋白质功能的细胞毒素或者基因修饰。此时,非接触、非侵入式的相位成像或相位恢复技术便显得尤为重要。相位中蕴含着振幅所不能提供的信息,例如样品的折射率、厚度、密度等。在无法直接获取相位信息的情况下,通常可以从记录的光强信息中恢复相位信息,这类方法被称为波前检测技术或者相位恢复技术^[1-9]。

最早的相位恢复技术可以追溯到 20 世纪 40 年代。1947 年,伽伯首次提出波前重构的概念,随后得益于激光器的发明,全息术进入了广大研究者的视野^[10]。全息干涉技术巧妙地利用参考光和物光的干涉效应记录下物体的振幅和相位信息,并实现了物体的三维重建。

经过数十年的发展,相位信息的获取技术已经逐渐成熟。例如泽尼克相衬显微成像、微分干涉显微成像等定性的相位成像技术^[2],以及一系列基于迭代算法的定量相位恢复技术,包括最早的 GS (Gerchberg-Saxton) 算法^[11-12]、混合输入输出算法^[13] (HIO) 以及目前广泛应用的叠层成像算法^[1-3, 14-16]等。此外,还有一些非迭代的相位恢复方法,如全息干涉法及其衍生方法^[4-6, 17-20],以及光强传输方程^[8-9, 21-26]等。这些相位恢复方法已被广泛应用于晶体学、生物医学、材料科学以及天文学等领域^[27-35]。

然而,光源的相干性尤其是空间相干性始终约束着各类相位恢复技术的应用范围^[24, 36-37]。最早的全息术因高相干性激光的发明才得以发展和广泛应用,相干衍射成像中迭代算法的精确度依赖于光源极高的相干性^[36]。但是在实际应用中,X 光和电子束等光源并不是完全相干光,而是部分相干光。同时,完全相干光在介质中传输后,其空间相干性会降低。在这类情况下,若仍将这些光源作为完全相干光处理,将无法完全正确地恢复物体的相位信息。

近年来,部分相干照明受到了更多的关注。针对部分相干照明,研究人员改进了各类相位恢复方法,并有一些新方法涌现出来^[22-26, 36-50],例如模式分

解法^[36, 38-39]、微扰法^[48-49]、焦移法^[50]等。此外,部分相干照明下物体的相位测量与部分相干激光束空间关联结构的测量存在着联系,其作为相位恢复技术的新型应用,下文会具体介绍^[51-56]。

2 部分相干照明下的相位恢复技术

前面提及的相位恢复方法多数都要求或者直接假设照明光源是完全相干的,这样的方法如不进行适当修改将不再适用于空间部分相干照明的情况^[36]。事实上,部分相干照明的情形随处可见,第三代波动源产生的 X 射线、自由电子激光源以及处于不稳定环境中的激光束都属于部分相干光源,这里的不稳定环境包括样品的机械运动,实验装置、环境介质的波动,以及大气湍流引起的空间相干性的退化等。

2009 年,Nugent 研究小组^[36]提出,迭代算法进行相位重构的关键在于照明光束近乎完美的空间相干性,否则相位恢复过程将会发生畸变,导致相位信息缺失甚至完全错误。为了解决这个问题,研究者常利用狭缝或者小孔,以牺牲照明光源的强度来确保光源的空间相干性。其实,Nugent 研究小组^[23]早在 1998 年就对部分相干光场的相位给出过明确的定义,部分相干光场的相位为标量势函数,是梯度对应于时间平均的坡印廷矢量。2009 年,他们基于迭代算法提出了一种将部分相干光源进行模式分解以实现信息的均匀和完整恢复的算法^[36, 38]。该工作一经发布,部分相干照明下的相位恢复就引起了更多的重视。为了使原有的相位恢复方法适应空间部分相干照明,人们进行了大量的研究^[22-26, 36-50]。Thibault 等^[39]从量子角度提出了一种混合态模型,该模型可以有效地处理包括部分相干照明在内的一系列多态混合问题,使叠层成像的应用更加广泛。

与迭代法相比,非迭代法能够获取实时的结果。Teague 推导的光强传输方程是基于照明光源为完全相干光的假设推导出的相位恢复方法^[21]。2004 年,Gureyev 等^[24]和 Petruccielli 等^[25]系统地分析了光源相干性对光强传输方程相位恢复过程的影响及解决方案,并针对部分相干照明提出了若已知照明光谱信息便可以准确求解相位分布的方案。2015 年,Zuo 等^[26]引入四维维格纳函数及刘维尔传输方程,推导出了强度传输方程的广义形式,正式将光强传输方程拓展到了适用于部分相干照明光的形式。

全息干涉技术因过度依赖于照明光源的相干性而直到激光问世才得以推广。随着自干涉全息技

术^[37]的出现,全息干涉技术摆脱了这一困境。自干涉全息的原理是利用点光源的空间自相干性和各个点源全息图的非相干叠加来实现全息图的记录,但是这种方法只适用于物体自发光或者照明光源为完全非相干光的情况。事实上,早在2006年,Dubois等^[17]就发现,在全息干涉实验中适当地降低光源的空间相干性有助于获得更好的相位恢复结果,当样品具有一定厚度时,部分相干照明还可以改善重聚焦带来的分辨率降低效应。

2018年,Shao等^[48]基于部分相干光场理论提出了微扰法,这一方法在本质上是同轴的实空间相移全息干涉法。通过在实空间待测平面引入单次或多次相位微扰,就可以从远场衍射光强中恢复出待测物体的复值信息。随后Lu等^[49]基于微扰法提出了在光路中引入多孔阵列板的方法,该方法解决了微扰法中因相干度降低而引起的视场缩小的问题。Konijnenberg等^[50]创新性地提出了具有星形掩模板的焦移法,该方法也可以解决部分相干照明情况下相位紊乱和视场缩小的问题。

2.1 强度传输方程

强度传输方程相位恢复的基本实验装置图如图1所示。强度传输方程属于非迭代相位恢复方法中的一种,由Teague于1983年提出^[21]。该方程是在假设光源为单色相干光的前提下,利用亥姆霍兹方程在傍轴近似条件下推导出的二阶椭圆偏微分方程,即

$$-k \frac{\partial I(\mathbf{r})}{\partial z} = \nabla \cdot [I(\mathbf{r}) \nabla \phi(\mathbf{r})], \quad (1)$$

式中: $\mathbf{r}=(x, y)$; k 为波数; $I(\mathbf{r})$ 为光强分布; ∇ 为作

用于 \mathbf{r} 平面的哈密顿算符; $\phi(\mathbf{r})$ 为相位。该方程将强度信息和相位信息联系起来。求解该偏微分方程的方法有多种,其中应用最为广泛的是快速傅里叶变换法^[57]。快速傅里叶变化法简单、高效,且适用于方形边界区域,其最终解的形式为

$$\phi(\mathbf{r}) = -k \nabla^{-2} \nabla \cdot \left[I^{-1}(\mathbf{r}) \nabla \nabla^{-2} \frac{\partial I(\mathbf{r})}{\partial z} \right], \quad (2)$$

式中: ∇^{-2} 为逆拉普拉斯算符。根据(2)式可知,只需采集相邻两幅光强图即可重建相位。具体的实验光路如图1所示^[9],且当相干度不太差,即光源谱宽或者光源相干尺寸带来的卷积效应并不明显时,该方法仍然是适用的^[24]。若相干性过差,就可以使用两次测量及反卷积的方法予以补偿^[25]。2015年,Zuo等^[26]基于维格纳函数推导出了光强传输方程适用于部分相干照明的拓展形式。对于空间部分相干照明,

$$\begin{cases} \frac{\partial I(\mathbf{x})}{\partial z} = -\lambda \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \int \mathbf{u} W(\mathbf{x}, \mathbf{u}) d\mathbf{u} \\ \int \mathbf{u} W(\mathbf{x}, \mathbf{u}) d\mathbf{u} = \frac{1}{2\pi} \nabla_{\mathbf{x}} \phi(\mathbf{x}) \\ \int W(\mathbf{x}, \mathbf{u}) d\mathbf{u} \end{cases}, \quad (3)$$

式中: $W(\mathbf{x}, \mathbf{u})$ 为准单色部分相干光波场的四维维格纳分布函数, \mathbf{x} 为空间坐标矢量, \mathbf{u} 为空间频率矢量。(3)式表明,光强轴向微分与维格纳函数一阶频率矩的横向散度相关联,而相位的梯度又与维格纳函数的一阶条件空间频率矩相关联^[9]。利用(3)式,可以在低相干度下获得与高相干度下相当的结果,如图2所示,其中,数值孔径(NA)越大,对应系统照明光源的空间相干度越低。

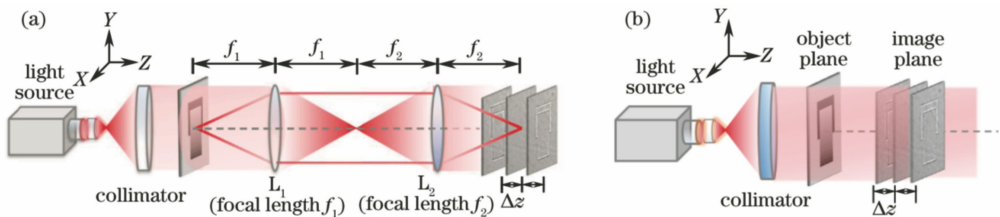


图1 强度传输方程相位恢复的基本实验装置图^[9]。(a)基于4f系统的含透镜成像光路;(b)无透镜成像光路

Fig. 1 Schemes for transport of intensity equation phase imaging^[9].

(a) 4f system-based system; (b) lens-less system

2.2 迭代法与模式分解的结合

基于迭代的相干衍射成像实验装置很简单,如图3所示,光源照射样品,由数字传感器记录衍射图,通过迭代恢复样品的复值信息,因此这种方法也被称为无透镜成像。最早报道相干衍射成像实验中部分相干照明问题的是Nugent研究小组^[36]。他们

发现,当X射线出口狭缝变大时,其相干度相应降低,使用混合输入输出算法得到的恢复结果将发生畸变,如图4(b)所示。为此,他们提出了一种将光源信息进行模式分解的方法,并采用该方法最终获得了正确的信息,如图4(a)所示。在高相干度下,使用多个模式得到的结果比单个模式得到的结果更

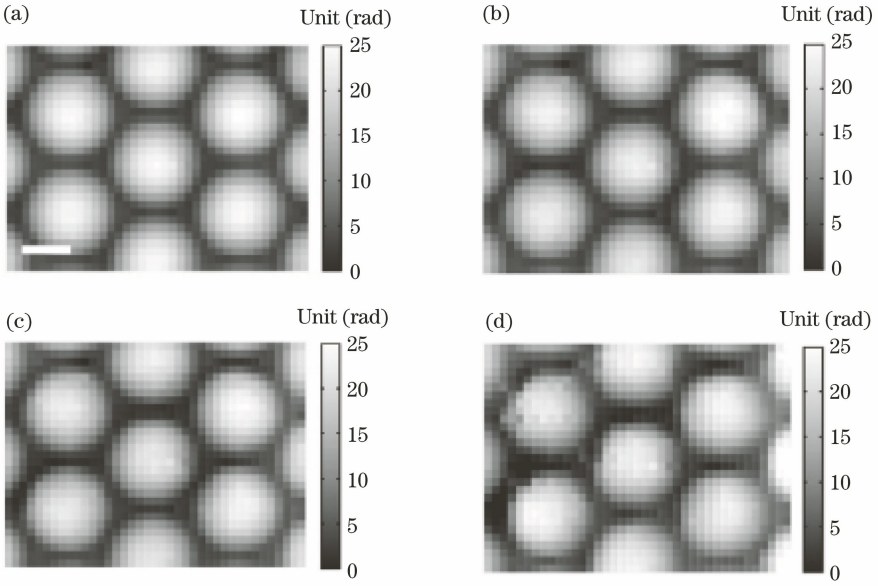


图 2 改变照明光源的空间相干性,利用强度传输方程恢复的相位(数值孔径 NA 越大,对应系统照明光源的空间相干度越低)^[26]。(a) $NA=0.05$; (b) $NA=0.15$; (c) $NA=0.2$; (d) $NA=0.25$

Fig. 2 Reconstructed phases with transport of intensity equation method under illumination with different degrees of coherence (the larger the numerical aperture, the lower the spatial coherence of the illumination)^[26]. (a) $NA=0.05$; (b) $NA=0.15$; (c) $NA=0.2$; (d) $NA=0.25$

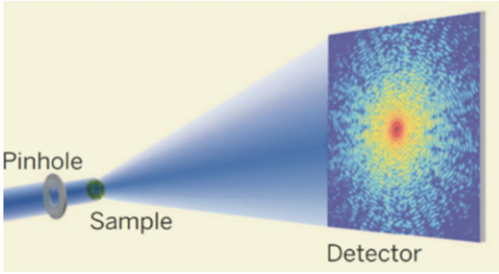


图 3 相干衍射成像示意图^[1]

Fig. 3 Scheme for coherent diffraction imaging^[1]

为均匀。基本原理如下:用透射率函数 T 描述待测样品,用四阶关联函数 $W(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2)$ 表示部分相干照明光源,则远场衍射光强可以表示为^[36]

$$I(\mathbf{k}) = \int W(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) T(\mathbf{u}_1) T^*(\mathbf{u}_2) \times \exp[-i \cdot 2\pi \mathbf{k} \cdot (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)] d\mathbf{u}_1 d\mathbf{u}_2, \quad (4)$$

式中: \mathbf{u}_1 和 \mathbf{u}_2 表示源场; \mathbf{k} 表示远场坐标系。根据 Wolf 利用四阶关联函数正定条件特性提出的相干模态模型,可以将 $W(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2)$ 写成

$$W(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = \sum_{n=1}^N \mu_n \psi_n(\mathbf{u}_1) \psi_n^*(\mathbf{u}_2), \quad (5)$$

式中: $\psi_n(\mathbf{u}_1)$ 为正交的互不相干的模式; μ_n 为非负实数,表示每个模式对应的权重系数; N 为模式数。因此,光强就可以表示为各个模式对衍射光强的贡献之和,即 $I(\mathbf{k}) = \sum_{n=1}^N \mu_n I_n(\mathbf{k})$, 其中 $I_n(\mathbf{k})$ 是二维函

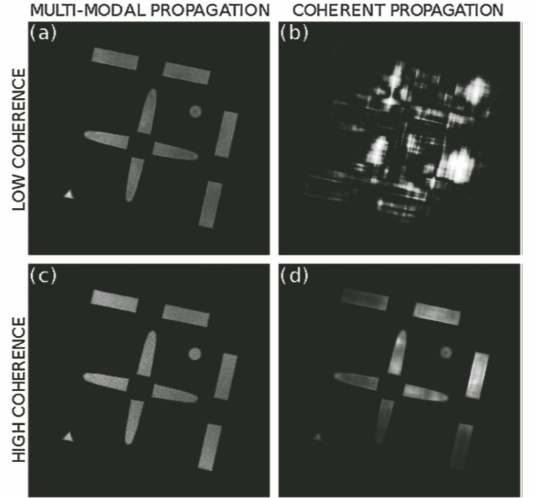


图 4 部分相干照明下,直接恢复和利用模式分解法恢复的相位^[36]

Fig. 4 Reconstructed phases with and without mode decomposition methods under partially coherent illumination^[36]

数 $\psi_n(\mathbf{u}_1) T(\mathbf{u}_1)$ 的远场衍射相干光强,如此一来,(4)式就转化成了二维傅里叶方程的叠加,对复杂的部分相干照明传输方程的处理便回到了完全相干的处理方式。此时再结合迭代算法,就可实现部分相干光场中相位的准确恢复。

2.3 全息法

全息技术的大规模发展得益于激光器的发明,但

事实上,当光源为非严格相干光时,全息技术仍然适用,甚至在某种意义上,可以使相位恢复的结果更好。

2004年,Dubois等^[17]就此进行了一系列的研究工作,他们在数字全息的基础上,适当降低光源的相干性,再将结果与高相干性照明的结果进行对比,其光路如图5所示。用于实现部分相干照明的是旋转毛玻璃片(RGG),聚焦在旋转毛玻璃片上的光斑的大小决定了产生的部分相干光源的空间相干性。分数镜(BS1)对光源进行分束,一束经过物体,一束则为参考光,最终由相机CCD记录干涉光强。其中PM为压电换能器,可以实现参考光路的相移,最终利用四步相移技术实现信息的恢复。四步相移的公式为

$$\phi(x,y) = \arctan \left[\frac{I_4(x,y) - I_2(x,y)}{I_1(x,y) - I_3(x,y)} \right], \quad (6)$$

式中: $\phi(x,y)$ 为相位, $I_i(x,y)$ 表示光强。每一次光强的记录对应一次参考臂的 $\pi/2$ 相移。图6为实验结果,左列为相干度较高情况下的恢复结果,右列为相干度较低情况下的恢复结果,从上至下,重聚焦面离最佳聚焦面的距离越来越大。从图6中可以发现,相干度越低,重聚焦带来的分辨率降低效应越弱。事实上,重聚焦带来的分辨率降低是因为低通滤波效应。在使用数字全息重建进行三维成像时,随着再聚焦面与最佳聚焦面之间距离的增加,预计会有越来越大的分辨率损失,然而,分辨率损失可以通过对光源空间相干性的调整来控制。

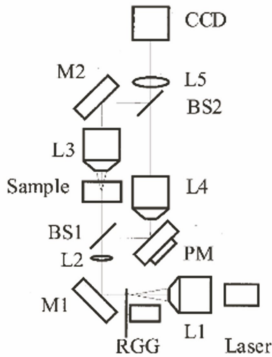


图5 部分相干照明的数字全息显微装置示意图^[17]

Fig. 5 Optical setup of digital holographic microscope with partially coherent illumination^[17]

与上述分束再合束的实验装置相比,以下讨论的在同一光路中引入不同相移的微扰法的装置更简洁一些。微扰法^[48-49]的主要思路是在待测面引入多次相位微扰,构成方程组,以快速求解待测相位信息,该方法的基本光路如图7所示。通过在物平面极小的区域中引入多次相位扰动,可以实现和在远

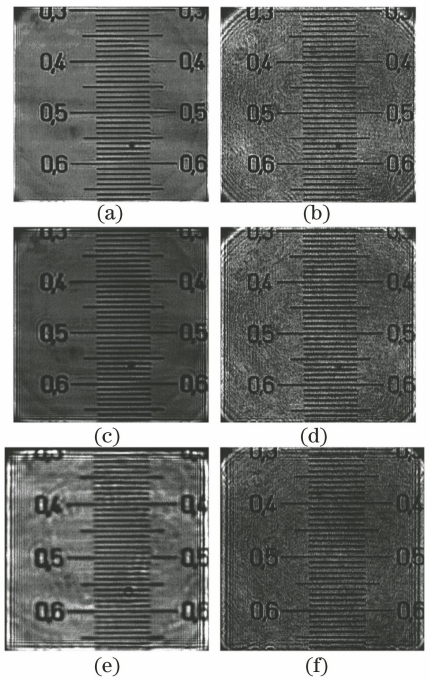


图6 重聚焦情况下采用数字全息法恢复的相位(左列为高相干照明,右列为低相干照明,从上至下重聚焦距离逐渐增大)^[17]

Fig. 6 Reconstructed phases with digital holographic microscopy in refocused cases (the left column is high-coherent illumination, the right column is low-coherent illumination, and the refocusing distance gradually increases from top to bottom)^[17]

场衍射面上引入平面波干涉一致的效果^[17],因此不需要额外引入参考光进行干涉。该方法与Popescu等^[20]提出的傅里叶相位显微技术的区别在于,微扰法在实空间施加微扰相移,通过控制相位赋值或者微扰点的位置可以解决全息干涉中存在的直流项和共轭项问题,且在照明光源相干性降低的情况下,表现出了较高的鲁棒性。

从式(4)出发,在不引入微扰的情况下,部分相干光照射物体后的远场衍射光强为^[48]

$$I_0(\mathbf{k}) = \int W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) T(\mathbf{r}_1) T^*(\mathbf{r}_2) \times \exp[-i2\pi\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (7)$$

当在物平面的 $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$ 点引入复值微扰后,远场衍射光强将变为

$$I(\mathbf{k}) = \int W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) [T(\mathbf{r}_1) + \gamma\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0)] \times [T(\mathbf{r}_2) + \gamma\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_0)]^* \times \exp[-i \cdot 2\pi\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (8)$$

式中: γ 为复数; $I(\mathbf{k})$ 表示光强。为了便于计算,用狄拉克函数(δ 函数)表示位于 \mathbf{r}_0 处的微小扰动,且该

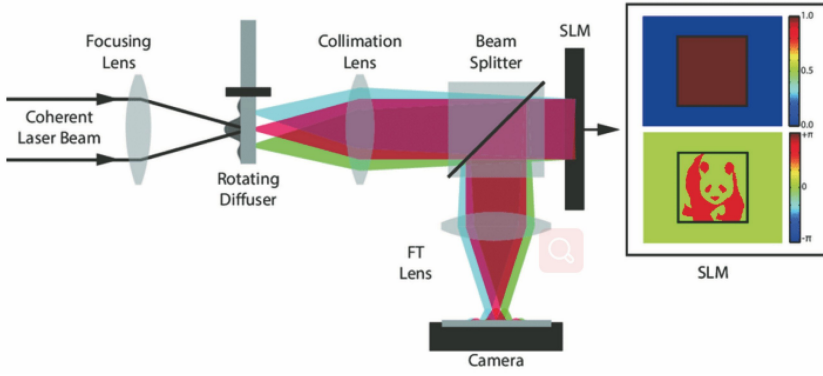


图 7 微扰法恢复相位的实验装置图^[48]

Fig. 7 Scheme for self-referencing holography phase imaging^[48]

扰动可以是振幅扰动、相位扰动或兼而有之。这里，光强还可以写成

$$I(\mathbf{k}) = I_0(\mathbf{k}) + |\gamma|^2 \cdot W(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) +$$

$$\gamma \int [T(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r})W(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}, \mathbf{r}_0)] \exp[-i \cdot 2\pi\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{r} + \gamma \int [T(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})W(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}, \mathbf{r}_0)]^* \exp[-i \cdot 2\pi\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{r}, \quad (9)$$

最后，对(9)式所示光强表达式的左边进行傅里叶逆变换 $\mathcal{F}^{-1}[I(\mathbf{k})](\mathbf{r})$ ，等式右边出现待测相位项

$T(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r})W(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ 。若 \mathbf{r}_0 离中心点足够远，如图 8(c)所示，照明部分相干光源的关联函数足以覆盖待测物体信息范围，且相位均匀分布，光强的傅里叶逆变换就能直接得到待测样品的相位信息，如图 9(a2)所示；若 \mathbf{r}_0 离中心点太近，如图 8(a)所示，就会导致物体及其共轭像发生重叠，可以赋值微扰 γ 两次，这样就可以与无微扰的情况共同构成一个方程组，从而求解出最终所需的物体相位信息，如图 9(c2)中右下角的插图所示。

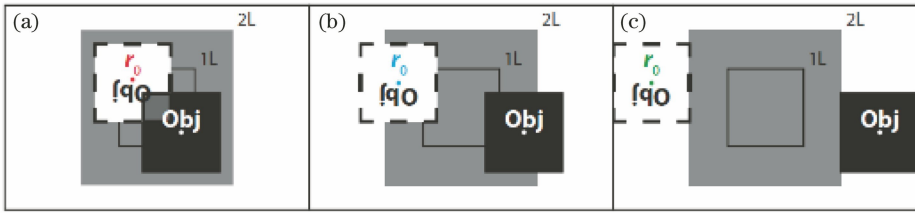


图 8 对光强进行傅里叶逆变换所得三项结果的分布与扰动点 \mathbf{r}_0 位置的关系^[48]。

(a) 扰动点位于物体信息覆盖范围内；(b) 扰动点位于物体信息覆盖范围外；(c) 扰动点位于物体信息覆盖范围外且足够远

Fig. 8 Three terms in the inverse Fourier transform of the diffraction pattern versus the location of the perturbation point \mathbf{r}_0 ^[48]. (a) The perturbation point is located within the coverage of the object information; (b) the perturbation point is outside the coverage of the object information; (c) the perturbation point is outside the coverage area of the object information and is far enough away

一方面，最终结果 $T(\mathbf{r})W(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ 意味着只要移除待测物体，就可恢复光源的函数 $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ ，与先前的结果相除，就可获得 $T(\mathbf{r})$ 。这与强度传输方程法处理光源信息非对称情况下的解决方案一致^[24-25]。这意味着光源不仅可以是传统的高斯谢尔模光束，也可以是具有特殊关联结构的部分相干光束，如图 10 所示，或者甚至是未知的光源；另一方面， $T(\mathbf{r})W(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ 的结果意味着物体最终的信息势必受到光源的影响，更具体些，是最终呈现的恢复视场的大小取决于光源关联结构的分布，当光源相干度降低时，视场就会缩小。光源相干度对视场的影

响在迭代法的模式分解法中也曾被提到过^[36]，只有在光源空间相干尺度不小于物体最大横向尺寸的一半时，才能得到较为均匀的结果。

针对光源关联结构分布会影响恢复视场这一问题，Lu 等^[49]提出的多孔阵列法弥补了这一缺陷，在空间相干宽度小于待测物体尺寸的情况下成功恢复了完整且均匀的视场。多孔阵列法的实验装置原理图如图 11 所示，其关键在于物体和衍射面之间的多孔阵列。此阵列由位于中心的参考孔及一组偏离中心的呈周期排布的小孔组成，小孔尺寸很小，理论上可以用 δ 函数表示为 $M(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r}) + \sum_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{mm})$ ，其

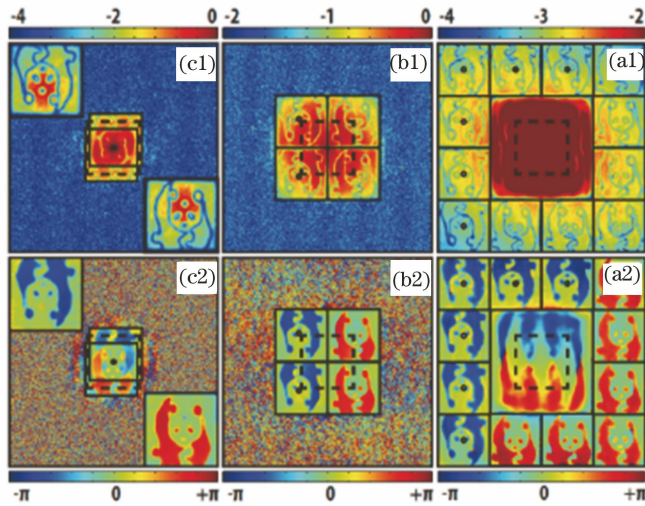


图 9 部分相干照明下,利用微扰法获得的相位恢复结果^[48],

其中,(c1)和(c2)对应图 8(c),(b1)和(b2)对应图 8(b),(a1)和(a2)对应图 8(a)

Fig. 9 Reconstructed phases obtained by self-reference holography under partially coherent illumination, herein, (c1) and (c2) corresponds to Fig. 8(c); (b1) and (b2) corresponds to Fig. 8(b); (a1) and (a2) corresponds to Fig. 8(a)

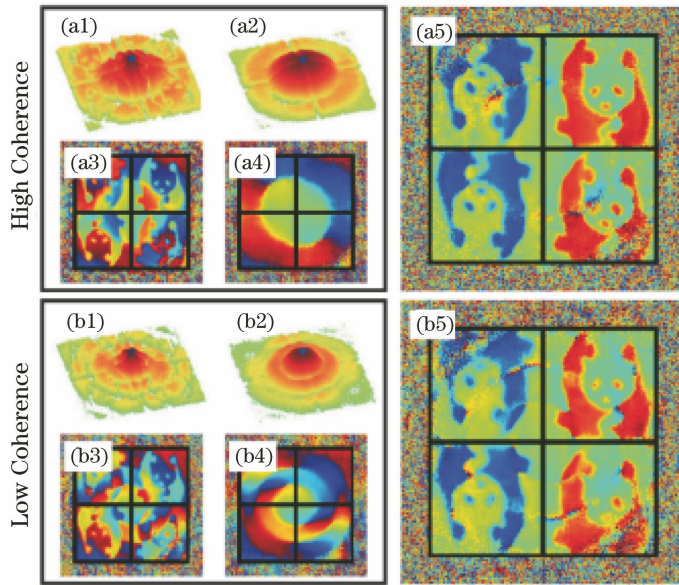


图 10 当照明光源为具有特殊关联结构的部分相干光时,用微扰法获得的相位恢复结果^[48]。(a1)(a3)(b1)(b3)直接恢复的振幅及相位分布;(a2)(a4)(b2)(b4)光源的振幅及相位分布;(a5)(b5)利用直接恢复的相位除以光源的相位所得的物体真实的相位分布

Fig. 10 Reconstructed phases obtained by self-reference holography under specially partially coherent illumination. (a1) (a3)(b1)(b3) Amplitude and phase distribution of the direct reconstruction; (a2)(a4)(b2)(b4) amplitude and phase distribution of the illumination; (a5)(b5) actual phase distribution of the object obtained by the phase of the direct reconstruction divided by the illumination

中 $\mathbf{r}_{mn} = (md + \Delta x, nd + \Delta y)$ 是多孔阵列板上周期小孔的坐标, m 和 n 是整数, d 是阵列孔之间的间距, Δx 和 Δy 表示参考孔附近的阵列孔在 x 和 y 方向由中心点产生的偏移, $\delta(\mathbf{r})$ 表示中心的参考孔。

部分相干光照射物体后经过 z' 衍射, 透过多孔阵列板后再衍射到远场, 由相机采集衍射光斑。对衍射光斑进行逆变换可以得到多孔板后的光场分布, 即

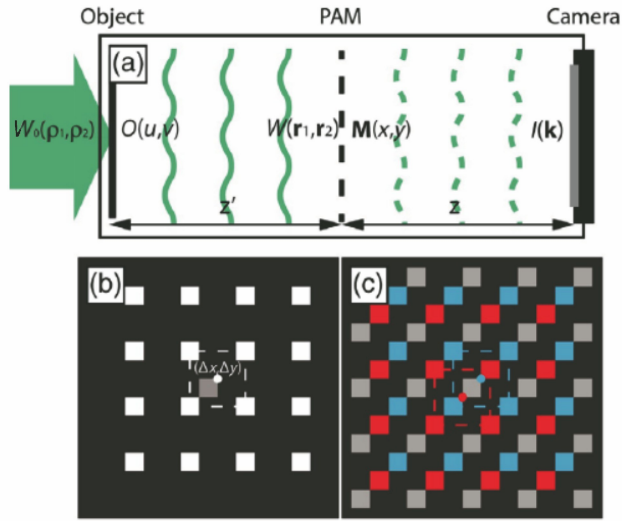


图 11 多孔阵列法实现相位恢复的示意图^[49]。(a)实验装置原理图；(b)多孔阵列包含一个位于中心位置的参考孔(灰色)和略微偏离中心的阵列孔(白色)；(c)相机采集的衍射图案的傅里叶逆变换中，自相关项(灰色阵列)和另外两个干涉项(蓝色和红色阵列)发生分离

Fig. 11 Schematic of phase reconstruction with pinhole array mask^[49]. (a) Experimental setup; (b) PAM consists of a reference pinhole at the origin (gray square) and a periodic array of the measurement pinholes with certain offset (white squares); (c) in the inverse Fourier transform of the diffraction pattern, the autocorrelation terms (gray squares) and the two interference terms (red and blue squares) are separated by the offset

$$\mathcal{F}^{-1}[I(\mathbf{k})](\mathbf{r}) = W(0,0)\delta(\mathbf{r}) + \sum_{mn} \sum_{pq} W(\mathbf{r}_{mn}, \mathbf{r}_{pq})\delta[\mathbf{r} - (\mathbf{r}_{mn} - \mathbf{r}_{pq})] + \sum_{mn} W(-\mathbf{r}_{mn}, 0)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{mn}) + \sum_{pq} W(0, \mathbf{r}_{pq})^* \delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_{pq}), \quad (10)$$

式中： $\mathbf{r}_{mn} - \mathbf{r}_{pq} = [(m-p)d, (n-q)d]$ ，这里的 p 和 q 都是整数。紧接着，用计算机程序处理逆变换后的函数，使其经过一个筛选阵列。筛选阵列与图 11(c)中的蓝色或红色阵列分布一致。经过该筛选阵列，可以滤出 $W(-\mathbf{r}_{mn}, 0)$ 或者 $W(0, \mathbf{r}_{mn})^*$ ，此时引入衍射积分公式，将其代入物体的透射率函数 $T(\boldsymbol{\rho})$ ，可得

$$W(\mathbf{r}_{mn}, 0) = \int W_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) T(\boldsymbol{\rho}_1) T^*(\boldsymbol{\rho}_2) P(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_{mn}) P^*(\boldsymbol{\rho}_2, 0) d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 = \int S(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) T(\boldsymbol{\rho}_1) P(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_{mn}) d\boldsymbol{\rho}_1, \quad (11)$$

式中： $W_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$ 表示照射到物理上的光源交叉谱密度分布； $(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$ 表示物平面的坐标； $S(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \int W_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) T^*(\boldsymbol{\rho}_2) P^*(\boldsymbol{\rho}_2, 0) d\boldsymbol{\rho}_2$ ； P 是物平面到多孔阵列面的传递函数。此时如果对 $W(\mathbf{r}_{mn}, 0)$ 进行反传输，得到的是 $S(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) T(\boldsymbol{\rho}_1)$ ，要想得到物体的透射率函数，还需要应用前面提到的微扰法，在物面引入一次位于 $\boldsymbol{\rho}_0$ 点的微扰，并将有无微扰的结果相减，即

$$\Delta W(\mathbf{r}_{mn}, 0) = |\gamma|^2 P(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{r}_{mn}) P^*(\boldsymbol{\rho}_0, 0) W_0(\boldsymbol{\rho}_0, \boldsymbol{\rho}_0) + \gamma \cdot P(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{r}_{mn}) \int W_0(\boldsymbol{\rho}_0, \boldsymbol{\rho}_2) T^*(\boldsymbol{\rho}_2) P^*(\boldsymbol{\rho}_2, 0) d\boldsymbol{\rho}_2 + \gamma^* \cdot P^*(\boldsymbol{\rho}_0, 0) \int W_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_0) T(\boldsymbol{\rho}_1) P(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_{mn}) d\boldsymbol{\rho}_1, \quad (12)$$

此时再进行反向传输，就可得 $W_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_0) T(\boldsymbol{\rho}_1)$ 。这一结果与单独使用微扰法得到的结论十分相似，因此也可以用于传统部分相干激光照明情况以及具有复杂甚至未知关联信息的部分相干激光束照明的情况。不同的是，从最终结果 $W_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_0) T(\boldsymbol{\rho}_1)$ 中可以看出，物体将始终位于坐标系中央，照明光源的

函数将落于 $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_0$ 处，这就意味着在低相干以致视场萎缩的情况下，多孔阵列法允许移动微扰点的位置来切换照明光源的关联结构覆盖的范围，最终得到一个完整的视场，如图 12 所示，这也就解决了微扰法在空间相干宽度低于物体尺寸的情况下视场不完整的问题。值得注意的是，这里的视场并不是光

强视场,光强始终是足够覆盖物体信息的,这里的视场是关联函数构成的视场,是无法用数字传感器和

肉眼感知的视场。随着光源相干性的降低,视场将逐渐缩小。

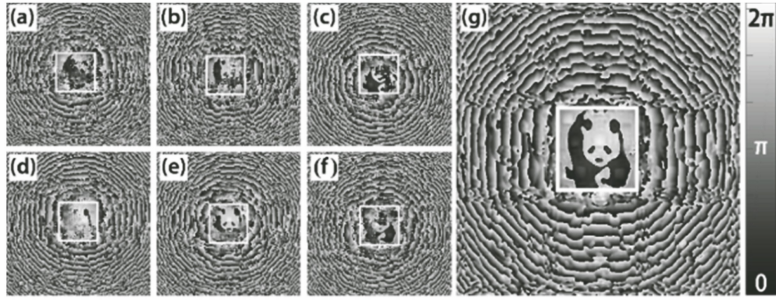


图 12 在空间相干度较低光源的照射下,不同扰动点位置对应的相位恢复结果及整合后重构的完整视场^[49]。

(a-f)相位恢复结果;(g)完整视场

Fig. 12 Reconstructed phases of different perturbation points and the final complete field of view under illumination with low degree of spatial coherence^[49]. (a-f) Reconstructed phases; (g) final complete filed of view

2.4 焦移法

Konijnenberg 等^[50]提出的焦移法同样可以解决照明光源空间相干尺寸小于物体尺寸时出现的视场缩小问题。该方法的基本思路为:部分相干光源照射物体,由相机采集焦平面的光强,随后,在物平面引入球面波方程或者将数字传感器在焦平面前后移动,实现焦场前后一系列的光强采集。

首先,在物平面引入球面波相位实现焦移后的焦场光强为

$$I(\mathbf{u}, A) = \iint J(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \exp[-i \cdot 2\pi A (|\mathbf{x}_1|^2 - |\mathbf{x}_2|^2)] \times \exp[-i \cdot 2\pi \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) \cdot \mathbf{u}] d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2, \quad (13)$$

式中: $J(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ 为物平面的交叉谱密度分布; $A = z_f / (2\lambda f^2)$ 。这里,物平面叠加了一个星形掩模板,即人为定义了一个星形边界,如图 13 所示。 P 为星形掩模板顶角上的一点,像这样的星形边界定义的待测范围,可以保证经过点 P 且垂直于该范围内任意矢量位置 \mathbf{x} 的直线 \mathbf{y} 与待测范围内物体的重合范围很小。当满足这样的条件时,对光强进行傅里叶变换以及参数转换可以整合得到,物平面的复振幅函数与采集到的一系列光强之间满足

$$J(\mathbf{x} + \mathbf{P}, \mathbf{P}) \propto \sum_A \mathbf{F}_u^{-1} \{I(\mathbf{u}, A)\}(\mathbf{x}, A) \times \exp[2\pi i A (|\mathbf{x}|^2 + 2\mathbf{x} \cdot \mathbf{P})], \quad (14)$$

式中: \mathbf{P} 为点 P 的坐标矢量。(14)式表明,只要将不同焦移量对应的傅里叶逆变换值相加就可以恢复待测对象的复值函数。图 14 是部分相干照明下,利用焦移法恢复的相位。对于图 13 所示的星形掩模板,在恢复相位时通过改变 P 点的选择,可以在光源空间相干尺寸无法覆盖物体相位信息的情况下实

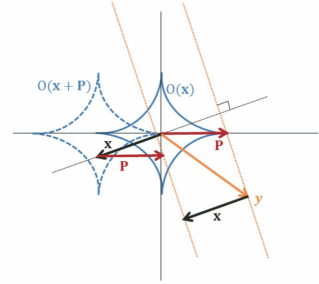


图 13 焦移法使用的星形掩模板^[50]

Fig. 13 Star-shaped mask for non-iterative focus variation phase reconstruction method^[50]

现完整的视场重现,如图 14 第 3 行左侧两项结果。

3 相位恢复技术在特殊关联部分相干光场测量中的应用

目前的研究表明,基于部分相干光的理论,相位恢复技术在光源空间相干性降低的情况下可以实现准确的相位恢复,也可以反过来利用相位恢复技术解决部分相干光领域中关联结构测量的问题。在以上叙述的相位恢复方法中,微扰法相位恢复技术应用到部分相干光关联结构测量中时^[51-56],与已有的测量关联结构的技术相比,具有更快的测量速度、更高的信息维度和测量自由度。

随着激光技术的飞速发展,研究人员发现,通过对激光的相干性进行调控^[58-59],可以使其有更丰富的应用,例如提高成像质量,抑制相干噪声,克服激光核聚变中的散斑效应,降低激光通信中的比特误码率等^[60-62]。得益于 Gori 等^[63]提出的构建特殊关联部分相干光的充分条件,相干性调控的多样性得到了前所未有的发展。相比于传统的高斯谢尔模部分相干激光束^[64-65],经过调控的激光会呈现出特殊

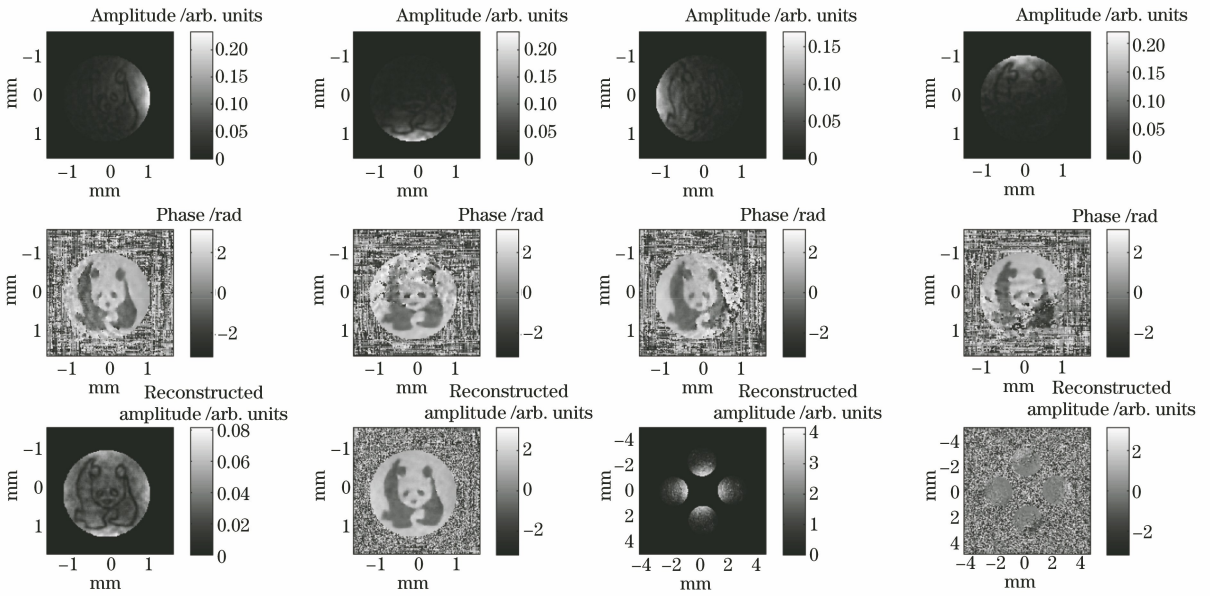


图 14 在空间相干度较低光源的照射下,使用焦移法仍能获得正确且完整的相位恢复^[50](第 1 行与第 2 行分别为振幅和相位恢复结果,每一列的差别在于 \mathbf{P} 的选取,分别对应星形掩模板的 4 个顶点;第 3 行为最终合成的物体的振幅及相位分布,以及光源的相位及振幅分布)

Fig. 14 Correct and complete phase reconstructions obtained with focus variation method under illumination with low degree of coherence^[50] (the first and second rows are the amplitude and phase reconstructions, respectively. The difference in each column is the selection of \mathbf{P} , which corresponds to the four vertices of the star mask. The third row is the synthesized amplitude and phase distribution of the object, and the phase and amplitude distribution of the illumination)

的分布和传输特性,例如自分裂^[66]、自聚焦^[67]、自修复^[68]、光学囚笼^[69]、阵列分布^[70-71]、抗闪烁特性^[72]以及超分辨^[73]等^[74]。对于完全相干光场,通常使用电场 $E(\mathbf{r})$ 描述其二维分布特性,其中 $\mathbf{r} = (x, y)$,而对于部分相干光,则需要用两点的相关程度去辅助描述波前,于是便引入了四阶关联函数 $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$,该函数又可以表示为电场的统计平均,即 $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E^*(\mathbf{r}_1)E(\mathbf{r}_2) \rangle$ 。当 \mathbf{r}_2 为确定值(即参考点)时, W 退化为部分相干光场的二阶关联函数,可以用来表征选定的参考点与整个面上的点之间的关联程度。

在设计具有新型关联结构的部分相干光束的过程中,测量和验证极为重要。通常情况下,可以使用数字传感器拍摄其光强分布,以验证光强的演化特性。但光强特性终究属于表面形态特征,关联结构的分布蕴藏着传输性质的本质。例如,在讨论部分相干光束的自修复特性时^[68],只要光束的相干面积远低于障碍物面积,任何部分相干光束在被不透明障碍物散射时都可以自重构其强度分布和偏振状态。此外,部分相干涡旋光束^[75]作为特殊关联部分相干光束的重要成员,在自由空间光通信^[76]、微粒

俘获^[77]、显微操控^[78]、材料热处理^[79]、惯性约束聚变^[80]等方面有着广阔的应用前景,其拓扑荷数的测量对信息加密、解密至关重要,但是拓扑荷信息很难从强度信息中读出,此时,便需要研究其关联结构分布以获得拓扑荷信息^[55-56]。关联结构的测量方法有很多种,例如强度-强度相关测量(HBT)法^[81-83]、双孔干涉及其衍生方法^[84-85]、衍射法^[86]、相空间层析法^[87]、波阵面折叠干涉法^[88-90]等。HBT 方法通过测量两点的光强关联来计算光源的横向相干长度,但根据其基本的计算原理,只能得到关联函数的绝对值,而真实的振幅分布及相位分布则无法获取。2017 年, Liu 等^[83]提出了一种改进后的 HBT 方法,采用两次测量过程来分别确定关联函数的大小和实部,再根据已有信息推断出虚部的值。HBT 方法测量精确,但是每次的测量过程需要记录高达几千张的散斑图。双孔和双缝衍射实验演化出来的诸多干涉测量方法^[84-85]各有优缺点,例如:非平行双缝和数字微镜阵列方法比较简单,可以通过较少的测量次数同时获得部分相干光关联结构实部和虚部的完整分布,而其局限性则在于只能测量一维关联函数;非冗余小孔阵列板方法通过设计小孔的间距组合来测量

二维的关联函数分布,其局限性在于待测目标必须是移位不变的,即需要满足 $W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ 等效于 $W(\mathbf{r}_1, 0)$;利用衍射法^[86]根据待测光源照射障碍物或相位掩模后的衍射光强来计算关联函数,然而,由于泰勒级数近似的误差,测量误差将随相干宽度的增大而增大;波阵面折叠干涉法利用分束镜将待测光源分束,再利用特殊的反射镜将其中一束光的 x 、 y 方向折叠颠倒,再将两束光合束干涉,利用干涉光强计算关联函数的复振幅分布。以上方法多是部分相干光场的经典测量方法,而还有一些方法则是借鉴了其他领域的思想。1994年, Raymer 等^[90]提出用相空间层析术来测量复杂光场的振幅和相位分布,使待测光场经过两个柱透镜(目的是发射折射),接收面上的光强类似于层析中的投影,旋转角度则对应于改变柱透镜的焦距或者放置位置,理论上通过采集一系列“旋转角度”下的“投影光强”就可以求解四维光场的分布。但该方法并不是真正的层析成像,只是在求解思想上与之相似。2018年, Shao 等^[48]将其提出的微扰法,也就是实空间相移全息法这一相位恢复领域的方法成功地应用到了关联结构的测量中来,在待测面中引入相位微扰,并记录对应的光强,就可以实时计算出待测光场二维关联结构的完整信息,且参考点是可控的。以下将对此进行

详细介绍。

从 2.3 节微扰法的公式推导可以总结出,该方法每一次的结果都是部分相干照明场的关联函数与物体透射率函数的乘积。一方面,可以理解为相位恢复的视场受照明场关联函数的限制;另一方面,同样可以认为部分相干激光束在某一特定平面内的关联结构分布本身就是一个极薄的二维目标物。因此,上述非迭代的两种相位恢复方法可以应用于部分相干光关联结构的测量。只要设置物体透射率函数为 1,上述相位恢复方法计算得到的便是 $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ 。

3.1 波前探测

微扰法的推导过程并未对相干性进行限制,因此将相位恢复用于完全相干光的波前探测是毫无疑问的。2018年,微扰法被成功运用到完全相干光场的相位探测, Yang 等^[51]发现利用非闭合细环可以产生异常的贝塞尔光束,其异常体现在随着传输距离的增加,贝塞尔光束的轴上拓扑荷逐渐变小,如图 15 所示。拓扑荷信息可以由相位分布定量呈现,而振幅只能用于定性地比较拓扑荷的大小。例如:当拓扑荷等于 2 时,相位分布的中点(相位奇点)周围的相位变化为两个周期,而当拓扑荷为 1 时,相位变化则为一个周期。

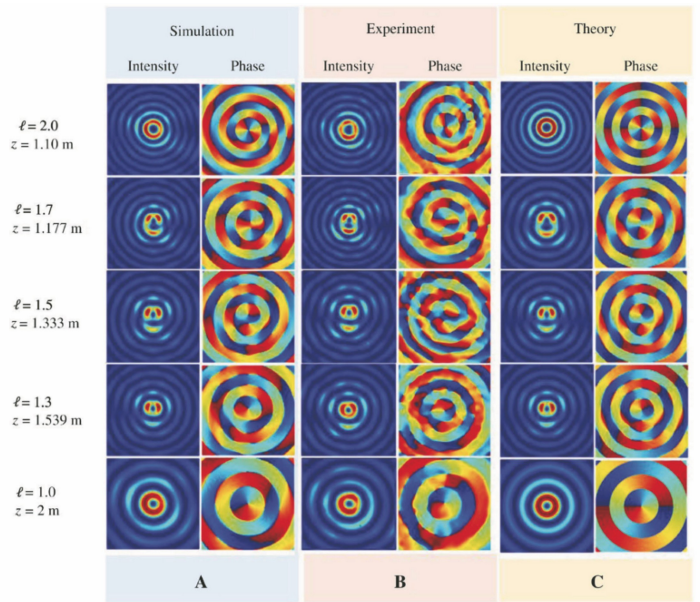


图 15 不同传输距离(z)处的具有不同拓扑荷 l 的涡旋光束的强度和相位图^[51]

Fig. 15 Intensity and phase patterns of vortex beams with different topological charges at different distances (z)^[51]

3.2 部分相干光场的关联结构测量

在完全相干光场相位的测量实验成功之后,微扰法开始在部分相干光场关联结构测量中大展身手,包括验证部分相干分数阶涡旋光束的关联结构

特性^[52]、完美拉盖尔高斯光束的产生和拓扑荷特性^[53],以及新型厄米高斯关联的拉盖尔高斯光束的关联结构^[54]。

图 16 是利用微扰法测量得到的完美拉盖尔高

斯光束关联结构的振幅分布^[53], 研究表明, 完美拉盖尔高斯光束关联结构振幅分布中的暗环等于拓扑荷数 l 的绝对值, 与径向模式 p 无关, 这一结论与传统的拉盖尔高斯光束有着极大的差别, 因此实验上对空间关联结构的测量和验证显得更为重要。关联结构中蕴藏的信息往往无可替代。厄米高斯关联的拉盖尔高斯光束在焦平面前的光强呈现自分裂特

性^[54], 这与厄米高斯关联的部分相干光束特性相似, 图 17 为不同拓扑荷数的厄米高斯关联的拉盖尔高斯光束在焦平面前的关联结构分布, 引入涡旋相位的特殊性体现在了关联结构中。Peng 等^[54] 利用微扰法测量了厄米高斯关联的拉盖尔高斯光束的关联结构分布, 结果发现了有趣的风扇结构, 而风扇的旋向恰好又揭示了拓扑荷的正负信息。

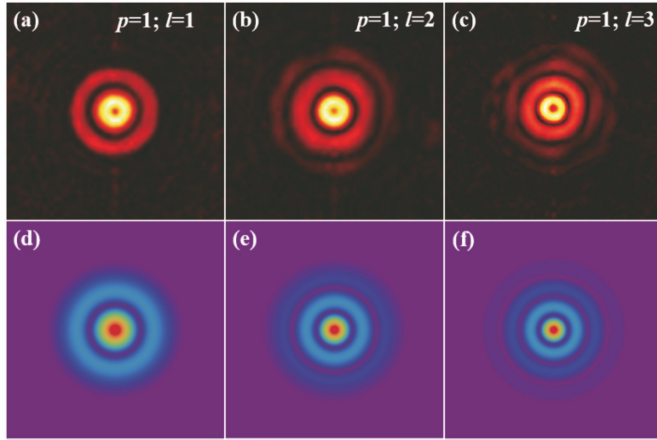


图 16 具有不同拓扑荷数的完美拉盖尔高斯光束在焦场处的关联结构分布^[53] (第 1 行为实验结果, 第 2 行为理论模拟结果)

Fig. 16 Experimental results of complex degree of coherence for partially coherent elegant Laguerre-Gaussian beam with different topological charges^[53] (row 1: experimental results; row 2: simulation results)

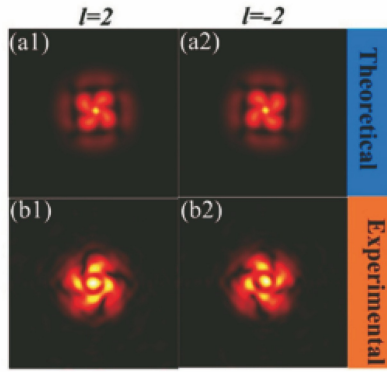


图 17 厄米高斯关联的拉盖尔高斯光束在焦平面前的关联结构振幅分布^[54]

Fig. 17 Modulus of degree of coherence of Hermite-Gaussian correlated Schell-model LG_{0l} beam before the focal plane^[54]

3.3 相位测量与部分相干涡旋光束的拓扑荷测定

振幅观察法获取的信息有限, 无法从一张实验结果图中直观地获得拓扑荷的大小及正负信息。3.2 节的讨论都忽略了一个重要信息, 即相位信息, 相位恢复正是微扰法的优势所在。

测量焦平面上部分相干涡旋光束关联结构分布^[55] 的光路如图 18 所示: 第一步, 产生待测的部分相干涡旋光束。第二步, 引入分光镜 BS_2 用于分光, 一束光进入相机 CCD_1 , 用于记录待测平面处的光强 I , 另一束光进入空间光调制器 SLM_2 , BS_2 到 CCD_1 和 SLM_2 的距离应相等。 SLM_2 用于对待测面

加载相位微扰, CCD 放置在与待测面对应的傅里叶平面处, 采集三次光强, 对应的微扰值分别为 0 、 $\exp(i \cdot 2\pi/3)$ 和 $\exp(-i \cdot 2\pi/3)$, 由此可计算出 W 。最后, 根据 $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) / \sqrt{I(\mathbf{r}_1)I(\mathbf{r}_2)}$, 计算部分相干光场的复相干度。

值得注意的是: 第一, 引入微扰是通过空间光调制器调制极小区域内的相位实现的, 该区域需要被光强照射。第二, 与完全相干光场的测量不同, 部分相干光场为四维光波场, 在实际情况中, 图像只能给出二维分布, 于是这里需要选定参考点。对于基本的关联结构的测量, 研究者通常选取轴上的零点为

参考点,即 $W(\mathbf{r}, 0)$ 。而这里,则是考虑了选取离轴参考点,图 18(b)为一个选取离轴参考点时空间光调制器的加载示例。第三,考虑到空间光调制器的调制

效率,为了去除未调制的基底光的影响,需要用圆形区域定义待测区域,并加载闪耀光栅将调制光从基底光中分离出来。CCD₂采集的是+1或-1级光斑。

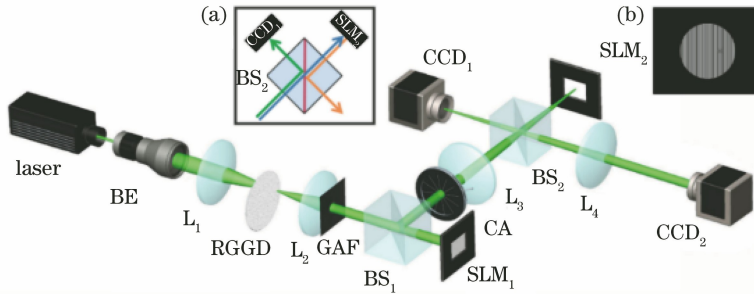


图 18 测量部分相干涡旋光束焦场处关联结构的实验光路图^[55]。(a)BS2 处的光路细节图;(b)SLM2 加载扰动的实例
Fig. 18 Experimental setup for measuring the degree of coherence of partially coherent vortex beams at the focal plane^[55]. (a) Light path detail at BS2; (b) an example for the design of aperture and perturbation function

图 19 是仅考虑部分相干涡旋光束拓扑荷数时的理论模拟结果和实验结果^[55],图 20 是同时考虑拓扑荷数和径向模式数的结果^[56]。对比振幅和相位分布可以发现,仅从一幅相位分布图即可读出拓扑荷数及径向模式数的值,包括大小和正负信息。如图 19 所示,当拓扑荷数为+3 时,具有三个相位奇点,且围绕每个奇点的相位从 $-\pi$ 逆时针渐变为

π ,而当拓扑荷数为-3 时,围绕每个奇点的相位从 $-\pi$ 顺时针渐变为 π 。再者,如图 20 所示,不仅相位奇点的分布可以揭示拓扑荷的正负及大小,相位中环形位错的数目也与径向模式数一一对应。这一发现对测量部分相干涡旋光束拓扑荷具有重要意义,而且依据这一发现首次直观地测量出了部分相干光束相干奇点的相位分布。

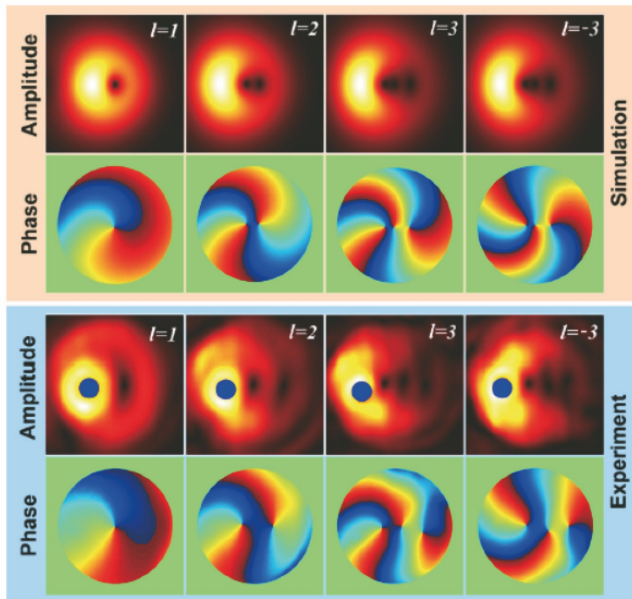


图 19 选取离轴参考点时,具有不同拓扑荷数的部分相干涡旋光束在焦平面上的关联结构的振幅及相位分布^[55]
Fig. 19 Theoretical simulations and experimental results of amplitude and phase distributions of spectral degree of coherence with an off-axis reference point for the focused partially coherent vortex beams^[55]

4 结 论

本文重点概述了部分相干激光照明下的相位恢复方法及其在部分相干光关联结构测量中的应用。以上详述的适用于部分相干照明的相位恢复方法可

归类为四种:1)适用于迭代法的模式分解法,其思路是将问题转化为完全相干照明的情况去处理,只需要知道光源的信息就可以将其代入迭代循环中实现相位重构;2)微扰法,该方法属于非迭代法,其原理是通过选取合适的参考点,将部分相干理论中的四

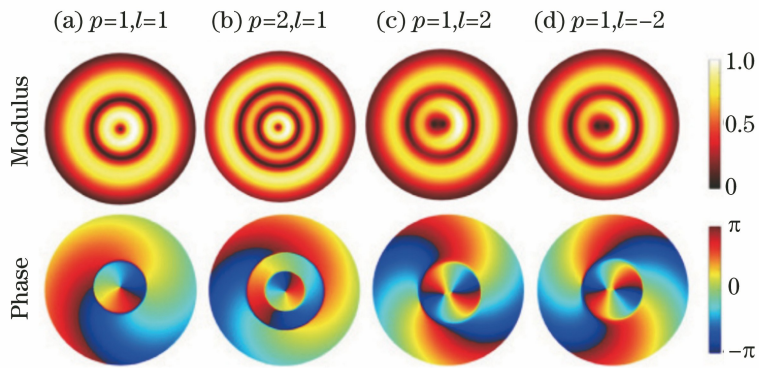


图 20 选取离轴参考点时,不同拓扑荷数及径向模式数下部分相干涡旋光束在焦平面上的关联结构的振幅及相位分布^[56]

Fig. 20 Experimental results of amplitude and phase distributions of spectral degree of coherence with an off-axis reference point for focused partially coherent vortex beams^[56]

维分析降到二维;3)广义的强度传输方程,利用光强轴向微分推算部分相干光场的相位;4)焦移法,将连续焦移对应的光强分别进行傅里叶逆变换并加以求和即可推导出物面的复值信息。模式分解的思想配合目前的迭代算法,可以得到精度较高的恢复信息,但照明光源的信息必须是已知的,其重构精度依赖于表示部分相干光的模态数。随着光照空间相干性的降低,模式分解的精度要求和数据处理时间也随之增加,且当空间相干宽度小于样品尺寸的一半时,也无法得到好的结果。非迭代法中的微扰法不需要配合迭代算法使用,数据的采集和处理都更为实时,该类方法可适用于关联结构更为复杂的甚至是未知的照明光源,且在空间相干宽度小于样品尺寸时仍可获得样品完整的重构信息,但是因涉及微扰的引入及其相位赋值,装置的复杂程度和空间分辨率作出了适当的牺牲,空间分辨率的提高需要微扰尺寸无限逼近理论设定的 δ 函数^[91],而过小的尺寸也将意味着重构图像信噪比的牺牲。广义强度传输方程无论是在数据采集、处理时间上,还是在对光源的要求上,都体现出了较高的优势,但该方法也存在需要在离焦量和噪声抑制之间进行权衡的问题,差分逼近的精度越高,要求离焦量越小,而离焦量变小不仅意味着实验精度的提高,也会给实验带来噪声。为了同时满足低噪声和高精度就需要牺牲实验时间,需要采集尽可能多的传输距离的光强来实现。焦移法和微扰法一样,可以在空间尺寸较小的情况下实现大视场恢复,但它存在着与强度传输方程法相似的问题,离焦量的精度需要尽可能高,离焦光强数据需要尽可能多。总之,非迭代法为了降维,大多都引入了 δ 函数,也便引入了误差。

对于未来的研究方向,除了需要考虑如何提出

新的相位恢复方法或者改进已有相位恢复方法来解决光源空间相干性较低情况下的相位恢复问题,还需要考虑如何提高该类方法相位恢复的分辨率。再者,光源空间相干性降低或空间相干结构复杂也许不只会带来负面影响,巧妙地利用部分相干光以及具有特殊关联结构的部分相干光或许可以实现更好的、更高分辨率的相位恢复结果。

参 考 文 献

- [1] Miao J, Ishikawa T, Robinson I K, et al. Beyond crystallography: diffractive imaging using coherent X-ray light sources[J]. Science, 2015, 348(6234): 530-535.
- [2] Pan A, Zhang Y, Zhao T Y, et al. Quantitative phase microscopy imaging based on ptychography [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(4): 040001.
潘安, 张艳, 赵天宇, 等. 基于叠层衍射成像术的量化相位显微成像[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(4): 040001.
- [3] Pan X C, Liu C, Tao H, et al. Phase imaging based on ptychography and progress on related key techniques [J]. Acta Optica Sinic, 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.
- [4] Liang Y S, Yao B L, Lei M. Applications of holographic optical tweezers in biological research[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(2): 0207020.
梁言生, 姚保利, 雷铭. 全息光镊在生物学研究中的应用[J]. 中国激光, 2020, 47(2): 0207020.
- [5] Mir M, Bhaduri B, Wang R, et al. Quantitative phase imaging [M]//Progress in Optics. [S. n.]: Elsevier, 2012: 133-217.

- [6] Tahara T, Quan X Y, Otani R, et al. Digital holography and its multidimensional imaging applications: a review[J]. *Microscopy*, 2018, 67(2): 55-67.
- [7] Park Y, Depeursinge C, Popescu G. Quantitative phase imaging in biomedicine[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(10): 578-589.
- [8] Cai S S, Zheng L F, Zeng B X, et al. Quantitative phase imaging based on transport-of-intensity equation and differential interference contrast microscope and its application in breast cancer diagnosis[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(3): 0307015.
蔡双双, 郑龙飞, 曾碧新, 等. 基于强度传输方程和微分干涉相差显微镜的定量相位成像及其在乳腺癌诊断中的应用[J]. *中国激光*, 2018, 45(3): 0307015.
- [9] Zuo C, Chen Q, Sun J S, et al. Non-interferometric phase retrieval and quantitative phase microscopy based on transport of intensity equation: a review[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(6): 0609002.
左超, 陈钱, 孙佳嵩, 等. 基于光强传输方程的非干涉相位恢复与定量相位显微成像: 文献综述与最新进展[J]. *中国激光*, 2016, 43(6): 0609002.
- [10] Gabor D. Holography, 1948—1971 [J]. *Science*, 1972, 177(4046): 299-313.
- [11] Gerchberg R W. Phase determination for image and diffraction plane pictures in the electron microscope [J]. *Optik*, 1971, 34: 275.
- [12] Gerchberg R W. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures[J]. *Optik*, 1972, 35: 237-246.
- [13] Fienup J R. Phase retrieval algorithms: a comparison [J]. *Applied Optics*, 1982, 21(15): 2758-2759.
- [14] Rodenburg J M, Faulkner H M L. A phase retrieval algorithm for shifting illumination [J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 85(20): 4795-4797.
- [15] Faulkner H M L, Rodenburg J M. Movable aperture lensless transmission microscopy: a novel phase retrieval algorithm [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(2): 023903.
- [16] Miao J W, Charalambous P, Kirz J, et al. Extending the methodology of X-ray crystallography to allow imaging of micrometre-sized non-crystalline specimens[J]. *Nature*, 1999, 400(6742): 342-344.
- [17] Dubois F, Requena M L N, Minetti C, et al. Partial spatial coherence effects in digital holographic microscopy with a laser source[J]. *Applied Optics*, 2004, 43(5): 1131-1139.
- [18] Schnars U, Jüptner W. Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction [J]. *Applied Optics*, 1994, 33(2): 179-181.
- [19] Yamaguchi I, Zhang T. Phase-shifting digital holography[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(16): 1268-1270.
- [20] Popescu G, Deflores L P, Vaughan J C, et al. Fourier phase microscopy for investigation of biological structures and dynamics [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(21): 2503-2505.
- [21] Teague M R. Deterministic phase retrieval: a Green's function solution[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1983, 73(11): 1434-1441.
- [22] Streibl N. Phase imaging by the transport equation of intensity[J]. *Optics Communications*, 1984, 49(1): 6-10.
- [23] Paganin D, Nugent K A. Noninterferometric phase imaging with partially coherent light [J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(12): 2586.
- [24] Gureyev T E, Nesterets Y I, Paganin D M, et al. Linear algorithms for phase retrieval in the Fresnel region: partially coherent illumination [J]. *Optics Communications*, 2006, 259(2): 569-580.
- [25] Petrucci J C, Tian L, Barbastathis G. The transport of intensity equation for optical path length recovery using partially coherent illumination [J]. *Optics Express*, 2013, 21(12): 14430-14441.
- [26] Zuo C, Chen Q, Tian L, et al. Transport of intensity phase retrieval and computational imaging for partially coherent fields: the phase space perspective [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2015, 71: 20-32.
- [27] Jiang H D, Xu R, Chen C C, et al. Three-dimensional coherent X-ray diffraction imaging of molten iron in mantle olivine at nanoscale resolution [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(20): 205501.
- [28] Shapiro D A, Yu Y S, Tyliczszak T, et al. Chemical composition mapping with nanometre resolution by soft X-ray microscopy[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(10): 765-769.
- [29] Clark J N, Beitra L, Xiong G, et al. Ultrafast three-dimensional imaging of lattice dynamics in individual gold nanocrystals[J]. *Science*, 2013, 341(6141): 56-59.
- [30] Seaberg M D, Zhang B S, Gardner D F, et al. Tabletop nanometer extreme ultraviolet imaging in an extended reflection mode using coherent Fresnel ptychography[J]. *Optica*, 2014, 1(1): 39-44.
- [31] Jiang H, Song C, Chen C C, et al. Quantitative 3D imaging of whole, unstained cells by using X-ray diffraction microscopy [J]. *Proceedings of the*

- National Academy of Sciences of the United States of America, 2010, 107(25): 11234-11239.
- [32] Nishino Y, Takahashi Y, Imamoto N, et al. Three-dimensional visualization of a human chromosome using coherent X-ray diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102: 018101.
- [33] Ekeberg T, Svenda M, Abergel C, et al. Three-dimensional reconstruction of the giant mimivirus particle with an X-ray free-electron laser[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(9): 098102.
- [34] Chapman H N, Fromme P, Barty A, et al. Femtosecond X-ray protein nanocrystallography[J]. *Nature*, 2011, 470(7332): 73.
- [35] Javidi B, Nomura T. Securing information by use of digital holography[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(1): 28-30.
- [36] Whitehead L W, Williams G J, Quiney H M, et al. Diffractive imaging using partially coherent X rays [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103 (24): 243902.
- [37] Rosen J, Brooker G. Digital spatially incoherent Fresnel holography [J]. *Optics Letters*, 2007, 32 (8): 912-914.
- [38] Flewett S, Quiney H M, Tran C Q, et al. Extracting coherent modes from partially coherent wavefields [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(14): 2198-2200.
- [39] Thibault P, Menzel A. Reconstructing state mixtures from diffraction measurements [J]. *Nature*, 2013, 494(7435): 68-71.
- [40] Clark J N, Huang X J, Harder R J, et al. Continuous scanning mode for ptychography [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(20): 6066-6069.
- [41] Clark J N, Huang X J, Harder R J, et al. Dynamic imaging using ptychography [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(11): 113901.
- [42] Chen B, Abbey B, Dilanian R, et al. Diffraction imaging: the limits of partial coherence[J]. *Physical Review B*, 2012, 86(23): 235401.
- [43] Li P, Edo T, Batey D, et al. Breaking ambiguities in mixed state ptychography[J]. *Optics Express*, 2016, 24(8): 9038-9052.
- [44] Burdet N, Shi X W, Parks D, et al. Evaluation of partial coherence correction in X-ray ptychography [J]. *Optics Express*, 2015, 23(5): 5452-5467.
- [45] Lurie M. Fourier-transform holograms with partially coherent light: holographic measurement of spatial coherence [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1968, 58(5): 614-619.
- [46] Parks D H, Shi X, Kevan S D. Partially coherent X-ray diffractive imaging of complex objects [J]. *Physical Review A*, 2014, 89(6): 063824.
- [47] Gureyev T E, Paganin D M, Stevenson A W, et al. Generalized eikonal of partially coherent beams and its use in quantitative imaging [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(6): 068103.
- [48] Shao Y F, Lu X Y, Konijnenberg S, et al. Spatial coherence measurement and partially coherent diffractive imaging using self-referencing holography [J]. *Optics Express*, 2018, 26(4): 4479-4490.
- [49] Lu X Y, Shao Y F, Zhao C L, et al. Noniterative spatially partially coherent diffractive imaging using pinhole array mask[J]. *Advanced Photonics*, 2019, 1 (1): 016005.
- [50] Konijnenberg A P, Lu X Y, Liu L X, et al. Noniterative method for phase retrieval and coherence characterization by focus variation using a fixed star-shaped mask [J]. *Optics Express*, 2018, 26 (7): 9332-9343.
- [51] Yang Y J, Zhu X L, Zeng J, et al. Anomalous Bessel vortex beam: modulating orbital angular momentum with propagation [J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(3): 677-682.
- [52] Zeng J, Liu X L, Wang F, et al. Partially coherent fractional vortex beam[J]. *Optics Express*, 2018, 26 (21): 26830-26844.
- [53] Dong M, Lu X Y, Zhao C L, et al. Measuring topological charge of partially coherent elegant Laguerre-Gaussian beam[J]. *Optics Express*, 2018, 26(25): 33035-33043.
- [54] Peng X F, Lu X Y, Liu X L, et al. Generation and propagation of a Hermite-Gaussian correlated Schell-model LG_{0l} beam[J]. *Applied Sciences*, 2019, 9(3): 610.
- [55] Lu X Y, Zhao C L, Shao Y F, et al. Phase detection of coherence singularities and determination of the topological charge of a partially coherent vortex beam [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114 (20): 201106.
- [56] Zeng J, Lu X Y, Liu L X, et al. Simultaneous measurement of the radial and azimuthal mode indices of a higher-order partially coherent vortex beam based on phase detection [J]. *Optics Letters*, 2019, 44 (15): 3881-3884.
- [57] Gureyev T, Nugent K. Rapid quantitative phase imaging using the transport of intensity equation[J]. *Optics Communications*, 1997, 133 (1/2/3/4/5/6): 339-346.
- [58] Mandel L, Wolf E. *Optical coherence and quantum optics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [59] Wolf E. *Introduction to the theory of coherence and polarization of light* [M]. Cambridge: Cambridge

- University Press, 2007.
- [60] Kato Y, Mima K, Miyanaga N, et al. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression [J]. *Physical Review Letters*, 1984, 53(11): 1057.
- [61] Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, 19(9): 1794-1802.
- [62] Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2003, 20(5): 856-866.
- [63] Gori F, Santarsiero M. Devising genuine spatial correlation functions [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(24): 3531-3533.
- [64] Wolf E, Collett E. Partially coherent sources which produce the same far-field intensity distribution as a laser [J]. *Optics Communications*, 1978, 25(3): 293-296.
- [65] Collett E, Wolf E. Is complete spatial coherence necessary for the generation of highly directional light beams? [J]. *Optics Letters*, 1978, 2(2): 27-29.
- [66] Chen Y H, Gu J X, Wang F, et al. Self-splitting properties of a Hermite-Gaussian correlated Schell-model beam [J]. *Physical Review A*, 2015, 91: 013823.
- [67] Lajunen H, Saastamoinen T. Propagation characteristics of partially coherent beams with spatially varying correlations [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(20): 4104-4106.
- [68] Wang F, Chen Y H, Liu X L, et al. Self-reconstruction of partially coherent light beams scattered by opaque obstacles [J]. *Optics Express*, 2016, 24(21): 23735-23746.
- [69] Chen Y H, Cai Y J. Generation of a controllable optical cage by focusing a Laguerre-Gaussian correlated Schell-model beam [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(9): 2549-2552.
- [70] Liang C H, Mi C K, Wang F, et al. Vector optical coherence lattices generating controllable far-field beam profiles [J]. *Optics Express*, 2017, 25(9): 9872-9885.
- [71] Liang C H, Zhu X L, Mi C K, et al. High-quality partially coherent Bessel beam array generation [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(13): 3188-3191.
- [72] Gu Y L, Gbur G. Scintillation of pseudo-Bessel correlated beams in atmospheric turbulence [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2010, 27(12): 2621-2629.
- [73] Liang C H, Wu G F, Wang F, et al. Overcoming the classical Rayleigh diffraction limit by controlling two-point correlations of partially coherent light sources [J]. *Optics Express*, 2017, 25(23): 28352-28362.
- [74] Chen Y H, Cai Y J. Laser coherence modulation and its applications [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026002.
陈亚红, 蔡阳健. 激光相干性调控及应用 [J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026002.
- [75] Zeng J, Chen Y H, Liu X L, et al. Research progress on partially coherent vortex beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126004.
曾军, 陈亚红, 刘显龙, 等. 部分相干涡旋光束研究进展 [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126004.
- [76] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488-496.
- [77] Zhao C L, Cai Y J, Lu X H, et al. Radiation force of coherent and partially coherent flat-topped beams on a Rayleigh particle [J]. *Optics Express*, 2009, 17(3): 1753-1765.
- [78] Ng J, Lin Z F, Chan C T. Theory of optical trapping by an optical vortex beam [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(10): 103601.
- [79] Coutts D W. Double-pass copper vapor laser master-oscillator power-amplifier systems: generation of flat-top focused beams for fiber coupling and percussion drilling [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2002, 38(9): 1217-1224.
- [80] Nishi N, Jitsuno T, Tsubakimoto K, et al. Two-dimensional multi-lens array with circular aperture spherical lens for flat-top irradiation of inertial confinement fusion target [J]. *Optical Review*, 2000, 7(3): 216-220.
- [81] Wang F, Liu X L, Yuan Y S, et al. Experimental generation of partially coherent beams with different complex degrees of coherence [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(11): 1814-1816.
- [82] Ma L Y, Ponomarenko S A. Free-space propagation of optical coherence lattices and periodicity reciprocity [J]. *Optics Express*, 2015, 23(2): 1848-1856.
- [83] Liu X L, Wang F, Liu L, et al. Complex degree of coherence measurement for classical statistical fields [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(1): 77-80.
- [84] Saastamoinen K, Tervo J, Turunen J, et al. Spatial coherence measurement of polychromatic light with modified Young's interferometer [J]. *Optics Express*, 2013, 21(4): 4061-4071.
- [85] Divitt S, Novotny L. Spatial coherence of sunlight and its implications for light management in

- photovoltaics[J]. *Optica*, 2015, 2(2): 95-103.
- [86] Wood J K, Sharma K A, Cho S, et al. Using shadows to measure spatial coherence [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(16): 4927-4930.
- [87] Raymer M G, Beck M, McAlister D. Complex wave-field reconstruction using phase-space tomography [J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72(8): 1137.
- [88] Arimoto H, Ohtsuka Y. Measurements of the complex degree of spectral coherence by use of a wave-front-folded interferometer[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(13): 958.
- [89] Bhattacharjee A, Aarav S, Jha A K. Two-shot measurement of spatial coherence [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 113(5): 051102.
- [90] Koivurova M, Partanen H, Lahyani J, et al. Scanning wavefront folding interferometers [J]. *Optics Express*, 2019, 27(5): 7738.
- [91] Sandberg R L, Raymondson D A, La-o-vorakiat C, et al. Tabletop soft-x-ray Fourier transform holography with 50 nm resolution [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(11): 1618-1620.