论文

基于周期阵列抽样孔的非迭代实时相干衍射成像

魏功祥^{①*}, 国承山^②, 张新廷^②, 付圣贵^①^① 山东理工大学理学院, 淄博 255049;^② 山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014

*联系人, E-mail: weigx@sdut.edu.cn

收稿日期: 2011-07-10; 接受日期: 2012-02-28; 网络出版日期: 2012-04-10

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11074152 和 11104165)

摘要 提出了一种从远场衍射强度图样实现实时相干衍射成像的非迭代方法. 该方法利用特殊设计的周期正方阵列抽样针孔对待测物体的菲涅耳衍射场的波前进行抽样, 用 CCD 记录其远场衍射图样. 在计算机中对其处理, 可以直接从远场衍射图样的逆傅里叶变换中提取物波的抽样复振幅数据, 再利用标量衍射理论对物体重现. 因为该方法只需要对一幅远场衍射图样进行测量, 避免了迭代算法, 而且从理论上不需要透镜, 它可以在较广的波长范围内实现实时相干衍射成像.

关键词 相干衍射成像, 远场衍射, 相位恢复, 周期阵列抽样针孔, 傅里叶变换

PACS: 42.25.Hz, 42.30.Kq, 42.30.Rx, 42.30.Wb, 07.60.Ly

doi: 10.1360/132011-776

无透镜相干衍射成像因为可以避免透镜有限大小和像差的限制, 在许多不同的应用领域成为一个非常受关注的研究方向. 因为普通方法记录的强度图像丢失了相位信息, 所以相干衍射成像最关键的问题是如何从记录的强度图像中提取相位或复振幅. 离轴全息是最常用的一种无透镜成像方法^[1]. 但对于 X 射线和电子波等高频波, 参考波源需要非常小, 其空间频率受到很大限制. 而在同轴全息中, 虽然不需要参考波, 但存在孪生像的干扰问题. 现在, 从衍射强度图样中进行物体的三维重现, 一些不需要参考波的非全息方法相继被提出, 其中应用较广的是 Fienup^[2]从原先 Gerchberg-Saxton 算法^[3]提出的迭代傅里叶变换算法, 现在已经用于非晶体样品的 X 射线

相位提取实验^[4]和从碳纳米管的衍射图样中进行相干电子射线成像^[5]. 虽然迭代算法只需要一幅衍射图样, 但计算需要一个很长的迭代过程, 而且普遍存在一个收敛问题, 可能有多个局部极小值, 因此会导致非单一解, 使其对复振幅物体进行成像时的局部分辨本领受到影响.

现在, 一些非迭代算法也相继出现^[6]. 基于扩展目标的哈特曼波前传感器^[7,8]就是一种已经普遍采用的波前测量方法. 它通过阵列透镜将目标成像在焦平面处的图像传感器上, 形成一阵列图像, 通过每一子图像的相对平移量计算相应子孔径处波前的斜率, 然后通过 Zernike 多项式拟合等方法, 可重构出整个物波波前, 并在某些无法得到点光源信标的自适应

引用格式: 魏功祥, 国承山, 张新廷, 等. 基于周期阵列抽样孔的非迭代实时相干衍射成像. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42: 452–457

Wei G X, Guo C S, Zhang X T, et al. Noniterative real-time coherent diffraction imaging by period sampling aperture array (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2012, 42: 452–457, doi: 10.1360/132011-776

光学系统中得到应用. 但该方法因为需要透镜及其有限分辨率, 所以限制了其应用范围. 此外, 相位变更法^[9]也已经用于 X 射线成像和电子显微成像. 但实际采用的大多数非迭代算法都需要至少两幅衍射强度图样, 而且对所测量的样品都有较严格的限制条件.

在先前的工作中, 我们提出了几种能够通过多针孔阵列扫描实现相干衍射成像的方法^[10-12]. 这些方法表明, 可以从透过多针孔的远场衍射图样得到透过多针孔的复振幅信息, 并通过扫描组合出被测波面, 进而实现相干衍射成像. 这些方法都需要进行扫描, 在实际处理过程中需要记录很多幅远场衍射图样, 并进行组合, 影响了测量的实时性. 卷积可解抽样针孔阵列法^[13]利用一个二维多针孔板实现了波前相位恢复, 该方法利用一个特殊设计的三角阵列抽样针孔板对经过衍射的待测物体的波前进行抽样, 提高了测量的实时性. 本文中, 我们提出了另一种利用周期正方阵列抽样板实现实时相干衍射成像的非迭代方法. 周期阵列抽样针孔板由具有相同间隔和大小的正方阵列抽样针孔和位于中心的参考针孔组成. 在计算机中, 对图像传感器记录的远场衍射图样进行逆傅里叶变换, 通过特定的滤波方法直接提取物波的抽样复振幅数据, 并利用标量衍射理论在计算机中实现了实时相干衍射成像. 我们深入分析了这种周期正方阵列抽样方法的远场衍射图样的频谱特性, 分析了影响相干衍射成像清晰度的原因, 并提出了改进方法. 因为该方法只需要对一幅远场衍射图样进行记录和测量, 不涉及多幅图像的交互处理, 避免了迭代算法和扫描过程, 实验光路简单, 可以在较广的波长范围内, 如红外线、可见光、紫外线和电子射线等研究领域实现实时相干衍射成像. 此外, 该方法从理论上不需要透镜, 对大多数物体来讲, 对 X 射线和电子射线都可以看做透明物体, 因此特别适用于 X 射线和电子射线等难以制作透镜的研究领域.

1 原理

1.1 远场衍射图样的记录

图 1 给出了周期阵列抽样针孔法的实验原理示意图. 用一束波长为 λ 的相干光照射待测样品, 周期阵列抽样针孔位于待测样品和图像传感器 (CCD) 之间. 周期阵列抽样针孔与图像传感器之间的距离要足够大, 以便记录透过周期阵列抽样针孔的远场衍

图 1 记录远场衍射图样的实验装置示意图

Figure 1 Schematic of the experimental setup for recording the far-field diffraction distribution.

射图样. 假设紧靠样品后的复场为 $U_0(x_0, y_0)$, 周期阵列抽样针孔与样品的距离为 z_0 , 周期阵列抽样针孔平面的坐标为 (x, y) . 则 $U_0(x_0, y_0)$ 在周期阵列抽样针孔平面的菲涅尔衍射分布函数为

$$U(x, y) = A(x, y) \exp[i\varphi(x, y)] \\ = \frac{\exp(jkz_0)}{j\lambda z_0} \iint_{\Sigma} U_0(x_0, y_0) \\ \times \exp\left[jk \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2z_0}\right] dx_0 dy_0, \quad (1)$$

其中 $k=2\pi/\lambda$ 为波数. 假设周期阵列抽样针孔中每个孔的宽度 w , 周期为 d , 位于中心的孔为参考孔, 则周期阵列抽样针孔的透过率函数可以表示为

$$T_m(x, y) = \text{rect}[(x, y)/w] \\ + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \text{rect}[(x-x_m, y-y_n)/w] \\ = t_0(x, y) + t(x, y), \quad (2)$$

其中 $\text{rect}[(x, y)/w]$ 为中心坐标在 (x, y) , 宽度为 w 的矩形孔径光瞳函数

$$\text{rect}[(x, y)/w] = \begin{cases} 1.0 & -w/2 \leq x, y \leq w/2, \\ 0 & \text{其他,} \end{cases} \quad (3)$$

其中 $t_0(x, y) = \text{rect}[(x, y)/w]$ 表示中心位于周期阵列抽样针孔板的中心 $(0, 0)$ 处的参考孔, $t(x, y)$ 为抽样针孔, 抽样针孔共有 $M \times N$ 个, 针孔中心位置坐标为 (x_m, y_n) .

透过周期阵列抽样针孔板的复振幅为

$$S(x, y) = A(x, y) \exp[i\varphi(x, y)] \\ \times [t_0(x, y) + t(x-x_m, y-y_n)] \\ = A_0 \exp(j\varphi_0) \text{rect}[(x, y)/w] \\ + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \{A_{m,n} \exp(j\varphi_{m,n})\}$$

$$\begin{aligned} & \times \text{rect}[(x - x_m, y - y_n) / w] \} \\ & = s_0(x, y) + s(x, y). \end{aligned} \quad (4)$$

它由透过中心参考孔的复振幅 $s_0(x, y)$ 和透过抽样孔的复函数 $s(x, y)$ 两部分组成. 孔很小时, 透过每个孔的振幅和相位可以看作是常数. A_0 和 φ_0 分别表示透过中心参考孔的振幅和相位; $A_{m,n}$ 和 $\varphi_{m,n}$ 分别表示透过抽样孔(m, n)的振幅和相位. 如果孔的间距足够小, 满足 Whittaker-Shannon 抽样定理的要求, 则可以由二维抽样复值数组 $s(x, y)$, 利用标量衍射理论反向衍射到物平面, 从而准确的恢复物波函数 $U_0(x_0, y_0)$, 这个过程称为相干衍射成像(CDI).

1.2 抽样数据的提取和相干衍射成像

如何从透过周期阵列抽样针孔板的远场衍射强度图样来得到抽样数据 $s(x, y)$ 是问题的关键. 假设用 CCD 记录的远场衍射强度图样为

$$\begin{aligned} I(\xi, \eta) &= I_0 |\mathbb{F}\{S(x, y)\}|^2 \\ &= I_0 |\mathbb{F}\{s_0(x, y)\} + \mathbb{F}\{s(x - x_m, y - y_n)\}|^2 \\ &= I_0 \left| A_0 \exp(i\varphi_0) \mathbb{F}\{\text{rect}[(x, y) / w]\} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [A_{m,n} \exp(j\varphi_{m,n}) \right. \\ &\quad \left. \times \mathbb{F}\left[\text{rect}\frac{(x - x_m, y - y_n)}{w}\right] \right|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\xi = x / \lambda z$, $\eta = y / \lambda z$, 为 CCD 平面的频谱矢量坐标, z 为 CCD 与周期阵列抽样针孔板之间的距离, $\mathbb{F}$ 为傅里叶变换算符. I_0 是与衍射积分相关的常数.

为了从(5)式表示的衍射强度图样 $I(\xi, \eta)$ 中恢复抽样复振幅 $s(x, y)$, 我们首先在计算机中对其进行逆傅里叶变换, 由傅里叶变换的卷积和相关理论可得^[14]

$$\begin{aligned} G(x, y) &= \mathbb{F}^{-1}\{I(\xi, \eta)\} = I_0 [S(x, y) \star S(x, y)] \\ &= I_0 [s_0(x, y) \star s_0(x, y) + s_0(x, y) \star s(x, y) \\ &\quad + s(x, y) \star s_0(x, y) + s(x, y) \star s(x, y)] \\ &= I_0 \left\{ A_0^2 P_{00} + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N P_{0,m,n} A_0 A_{m,n} \exp[j(\varphi_{m,n} - \varphi_0)] \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N P_{m,n,0} A_{m,n} A_0 \exp[-j(\varphi_{m,n} - \varphi_0)] \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^N P_{m,n;p,q} A_{m,n} A_{p,q} \exp[j(\varphi_{m,n} - \varphi_{p,q})] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\star$ 为相关运算符.

$$\begin{aligned} P_{00}(x, y) &= \iint \text{rect}^*[(\xi - x, \eta - y) / w] \\ &\quad \times \text{rect}[(\xi, \eta) / w] d\xi d\eta, \\ P_{0,m,n}(x, y) &= \iint \text{rect}^*[(\xi - x, \eta - y) / w] \\ &\quad \times \text{rect}[(\xi - x_m, \eta - y_n) / w] d\xi d\eta \\ &= \iint \text{rect}^*[(\xi + x_m - x, \eta + y_n - y) / w] \\ &\quad \times \text{rect}[(\xi, \eta) / w] d\xi d\eta, \\ P_{m,n,0}(x, y) &= \iint \text{rect}^*[(\xi - x_m - x, \eta - y_n - y) / w] \\ &\quad \times \text{rect}[(\xi, \eta) / w] d\xi d\eta, \\ P_{m,n;p,q}(x, y) &= \iint \text{rect}[(\xi - x_m - x, \eta - y_n - y) / w] \\ &\quad \times \text{rect}[(\xi - x_p, \eta - y_q) / w] d\xi d\eta \\ &= \iint \text{rect}^*[(\xi - x_m + x_p - x, \\ &\quad \eta - y_n + y_q - y) / w] \\ &\quad \times \text{rect}[(\xi, \eta) / w] d\xi d\eta \end{aligned} \quad (7)$$

为各孔间的自相关和相关积分. 可以看出, 远场衍射强度 $I(\xi, \eta)$ 的逆傅里叶变换 $G(x, y)$ 是由一系列针孔抽样函数间的相关或自相关函数组成的. (6)式中, 第一项为参考孔的自相关, 光斑的位置始终位于逆傅里叶变换图样的中心; 第二项为参考孔与抽样孔的相关积分, 对应的光斑出现在原抽样孔的位置, 称为再现项; 第三项为第二项的共轭, 对应的光斑出现在抽样孔的中心对称位置, 称为赝生项; 第四项为各抽样孔之间的相关与自相关项, 自相关项($m=p$ 且 $n=q$)对应的光斑与参考孔的自相关都位于中心处, 所以中心点的强度最大, 其相位始终为零. 相关项或则依次产生位移.

我们需要从第二项中提取复振幅数据. 通常情况下, 由于相关运算使逆傅里叶变换后的光斑尺寸变大, 而且参考孔与抽样孔间的相关项与其他相关项可能存在位置的重叠, 从(6)式中提取抽样复振幅的任务是很难实现的. 为了能够提取抽样复振幅, 就需要对抽样孔和参考孔的位置进行特殊的设计^[10-12]. 如果设计的周期阵列抽样针孔都具有相同的孔径宽度 w , 周期均为 d ($d \geq 2\sqrt{2}w$, 这是因为孔间的相关运算使逆傅里叶变换后的光斑直径扩大到原来的两倍, 为了防止光斑重叠而给出的一个限制条件). 参考孔与其相邻的抽样孔在 x 和 y 向的距离均为 $d/2$, 如图 2(a)所示. 这样设计的多针孔板, (6)式中第四项表示

的各抽样孔间的相关项形成以参考孔为基点的周期阵列, 而参考孔与抽样孔的相关项出现在原抽样孔的位置, 与第四项在 x, y 方向都存在 $d/2$ 的偏移, 避免了它们的光斑发生重叠, 所以在各抽样孔位置处可以提取抽样复振幅数据.

因为抽样孔很小, 可以认为抽样孔处的振幅和相位为常数, rect 函数也可以用 δ 函数表示. 此时, 提取出的(6)式的第二项可以表示为

$$g_s(x, y) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N P_{0,m,n} A_0 A_{m,n} \exp[i(\varphi_{m,n} - \varphi_0)]. \quad (8)$$

与透过多针孔板上抽样孔的抽样数据 $s(x, y)$ 只相差一个常数项因子 $P_{0,m,n} A_0 \exp(-i\varphi_0)$, 因此可以准确恢复抽样数据 $s(x, y)$.

根据以上理论, 只要以原来的周期阵列抽样针孔的透过率函数 $s(x, y)$ 作为滤波器, 就可以提取原来透过抽样孔的复振幅数据 $g_s(x, y)$.

最后利用标量衍射理论, 对提取出的抽样数据 $g_s(x, y)$ 逆向衍射到物平面, 在满足抽样定理的条件下, 就可以准确的再现原始物体的像.

2 实验结果与讨论

为了验证上述理论的正确性, 我们首先对其进行了计算机模拟研究.

模拟测量的物体为一个黑背景下的二值图像, 如图 2(a) 所示. 图像有效尺寸为 $2.61 \text{ mm} \times 2.52 \text{ mm}$. 图 2(b) 为我们设计的周期阵列抽样针孔. 针孔宽度为 $36 \mu\text{m}$, 周期为 $108 \mu\text{m}$, 参考孔与相邻抽样孔的横向和纵向间距都为 $54 \mu\text{m}$. 物体到周期阵列抽样针孔板的衍射距离为 1200 mm . 为了观察方便, 我们只截取了多针孔板中间的一部分. 从透过周期阵列抽样针孔的远场衍射强度分布图中提取抽样复振幅数据 $g_s(x, y)$. 利用标量衍射理论对抽样数据 $g_s(x, y)$ 逆向衍射到物平面得到物体的像 $U'(x_0, y_0)$ 如图 2(c) 所示. 从模拟结果看, 我们的理论是可行的.

如果仔细的分析, 我们还会发现一个问题, 由于中心对称性^[12], 再现项和赝生项的光斑仍然存在位置的重叠, 在 (x, y) 直接提取的复振幅实际是 (x, y) 处抽样点再现项的复振幅与其中心对称位置处 $(-x, -y)$ 抽样点的赝生项复振幅数据的和. 所以, 对抽样数据逆向和正向菲涅耳衍射都可以成像, 如图 2(d) 所示为正向衍射得到的赝生像. 由于成像需要对其进行

图 2 周期抽样阵列针孔衍射成像示意图

(a) 物体; (b) 周期阵列抽样针孔板; (c) 和 (d) 逆向和正向衍射所得到的物体的像

Figure 2 Demonstration for diffractive imaging based on the period sampling aperture array. (a) Object; (b) period sampling aperture array plate; (c) image reconstructed by the measured complex amplitude after reverse diffraction; (d) image reconstructed after forward diffraction.

逆向菲涅耳衍射, 衍射时赝生项由于离焦效应, 形成一个弥散斑, 最后所得到的再现像可以看做赝生项形成的离焦弥散斑背景下的物体像, 这对成像质量产生了一定影响. 为了提高成像质量, 需要尽量避免这种重叠, 我们通过将参考孔偏离中心一个很小的位置来解决, 这样可以使第二项和第三项在空间上产生错位. 假设错位量为 $(\delta x, \delta y)$, $(x + \delta x, y + \delta y)$ 处的抽样点对应的再现项光斑中心坐标仍为 $(x + \delta x, y + \delta y)$, 而其中心对称位置对应的赝生项光斑在 $(x - \delta x, y - \delta y)$, 从而实现了空间上的分离. 由于针孔可以近似看作 δ 函数, 抽样数据只在一个点上提取, 这种错位允许在很小的空间内实现. 经过数值模拟研究, 我们发现在满足原抽样条件的情况下, 也完全可以实现抽样数据的准确恢复, 从而有效地改善了成像质量.

为了发现在具体应用过程中存在的技术问题, 我们对其进行了实验验证. 我们使用的相干光源是氦氖激光器, 波长为 632.8 nm . 为了得到周期阵列抽样针孔, 我们利用实验室中常用的扭曲向列型液晶

图3 实验结果

(a) 实验中采用的周期阵列多针孔板; (b) 成像结果

Figure 3 Experimental result. (a) The period sampling aperture array adopted in experiment; (b) reconstructed image.

空间光调制器(TN-LCSLM)来实现. 将设计的周期阵列抽样针孔显示到 TN-LCSLM 上, 通过调节其前后的偏振片, 使其工作在纯振幅模式. TN-LCSLM 的像素数为 1024×768 , 像素单元大小为 $18 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m}$. 物体距液晶空间光调制器约 1200 mm , 针孔大小为 2 个像素, 周期为 6 个像素. 实验采用的多针孔板的参考孔做了偏心设计, 如图 3(a)所示.

实验中, 我们所用针孔宽度为 2 个像素, 主要是为了提高透射光的强度. 在图 3(a)中偏心的参考孔与抽样孔间距很小, 不满足针孔板的设计条件, 在其傅里叶变换频谱图中, 光斑会产生部分重叠, 但由于滤波时只对抽样孔处的像素进行信息提取, 虽然光斑存在部分重叠, 但并没有影响提取像素处的相位值. 可见, 单纯从滤波角度考虑的针孔间距限制条件可以比原给出的防止光斑重叠的限制条件适当放宽. 为了在实验室条件下记录其远场衍射图样, 我们在 TN-LCSLM 后加了一个焦距为 180 mm 的傅里叶变换透镜, 在其后焦面上用 CCD 记录. CCD 规格为 2048×1024 像素, 像素大小为 $3.4 \mu\text{m} \times 3.4 \mu\text{m}$. 对于 X 射线等短波长相干光源, 从原理上讲是不需要透镜

的. 所用的物体大小 L 约为 $2.6 \text{ mm} \times 2.6 \text{ mm}$, 根据 Whittaker-Shannon 抽样定理, 再现像的周期为 $T = \lambda z_0 / d$, 为了使各级次再现像不致重叠, 要求物体到周期阵列抽样针孔板的距离 $z_0 \geq dL / \lambda$. 在满足上述条件的情况下, 可以通过在抽样数据中进行插值的方法严格的重现物体的像. 图 3(b)为我们再现的物体的像.

当然, 在实验过程中由于实验仪器的调整存在误差, 衍射后图样通过参考孔的强度不足等问题也会影响成像的质量. 此外, 由于液晶空间光调制器像素的有限大小和不是严格的二值透过率等系统误差, 也在一定程度上会影响成像的分辨率和质量.

3 总结

本文中, 我们介绍了一种基于周期阵列抽样针孔实现非迭代实时相干衍射成像的方法. 在该方法中, 我们采用一幅呈正方阵列排列的周期抽样针孔和中央参考孔组成的多针孔板, 从物波透过多针孔板的远场衍射图样的逆傅里叶变换中提取由针孔抽样的物波复振幅, 最后利用标量衍射理论实现了相干衍射成像.

近年来所用的一些扫描衍射成像方法一般都需要等到扫描完成以后才能进行处理, 并且需要进行迭代运算, 很难实现实时再现. 而在该方法中, 不需要任何的迭代算法, 相位恢复过程可以从一幅远场衍射图样实现, 与原来提出的通过扫描方法提取和组合抽样数据的方法相比, 节省了处理的时间, 特别适用于实时的相干衍射成像. 虽然我们只是用激光进行了实验验证, 但从原理上来讲, 该方法不需要任何的高质量透镜, 适用于较难制作透镜的 X 射线和电子射线相干衍射成像的研究领域. 该方法在表面轮廓重构、三维物体成像和生物组织形变等领域具有潜在的应用价值.

参考文献

- 1 Eisebitt S, Luning J, Schlotter W F, et al. Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectro-holography. *Nature*, 2004, 432(7019): 885–888
- 2 Fienup J R. Phase retrieval algorithms: A comparison. *Appl Opt*, 1982, 21(15): 2758–2769
- 3 Gerchberg R W, Saxton W O. A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures. *Optik*, 1972, 35(2): 237–246
- 4 Miao J, Ishikawa T, Johnson B, et al. High resolution 3D X-Ray diffraction microscopy. *Phys Rev Lett*, 2002, 89(8): 88303
- 5 Zuo J M, Vartanyants I, Gao M, et al. Atomic resolution imaging of a Carbon Nanotube from diffraction intensities. *Science*, 2003, 300(5624): 1419–1421

- 6 Nugent K A, Gureyev T E, Cookson D F, et al. Quantitative phase imaging using hard X rays. *Phys Rev Lett*, 1996, 77(14): 2961–2964
- 7 Seifert L, Tiziani H J, Osten W. Wavefront reconstruction with the adaptive Shack-Hartmann sensor. *Opt Comm*, 2005, 245(1-6): 255–269
- 8 Ares M, Royo S, Caum J. Shack-Hartmann sensor based on a cylindrical microlens array. *Opt Lett*, 2007, 32(7): 769–771
- 9 Teague M. Deterministic phase retrieval: a Green's function solution. *J Opt Soc A*, 1983, 73(11): 1434–1441
- 10 Guo C, Lu L, Wei G, et al. Diffractive imaging based on a multipinhole plate. *Opt Lett*, 2009, 34(12): 1813–1815
- 11 Wei G, Lu L, Guo C, et al. Tri-arm multipinhole interferometer for wavefront measurement and diffractive imaging. *App Opt*, 2009, 48(27): 5099–5104
- 12 Wei G, Wang P, Liu Y. Phase retrieval and coherent diffraction imaging by a linear scanning pinhole sampling array. *Opt Comm*, 2011, 284(12): 2720–2725
- 13 Guo C, Liang K, Zhang X, et al. Real-time coherent diffractive imaging with convolution-solvable sampling array. *Opt Lett*, 2010, 35(6): 850–852
- 14 Goodman J W. *Introduction to Fourier Optics*. 2nd. New York: McGRAW-HILL, 1996

Noniterative real-time coherent diffraction imaging by period sampling aperture array

WEI GongXiang^{1*}, GUO ChengShan², ZHANG XinTing² & FU ShengGui¹

¹ *School of Science, Shandong University of Technology, Zibo 255049, China;*

² *Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China*

A noniterative method for real-time coherent diffraction imaging from a far-field diffraction intensity measurement in a coherent wave field is proposed. In this method, the wave field of an object after Fresnel diffraction is sampled by a special designed square aperture array plate, and its far field diffraction intensity is recorded by a CCD. The sampled complex amplitude can be directly retrieved from the inverse Fourier transform of the far field diffraction pattern. Coherent diffraction imaging can be accomplished by inverse diffract to the object plane in computer. The aperture array plate is consisting of two dimensional (2D) period sampling aperture array (PSAA). As this method requires only a single measurement of the diffraction intensity pattern and does not need any iterative algorithm and lens systems in principle, it provides a practically valuable approach for real-time imaging of a complex-valued object in a wide range of wavelengths.

coherent diffraction imaging, far field diffraction, phase retrieval, period sampling aperture array, Fourier transform

PACS: 42.25.Hz, 42.30.Kq, 42.30.Rx, 42.30.Wb, 07.60.Ly

doi: 10.1360/132011-776