

部分相干 X 射线相位成像研究

程 静 韩申生 邵雯雯 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 研究了基于同轴伽柏(Gabor)X 射线全息方法的 X 射线相位成像。应用部分相干光的同轴 GaborX 射线全息理论, 分析了入射光的部分相干性对直接 X 射线相位成像的影响, 指出相干性对直接成像的影响不是很大, 并研究了 X 射线相位全息。讨论了入射光的部分相干性、记录介质的有限分辨、物体与记录介质的准直程度和复原的位置等因素对成像质量的影响。证明了物体与记录介质的不准直是影响相位成像质量的最重要因素, 给出了纵向记录长度不确定程度与横向记录介质分辨所必须满足的一个条件以得到高质量成像。

关键词 相位成像, X 射线全息, 部分相干。

1 引 言

很久以来, X 射线成像依靠物体对光的吸收来产生对比度而得到成像。但在硬 X 射线范围, 物体的吸收极小, 产生的对比度也很小, 而相位的变化却较大。近来, 随着高亮度同步辐射光源及 X 射线激光的发展, X 射线相位成像已引起了人们非常大的兴趣, 提出了许多种 X 射线相位成像技术^[1-9]。其中, Wilkins 等人^[8, 9]与 Snigirev 等人^[6, 7]给出的一种非常简单的、基于费涅耳衍射的 X 射线相位成像方法特别引人注目, 它实质上就是 X 射线同轴伽柏全息的记录, 在本文中称之为 X 射线相位直接成像。

另外, 在软 X 射线波段, X 射线全息成像已得到广泛的研究^[10-14]。众所周知, 全息图包含了物体的相位信息, 通过对全息图的重建, 可以复原物体的相位分布。可以认为是 X 射线相位间接成像。

目前用的 X 射线光源, 无论是同步辐射光源还是 X 射线激光光源, 都不是完全相干光源, 实际是部分相干光。最近, 本文作者应用部分相干理论^[15], 研究了部分相干光的同轴伽柏 X 射线全息^[16]。在本文中, 对于二维物体, 将进一步对这两种基于自由空间衍射的 X 射线相位成像方法进行分析, 重点讨论部分相干性对 X 射线相位成像的影响。

2 理 论

同轴伽柏 X 射线全息的模型如图 1 所示。图中, s 代表光源, i 代表物面, o 代表像面, 直接成像就是图 1 中像面上记录到的强度分布。间接成像则是对像面上记录到的图像经波前重

建后得到的结果。设光源到物面的距离为 l , 物面到像面的距离为 z , 物面上的照明范围为 A , 物体局限在 D 内, 物体的透过率为 $\tilde{t}(x_i, y_i), \forall (x_i, y_i) \in D$ 。

假设已知物面上的互强度分布 (mutual intensity)^[10] 为 $J_{12}(x_1, y_1, x_2, y_2)$, 并定义

$$T(x_i, y_i) = \begin{cases} 1, & (x_i, y_i) \notin D_s \\ \tilde{t}(x_i, y_i) = t(x_i, y_i) + 1, & (x_i, y_i) \in D \end{cases} \quad (1)$$

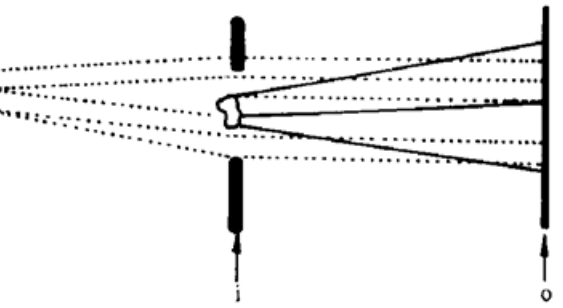


Fig. 1 Schematic set-up of Gabor hologram

根据互强度的传播理论^[10]可知

$$I(x_o, y_o) = \int_A dx_1 dy_1 \int_A dx_2 dy_2 \frac{1}{\lambda^2 d_{1o} d_{2o}} J_{12}(x_1, y_1, x_2, y_2) \times \exp(j2\pi d_{1o}/\lambda) \exp(-j2\pi d_{2o}/\lambda) T(x_1, y_1) T^*(x_2, y_2) \quad (2)$$

d_{1o} 为物面 (x_1, y_1) 点到像面 (x_o, y_o) 的距离, d_{2o} 为物面点 (x_2, y_2) 到像面 (x_o, y_o) 的距离。在旁轴近似下

$$\begin{aligned} I(x_o, y_o) = & \left\{ \int_A dx_1 dy_1 \int_A dx_2 dy_2 \frac{1}{\lambda^2 z^2} J_{12}(x_1, y_1, x_2, y_2) \times \right. \\ & \left. \exp \frac{j\pi}{\lambda z} [(x_o - x_1)^2 + (y_o - y_1)^2 - (x_o - x_2)^2 - (y_o - y_2)^2] \right\} + \\ & \left\{ \int_B dx_1 dy_1 \int_B dx_2 dy_2 \frac{1}{\lambda^2 z^2} J_{12}(x_1, y_1, x_2, y_2) t(x_1, y_1) t^*(x_2, y_2) \times \right. \\ & \left. \exp \frac{j\pi}{\lambda z} [(x_o - x_1)^2 + (y_o - y_1)^2 - (x_o - x_2)^2 - (y_o - y_2)^2] \right\} + \\ & \left\{ \int_B dx_1 dy_1 \int_A dx_2 dy_2 \frac{1}{\lambda^2 z^2} J_{12}(x_1, y_1, x_2, y_2) t(x_1, y_1) \times \right. \\ & \left. \exp \frac{j\pi}{\lambda z} [(x_o - x_1)^2 + (y_o - y_1)^2 - (x_o - x_2)^2 - (y_o - y_2)^2] \right\} + C.C. \quad (3) \end{aligned}$$

上式的形式类似完全相干光的同轴伽柏全息, 第一项是参考光在像面的强度, 第二项是物体衍射光在像面的强度, 第三项是物体衍射光和参考光的干涉在像面的强度。干涉项编码了物体的三维信息, 包括振幅与相位, 第一、二项是背景项。

在实验和理论分析中常用的一个假设是光源是半径为 ρ 均匀分布的圆形光源, 此时互强度分布可由 Van Citterte-Zenite 定理求得^[10]。利用积分的近似展开, 得到像面强度的形式为(设 $D \ll A$):

$$I(x_o, y_o) = 2 \operatorname{Re} \left[\int_B dx_1 dy_1 t(x_1, y_1) h(x_o, y_o, x_1, y_1) \right] + \text{background} \quad (4)$$

其中

$$h(x_o, y_o, x_1, y_1) = \frac{I_s}{jz\lambda} \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda z} \left(\frac{z}{l} + 1 \right) (x_1^2 + y_1^2) \right] \exp \left[- \frac{j2\pi}{\lambda z} (x_1 x_o + y_1 y_o) \right] \times$$

$$\exp \left[\frac{j\pi}{\lambda z} \left(1 - \frac{z}{l} \right) (x_0^2 + y_0^2) \right] \frac{2J_1 \left[\frac{2\pi}{w} \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2} \right]}{\frac{2\pi}{w} \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2}} \text{circ} \left(\frac{\sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2}}{a} \right) \quad (5)$$

其中 $w = \frac{\lambda l}{\rho}$ 是表征相干程度的量。圆函数 circ 来自于记录介质的有限分辨率。实际的记录介质总是有限分辨的, 如文献[11, 12]所用记录介质的分辨就是 10 nm。在这里假设记录介质的最小可分辨距离为 Δ , 则 $a = \frac{\lambda F}{2\Delta}$, 这里 F 是焦距, $\frac{1}{z} - \frac{1}{l} - \frac{1}{F} = 0$ 。

用最常见的数值复原方法即费涅耳衍射来复原部分相干光物全息, 在焦点 F 处, 复原的物场分布为

$$u(x, y) = \iint dx_1 dy_1 \frac{I_1}{Fz\lambda^2} t(x_1, y_1) \exp(-j\frac{2\pi F}{\lambda}) \exp\{-\frac{j\pi}{\lambda F}[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2]\} \frac{a^2 w^2}{\lambda^2 F^2} \times \\ \left[\text{circ} \left(\frac{\sqrt{(x-x_1 F/z)^2 + (y-y_1 F/z)^2}}{\lambda F/w} \right) \otimes \frac{2J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda F/a} \sqrt{x^2 + y^2} \right)}{\frac{2\pi}{\lambda F/a} \sqrt{x^2 + y^2}} \right] + \text{background} \quad (6)$$

3 相位物体的 X 射线直接成像

直接成像的模型就是图 1 所示, 记录的像不经重建, 可参见文献[6~9]。

从(4)式可以看出, 不计背景, 直接成像相当于物体被一个线性非平移不变的扩散函数降质, 该函数的降质范围近似在 $\min(a, 0.16w)$, 所以得到的像基本反映了物体的整体结构(虽然精细的局部分辨模糊了)。由于扩散函数是一个复函数, 对扩展物体, 叠加相消, 得到的物体分辨可能大大小于降质范围, 这和物体的具体形式有关系。但事实上, 目前直接成像得到的分辨都不高, 都在亚毫米或几十微米的量级。主要是对较大的物体得到定性的性质。

如果所用的光源是完全相干的, $l \rightarrow \infty$, 并且物体是弱吸收弱相位物体, 透过率为

$$\tilde{t}(x, y) = \exp[j\Phi(x, y) - \mu(x, y)] \approx 1 + j\Phi(x, y) - \mu(x, y)$$

则从(4)式可得成像的强度分布为:

$$I(x_0, y_0) = 1 - 2 \int_D dx_1 dy_1 \left(\mu(x_1, y_1) \cos \left\{ \frac{\pi}{\lambda z} [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2] \right\} + \right. \\ \left. \Phi(x_1, y_1) \sin \left\{ \frac{\pi}{\lambda z} [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2] \right\} \right) \quad (7)$$

此式和文献[9]中的(7)式完全一致, 从此式出发, 可以得到文献[9]中的全部结果。

从(4)、(5)式也可以研究相干性对直接成像的影响。相干程度由 w 表示。相干性变差, 扩散函数的宽度变窄, 有助于提高分辨率, 但同时得到的干涉强度降低, 由于背景基本不变, 从而降低了成像的对比度。相干性变好, 强度增大, 由于背景基本不变, 从而加大了对比度, 但这时扩散函数的降质范围加大, 降低分辨率。所以, 要综合考虑对比度与分辨率, 选择恰当的相干程度。总的来说, 相干性对直接成像的影响不是很大, 这也符合文献[8]的结论。

可以通过数值计算来验证上述结果。取 $l = 12500 \mu\text{m}$, $z = 400 \mu\text{m}$, $\lambda = 2.56 \text{ nm}$, $A = [-8, 8] \times [-8, 8] \mu\text{m}^2$, 全息像记录介质的最小可记录条纹间距 $\Delta = 0.04 \mu\text{m}$ 。

图 2(a) 是用近似完全相干的部分相干光源(相干长度 $w = 102.4 \mu\text{m}$) 对一维相位物体的

直接成像, 物体的相位分布是 $\sin(2\pi x/0.8)$, $x \in [-4, 4] \mu\text{m}$ 。图 2(b) 是用近似不相干的部分相干光源(相干长度 $w = 12.8 \mu\text{m}$)对同一物体的直接成像。由图可见, 由于物体的特征尺度比较小, 得到的像不能反映真实的物体。

图 2(c) 是用近似完全相干的部分相干光源(相干长度 $w = 102.4 \mu\text{m}$)对一维相位物体的直接成像, 物体的相位分布是 $0.1 \sin(2\pi x/1.6)$, $x \in [-4, 4] \mu\text{m}$, 图 2(d) 是用近似不相干的部分相干光源(相干长度 $w = 12.8 \mu\text{m}$)对同一物体的直接成像。由图可见, 由于物体的特征尺度比较大, 得到的像在定性上反映了真实的物体。

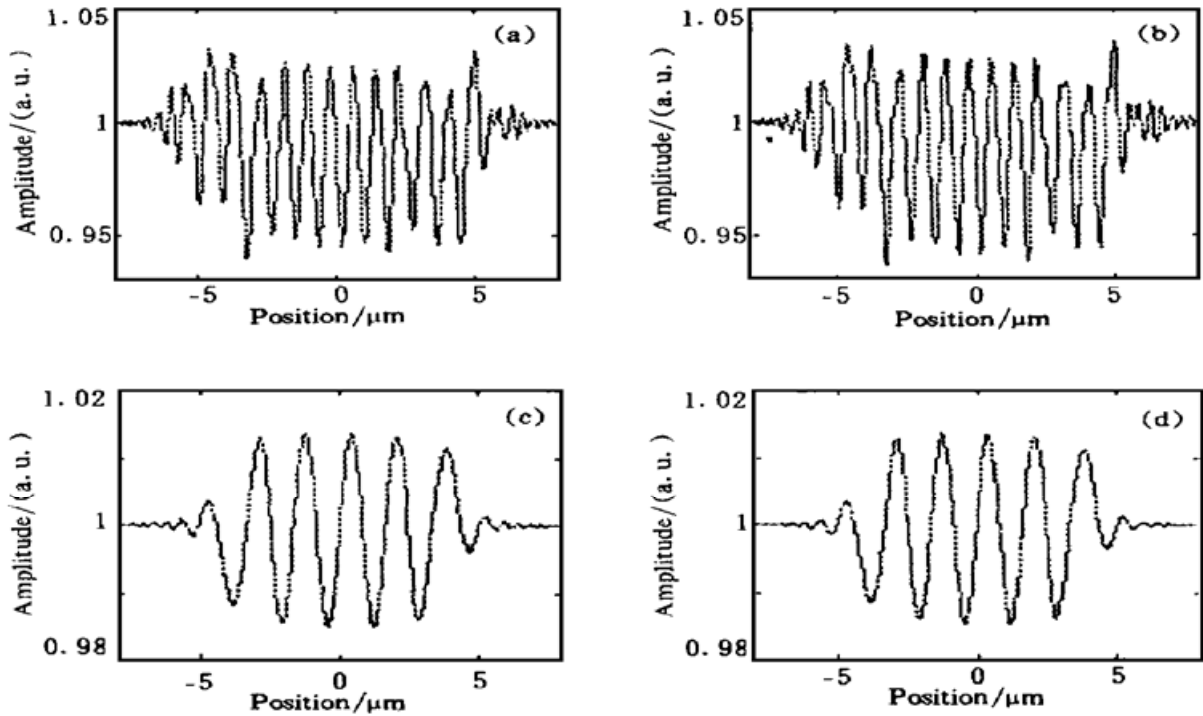


Fig. 2 Direct phase imaging. For object phase distribution $\sin(2\pi x/0.8)$, (a) Good coherence, (b) Bad coherence. For object phase distribution $0.1 \sin(2\pi x/1.6)$, (c) Good coherence, (d) Bad coherence. 还可以看出, 相干性对直接成像并没有大的影响, 不同相干度的光源成像几乎一样。

4 相位物体的 X 射线间接成像

直接成像虽然有方法简单、直观、实现方便、对相干性要求不高等优点, 但分辨受率到限制, 直接成像最高只有几十微米的分辨率^[7]。而对纳米材料、生物大分子、细胞微结构等的研究需要亚微米乃至纳米分辨, 在目前, 只有透射电子显微等吸收成像技术才能做到。对相位物体, 能得到亚微米分辨的可能技术之一是 X 射线全息。

间接成像要经过重建过程, 在(6)式中已得到近似的全息间接成像。从(6)式看出, 影响间接成像的有相干性、记录介质的特性、复原的位置 R (是否精确地等于焦距 F)、以及物体与记录是否准直等因素。

对于 $x_1 = y_1 = 0$ 点相位物体, 复原场横向分布可见(6)式, 纵向分布在焦点附近^[16],

$$x = y = 0, \quad \frac{1}{z} - \frac{1}{l} - \frac{1}{R} \approx \frac{d}{F^2}, \quad d = R - F$$

$$u(d) = \frac{tI_i}{Rz\lambda^2} \exp(-j\frac{2\pi R}{\lambda}) \iint \text{circ}(\frac{\sqrt{x_o^2 + y_o^2}}{a}) \exp[j\frac{\pi d}{\lambda F^2}(x_o^2 + y_o^2)] \frac{2J_1(\frac{2\pi}{w}\sqrt{x_o^2 + y_o^2})}{2\pi\sqrt{x_o^2 + y_o^2}} dx_o dy_o =$$

$$\frac{2\pi I_i}{Rz\lambda^2} \exp(-j\frac{2\pi R}{\lambda}) \int_0^a dr_o r_o \exp(j\frac{\pi d}{\lambda F^2}r_o^2) \frac{2J_1(2\pi r_o/w)}{2\pi r_o/w} \quad (8)$$

积分带来了一个附加相位, 对不同相干程度的光, 可以做定性的分析。积分可以等价于:

$$\int ds \exp(j\frac{\pi d}{\lambda F^2}S) f(s|w),$$

f 为一个有确定形式的函数, 是 s 、 w 的减函数, $f(0) = 1$; w 增大, f 更接近于 1, 若 w 无穷大, 则 f 为常数 1。这样, 积分就是复平面上的矢量叠加, 若 a^2 不是很大, $\frac{\pi d}{\lambda F^2}a^2 < \frac{\pi}{2}$, 则这些矢量均在第一象限内, 从简单的

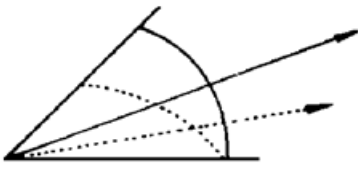


Fig. 3 The graphical demonstration of Eq (8), the solid line corresponds to good coherence, the dash line corresponds to bad coherence

几何表示图(图 3) 可见, 这些矢量位于一个角范围 $[0, \frac{\pi d}{\lambda F^2}a^2]$ 内。相干性好, w 较大, 矢量的幅值较大, 如实线所示, 合成矢量的长度较长, 相角较大。而相干性差, w 减小, 如虚线所示, 合成矢量的长度短, 方向更接近于极轴。

对于, $x_1 = y_1 \neq 0$, 复原场纵向在焦点附近的性质完全一样。

可以得到结论, 当相干度下降, 复原物体时由于离焦, 使得复原的强度下降, 复原附加了一个相位。所用的相干光的相干性越好, 复原强度下降越少, 复原附加的相位却较大。相干性好时, 当 d 有小的变化, $u(d)$ 的变化(无论幅值与相位) 较大; 相干性差时, 当 d 有小的变化, $u(d)$ 的变化(无论幅值与相位) 较小。

复原场可近似为:

$$t_{res}(x, y) \approx \exp(-j\frac{2\pi R}{\lambda}) - \text{Mean} \{ [1 - t(x \frac{R}{z}, y \frac{R}{z})] [\exp(-j\frac{2\pi R}{\lambda})] \epsilon(x, y, \Delta z, w) \} \quad (9)$$

第一项为均匀的背景, 第二项是由于干涉得到的复原。由于点物体的复原不是点, 有一个小的范围, 如(6)式所示, 所以复原场的一点是原场的一个邻域的平均, Mean 即代表了这个运算。 $\epsilon(x, y, \Delta z, w)$ 项主要代表了离焦 Δz 的影响。当物体与记录介质不准直, Δz 与 (x, y) 有关, 从对(9)式的讨论可知, 衍射重建物体引入了一个系数 $\epsilon(x, y, \Delta z, w)$, w 越大, 相干性好, $|\epsilon(x, y, \Delta z, w)|$ 接近 1, 但幅角 $\arg[\epsilon(x, y, \Delta z, w)]$ 加大, 同时 $\epsilon(x, y, \Delta z, w)$ 对 Δz 的变化也大。另外, 得到的复原(8)式因为附加了一个由复原位置决定的常数相位, 所以有意义的只是复原的相位的相对值。

实际上, 物体与记录是否准直是很难控制的, 同时物体表面的起伏也使复原的位置不能精确确定。设物体与记录介质基本准直, 只有小的倾斜或起伏 d_1 , 复原的位置(R 值) 与焦距相比, 也只有小的误差 d_2 。则可以应用上面的情况讨论。

以弱相位物体为例, 用一阶近似, 透过率 $\tilde{t} = \exp(j\omega) \approx 1 + j\tilde{\omega}$, 附加相位 $\exp(j\theta) \approx 1 + j\theta$, 则得到的复原近似为

$$1 - \epsilon[1 - (1 + j\omega)](1 + j\theta) \approx \exp(-\epsilon\tilde{\omega}\theta) \exp(j\epsilon\tilde{\omega})$$

复原物体的相位是 $j\epsilon\tilde{\omega}$ 。进一步假设是常数相位物体, 则复原的相位可表示为 $j\epsilon(x, y, \Delta z)\tilde{\omega}$ 。

如果成像系统的排布并非严格准直, 而是有一定倾斜 $\Delta z(x, y)$, 那么复原的相位不再是常数。这种情况下, 若相干性好, ϵ 近似于 1, 但 ϵ 的变化较大, 即复原的相位偏离常数的程度较大, 比较严重地扭曲物体的性质; 若相干性差, ϵ 小于 1, 但 ϵ 的变化较小, 复原的相位定性与原物体偏离不大。

可以用几个数值计算来说明本节的讨论。取 $l = 12500 \mu\text{m}$, $z = 400 \mu\text{m}$, $\lambda = 2.56 \text{ nm}$, $A = [-8, 8] \times [-8, 8] \mu\text{m}^2$, 全息像记录介质的最小可记录条纹间距 $\Delta = 0.04 \mu\text{m}$ 。

图 4 用的物体是一维相位物体, 物体的相位分布是常数 $k = \exp(j0.5\pi)$, $x \in [-4, 4] \mu\text{m}$ 。图 4(a) 是用近似完全相干的光源(相干长度 $w = 102.4 \mu\text{m}$)对物体的全息成像复原, 图 4(b) 是用近似不相干的光源(相干长度 $w = 12.8 \mu\text{m}$)对物体的全息成像复原。再考虑物体与记录不准直, 倾斜为 $\Delta z(x) = 0.1x$, 图 4(c) 是用近似完全相干的光源(相干长度 $w = 102.4 \mu\text{m}$)对物体的全息成像复原, 图 4(d) 是用近似不相干的光源(相干长度 $w = 12.8 \mu\text{m}$)对物体的全息成像复原。

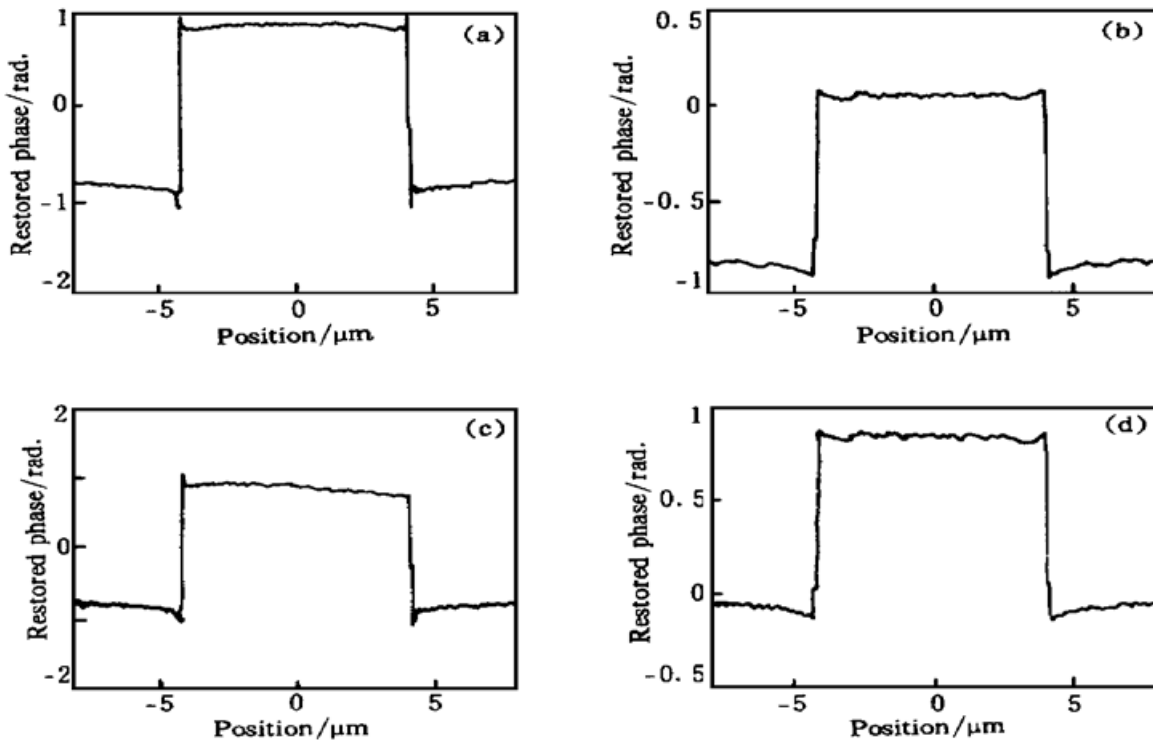


Fig. 4 Holographic phase imaging. For object phase distribution $\pi/2$. (a), (b) recording set-up is in alignment. (a) Good coherence, (b) Bad coherence. (c), (d) recording set-up is out of alignment. (c) Good coherence, (d) Bad coherence

由图可见, 没有倾斜时, 复原物体的相位和真实相位定性一致, 但相干性差, 复原的相位幅度较之真实值要更小。有倾斜时, 复原物体的相位定性上与真实值有不同, 在例中, 相干性好, 复原的相位与真实物体的偏离更多, 而相干性差, 复原的相位几乎没有偏离。这和前面的分析符合得很好。

可以看出, 相干性对相位物体全息成像的影响非常复杂, 由于不能保证物体到像面的距离为常数, 使得各种因素互相关联, 导致附加相位的产生。由于可以用 $\frac{\pi d}{2\lambda F^2 a^2} = \frac{\pi \lambda d}{8\Delta^2}$ 来刻划附加相位的大小, 所以若 $\frac{\lambda d_{\max}}{\Delta^2} \ll 1$, 则可以忽略附加相位。因为 d 与纵向分辨有关, Δ 与横向分辨有关, 相位物体全息成像成为一个非常困难的问题。

如在文献[11]中, $\Delta = 10 \text{ nm}$, $\lambda = 2.57 \text{ nm}$, 那么必须 $d_{\max} \ll 40 \text{ nm}$, 才能得到有用的相位信息。对于文献[11]中的像距 $400 \mu\text{m}$ 来说, 难以做到物体表面的起伏 $d_{\max} \ll 40 \text{ nm}$, 所以文献[11]没有得到物体的相位信息。

结 论 本文研究了基于衍射方法的 X 射线相位成像。应用部分相干光的同轴伽柏 X 射线全息理论, 分析了入射光的部分相干性对直接 X 射线相位成像的影响。由于受到记录介质的有限分辨的影响, 直接成像相当于物体被一个线性非平移不变的扩散函数降质, 降质函数与相干性有关。相干性变差有助于提高分辨率, 但降低了成像的对比度。相干性变好, 加大了对比度, 但降低分辨率。所以, 要综合考虑对比度与分辨率, 选择恰当的相干程度。

研究了 X 射线相位全息。讨论了入射光的部分相干性、记录介质的有限分辨、物体与记录介质的准直程度、及复原的位置等因素对成像质量的影响。

复原的位置对物体复原带来的效应是一致的, 没有大的影响。如果物体与记录介质能严格准直, 记录介质分辨越高, 复原的结果越好; 入射光的相干性越好, 复原的分辨及对比度均更好。

然而, 如果物体与记录介质不准直, 入射光的相干性与记录介质的有限分辨的作用就很复杂。物体与记录介质不准直对复原的物体引起了附加的相位, 入射光的相干性好, 附加的位相更大。同时, 记录介质分辨越高, 附加的相位也增大。造成复原物体的失真。

本文研究的是理想的二维平面物体, 对于真实的物体, 物体表面的粗糙度及不均匀性都会带来附加相位。总之, 对于 X 射线相位全息, 物体与记录介质的相对位置是影响复原质量的最重要因素, 这也部分地解释了为什么在 X 射线全息的实验中难以得到相位信息。

参 考 文 献

- [1] Momose A. Demonstration of phase-contrast X-ray computed tomography using an X-ray interferometer. *Nucl. Instrum. Methods Research Section (A)*, 1995, **352**(2): 622~ 628
- [2] Ingal V N, Beliaevskaya E A. X-ray plane-wave tomography observation of the phase contrast from a non-crystalline object. *J. Phys. D*, 1995, **28**(11): 2314~ 2317
- [3] Cloetens P, Barrett R, Baruchel J *et al.*. Phase objects in synchrotron radiation hard X-ray imaging. *J. Phys. (D)*, 1995, **28**(1): 133~ 146
- [4] Davis T J, Gao D, Gureyev T E *et al.*. Phase-Contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays. *Nature*, 1995, **373**(6514): 595~ 598
- [5] 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
- [6] Snigirev A, Snigireva I, Kohn V *et al.*. On the possibilities of X-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation. *Rev. Sci. Instrum.*, 1995, **6**(12): 5486~ 5492
- [7] Raven C, Snigirev A, Snigireva I *et al.*. Phase contrast microimaging with coherent high-energy synchrotron X rays. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **69**(13): 1826~ 1828
- [8] Wilkins S W, Gureyev T E, Gao D *et al.*. Phase-Contrast imaging using polychromatic hard X-rays. *Nature*, 1996, **384**(6607): 335~ 338
- [9] Pogany A, Gao D, Wilkins S W. Contrast and resolution in imaging with a microfocus X-ray source. *Rev. Sci. Instrum.*, 1997, **68**(7): 2774~ 2782
- [10] Jacobsen C, Howells M, Kirz J *et al.*. X-ray holographic microscopy using photoresist. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1990, **7**(10): 1847~ 1861
- [11] Lindas S, Howells M, Jacobsen C *et al.*. X-ray holographic microscopy by means of photoresist recording and atomic-force microscopy readout. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1996, **13**(9): 1788~ 1800

- [12] Solem J C, Chapline G F. X-ray biomicroholography. *Opt. Engng.*, 1984, **23**(2) : 193~ 203
- [13] Howells M, Jacobsen C, Kirz J *et al.*. X-ray holograms at improved resolution: A study of Zymogen Granules. *Science*, 1987, **238**(4826) : 514~ 517
- [14] McNulty I, Kirz J, Jacobsen C *et al.*. High-resolution imaging by Fourier transform X-ray holography. *Science*, 1992, **256**(5059) : 1009~ 1012
- [15] 玻恩 M, 沃尔夫 E. 光学原理, 北京: 科学出版社, 1981.
- [16] 程 静, 韩申生, 邵雯雯等. 部分相干光的 X 射线同轴伽柏全息理论. *光学学报*, 1999, **19**(3) : 306~ 314

Study of Partial Coherent X-Ray Phase Imaging

Cheng Jing Han Shensheng Shao Wenwen Xu Zhizhan

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Science, Shanghai 201800*)

(Received 7 January 1998; revised 4 May 1998)

Abstract X-ray phase imaging based on in-line Gabor holography is studied. Using the theory of partial coherent X-ray in-line Gabor holography, we analyse both direct and indirect (holographic) phase imaging. The coherence has little effect on direct phase imaging. For phase holography, the effects of coherence, resolution of recording material, restoring length, and recording position on imaging quality are discussed. The uncertainty of recording position is the most important reason degraded the imaging quality. A requirement is given to get high quality phase imaging.

Key words phase imaging, X-ray holography, partial coherence.