

文章编号: 0258-7025(2002)05-0459-06

台式 X 射线同轴全息重现中干扰衍射斑的消除

张长学, 韩申生, 汤宇辉

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 针对 X 射线全息实验中光源的特点, 探讨了用参考光的共轭光束重现时像面上将出现的 0 级和 +1 级的衍射光斑的成因, 在部分相干光照明情况下数字重现时分别提出了解决方法。归纳了不同光路尺度下全息重现的一般规律, 并提出某些情况下可能用到的其他几种改善重现像的途径。

关键词 部分相干, X 射线, 台式 X 光全息, 数字重现

中图分类号 O 438.1 **文献标识码** A

Elimination of Disturbing Diffraction in Reconstruction of Table-top X-ray In-line Holography

ZHANG Chang-xue, HAN Shen-sheng, TANG Yu-hui

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

Abstract By studying an imaginary table-top in-line X-ray holography experiment, the article explained the causation of 0 and +1 rank diffraction stripes on reconstructed plane and presents solutions for both problems. Some common principles of reconstruction and some other methods for improving the resolution are also discussed.

Key words partially coherent, X-ray, table-top holography, numerical reconstruction

1 引 言

利用 X 射线的高穿透性对物体进行全息显微成像, 不仅可以分辨微小物体的三维结构, 还能达到比可见光高得多的分辨率, 因此在光学测量和生物、医学研究中都具有重要意义。目前此类实验多采用同步辐射装置作为 X 光源, 重现时将实验记录的全息图由原子力显微镜等光电器件读入计算机, 用编程方法模拟实际的过程, 将复原图像直接输出到显示器上。其中的一个问题是同步辐射光源这样的大型装置作为普遍的探测仪器应用在实验室中并不现实。随着台式器件的发展, 体积小、价格低廉的台式激光等离子体 X 射线源为 X 光全息的光源提供了另一种选择。我们的研究表明, 采用这种光源可望在获得一定的成像质量的前提下实现 X 射线台式同轴全息。

现阶段所用的光源特别是激光等离子体 X 光源, 都只能产生部分相干光, 这使此类实验具有一些与完全相干光成像不同的规律。而与其他装置相比, 激光等离子体 X 射线源的强度较低, 相干性也差一些。因此在台式装置实验中, 必须采取适当改进的记录光路和重现算法来提高成像质量。在各种全息实验光路中, Gabor 同轴全息术不需要反射镜、分束器等光学元件, 与其他记录方式相比, 具有光路简单、易于调节等优点。但是, 这种全息图在复原时各级衍射在空间上不能相互分离, 互相干扰而严重影响成像质量。本文将以前轴 Gabor 全息为模型, 从互相干光传播的基本原理出发, 定量分析通过对部分相干光全息图进行数字处理以改善成像质量的途径, 以及其对重现质量的影响。

收稿日期: 2001-03-23; 收到修改稿日期: 2001-06-04

作者简介: 张长学(1976—), 男, 中国科学院上海光学精密机械研究所硕士, 主要从事射线全息显微研究。

2 公式推导

如图 1, 点光源 A 照射物体 O , 并在像面 I 上与物体衍射光干涉产生全息图样。假设光源距离物体足够远而满足傍轴近似, 则 A 点出射的光在物面上可看作平面单色光。设在像面上参考光复振幅为

$$R(x, y) = |R(x, y)| \exp[-j\phi(x, y)],$$

$$(j = \sqrt{-1})$$

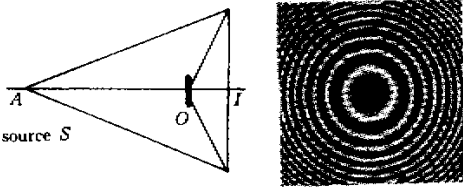


图 1 点光源成像示意图及结果

Fig. 1 Arrangement and result of imaging with a single point source

物体衍射光复振幅

$$O(x, y) = |O(x, y)| \exp[-j\varphi(x, y)]$$

则全息面上的强度分布为

$$I(x, y) = |R(x, y) + O(x, y)|^2 =$$

$$|O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2 +$$

$$2|O(x, y)||R(x, y)|$$

$$\cos[\phi(x, y) - \varphi(x, y)] =$$

$$|O|^2 + |R|^2 + R^*O + RO^*$$

假设采用正片记录, 即底片显影后的振幅透过率与入射光强成正比, 则可设振幅透过率

$$t(x, y) = \beta(|O|^2 + |R|^2 + R^*O + RO^*)$$

其中 β 为与底片处理有关的正常数。不失一般性, 设 $\beta = 1$, 则

$$t(x, y) = |O|^2 + |R|^2 + R^*O + RO^*$$

如果用参考光的共轭光束重现物体(在傍轴条件下, 可用一束平行于光轴的平行光替代成像时的部分相干光), 则透过底片的光场可表示为

$$R^*(x, y)t(x, y) = (|O|^2 + |R|^2)R^* +$$

$$R^*^2O + |R|^2O^*$$

式中第一项表示沿重现光方向前进的光波, 即零级衍射波, 它不携带物体任何的有用信息, 是我们想要消除掉的; 第二项是物光的准确再现(只相差一个常数因子), 逆光观察可看到物体的虚像, 它在重现平面上的强度起伏也会干扰物体的实像, 从而损害全息重现质量; 第三项含有 O^* 因子, 是物体光波的共

轭波, 会聚形成物体的实像, 这正是我们想要的有效部分。

以平面单色光对一点成像为例, 可作出如图 2 所示的简图。

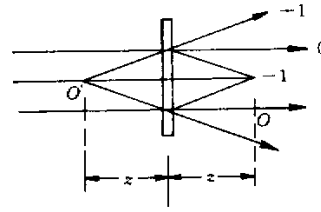


图 2 重现过程示意图

Fig. 2 Reconstruct process

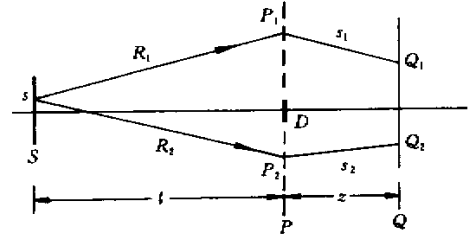


图 3 部分相干光全息成像示意图

Fig. 3 Sketch map of partially coherent X-ray holography

以上讨论的是光源中心点的成像结果。实际情况中激光与等离子体相互作用所产生的光源总会在空间上有一定的扩展, 使出射光变为部分相干。如图 3, 假设扩展光源 S 上各点互不相干且强度相等, 则根据范西特-泽尼克定理, 与 S 平行且距离为 l 的平面 P 上任意两点 P_1, P_2 间的互强度^[1]

$$J(P_1, P_2) = \int_S I(S) \{ \exp[jk(R_1 - R_2)] / R_1 R_2 \} dS$$

其中 $I(S)$ 为 S 点的能量密度, k 为 S 发出的准单色光的平均波数, R_1 和 R_2 分别是光源代表点 S 与 P_1, P_2 间的距离, dS 为 S 点面元。假设 S 上各点强度相等, 在傍轴近似下, 上式可简化为

$$J(P_1, P_2) = A \int_S \exp[jk(R_1 - R_2)] dS$$

式中 A 是与光源强度和源物距 l 有关的常数, 可略去。

设不透光物体是纯振幅薄片, 在 P 面上所占区域为 D , 则 Q 平面上互强度为

$$J(Q_1, Q_2) = \int_{P-D} \int_{P-D} J(P_1, P_2) \times$$

$$\{ \exp[jk(s_1 - s_2)] / s_1 s_2 \} dP_1 dP_2$$

Q 面上任意一点强度可表示为

$$I(Q) = J(Q, Q)$$

上式表明,只要光源性质、光路尺寸及物体振幅透过率已知,就可求出像面 Q 上的光强分布。

实际计算中,还可以采用一种先分析光源面上一点对成像结果的影响,进而对整个源面叠加的方法。具体步骤如下:

从光源上一点 S 发出的球面波到达平面 P 时可近似看作传播方向平行于光轴的平面波。以它为参考波,物上中心点 P 在底片上得到的全息图为中心位于 $(0, 0)$ 的菲涅耳波带片。同理,光源面上 (x_s, y_s) 点发出的光波作为参考波时,将在全息图面上得到

中心位于 $(-x_s \frac{z}{l}, -y_s \frac{z}{l})$ 的菲涅耳波带片。由于源面上不同点之间是完全不相干的,全息图面上 P 点实际的全息图是这些波带片的强度叠加。推广至整个物体时,此方法同样适用。

这种方法与基本的部分相干公式完全等价,但因为可以使用快速傅里叶变换(FFT)算法来完成 Fresnel 衍射的模拟,使计算强度大大降低,可以迅速实现记录与重现过程的数字模拟。以下计算中我们总是先讨论点源的情况,再推广到整个源面上去。

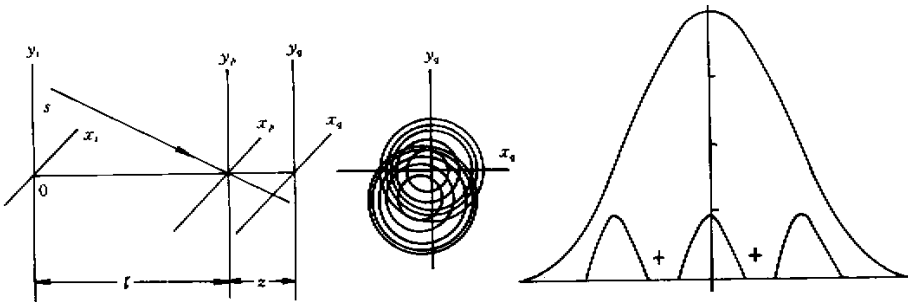


图 4 光源的部分相干性对成像结果的影响

Fig. 4 Total reconstruct result of an expanded source

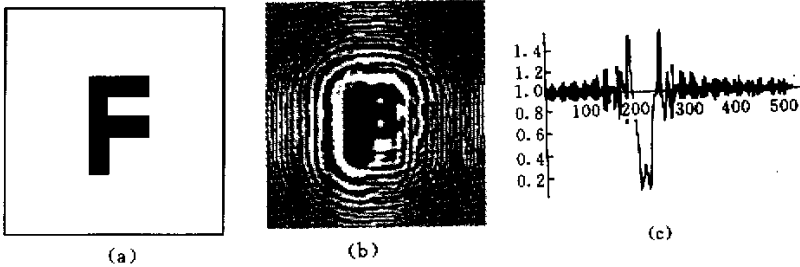


图 5 物体及其全息图

(a) 物体振幅透过率; (b) 全息图; (c) 光强一维分布

Fig. 5 Object and its hologram

(a) object; (b) hologram; (c) 1-D intensity function on hologram plane

3 数值计算及结果

文献[2]指出,当光源的空间相干长度 $\omega \geq 2.5 \frac{\lambda z}{\Delta}$ (其中 $\omega = \lambda/\rho$; Δ 表示记录介质可记录最小条纹间距, λ 为成像光中心波长, l 为从光源到样品的距离, ρ 为扩展光源半径,下同) 时,全息图的复原分辨率与完全相干光成像时相比偏差小于 10%。根据实际条件取 $\rho = 10 \mu\text{m}$, $\lambda = 3.4 \text{ nm}$, $\Delta = 50 \text{ nm}$, 可以由上式得出 $\lambda \geq 500z$ 。另外,根据范西特-泽尼克定

理^[1],在傍轴条件下当 X 光源对 X 光全息记录面的最大张角小于 $0.16\lambda/\rho$ 时,就能保证获得大于 0.88 的空间相干度。此时, $\frac{2\rho}{l+z} < \frac{0.16\lambda}{\lambda}$, 得到 $l > 0.37 \text{ m}$ 。综合以上条件,取 $l = 0.4 \text{ m}$, 此时记录距离必须满足 $z \leq 800 \mu\text{m}$ 。

假设物体为处于 P 面中心的完全不透光的 F 字符(见图 5(a))。其全息图为图 5(b)(局部), 图 5(c) 给出了通过全息图中心的截面上的一维光强分

布。计算中采用了 512×512 , 点距为 $\sqrt{\frac{\lambda z}{512}} = 36.4$ nm 的二维矩阵^[3]。应当指出, 在文献^[3]中取样点距的选取是对完全相干光而言, 其目的是保证重现图与全息图有相同的尺寸。在扩展光源情况下, 全息图是许多单独的源点作为参考光源而形成干涉条纹的叠加, 重现结果也可以看作这些全息条纹分别重现后的总体结果, 而且重现像的尺寸与完全相干光成像时差别不大。在本文所述的条件下, 扩展尺度约为 $\rho \times (z/l) = 20$ nm, 与整个全息图相比是微不足道的, 可以忽略。因此, 文献^[3]中的取样方法在本文同样适用。

3.1 零级衍射斑的消除

从图 5(c)可以看出, 实际的全息图可看作是在

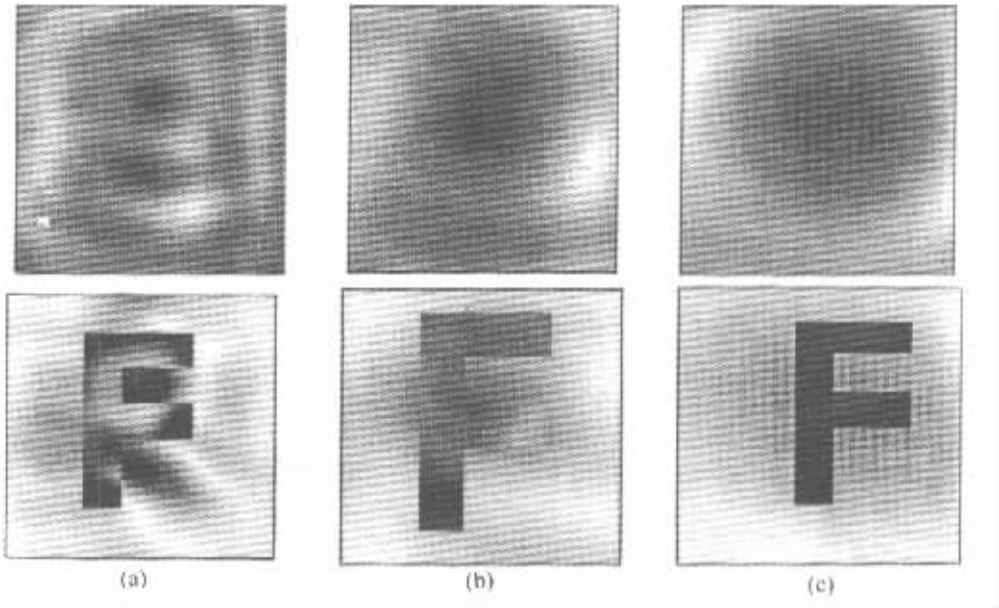


图 6 直流本底的消除对成像结果的影响

上排为消斑前, 下排为消斑后

Fig. 6 Effect of eliminating the constant background

top: without elimination, bottom: after eliminated. (a) $z = 200 \mu\text{m}$; (b) $z = 400 \mu\text{m}$; (c) $z = 800 \mu\text{m}$

在通常的数字模拟中往往假设 R 及 R^* 波前各点为单位强度 1, 这样似乎从复原结果中减去 1 就可以了, 不需要单独消除零级衍射斑。但实际上波前强度不可能完全均匀, 且实验过程中会有各种杂散光的影响, 而且数据的采集过程也可能加入较强的背景光强, 因此从实验全息图读出的数据经过消本底过程才可完全保证复原不受零级斑的影响。由图 6 可以看出, 如果不消除直流本底, 零级斑本身的光强起伏几乎完全淹没有用信号。而消掉直流本底后, 重现像分辨率大大增加。

3.2 位相恢复法消除孪生像

均匀本底上叠加全息条纹的强度起伏。由于显影后全息图上各点的振幅透过率与曝光量成正比, 底片上的直流本底就使全息面上各点的透过率均匀增加, 总的结果相当于一个高透过率的均匀孔径。当用平面单色光照射显影后的全息图时, 此孔径透过大部分光强并使之在重现面上产生衍射。因此, 重现像面上除了经全息条纹调制的重现光所形成的实像, 还叠加了此孔径产生的衍射斑, 其强度起伏足以淹没重现像使之完全不能识别, 必须设法消除掉。实验中为实现这一目的, 可用光电器件把全息图读取为离散化的数字矩阵形式, 计算整个全息面上的平均强度, 再从全息矩阵中减掉这一部分强度, 即可得到不受零级衍射斑干扰的重现像。图 6 显示了消去本底后成像结果的显著变化。

在本文所述的台式装置中, 部分相干光空间相干长度的限制要求 $z \leq l/500$ 。而为满足一定的分辨率要求, 在全息记录介质上必须达到一定的曝光量^[4]。在光源平均输出强度不高的情况下, 必须缩短记录距离 l 的方法以增大记录介质上单位面积相对于光源的立体角, 增加单位时间内的曝光量。但在 z 减小的过程中将导致越来越严重的孪生像干扰。因此, 在光源的强度和部分相干度都不高的条件下用数字方法消除孪生像尤其具有重要的意义。

孪生像的产生, 根本原因在于记录介质只能记录下全息图的强度, 而全息图上各点复振幅的位相

信息丢失。如果这些信息可以确定,就可以重现出不受孪生像干扰的复原图^[5]。根据某些先验知识,这一点是可以做到的。先随机产生一个值域在 $[0,1]$ 的 512×512 的二维矩阵 θ ,假设全息图各点复振幅的位相因子矩阵为

$$P_0 = \exp(j2\pi\theta)$$

将它与全息图上各点的强度的平方根相乘,就得到全息面上各点的复振幅

$$D_1 = P_0 \times D_0$$

D_0 为全息图的强度平方根的矩阵。

如果 P_0 为全息图确切的位相因子,则当虚拟的平面单色光用菲涅耳衍射法对 D_1 复原时,在复原面上将只产生实振幅分布。因此,只取复原矩阵的实部,得到复原图

$$R_1 = \text{Re}[F(D_1)]$$

F 表示菲涅耳衍射的运算。

将 R_1 作为替代物体模拟成像,可方便地产生对应的全息图 D_2 。但现在实验中拍摄的全息图强度已知,所以只需将 D_2 归一化,作为全息图的位相因子,因此认为此时记录介质上的复振幅分布为

$$D_3 = D_0 \frac{D_2}{\text{Abs}[D_2]}$$

然后继续重复上述复原及成像步骤,循环进行。在复原面上复振幅为实数和全息图强度已知这两个条件的约束下,可使复原像和全息面上复振幅的位相分布都逐渐接近真实情况,从而达到消去孪生像的目的。

对于部分相干光照明情况,光源的空间扩展将使全息图和复原图成为多个图像的不相干叠加。但此时全息面上强度已知,复原面上振幅也是实数,在这两个约束条件下同样可消除每个点源成像产生的孪生像,在整个复原面上可得到理想的复原结果。

实践证明,采用下述方法将大大加快消孪生像的速度:将实验拍摄的全息图直接复原,并将复原结果作为物体模拟成像,将得到的成像结果归一化后作为全息图复振幅的初始位相因子。这种现象的原因在于,复原物体包含了实际物体的振幅信息,假设的初始位相也包含了真实物体全息图的位相信息,比随机位相矩阵更接近于实际情况。我们计算了 $z = 200 \mu\text{m}$,光源半径为 $10 \mu\text{m}$ 时消孪生像的情况,得到了很好的结果。图 7 显示了自然复原及经过不同的循环次数 N 后的复原图(为观察明显,计算中所用的物体线度不同于图 6),每幅图下面给出了对应的一维情形。

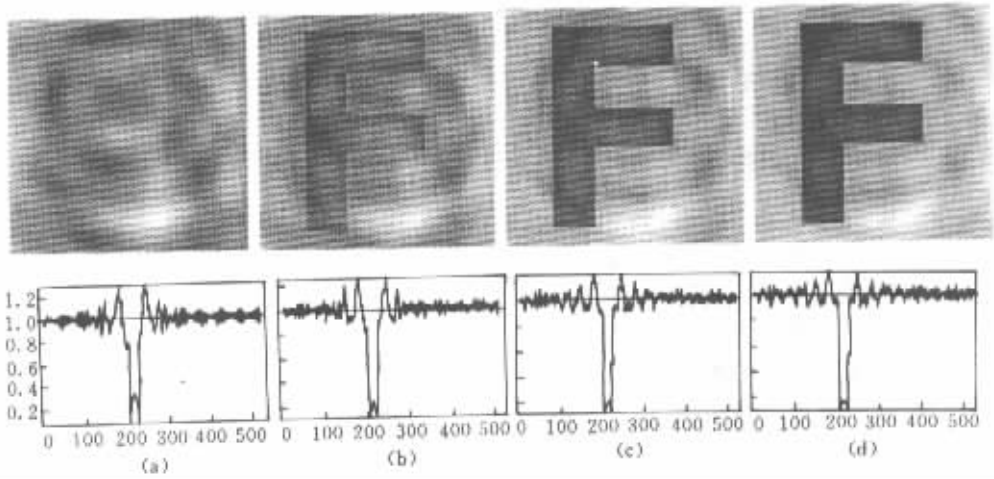


图 7 消孪生像对复原结果的影响

上为 F 字符重现情况,下为相应的一维情形。(a) 自然复原;(b) $N=1$;(c) $N=5$;(d) $N=10$

Fig. 7 Effect of eliminating the twin-image

top: about 2-D object, bottom: in 1-D cases. (a) natural reconstruction; (b) $N=1$; (c) $N=5$; (d) $N=10$

可以看出,此例中消除零级斑后的自然重现物体仍然几乎无法识别,而最初的几次循环对成像质量的改善作用非常明显。为定量研究循环次数与复原像质量的关系,可定义相对误差

$$E_N = \frac{\sum_{m,n} |I_{omn} - I_{inn}|}{\sum_{m,n} |I_{omn} - 1|}$$

其中 \sum 表示对复原面上各点求和, I_o 为由物面出射光强, I_i 为复原像强度。由此公式可作出如图 8 所示

的 E_N 与 N 的关系图。

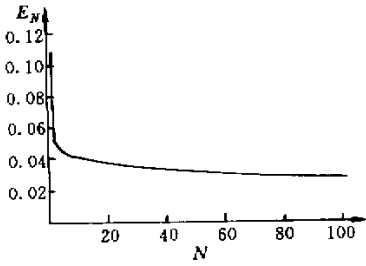


图 8 E_N 与 N 的关系曲线

Fig. 8 Relationship between E_N and N

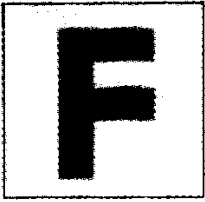


图 9 部分相干光理想成像

Fig. 9 Ideally imaging result of partially coherent X-ray

可见,在经过最初约 10 次循环后,相对误差的减小已经很有限了。

在一种理想情况下,即如果我们不考虑实际曝光量的要求,用空间部分相干光对微小线度物体成像并使记录介质与物体的距离充分远,可得到理想情况下的复原图(图 9)。对比原物体可看出,复原图边界变得模糊,分辨率也因此下降。其原因除了成像过程中的有限孔径光阑引起的点扩散以外,主要是 X 射线部分相干性的影响^[2]。在本文的实验条件下,此复原像对比平面单色光复原,分辨率下降约 20 nm。如果对扩展光源上的强度及互相干度分布预先有了解的话,可望从互相干度的传播定理出发,进一步复原出更接近实际物体的重现像来。

计算中还发现,在其他条件等同的情况下,在物体线度逐渐变大过程中将出现下面两点有趣的变化,这里我们将不涉及详细理论推导地给出直观的物理解释:

1) 孪生像对复原像的干扰越来越严重。考虑图 2 的示意图,物体线度越大,重现时在 O' 面上所成的虚像也越大,相当于从虚物体发出更多的干扰光与 O 面上的实像干涉,使其产生更大的起伏,从而分辨率下降。

2) 物体线度越大,最初几次循环相对误差的下降速度越慢,即需要更多的循环次数才能达到较小物体重现时的误差减少量。这种现象的原因在于我们采用的是实验全息图的直接复原作为循环起点,该复原图中包含了孪生像的部分,其影响作为干扰因素也被计入第一次成像时在全息面上复振幅的位相分布,使其更显著地偏离实际情况。因此,为达到与小物体复原同等的相对误差减少量,须经过更多的循环次数。

以上情况表明,在部分相干光成像条件下,只要经过适当的循环次数,位相恢复法可以有效消除孪生像以改善成像质量。而且这种消孪生像算法对大尺度物体同样适用,使其具有更广泛的应用价值。

4 结论与讨论

数字复原全息图是目前相当普遍的一种方法。其原因不仅在于它可以避免可见光重现时的复杂过程及人为引入的噪声,还在于它能够充分利用数字处理的优越性,消去诸如噪声、像差、零级斑、孪生像等不利因素的影响,获得可见光复原时无法得到的高质量复原图。目前很多 X 光光源,特别是激光等离子体光源,其强度和相干性都有不尽人意之处,因此在 X 光全息实验中这种方法更是必不可少的。此外在某些特定场合,如需要在在大物场中分辨微粒或细丝,可以采用对全息图高通滤波和对复原图求导的方法锐化边界,使这类小线度物体更容易被观察。

参 考 文 献

- 1 M. Born, E. Wolf. Principle of Optics [M]. Beijing: Science Press, the 1st editon in July 1981. 667~684
- 2 Cheng Jing, Han Shensheng. On X-ray in-line Gabor holography with a partially coherent source [J]. *Opt. Comm.*, 1999, **172**:17~24
- 3 Zhang Yuxuan, Jiang Shiping, Fu Shaojun *et al.*. Soft X-ray in-line holographic microscopy and numerical reconstruction [J]. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(2):145~150 (in Chinese)
- 4 Chris Jacobsen, Malcolm Howells, Janos Kirz *et al.*. X-ray holographic microscopy using photoresists [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1990, **7**(10):1847~1861
- 5 G. Liu, P. D. Scott. Phase retrieval and twin-image elimination for in-line Fresnel holograms [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(1):159~165