第 57 卷 第 3 期 2008 年 3 月
1000-3290/2008/57(03)/1576-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.57, No.3, March, 2008

X 射线光栅相位成像的理论和方法*

陈 博[1)2)] 朱佩平[2)] 刘宜晋[1)2)] 王 越[2)] 袁清习[2)] 黄万霞[2)] 明 海[1)] 吴自玉[2)†]

1)(中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

2)(中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

(2007 年 3 月 6 日收到; 2007 年 6 月 17 日收到修改稿)

通过对 X 射线光栅相位衬度成像实验装置的理论分析, 提出了光栅位移曲线的表达式, 推导出了 X 射线光栅相位衬度成像方程. 根据该成像方程, 提出了基于光栅成像相位提取方法. 这些理论结果将简化光栅相位衬度成像实验步骤, 提高信息获取效率, 并为 X 射线光栅相位衬度成像和计算机断层成像的结合, 进一步提出光栅相位衬度 CT 的简化理论奠定基础.

关键词: X 射线, 相位衬度成像, 光栅衍射, Talbot 效应

PACC: 2920L, 6114F, 8170J

1. 引 言

不论是传统的 X 射线衬度成像还是 X 射线相位衬度成像, 其成像衬度都来源于 X 射线与样品的相互作用, 而 X 射线与样品的相互作用可以用折射率表示出来. 折射率表达式为 $n = 1 - \delta - \mathrm{i}\beta$, 传统 X 射线成像的衬度来自于吸收项 β, 而 X 射线相位衬度成像的衬度来自于相位项 δ. 在硬 X 射线波段, 重元素的相位项 δ 比吸收项 β 大两个数量级, 而轻元素的相位项比吸收项大三到五个数量级[1]. 因此, X 射线相位衬度成像方法特别适合用于由轻元素构成的生物医学样品. 根据成像的物理机理的不同, X 射线相位衬度成像方法可以分为晶体干涉仪成像法[2,3], 衍射增强成像法(diffraction enhanced imaging, DEI)[4,5], 光栅相位衬度成像法[6,7] 和相位传播成像法[8]. 本文主要讨论光栅相位衬度成像方法. 该方法在四种相位衬度成像方法中发展较晚, 却有后来居上的发展趋势, 特别是该方法能利用非相干光源获得相位衬度, 具有将相位衬度普及到医院临床诊断的前景. 利用光栅提取相位信息的研究在可见光波段已经相当成熟, 然而这些方法不全适合于 X 射线光栅相位衬度成像. 一方面, 可见光对生物样品几乎没有损伤, 对样品曝光时间没有限制; 另一方面, 在可见光波段相干光源(激光)已经普及. 相对可见光而言, 一方面, X 射线对生物样品有一定的辐射损伤, 要求用尽量少的辐射剂量, 获取尽可能多的样品信息; 另一方面, 在 X 射线波段还没有完全相干的光源. 本文拟在简化光栅相位衬度成像实验步骤, 提高信息获取效率方面做一探索, 提出适合 X 射线光栅相位衬度成像的理论和实验方法, 并为进一步提出光栅相位衬度 CT 的简化理论奠定基础.

本文第二节解释了分数 Talbot 效应, 第三节引入光栅位移曲线, 第四节讨论光栅相位衬度成像方程和光栅相位衬度成像信息提取方法, 第五节讨论了非相干照明情况下自成像的条件, 第六节讨论了影响分辨率的因素, 第七节是结论.

2. 分数 Talbot 效应

相干照明的任何周期性的物体后面一定距离处, 都会周期性的出现该物体的像, 这种效应就是 Talbot 效应[9—13]. 以一维光栅为例, 假设光栅无限大, 那么其透过率可以写作

$$t(x) = t_0(x) * \frac{1}{d}\mathrm{comb}\left(\frac{x}{d}\right), \tag{1}$$

其中, $t_0(x)$ 是光栅一个周期的透过率函数, $\mathrm{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x-n)$, $\delta(x)$ 是 Dirac 函数, d 是光栅的周期. 而 Fresnel 公式的 Fourier 变换是

---

* 国家自然科学基金(批准号: 10490190, 10490194, 10734070)资助的课题.

† E-mail: wuzy@ihep.ac.cn

$$\widetilde{U}(f_x) = \sqrt{\mathrm{i}\lambda z}\exp(\mathrm{i}kz)\tilde{t}(f_x)\exp(-\mathrm{j}\pi\lambda z f_x^2), \quad (2)$$

其中，$\tilde{t}(f_x)$ 是物函数的 Fourier 变换，$\widetilde{U}(f_x)$ 物平面后 z 处的光场的 Fourier 变换. 如果是单色平面波照明该光栅，那么物函数就是光栅的透过率函数. 把方程(1)的 Fourier 变换代入方程(2)可以得到

$$\widetilde{U}(f_x) = \sqrt{\mathrm{i}\lambda z}\exp(\mathrm{i}kz)\frac{1}{d} \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty}\tilde{t}_0\left(\frac{n}{d}\right)\exp\left(-\mathrm{j}\pi\lambda z\frac{n^2}{d^2}\right), \quad (3)$$

这里，$\tilde{t}_0(f_x)$ 是 $t_0(x)$ 的 Fourier 变换，由于光栅的周期性结构，出现了分立谱，即 $f_x = f_{xn} = n/d$，$n = 1,2,3,\cdots$. 显然，当

$$z = z_{\mathrm{T}} = \frac{2d^2}{\lambda} \quad (4)$$

时，$\exp(-\mathrm{j}\pi\lambda z n^2/d^2) = 1$，

$$\widetilde{U}(f_x) = \sqrt{\mathrm{i}\lambda z}\exp(\mathrm{i}kz)\tilde{t}(f_x). \quad (5)$$

可见，除了一个不影响光强分布的常数因子以外，光栅后面的光场频谱和光栅自己的相同，即出现了自成像效应，z_{T} 是 Talbot 距离. 根据方程(3)，$z = Lz_{\mathrm{T}}$，$L = 1,2,3,\cdots$ 时，都会出现 Talbot 效应. 同时，当 $z = pz_{\mathrm{T}}/q$，p，q 是互质的两个整数时，也会出现 Talbot 效应，即分数 Talbot 效应. 令

$$\theta_n = \frac{z}{z_{\mathrm{T}}}n^2 = \frac{p}{q}n^2, \quad (6)$$

则 $\exp(-\mathrm{j}\pi\lambda z n^2/d^2) = \exp(-\mathrm{j}2\pi\lambda p n^2/q)$，当 q 是 4 的倍数时，其周期是 $l = q/2$，否则其周期是 $l = q$. 根据 Fourier 级数[14]，

$$\exp(-\mathrm{j}2\pi\lambda p n^2/q) = \sum_{s=0}^{l-1} a_s\exp(-\mathrm{j}\pi s n/l) \quad (7)$$

展开系数

$$a_s = \frac{1}{l}\sum_{r=0}^{l-1}\exp[-\mathrm{j}2\pi(pr^2/q - sr/l)]. \quad (8)$$

代入方程(3)并做逆 Fourier 变换，有

$$U(x) = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{j}\lambda z}}\exp(\mathrm{j}kz)\sum_{s=0}^{l-1}a_s t\left(x + \frac{sd}{l}\right). \quad (9)$$

假设 $t(x + d/2) = -t(x)$，那么 $p = 1$，$q = 8$ 时，$l = 4$，

$$U(x) = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{j}\lambda z}}\exp(\mathrm{j}kz)t(x)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\pi/4}. \quad (10)$$

可见这时光栅出现自成像效应. $p = 1$，$q = 16$，$l = 8$，

$$U(x) = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{j}2\lambda z}}\exp(\mathrm{j}kz)[t(x + d/8) - t(x + 3d/8)]\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\pi/8}. \quad (11)$$

此时也能够成像，像的周期是光栅周期的 2 倍.

根据以上讨论，并且考虑光栅的周期性结构，当 z 是上述距离的组合时，也能够出现自成像，即 $z = (m - 1/2)d^2/4\lambda$ 时，都能够出现自成像，并且像的周期是光栅周期的 2 倍，这里 $m = 1,2,3,\cdots$

3. 光栅位移曲线

光栅相位衬度成像的示意图如图 1 所示，其中 G_1 为相位光栅，G_2 为振幅型光栅. 先讨论在相干平面波照明的理想条件. 由于光栅的周期是 10^{-6} m 量级，而 X 射线的波长是 10^{-10} m 量级，所以衍射效应造成的光线的偏折角度 $\lambda/d \sim 10^{-4}$ rad，由于这个角度非常小，光线在穿过 G_1 的过程中，由于光栅的厚度造成的偏移很小，所以可以把 G_1 当作薄光栅处理. 假设光栅很大，G_1 的复振幅透过率函数可以写作[15]

$$t_1(x) = \sum_{n=0}^{N-1}\left[\mathrm{rect}\left(\frac{x - nd + a/2}{a}\right) + \exp(-\mathrm{i}\pi)\mathrm{rect}\left(\frac{x - nd - a/2}{a}\right)\right], \quad (12)$$

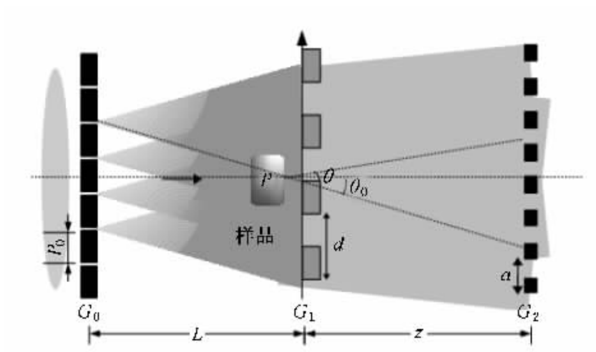

图 1　相位光栅相位衬度成像光路示意图(光栅 G_0 是吸收光栅，光栅 G_1 是相位光栅，周期 $d = 2a$，相邻单元的相位差是 π. 光栅 G_2 是吸收光栅，周期 $d = a$)

这里，d 是光栅的周期，$a = d/2$，N 是相干照明的周期数，$D = Nd$ 是相干照明的宽度，因此，一块大的光栅可以看作很多宽度为 D 的小光栅组合而成. 如果光源的相干性很好，那么 N 很大，D 也比较大，由于光栅有限宽度造成的影响可以忽略. 此时复振幅透过率的 Fourier 变换是[6]

$$\widetilde{T}_1(f_x) = 2\mathrm{i}\,\mathrm{sinc}(af_x)\frac{\sin[\pi N d f_x]}{\sin[\pi d f_x]}\sin(\pi a f_x), \quad (13)$$

其中 $d = 2a\pi a$，$f_x = \theta_x/\lambda$，θ_x 是光通过光栅的衍射角度. 上式共有三部分组成. 第一部分表示宽度为 $d = a$ 的单个狭缝的衍射，第二部分表示 N 条狭缝

的缝间干涉因子.如果是吸收型光栅，就没有第三部分.第三部分表示由于相位光栅引起的能量的重新分布,其特征是零级衍射为零. 由于用单色相干平面波光源正入射到光栅 G_1,光栅后面的光强分布可以写作

$$\tilde{I}_1(f_x) = 4\mathrm{sinc}^2(af_x)\frac{\sin^2[\pi Ndf_x]}{\sin^2[\pi df_x]}\sin^2(\pi af_x). \tag{14}$$

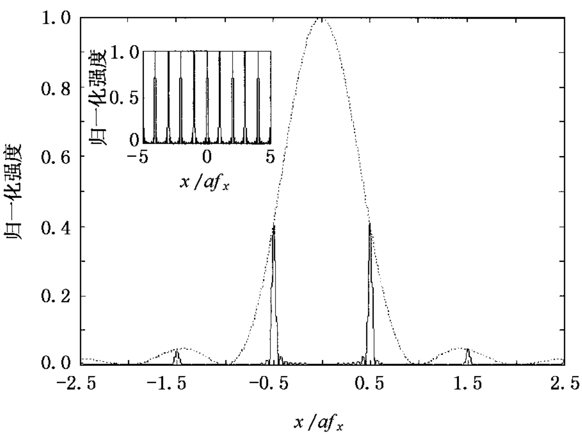

图 2 光栅 G_1 后面的衍射光强分布

对光强进行归一化以后得到的光强分布如图 2 所示. 图中虚线是单缝衍射的光强分布,实线表示光栅 G_1 的衍射级次,中间的小图是 N 条狭缝的缝间干涉的图样. 由图可见,G_1 光栅衍射没有 0 级条纹,80% 的能量集中在 ±1级上,所以我们只需要考虑 ±1级的衍射.

根据前面的讨论,在光栅后距离 $z_m = d^2/8\lambda$ 处光栅能够自成像.所成的像的 Fourier 变换和物体的 Fourier 变换相同.而缝间干射因子可以近似写作

$$\frac{\sin\pi Ndf_x}{\sin\pi df_x} = N\delta(f_x - rf_0),$$
$$r = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \cdots \tag{15}$$

其中,$f_0 = 1/d = 1/2a$.如果只考虑 ±1级,$\tilde{U}_1(f_x)$可以近似地写为

$$\tilde{U}_1(f_x, z_m) \approx \mathrm{sinc}(af_x) \times [\delta(f_x - f_0) - \delta(f_x + f_0)]. \tag{16}$$

其逆 Fourier 变换是

$$u_1(x, z_m) = 2\mathrm{rect}\left(\frac{x}{a}\right) * \cos[2\pi f_0 x] = 2C\sin(2\pi f_0 x), \tag{17}$$

其中,$C = D/\pi$.

$$I_1(x, z_m) = |u_1(x, z_m)|^2 = 2C^2[1 - \cos(4\pi f_0 x)]. \tag{18}$$

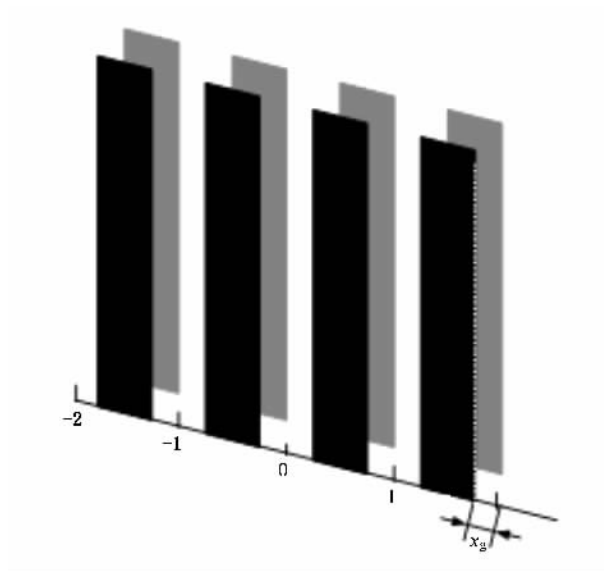

图 3 光栅 G_1 的像和光栅 G_2 的相位位移关系

像的周期是 $1/2f_0 = a$.如果以图 1 中的 O 点作为原点,那么光栅 G_1 的像的中心正好是暗条纹,为了后续讨论方便,定义原坐标的 $0.5a$ 处为新的坐标原点,如图 3 所示.在新坐标中

$$I_1(x, z_m) = 2C^2[1 - \cos(4\pi f_0(x - 0.5a)] = 2C^2[1 + \cos(4\pi f_0 x]. \tag{19}$$

根据图 3,当 G_2 和 G_1 的相对位置为 x_g 时,整个系统相当于光栅 G_2 和光栅 G_1 的像组成的复合光栅.由于吸收光栅对光强的调制,考虑某一个周期的平均光强是

$$I(x_g) = \frac{1}{a}\int_{-a/4-x_g}^{-a/4+x_g} I_1(x, z_m)\mathrm{d}x = C^2\left[1 + \frac{2}{\pi}\cos(4\pi f_0 x_g)\right].$$

如果 N 不是很大(光源的相干性很低),由于有限相干照明宽度的影响不能忽略.可以证明,上述 Dirac 函数将变成一个有一定宽度的函数,最终相当于在上述结果中卷积一个函数,为了方便,可以用一个高斯函数表示.所以

$$\tilde{U}_1(f_x, z_m) \approx \mathrm{sinc}(af_x)[\delta(f_x - f_0) - \delta(f_x + f_0)] * [KG- *3]\frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta f_x}\exp[-f_x^2/\Delta f_x^2], \tag{20}$$

其中,高斯函数的半高全宽是 $\sigma = 2\sqrt{\ln 2}\Delta f_x$,并且有 $d\sigma < 1$,如图 2 所示,$1/\sqrt{\pi}\Delta f_x$ 是归一化系数.所以

$$u_1(x, z_m) = 2C\cos(2\pi f_0 x)\cdot\exp[-\pi^2\Delta f_x^2 x^2]. \tag{21}$$

可见，空域中高斯函数的半高全宽是

$$\sigma' = 2\sqrt{\ln 2}/\pi\Delta f_x = 4d\ln 2/\pi\sigma > 4d\ln 2/\pi \approx 1.77a. \tag{22}$$

假定

$$\sigma' = 2\sqrt{\ln 2}/\pi\Delta f_x > 10a, \tag{23}$$

即 $\Delta f_x > 23a$ 时，可以认为高斯函数的调制作用已经很弱，可以不用考虑了．又因为

$$1/Nd \approx \sigma, \tag{24}$$

所以，$N > 26$ 时，就可以认为是相干照明了．

通过 G_2 光栅的光强随分析光栅的位移 x 发生变化的函数关系如图 4 所示，我们把这种变化曲线称作光栅位移曲线．即

$$R(x_g) = C^2\left[1 + \frac{2}{\pi}\cos(4\pi f_0 x_g)\right]. \tag{25}$$

这种关系和 DEI 成像系统中的摇摆曲线极其类似，在那里调整分析晶体相对单色器晶体的角度，反射光强随分析晶体的角度发生变化．在实验中，光栅位移曲线，就像 DEI 成像系统中的摇摆曲线一样，是可以经过测量得到的．下面将进一步讨论光栅位移曲线在成像中的应用．

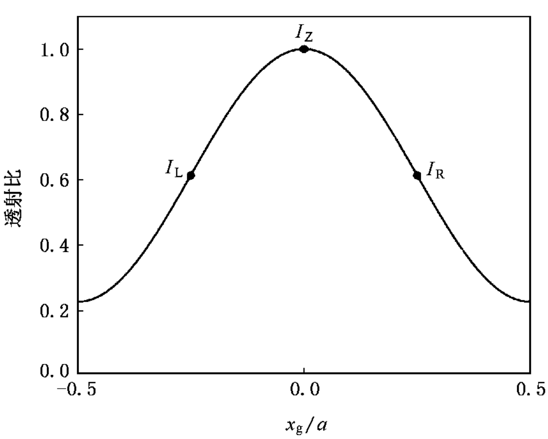

图 4　位移曲线

4．成像方程的建立

假设平面波正入射，没有样品时，G_2 相对于 G_1 的像（G_1'）的相对位移为 x_0（峰位成像）．探测器探测的光强可以写作

$$I = I_0 R(x_0). \tag{26}$$

放入样品以后，入射光穿过样品以后，会有部分光能量被吸收．同时由于折射效应，样品上某点的折射角为 θ，由此引起 G_1' 相对于 G_2 的位移

$$x = \theta z, \tag{27}$$

这里，z 是样品到光栅 G_2 的距离．并且由于散射，还有一部分光强被散射．根据文献[4]，探测到的光强可以写作

$$I(\theta) = I_0 e^{-(\bar{\mu}+\bar{\chi})t} R(\theta z + x_0), \tag{28}$$

其中，$I(\theta)$ 是探测器探测到的光强，$\bar{\mu}$ 和 $\bar{\chi}$ 分别是样品的平均吸收系数和平均散射系数，t 是样品的厚度．为了方便，可以简化写作

$$I = I_t R(\theta z + x_0), \tag{29}$$

其中，$I_t = I_0\exp[-(\bar{\mu}+\bar{\chi})t]$ 是透过样品的光强，x_0 是 G_2 的初始的相对位移．当初始位移 $x_0 = a/4$ 时，没有样品时，透过率在位移曲线右半腰上，称为右半腰成像；当初始位移 $x_0 = -a/4$ 时，没有样品时，透过率在位移曲线左半腰上，称为左半腰成像．左右半腰成像公式分别是

$$I_L = I_t C^2\left[1 + \frac{2}{\pi}\cos[4\pi f_0(\theta z - a/4)]\right],$$

$$I_R = I_t C^2\left[1 + \frac{2}{\pi}\cos[4\pi f_0(\theta z + a/4)]\right]. \tag{30}$$

根据和差化积公式，易知

$$|I_L - I_R| = \frac{4}{\pi} I_t \sin(4\pi f_0 \theta z),$$

$$I_L + I_R = 2I_t \tag{31}$$

故

$$\theta = \frac{a}{2\pi z}\arcsin\left[\frac{\pi}{2}\,\frac{|I_L - I_R|}{I_L + I_R}\right]. \tag{32}$$

如果 $|I_L - I_R|/(I_L + I_R)$ 比较小，则（32）式可以简化为

$$\theta = \frac{a}{4z}\,\frac{|I_L - I_R|}{I_L + I_R}. \tag{33}$$

这和文献[4]中提到的公式相似．这就是折射信息．同时，我们还可以得到总的吸收信息为

$$I_t = \frac{1}{2}(I_L + I_R). \tag{34}$$

可见，只有两次曝光足以获取样品的折射信息和吸收信息．

5．非相干光源光栅自成像的条件

光栅自成像（Talbot 效应）是光栅衍射光之间的相干的结果，它是 X 射线光栅相位衬度成像的基础．根据光源尺寸和空间相干长度的关系，设自成像光栅的空间周期为 d，照明光源直径为 w，则光栅衍射对光源直径的要求为

$$w \leqslant \frac{L\lambda}{d}. \tag{35}$$

如果 X 射线波长为 0.1 nm，光源到光栅的距离为 1 m，光栅空间周期为 4 μm，则光源直径 w 不得大于 25 μm. 直径如此小的普通 X 射线源不能在有限的时间内提供足够的曝光剂量. 为了既满足光栅衍射的要求，又能提供足够的曝光剂量，可以在光源前面加上一个吸收光栅，每一个光栅的缝很窄，可以小于 25 μm. 其中，样品位于 G_1 之前. 没有放置样品时，由于自成像效应，G_2 处将能得到 G_1 的像. 由于光栅只需要垂直于栅刻线方向的空间相干性，而对平行于栅刻线方向的空间相干性没有要求. 用缝宽为 a_0 的光栅 G_0 把一个直径较大的非相干光源分割成多个缝宽为 a_0、平行排列的多缝光源. 虽然各缝光源之间没有相干性，但是每条缝光源对光栅衍射都是相干光源.

如果入射光是斜入射，假设入射角是 θ_0，在傍轴近似下，G_1' 的位移

$$x_0 = \theta_0 z. \tag{36}$$

如果

$$x_0 = ka, k = 1, 2, 3, \cdots \tag{37}$$

那么能够保证不同的入射角度的光所成的像互相重合. 如果入射光是从扩展光源经过光栅滤波所得，设滤波光栅 G_0 的周期 p_0，则

$$\theta = mp_0/L, m = 1, 2, 3, \cdots \tag{38}$$

根据方程(36)，(25)，(26)可以得到

$$\frac{p_0}{a} = \frac{kL}{mz}. \tag{39}$$

上式对所有的整数 k 和 m 都成立，所以

$$\frac{p_0}{a} = \frac{L}{z}. \tag{40}$$

只要光栅的周期满足上述条件，就可以用普通光源进行相位衬度成像.

6. 影响分辨率的因素

6.1. 光源的尺寸

假设光源是宽度为 w，在 y 方向是无限扩展的高斯光源，则光源的函数 $S(x_S)$ 可以写作[17]

$$S(x_S) = \exp\left(-\frac{x_S^2}{2w^2}\right). \tag{41}$$

根据 Fresnel 公式，它在像平面成的像是

$$S(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{2w'^2}\right),$$

$$w' = w\frac{z}{L}. \tag{42}$$

可见，系统的分辨率是不可能超过光源 wz/L，对于某个特定的成像系统，光源的尺寸已经确定，自成像距离 z 也是确定的，所以要想把光源的影响降到合理的水平，G_0 和 G_1 的距离 L 需要足够大.

6.2. 光栅参数

由方程(25)，成像系统的位移曲线的半宽度为 $w_r = 0.5a$，能够分辨的最大角度满足 $z\theta_m = w_r$. 所以 $\theta_m = \lambda/a$. 一般情况下，样品对 X 射线的折射角在 10^{-6} 弧度量级，而 X 射线的波长 10^{-10} m，所以 $a \sim 10^{-6}$ m 足够大角度折射的要求. 而根据 $f_x = \theta/\lambda \sim f_0$，有 $\theta \sim \lambda/d = \lambda/2a$，可见两种考虑方法是等效的. 因此，我们前面假设不考虑高级次的衍射是合理的.

7. 结　论

X 射线相位衬度成像虽然在实验室已经得到了成功的实现，但是，之前的工作都没有提出 X 射线光栅相位衬度成像相位的提取. 我们通过理论推导，给出了两块光栅配合进行相位衬度成像的位移曲线方程. 该位移曲线方程和 DEI 成像中的摇摆曲线形状相似，但是形成的机理完全不相同. 通过对位移曲线的分析，我们得出了光栅相位衬度成像相位信息的提取公式. 这里提出的公式表明，提取相位信息只需要两次曝光即可，这大大简化了实验的步骤，同时减小样品所受的辐射损伤，为提高实验的可靠性和高效性进行了理论的探讨. 相信在不久的将来，随着光栅加工工艺的成熟，X 射线相位衬度成像走进临床应用将会成为实现.

[1] Gureyev T 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 34102

[2] Bonse U, Hart M 1965 *Appl. Phys. Lett.* **6** 155

[3] Momose，A. 1995 *Nucl. Instrum. Meth.* A **352** 622

[4] Chapman D，Thomlinson W，Johnston R，Washburn D，Pisano E，Gmur N，Zhong Z，Menk R，Arfelli F，Sayers D 1997 *Phys. Med. Biol.* **42** 2015

[5] Zhu P，Yuan Q，Huang W，Wang J，Shu H，Wu Z，Xiao D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1089（in Chinese）[**朱佩平、袁清习、黄万霞、王寯越、舒 航、吴自玉、冼鼎昌** 2006 **物理学报** **55** 1089]

[6] Pfeiffer F，Weitkamp T，Bunk O，David C 2006 *Nature Physics* **2** 258

[7] Weitkamp T，Diaz A，David C，Pfeiffer F，Stampanoni M，Cloetens P，Ziegler E 2005 *Optics Express* **13** 6296

[8] Snigirev A，Snigireva I，Kohn V，Kuznetsov S，Schelokov I 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 5486

[9] Banaszek K，Wodkiewicz K，Schleich W 1998 *Optics Express* **2** 169

[10] Moreno A，Alieva T，Calvo M 2004 *Contr.，Comm. and Sign. Proc.* 233

[11] Guigay J P 1971 *J. Mod. Opt.* **18** 677

[12] Liu L 1989 *Appl. Opt.* **28** 4669

[13] Kaijun H，Jahns J，Lohmann A 1983 *Opt. Comm.* **45** 295

[14] Averbukh I，Perelman N 1989 *Physics Letters* A **139** 449

[15] Born M，Wolf E 1997 *Principles of Optics*. 7ed.（New York：Cambridge University）

[16] Goodman J W 1968 *Introduction to Fourier Optics*（New York：McGraw-Hill）

[17] Pogany A，Gao D，Wilkins S 1997 *Rev Sci. Instr.* **68** 2774

Theory and method of X-ray grating phase contrast imaging*

Chen Bo[1)2)] Zhu Pei-Ping[2)] Liu Yi-Jin[1)2)] Wang Jun-Yue[2)] Yuan Qing-Xi[2)]
Huang Wan-Xia[2)] Ming Hai[1)] Wu Zi-Yu[2)†]

1)（*Department of Physics，University of Science and Technology of China，Hefei* 230026，*China*）

2)（*Institute of High Energy Physics，Chinese Academy of Sciences，Beijing* 100049，*China*）

（Received 6 March 2007；revised manuscript received 17 June 2007）

Abstract

In this work，we make a theoretical analysis of X-ray grating phase contrast imaging（XGPCI）and give an equation to show the relationship between the transmittance and the relative shift of the two gratings，which was named as the shift curve. According to this equation，we develop a new method to retrieve phase information from the experimental data in theory. Finally，we analyze the influence of the experimental setup to the resolution of the image.

Keywords：X-ray，phase contrast imaging，grating diffraction，Talbot effect

PACC：2920L，6114F，8170J

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China（Grant Nos. 10490190，10490194，10734070）.

† E-mail：wuzy@ihep.ac.cn