

双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度*

陈子涵 宋梦齐 陈恒 王志立†

(合肥工业大学物理学院, 合肥 230009)

(2023 年 3 月 27 日收到; 2023 年 4 月 27 日收到修改稿)

X 射线光栅干涉仪成像需要高条纹可见度以获得高信噪比图像. 最近的报道证实, X 射线双矩形相位光栅干涉仪实验测量的条纹可见度较低. 为此, 提出了基于双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度研究. 利用 X 射线双相位光栅干涉仪的强度变化规律, 对比研究了单色照明和不同多色照明下, 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪与双矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度随光栅间距的变化规律. 结果表明: 无论是单色照明还是多色照明, 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度的峰值随相移量的增加而增大. 当相移量为 $5\pi/2$ 时, 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度在单色照明下比双矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度提高约 21%, 在多色照明下提高至少 23%. 而在多色照明下, 随着 X 射线平均能量偏离光栅设计能量的增加或光源焦点尺寸的增加, 双相位光栅干涉仪条纹可见度的峰值均会单调下降. 这些结果可作为 X 射线双相位光栅干涉仪的参数设计和性能优化的理论指导.

关键词: X 射线成像, 光栅干涉仪, 三角形相位光栅, 条纹可见度**PACS:** 87.59.-e, 87.64.mh, 07.60.Ly, 87.57.C-**DOI:** 10.7498/aps.72.20230461

1 引言

在过去的 20 年中, X 射线光栅干涉仪成像得到了广泛的研究关注^[1-13]. 尤其是 X 射线 Talbot-Lau 干涉仪, 能够有效利用实验室 X 射线源实现多模式成像^[1-4]. 在 X 射线光栅干涉仪中, 相位光栅在分数 Talbot 距离处产生干涉图样. 当样品放置在相位光栅附近时, 干涉图样会发生局部畸变. 通过分析干涉图样的局部畸变, 能够获得样品的透射、折射和暗场图像^[1-4]. 近年来, X 射线光栅干涉仪成像技术在医学成像^[14,15] 和材料科学^[16,17] 等众多领域展现出了重要的应用价值.

在 X 射线 Talbot-Lau 干涉仪中, 为了提高探测灵敏度, 相位光栅的周期通常只有几微米. 于是, 相位光栅衍射形成的干涉条纹的周期也只有几微

米, 不能被像素尺寸为几十微米的成像探测器直接分辨. 为解决这一问题, Talbot-Lau 干涉仪在探测器前放置了吸收光栅. 吸收光栅的周期与待分辨干涉条纹的周期相当. 这样, 利用 Moiré 条纹效应就形成能够被成像探测器直接分辨的大周期条纹^[1-4]. 然而, 吸收光栅衰减了样本透射的 X 射线强度. 这将导致样品辐射剂量的增加, 增加了辐射损伤风险^[18]. 这就局限了 X 射线 Talbot-Lau 干涉仪在临床医学成像等剂量敏感领域的推广应用.

为了克服 X 射线 Talbot-Lau 干涉仪的局限性, X 射线双相位光栅干涉仪在近年来被提出^[19-25]. 实验研究证实了 X 射线双相位光栅干涉仪的潜在优势^[21,22,24,25]. 不同于 Talbot-Lau 干涉仪, X 射线双相位光栅干涉仪不使用吸收光栅, 而是采用 2 个相位光栅作为分束器. X 射线被相位光栅衍射为多个不同级次, 然后不同衍射级次间的干涉形成了强

* 国家自然科学基金 (批准号: 11475170, U1532113, 11905041)、中央高校基本科研业务费 (批准号: JZ2022HGTD0244) 和安徽省自然科学基金 (批准号: 2208085MA18) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dywangzl@hfut.edu.cn

度条纹. 其中, 拍频效应形成的大周期强度条纹能够被成像探测器直接分辨, 而其他不能被探测器直接分辨的小周期条纹则作为背景强度分布^[19]. 因此, X 射线双相位光栅干涉仪基本不衰减样本透射的 X 射线强度, 不会导致样本辐射剂量的显著增加^[25].

在 X 射线光栅干涉仪成像中, 总是希望能够得到高可见度的强度条纹, 以提高测量灵敏度, 获得高信噪比的多衬度图像^[4-6,26]. 目前, X 射线双相位光栅干涉仪通常使用矩形相位光栅, 实验测量的条纹可见度比较低. Kagias 等^[24]使用焦点尺寸为 $9.5\text{ }\mu\text{m}$ 的钨钼 X 射线源对相位光栅占空比均为 0.5、周期均为 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ 的双矩形相位光栅干涉仪进行成像实验, 获得的条纹可见度约为 16%; Lei 等^[27]使用传统 X 射线管, 利用占空比为 0.25、周期为 $24\text{ }\mu\text{m}$ 的源光栅对相位光栅占空比均为 0.5、周期均为 $5.6\text{ }\mu\text{m}$ 的双矩形相位光栅干涉仪进行成像实验, 获得的条纹可见度约为 17%; Ge 等^[28]在使用焦点尺寸为 $7\text{ }\mu\text{m}$ 的钨钼 X 射线源对相位光栅占空比均为 0.5、周期分别为 $4.364\text{ }\mu\text{m}$ 和 $4.640\text{ }\mu\text{m}$ 的双矩形相位光栅干涉仪进行成像实验时, 获得的条纹可见度仅为 7.5%, 低于推广应用的经验阈值 10%. 因此, 有必要探索如何进一步提高条纹可见度, 以指导 X 射线双相位光栅干涉仪的优化设计, 促进其在生命医学成像等领域的推广应用. 另外, 笔者注意到在 X 射线 Talbot-Lau 干涉仪中, 利用三角形相位光栅替代矩形相位光栅, 能够明显提高可见度^[29,30]. 鉴于此, 本文提出基于双三角形相位

光栅 X 射线干涉仪研究, 探索不同实验条件下条纹可见度的变化规律, 以作为参数设计与性能优化的理论指导.

2 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的强度分布

2.1 单色照明下的强度分布

图 1 为双三角形相位光栅 X 射线干涉仪示意图. 图中 R_1 为 X 射线源到相位光栅 G_1 的轴向距离, d 为相位光栅 G_1 到相位光栅 G_2 的轴向距离, R_2 为相位光栅 G_2 到探测器的轴向距离.

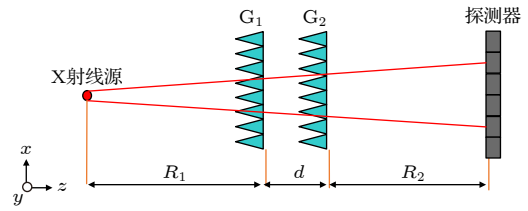


图 1 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪示意图

Fig. 1. Schematic diagram of X-ray interferometer using dual triangular phase gratings.

考虑如图 1 所示的双三角形相位光栅 X 射线干涉仪, 第 1 个三角形相位光栅 G_1 的周期为 p_1 , 相移为 ϕ_1 ; 第 2 个三角形相位光栅 G_2 的周期为 p_2 , 相移为 ϕ_2 . 根据双相位光栅干涉仪的理论模型^[19], 单色照明下, 探测器可分辨条纹的强度分布可表示为

$$I(x) = \frac{I_{\text{in}}}{M_2^2} \sum_{l,n,s \in \mathbb{Z}} \mu_{\text{in}} \left[\frac{\lambda R_2 l}{M_1} \left(\frac{1}{M_3 p_2} - \frac{1}{M_2 p_1} \right) - \frac{\lambda d l}{M_1 p_1} \right] \text{sinc} \left[l p_D \left(\frac{1}{M_3 p_2} - \frac{1}{M_2 p_1} \right) \right] a_{l+n}(\phi_1) a_n^*(\phi_1) \\ \times \exp \left\{ -i \pi l (l + 2n) \left[\frac{\lambda d}{M_1 p_1^2} - \frac{\lambda R_2}{M_1 p_1} \left(\frac{1}{M_3 p_2} - \frac{1}{M_2 p_1} \right) \right] \right\} b_{-l+s}(\phi_2) b_s^*(\phi_2) \\ \times \exp \left[-i \pi \frac{-l(-l+2s) \lambda R_2}{p_2} \left(\frac{1}{M_3 p_2} - \frac{1}{M_2 p_1} \right) \right] \exp \left[-i 2 \pi l x \left(\frac{1}{M_3 p_2} - \frac{1}{M_2 p_1} \right) \right], \quad (1)$$

式中 I_{in} 表示入射到相位光栅 G_1 平面的 X 射线强度, μ_{in} 表示入射到 G_1 平面、波长为 λ 的 X 射线的空间相干度. 对于微焦点 X 射线源, 其强度分布可用一维高斯函数近似^[22,23,31], 根据 Van Cittert-Zernike 定理, μ_{in} 表达式为

$$\mu_{\text{in}} \left[\frac{\lambda R_2 l}{M_1} \left(\frac{1}{M_3 p_2} - \frac{1}{M_2 p_1} \right) - \frac{\lambda d l}{M_1 p_1} \right] = \exp \left\{ \frac{-2(\pi \sigma)^2}{R_1^2} \left[\frac{l R_2}{M_1} \left(\frac{1}{M_3 p_2} - \frac{1}{M_2 p_1} \right) - \frac{d l}{M_1 p_1} \right]^2 \right\}, \quad (2)$$

其中 $\sigma = a/2\sqrt{2 \ln 2}$, a 是光源焦点尺寸. 而 $\text{sinc} \left(\frac{l p_D}{M_3 p_2} - \frac{l p_D}{M_2 p_1} \right)$ 代表探测器的像素平均效应, p_D 是探测器像素尺寸. $a_n(\phi_1)$ 和 $b_s(\phi_2)$ 分别是三角形相位光栅 G_1 和 G_2 的复振幅透过率函数的傅里叶展开系数, 其表达

式分别为

$$a_n(\phi_1) = \begin{cases} (\phi_1/\pi \text{ 为非整数}) & \frac{\phi_1 [\exp(i\phi_1) - \cos(n\pi)]}{i(\phi_1 - \pi n)(\phi_1 + \pi n)}, \\ (\phi_1 = k\pi, k \text{ 是整数}) & \begin{cases} \frac{\phi_1 [\exp(i\phi_1) - \cos(n\pi)]}{i(\phi_1 - \pi n)(\phi_1 + \pi n)}, & (n \neq \pm k) \\ \frac{\cos(\phi_1)}{2}, & (n = \pm k) \end{cases} \end{cases}$$

$$b_s(\phi_2) = \begin{cases} (\phi_2/\pi \text{ 为非整数}) & \frac{\phi_2 [\exp(i\phi_2) - \cos(s\pi)]}{i(\phi_2 - \pi s)(\phi_2 + \pi s)}, \\ (\phi_2 = k\pi, k \text{ 是整数}) & \begin{cases} \frac{\phi_2 [\exp(i\phi_2) - \cos(s\pi)]}{i(\phi_2 - \pi s)(\phi_2 + \pi s)}, & (s \neq \pm k) \\ \frac{\cos(\phi_2)}{2}, & (s = \pm k). \end{cases} \end{cases} \quad (3)$$

而上标“*”表示复共轭. M_1 , M_2 和 M_3 分别表示 3 个几何放大系数, 其定义式为

$$M_1 = (R_1 + d)/R_1, \quad M_2 = (R_1 + d + R_2)/R_1, \quad M_3 = (R_1 + d + R_2)/(R_1 + d). \quad (4)$$

通常情况下, 考虑空间紧凑型一般选择对称几何布置^[19–21,24]. 即

$$R_1 = R_2 = R, \quad p_1 = p_2 = p, \quad \phi_1 = \phi_2 = \phi. \quad (5)$$

把 (2) 式、(4) 式和 (5) 式代入 (1) 式中, 得到单色照明下对称几何装置的条纹强度表达式:

$$I(x) = \frac{I_{in}}{M_5^2} \sum_{l,n,s \in Z} \exp \left[\frac{-2(\pi\sigma l)^2}{(M_4 p)^2} \right] \text{sinc} \left(\frac{lp_D}{M_4 p} \right) a_{l+n}(\phi) a_n^*(\phi) \exp \left[\frac{-i\pi\lambda l(l+2n)R}{M_4 p^2} \right] \\ \times b_{-l+s}(\phi) b_s^*(\phi) \exp \left[\frac{i\pi\lambda l(-l+2s)R}{M_4 p^2} \right] \exp \left(-i2\pi \frac{lx}{M_4 p} \right), \quad (6)$$

其中 $M_4 = (2R + d)/d$, $M_5 = (2R + d)/R$.

2.2 多色照明下的强度分布

在实际应用中, X 射线双相位光栅干涉仪利用多色 X 射线源来实现多模式成像. 因此, 有必要研究多色照明下的强度分布规律. 在多色照明下, 探测器记录的强度分布是单色照明下强度分布的非相干加权叠加, 即多色强度 I_p 的表达式为

$$I_p(x) = \int I_e(x, \lambda) S(\lambda) d\lambda, \quad (7)$$

其中 $I_e(x, \lambda)$ 表示某一波长为 λ 的单色 X 射线照明时的强度分布, $S(\lambda)$ 表示归一化等效谱分布. 同时, 相位光栅的相移量与能量相关. 对任意波长 λ , 其对应的相移量满足 $\phi = \lambda\phi^D/\lambda_D$, 其中 ϕ^D 是设计波长 λ_D 对应的相移量. 所以根据 (6) 式和 (7) 式得到多色照明和对称几何布置的强度分布为

$$I_p(x) = \frac{I_0}{M_5^2} \sum_{l,n,s \in Z} \exp \left[\frac{-2(\pi\sigma l)^2}{(M_4 p)^2} \right] \text{sinc} \left(\frac{lp_D}{M_4 p} \right) \exp \left(-i2\pi \frac{lx}{M_4 p} \right) \\ \times \int \left\{ a_{l+n}(\phi) a_n^*(\phi) \exp \left[\frac{-i\pi\lambda l(l+2n)R}{M_4 p^2} \right] b_{-l+s}(\phi) b_s^*(\phi) \right. \\ \left. \times \exp \left[\frac{i\pi\lambda l(-l+2s)R}{M_4 p^2} \right] \right\} S(\lambda) d\lambda. \quad (8)$$

3 条纹可见度研究

在 X 射线光栅干涉仪中, 条纹可见度是评价其成像性能的重要指标^[4-6,26], 将条纹可见度 V 定义为^[1-4]

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (9)$$

其中 $I_{\max}$ 是条纹强度最大值, 而 $I_{\min}$ 是条纹强度最小值.

本文将双三角形相位光栅 X 射线干涉仪作为主要研究对象, 并与双矩形相位光栅干涉仪作对比研究. 首先, 研究了双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度随光栅间距、光栅相移量的变化规律, 结果如图 2 所示. 考虑到探测器的像素平均效应, 图 2 设定条纹周期与像素尺寸的比值为 4, 即 $(M_4p)/p_D = 4$. 图 2 给出对称几何布置下条纹可见度的变化规律. 图 2(a), (b) 给出单色照明下条纹可见度随光栅间距和光栅相移量的变化规律, 参数选择如下^[24]: $p = 1.3 \mu\text{m}$, $R = 500 \text{ mm}$, X 射线能

量为 17 keV. 图 2(c), (d) 给出多色照明下条纹可见度随光栅间距和光栅相移量的变化规律, 参数选择如下: $p = 1.3 \mu\text{m}$, $R = 500 \text{ mm}$, 光栅设计能量为 28 keV. 多色照明模拟钨靶 X 射线源, 峰值电压 55 kV, 平均能量 28 keV. 图 2(a), (c) 中光源焦点尺寸 $9.5 \mu\text{m}$; 图 2(b), (d) 中光源焦点尺寸 $40 \mu\text{m}$.

分析图 2 所示的结果, 得到以下结论. 1) 由图 2(a) 所示, 在单色照明下, 光栅相移量在 $3\pi/2 - 2\pi$ 范围内, 光栅间距约为 6.3 mm 处, 条纹可见度达到 0.65. 而相移量为 4.5π , 光栅间距约为 2.6 mm 处, 条纹可见度取得最高, 为 0.70. 与最高可见度 0.70 相比, 0.65 的条纹可见度下降约 7.1%, 但是对应的相移量却仅是最高可见度对应相移量的 1/2 左右. 2) 如图 2(c) 所示, 在多色照明下, 光栅相移量约为 $\pi/2$, 光栅间距约为 33.5 mm 处, 条纹可见度约为 0.36. 而在相移量为 $7\pi/2$, 光栅间距约为 5.1 mm 处, 最高条纹可见度约为 0.39. 与最高条纹可见度 0.39 相比, 0.36 的条纹可见度下降约 7.7%, 但是对应的相移量却是最高可见度要求相移量的 1/7 左右. 3) 分别对比图 2(a) 与 (b)、(c) 与 (d)

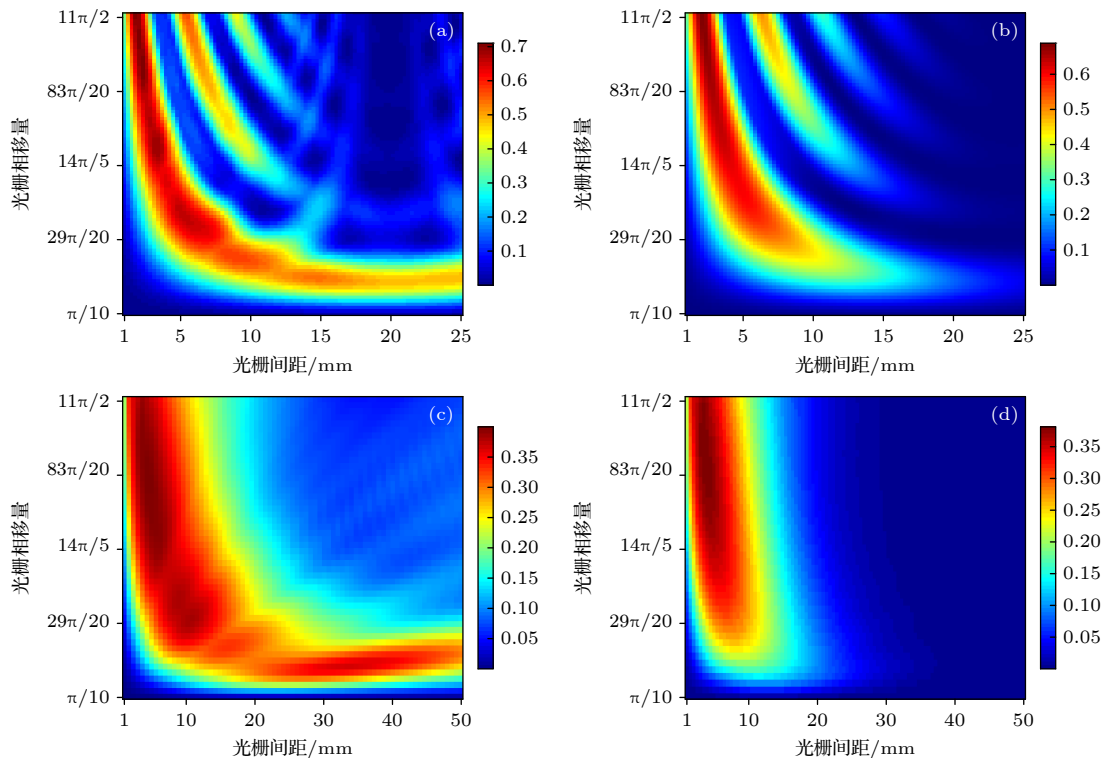


图 2 条纹可见度随光栅间距和光栅相移量的变化 (a) 单色照明, 光源焦点尺寸 $9.5 \mu\text{m}$; (b) 单色照明, 光源焦点尺寸 $40 \mu\text{m}$; (c) 多色照明, 光源焦点尺寸 $9.5 \mu\text{m}$; (d) 多色照明, 光源焦点尺寸 $40 \mu\text{m}$

Fig. 2. Fringe visibility as a function of grating spacing and grating phase shift: (a) Monochromatic illumination with a source size of $9.5 \mu\text{m}$; (b) monochromatic illumination with a source size of $40 \mu\text{m}$; (c) polychromatic illumination with a source size of $9.5 \mu\text{m}$; (d) polychromatic illumination with a source size of $40 \mu\text{m}$.

所示的结果,发现无论是单色照明还是多色照明,对于一定的光栅相移量,条纹可见度均随光源尺寸的增加而下降.这一趋势可从(2)式得到解释.随着光源尺寸的增加,空间相干度的数值会减小,从而导致条纹可见度的降低.4)对比图2(b)与(d)所示的结果,发现当光源尺寸增加、光栅相移量减小时,多色照明下的条纹可见度比单色照明下的条纹可见度下降的更快.如图2(d)所示,当光栅相移量小于 $\pi/2$ 时,条纹可见度甚至低于实际应用的经验阈值10%.

根据图2所示的结果,对于双三角形相位光栅X射线干涉仪,作者将重点探索相移量为 $\pi/2$, π , $3\pi/2$, 2π , $5\pi/2$ 这5种典型情形.作为对照,对于双矩形相位光栅干涉仪,光栅占空比设定为实验典型值0.5,光栅相移量分别考虑 π 和 $\pi/2$ [19–25].本文将分别考虑单色照明与多色照明情形,对比研究条纹可见度随光栅间距的变化规律.需要指出的是,无论是单色照明还是多色照明,为使双矩形相位光栅干涉仪所得结果与Yan等[19,20]研究结果保持一致.需要令(2)式的 $\mu_{in} = \text{sinc}(la/M_4p)$,这是因为Yan等[19,20]把微焦点X射线源近似为均匀的发光圆盘.

图3给出单色照明下条纹可见度随光栅间距、光栅相移量的变化规律,参数选择如下[19]: $p = 1\text{ }\mu\text{m}$, $R = 450\text{ mm}$,X射线能量为20 keV,探测器像素尺寸为 $25\text{ }\mu\text{m}$,光源焦点尺寸为 $40\text{ }\mu\text{m}$.为更直观地展现条纹可见度的变化规律,用 V_p 表示条纹可见度的峰值、 s 表示条纹可见度峰值对应的光栅间距、 W 表示条纹可见度曲线的半高全宽(full width at half maximum, FWHM),总结了单色照明下条纹可见度的峰值、条纹可见度峰值对应的光栅间距和条纹可见度曲线的FWHM如表1所示.

图4给出多色照明下条纹可见度随光栅间距、光栅相移量的变化规律,参数选择如下[20]: $p = 1\text{ }\mu\text{m}$, $R = 450\text{ mm}$,光栅设计能量为20 keV,探测器像素尺寸 $25\text{ }\mu\text{m}$,多色照明模拟钨靶X射线

源,光源峰值电压为34 kV,平均能量为20 keV,光源焦点尺寸为 $40\text{ }\mu\text{m}$.总结了多色照明下条纹可见度的峰值、条纹可见度峰值对应的光栅间距和条纹可见度曲线的FWHM如表2所示.

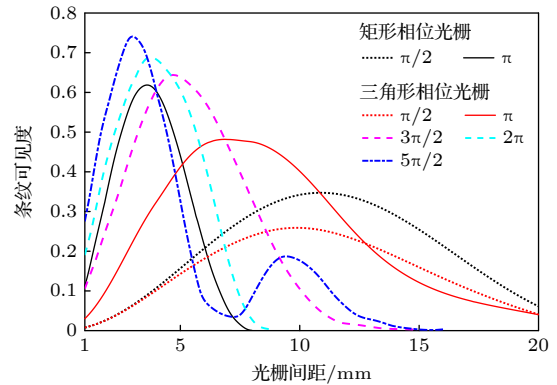


图3 单色照明下条纹可见度随光栅间距的变化

Fig. 3. Fringe visibility as a function of grating spacing under monochromatic illumination.

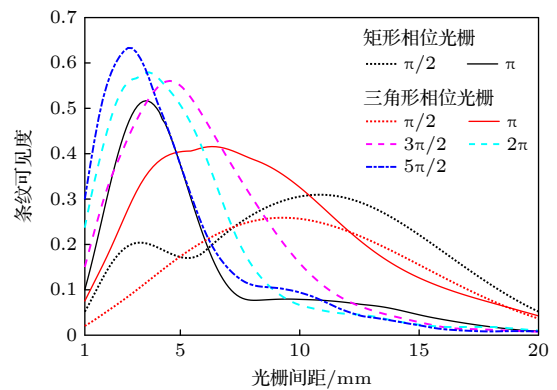


图4 多色照明下条纹可见度随光栅间距的变化

Fig. 4. Fringe visibility as a function of grating spacing under polychromatic illumination.

分析图3、表1和图4、表2所示的结果,得到以下结论:1)无论是单色照明还是多色照明,双三角形相位光栅X射线干涉仪的条纹可见度峰值对应的光栅间距随光栅相移量的增加而减小.当三角形相位光栅的相移量为 $5\pi/2$ 时,条纹可见度峰值对应的光栅间距是最小的,单色照明下为3.0 mm,

表1 单色照明下,条纹可见度峰值、对应的光栅间距和条纹可见度曲线的FWHM

Table 1. Visibility peak, corresponding grating spacing and FWHM of visibility curve under monochromatic illumination.

参数	双三角形相位光栅					双矩形相位光栅	
	$\pi/2$	π	$3\pi/2$	2π	$5\pi/2$	$\pi/2$	π
V_p	0.25	0.48	0.64	0.68	0.74	0.34	0.61
s/mm	9.8	6.6	4.8	3.7	3.0	10.8	3.7
W/mm	12.1	9.1	5.8	4.9	3.4	12.0	3.8

多色照明下为 2.8 mm. 2) 无论是单色照明还是多色照明, 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度峰值随光栅相移量的增加而增大. 这里需要指出的是, 不同于图 2 将条纹周期与探测器像素尺寸的比值设定为固定值, 在图 3 和图 4 中, 探测器像素尺寸为固定值. 当光栅相移量增加时, 条纹可见度峰值对应的光栅间距会减小. 而光栅间距的减小会导致条纹周期的增大和探测器像素平均效应的增大, 最终导致条纹可见度的提高. 无论是单色照明还是多色照明, 当相移量为 $3\pi/2$, 2π 和 $5\pi/2$ 时, 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪条纹可见度的峰值均高于双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度的峰值. 特别地, 相移量为 $5\pi/2$ 时, 单色照明下条纹可见度峰值比双矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值提高约 21.3%, 多色照明下提高约 23.5%. 3) 无论是单色照明还是多色照明, 双相位光栅干涉仪的条纹可见度曲线的 FWHM 随光栅相移量的增加而变小. 对于双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅情形, 单色照明下条纹可见度曲线的 FWHM 最小, 仅为 3.4 mm. 而对于双 π 矩形相位光栅情形, 条纹可见度曲线的 FWHM 为 3.8 mm, 比双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅情形高出约 11.7%. 多色照明下, 双 π 矩形

相位光栅干涉仪的 FWHM 为 4.0 mm, 而对于双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅情形, 条纹可见度曲线的 FWHM 为 4.2 mm, 比双 π 矩形相位光栅干涉仪高出 5.0%.

因此, 虽然双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪在单色照明下的条纹可见度曲线的 FWHM 小于双 π 矩形相位光栅情形, 但是综合考虑条纹可见度、和干涉仪的几何紧凑性, 选择双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪是较优的. 而在多色照明下, 综合考虑条纹可见度、条纹可见度曲线的 FWHM 和几何紧凑型, 优先选择双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪.

本文进一步研究了多色照明下条纹可见度随光源的峰值电压、焦点尺寸的变化规律. 为避免数据的特殊性, 选择了一组与图 4 参数不同的几何参数 [21]: $p = 2.68 \mu\text{m}$, $R = 686.2 \text{ mm}$, $p_D = 24 \mu\text{m}$, 栅设计能量为 28 keV. 多色照明模拟钨靶 X 射线源, 光源强度分布取一维高斯函数近似. 图 5 展示了条纹可见度随光源峰值电压的变化规律, 其中光源焦点尺寸均为 $7 \mu\text{m}$. 图 5(a) 中光源峰值电压为 55 kV, 平均能量为 28 keV; 图 5(b) 中光源峰值电压为 75 kV, 平均能量为 35 keV; 图 5(c) 中光源峰值电压为 95 kV, 平均能量为 41 keV. 为做定量比较,

表 2 多色照明下, 条纹可见度峰值、对应的光栅间距和条纹可见度曲线的 FWHM

Table 2. Visibility peak, corresponding grating spacing, and FWHM of visibility curve under polychromatic illumination.

参数	双三角形相位光栅					双矩形相位光栅	
	$\pi/2$	π	$3\pi/2$	2π	$5\pi/2$	$\pi/2$	π
V_p	0.25	0.41	0.56	0.58	0.63	0.30	0.51
s/mm	9.1	6.5	4.5	3.6	2.8	10.9	3.5
W/mm	12.3	10.4	6.8	5.5	4.2	15.0	4.0

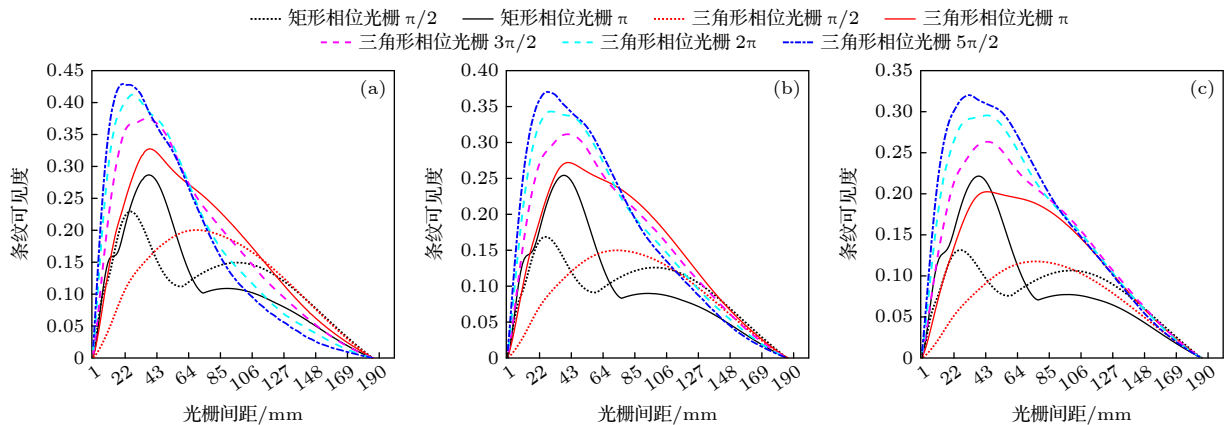


图 5 条纹可见度随光栅间距的变化, 其中光源焦点尺寸为 $7 \mu\text{m}$ (a) 峰值电压为 55 kV; (b) 峰值电压为 75 kV; (c) 峰值电压为 95 kV

Fig. 5. Fringe visibility as a function of grating spacing with a source size of $7 \mu\text{m}$: (a) Peak voltage of 55 kV; (b) peak voltage of 75 kV; (c) peak voltage of 95 kV.

总结了图 5 中双相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值、条纹可见度峰值对应的光栅间距和条纹可见度曲线的 FWHM 如表 3 所示。

分析图 5 和表 3 所示结果,可以得到以下结论. 1) 尽管与图 4 对应的装置参数不同,双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度曲线的 FWHM、条纹可见度峰值对应的光栅间距随光栅相移量的增加而减小,而条纹可见度峰值却随光栅相移量的增加而增大. 2) 当光源峰值电压为 55 kV, 平均能量为 28 keV 时,双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.42, 比双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值 0.28 高出约 50.0%; 而在光源峰值电压为 75 kV, 平均能量为 35 keV 情形下, 高出约 48.0%; 在光源峰值电压为 95 kV, 平均能量为 41 keV 情形下, 高出约 45.4%. 3) 随着多色照明的平均能量逐渐偏离光栅的设计能量, 条纹可见度的峰值单调下降. 当光源平均能量为 28 keV, 等于光栅的设计能量时, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的可见度峰值为 0.42; 双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.28. 当光源平均能量为 35 keV, 偏离光栅的设计能量 25.0% 时, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.37, 比 0.42 下降了 11.9%; 此时双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.25, 比 0.28 下降了 10.7%. 当光源平均能量增加到 41 keV, 偏离光栅的设计能量 64% 时, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.32, 比 0.42 下降了 23.8%; 此时双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.22, 比 0.28 下降了 21.4%.

表 3 光源焦点尺寸为 7 μm , 峰值电压分别为 55, 75 和 95 kV 时, 条纹可见度峰值、对应的光栅间距和条纹可见度曲线的 FWHM

Table 3. Visibility peak, corresponding grating spacing and FWHM of visibility curve with source size of 7 μm and peak voltage of 55, 75, and 95 kV, respectively.

光源峰值电压/kV	参数	双三角形相位光栅					双矩形相位光栅	
		$\pi/2$	π	$3\pi/2$	2π	$5\pi/2$	$\pi/2$	π
55	V_p	0.20	0.32	0.37	0.41	0.42	0.22	0.28
	s/mm	67.9	37.3	35.6	26.7	19.5	25.7	37.3
	W/mm	117.3	96.3	81.5	69.3	67.6	44.8	52.9
75	V_p	0.14	0.27	0.31	0.34	0.37	0.16	0.25
	s/mm	71.0	40.1	38.9	29.4	27.5	26.7	37.4
	W/mm	116.7	105.7	96.6	85.8	79.9	51.8	53.6
95	V_p	0.11	0.20	0.26	0.29	0.32	0.13	0.22
	s/mm	76.5	41.4	45.4	43.6	32.1	26.7	38.8
	W/mm	116.7	111.3	104.1	98.3	92.1	55.3	54.1

因此双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪虽然在能量变化时条纹可见度峰值下降幅度高于双 π 矩形相位光栅干涉仪的下降幅度, 但是考虑到两者条纹可见度峰值的相差值, 综合考虑还是双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪更优。

图 6 展示了不同光源焦点尺寸下条纹可见度随光源焦点尺寸的变化规律, 其中光源峰值电压均为 55 kV, X 射线平均能量均为 28 keV. 总结了图 6 中双相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值、条纹可见度峰值对应的光栅间距和条纹可见度曲线的 FWHM 如表 4 所示。

分析图 6 和表 4 结果,可以得到以下结论. 1) 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度曲线的 FWHM、条纹可见度峰值对应的光栅间距随光栅相移量的增加而减小, 而条纹可见度峰值却随光栅相移量的增加而增大. 2) 随着光源焦点尺寸的增加, 双相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值单调下降. 对于双三角形相位光栅 X 射线干涉仪, 条纹可见度峰值的下降幅度随光栅相移量的增加而减小. 当光源焦点尺寸为 7 μm 时, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.42; 双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.28. 当光源焦点尺寸为 25 μm 时, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.38, 比 0.42 下降了 9.5%; 此时双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.17, 比 0.28 下降了 39.2%. 当光源焦点尺寸增加到 40 μm 时, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为 0.34, 比 0.42 下降了 19.0%; 此时双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值为

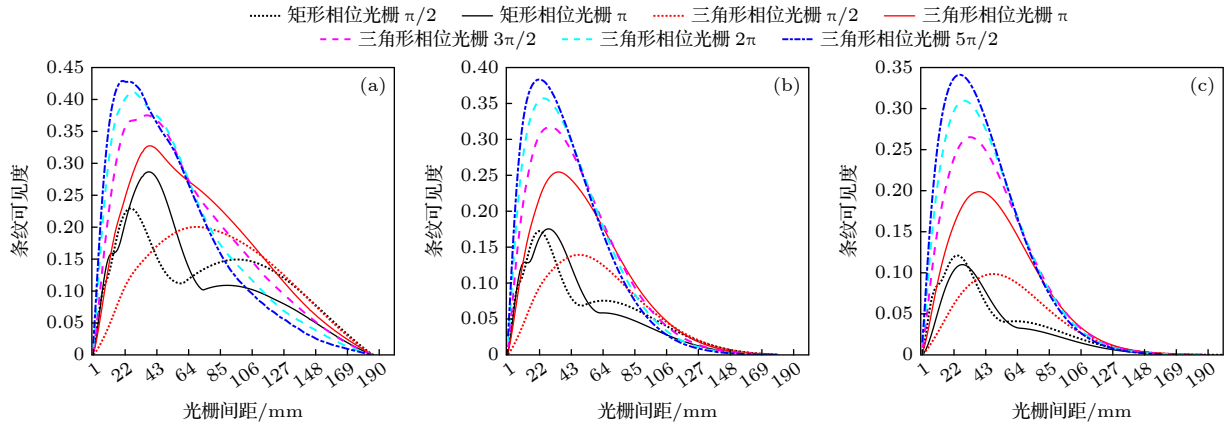


图 6 条纹可见度随光栅间距的变化, 其中峰值电压为 55 kV (a) 光源焦点尺寸为 7 μm ; (b) 光源焦点尺寸为 25 μm ; (c) 光源焦点尺寸为 40 μm

Fig. 6. Fringe visibility as a function of grating spacing with peak voltage of 55 kV: (a) Source size of 7 μm ; (b) source size of 25 μm ; (c) source size of 40 μm .

表 4 峰值电压分别为 55 kV, 光源焦点尺寸为 7, 25 和 40 μm 时, 条纹可见度峰值、对应的光栅间距和条纹可见度曲线的 FWHM

Table 4. Visibility peak, corresponding grating spacing and FWHM of visibility curve with peak voltage of 55 kV and source size of 7, 25, and 40 μm , respectively.

光源焦点尺寸/ μm	参数	双三角形相位光栅					双矩形相位光栅	
		$\pi/2$	π	$3\pi/2$	2π	$5\pi/2$	$\pi/2$	π
7	V_p	0.20	0.32	0.37	0.41	0.42	0.22	0.28
	s/mm	67.9	37.3	35.6	26.7	19.5	25.7	37.3
	W/mm	117.3	96.3	81.5	69.3	67.6	44.8	52.9
25	V_p	0.14	0.25	0.31	0.34	0.38	0.17	0.17
	s/mm	48.6	35.0	28.3	24.9	21.6	21.5	28.3
	W/mm	75.8	66.2	61.3	57.5	54.5	34.3	43.3
40	V_p	0.10	0.19	0.26	0.31	0.34	0.12	0.11
	s/mm	36.2	29.2	24.1	21.1	19.3	17.9	21.1
	W/mm	52.5	49.1	46.3	44.1	42.3	27.9	25.4

0.11, 比 0.28 下降了 60.7%. 双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值下降幅度大可能是因为双 π 矩形相位光栅干涉仪条纹中 $l = 2$ 阶的可见度占据权重大^[19,20]. 根据 (2) 式可以得到, 当光源焦点尺寸由小变大时, $l = 2$ 对应的空间相干度的数值会迅速变小, 从而迅速降低可见度.

因此, 综合考虑条纹可见度峰值、峰值对光源焦点尺寸的敏感程度, 优先选择双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪.

4 总 结

X 射线双相位光栅干涉仪中形成的大周期干涉条纹能够被成像探测器直接分辨, 避免了使用吸收光栅导致的辐射损伤风险. 因此, X 射线双相位

光栅干涉仪在乳腺成像等剂量敏感领域具有广阔的应用价值. 然而, 目前的实验研究表明, 使用双矩形相位光栅实验测量的条纹可见度比较低^[24,27,28], 甚至不能满足实际应用的需求. 因此, 为获得高信噪比的 X 射线图像, 有必要探索提高条纹可见度的潜在途径. 本文提出双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度研究, 并与典型双矩形相位光栅干涉仪做定量对比. 利用 X 射线双相位光栅干涉仪的强度分布规律, 对比研究了单色照明与多色照明下, 不同类型双相位光栅干涉仪的条纹可见度随光栅间距、光栅相移量的变化规律. 结果表明无论单色还是多色照明, 双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度的峰值随光栅相移量的增加而增大, 而峰值对应的光栅间距、条纹可见度曲线

的 FWHM 随光栅相移量的增加而减小. 特别地, 对于双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪, 单色照明下条纹可见度的峰值比双矩形相位光栅干涉仪提高约 21%, 多色照明下提高至少 23%. 对于采用三角形相位光栅提高条纹可见度的原因之一, 认为双矩形相位光栅干涉仪其条纹可见度主要由低阶衍射条纹贡献, 而双三角形相位光栅 X 射线干涉仪其条纹可见度由低阶衍射条纹和高阶衍射条纹共同贡献. 此外, 还研究了多色照明下, 双相位光栅干涉仪的条纹可见度随光源的峰值电压、光源焦点尺寸的变化规律. 结果表明: 随着 X 射线平均能量偏离光栅设计能量的增加, 双相位光栅干涉仪条纹可见度的峰值会单调下降. 当 X 射线平均能量偏离光栅设计能量 64% 时, 双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值下降约 21%, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值下降约 23%. 随着光源焦点尺寸的增加, 双相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值均单调降低. 而双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的条纹可见度峰值下降幅度随光栅相移量的增加而减小. 当光源焦点尺寸从 $7\ \mu\text{m}$ 增加到 $40\ \mu\text{m}$, 双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值由 0.42 降低到 0.34, 下降了约 19%, 下降幅度是所有双相位光栅干涉仪中最少的. 目前, 实验上获得三角形相位光栅主要有 2 种方法. 方法 1: 在使用 LIGA 工艺制造相位光栅时, 在光刻步骤之前让矩形掩模和衬底倾斜一定的角度, 光刻后产生倾斜的光栅线, 这样在实际应用中使光束垂直照射衬底, 产生的相移等效成三角形相位光栅产生的相移^[29,32,33]. Yaroshenko 等^[29]把矩形掩模和衬底倾斜 8.9° 曝光产生倾斜的光栅线, 当光束垂直于照射衬底, 则等效成一个高度约为 $14\ \mu\text{m}$, 周期为 $5\ \mu\text{m}$ 的三角形相位光栅. Viermetz 等^[32]把矩形掩模和衬底倾斜 6.7° 曝光产生倾斜的光栅线, 当光束垂直于照射衬底, 则等效成一个高度约为 $18.5\ \mu\text{m}$, 周期为 $4.34\ \mu\text{m}$ 的三角形相位光栅. Günther 等^[33]把矩形掩模和衬底倾斜 4.5° 曝光产生倾斜的光栅线, 当光束垂直于照射衬底, 则等效成周期为 $5\ \mu\text{m}$ 、高度约为 $32\ \mu\text{m}$ 的三角形相位光栅. 方法 2: 不需要在制造工艺上进行改变, 只需旋转矩形相位光栅, 让矩形光栅条的对角线与光束平行, 同样产生的相移等效成三角形相位光栅的相移^[34]. Shashev 等^[34]把高 $43.2\ \mu\text{m}$ 、占空比为 0.5, 周期为 $8\ \mu\text{m}$ 的矩形相位光栅旋转 5.3° 让矩形光栅条的对角线与

光束平行, 将其等效成一个三角形相位光栅. 这 2 种方法对实际实验来说均比较容易实现. 因此, 综合考虑条纹可见度、空间紧凑型和光栅制备等因素, 可优先选择双 $5\pi/2$ 三角形相位光栅干涉仪. 需要指出的是, 本文主要做了系统的理论分析与计算, 这些结果可作为优化双三角形相位光栅 X 射线干涉仪的指导. 下一步, 计划开展相应的实验研究, 验证并完善理论分析成果.

参考文献

- [1] Pfeiffer F, Weitkamp T, Bunk O, David C 2006 *Nat. Phys.* **2** 258
- [2] Pfeiffer F, Bech M, Bunk O, Kraft P, Eikenberry E F, Brönnimann C, Grützweig C, David C 2008 *Nat. Mater.* **7** 134
- [3] Kai S, Lorenz B, Konstantin W, Michael C, Julia H, Pfeiffer F 2016 *Nat. Commun.* **7** 10863
- [4] Yan A, Wu X, Liu H 2016 *Opt. Express* **24** 15927
- [5] Wang Z L, Shi X M, Ren K, Chen H, Ren Y Q, Gao K, Wu Z 2020 *J. Synchrotron Radiat.* **27** 494
- [6] Vila-Comamala J, Romano L, Jefimovs K, Dejea H, Bonnin A, Cook A C, Planinc I, Cikes M, Wang Z, Stampanoni M 2021 *Opt. Express* **29** 2049
- [7] Shi Z, Jefimovs K, Romano L, Vila-Comamala J, Stampanoni M 2021 *Opt. Lett.* **46** 3693
- [8] Xu J Q, Wang Z T, Stefano V G, Michal R, Simon S, Stampanoni M 2022 *Opt. Express* **30** 13847
- [9] Seifert M, Ludwig V, Kaeppler S, Horn F, Meyer P, Pelzer G, Rieger J, Sand D, Michel T, Mohr J, Riess C, Anton G 2019 *Sci. Rep.* **9** 4199
- [10] Qi J C, Chen R C, Liu B, Chen P, Du G H, Xiao T Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 054202 (in Chinese) [戚俊成, 陈荣昌, 刘宾, 陈平, 杜国浩, 肖体乔 2017 物理学报 **66** 054202]
- [11] Wang Z L, Chen Z H, Gu Y, Chen H, Ge X 2023 *Chin. Phys. B* **32** 038704
- [12] Wang Z L, Zhou R C, Zhao L M, Ren K, Xu W, Liu B, Chen H 2021 *Chin. Phys. B* **30** 028702
- [13] Yang J, Wu H, Luo K H, Guo J C, Zong F K 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 104101 (in Chinese) [杨君, 吴浩, 罗琨皓, 郭金川, 宗方轲 2021 物理学报 **70** 104101]
- [14] Katharina H, Felix G, Thomas M, Konstantin W, Andre Y, Astrid Velroyen, Margarita B, Sigrid A, Maximilian F, Oliver E, Pfeiffer F, Yildirim A Ö 2018 *Sci. Rep.* **8** 2096
- [15] Lorenzo M, Tamara S, Charlotte K, Marco E, Peter R, Glafkos H, Sam H, Bennie S, Alberto A, Oliver J 2021 *Sci. Rep.* **11** 3663
- [16] Kaggias M, Wang Z, Birkbak M E, Lauridsen E, Abis M, Lovric G, Jefimovs K, Stampanoni M 2019 *Nat. Commun.* **10** 5130
- [17] Kim J, Kaggias M, Marone F, Stampanoni M 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 134102
- [18] Momose A, Takano H, Wu Y, Hashimoto K, Samoto T, Hoshino M, Seki Y, Shinohara T 2020 *Quantum Beam Sci.* **4** 9
- [19] Yan A, Wu X, Liu H 2018 *Opt. Express* **26** 23142
- [20] Yan A, Wu X, Liu H 2020 *J. X-Ray Sci. Technol.* **28** 1055
- [21] Ge Y S, Chen J W, Yang J C, Zhu P P, Zhang H T, Zhang A

- Z, Liang D 2021 *Opt. Lett.* **46** 2791
- [22] Organista C, Kagias M, Tang R, Shi Z, Jefimovs K, Boone M, Stampanoni M 2023 *Opt. Continuum* **2** 232
- [23] Tang R, Organista C, Goethals W, Stolp W, Stampanoni M, Aelterman J, Boone M N 2023 *Opt. Express* **31** 1677
- [24] Kagias M, Wang Z, Jefimovs K, Stampanoni M 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 014105
- [25] Miao H, Panna A, Gomella A A, Bennett E E, Znati S, Chen L, Wen H 2016 *Nat. Phys.* **12** 830
- [26] Thomas W, Peter B, Florian B, Jürgen D, Wilhelm H 2011 *Med. Phys.* **38** 4133
- [27] Lei Y H, Liu X, Huang J H, Du Y, Guo J C, Zhao Z G, Li J 2018 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **51** 385302
- [28] Ge Y S, Chen J W, Zhu P P, Yang J, Deng S W, Shi W, Zhang K, Guo J C, Zhang H T, Zheng H R, Liang D 2020 *Opt. Express* **28** 9786
- [29] Yaroshenko A, Bech M, Potdevin G, Malecki A, Biernath T, Wolf J, Tapfer A, Schüttler M, Meiser J, Kunka D, Amberger M, Mohr J, Pfeiffer F 2014 *Opt. Express* **22** 547
- [30] Viermetz M, Gustschin N, Schmid C, Haeusele J, Noel P B, Proksa R, Loscher S, Koehler T, Pfeiffer F 2023 *IEEE Trans. Med. Imaging.* **42** 220
- [31] Munro P, Ignatyev K, Speller R D, Olivo A 2010 *Opt. Express* **18** 19681
- [32] Viermetz M, Gustschin N, Schmid C, Jakob H, Maximilian T, Pascal M, Frank B, Tobias L, Roland P, Thomas K, Franz P 2022 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **119** e2118799119
- [33] Günther B, Hehn L, Jud C, Alexander H, Martin D, Pfeiffer F 2019 *Nat. Commun.* **10** 2494
- [34] Shashev Y, Andreas K, Lange A, Müller, Bernd R, Giovanni B 2016 *Mater. Test.* **58** 970

Fringe visibility in X-ray interferometer using dual triangular phase gratings^{*}

Chen Zi-Han Song Meng-Qi Chen Heng Wang Zhi-Li[†]

(School of Physics, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China)

(Received 27 March 2023; revised manuscript received 27 April 2023)

Abstract

In recent years, the X-ray interferometer using dual phase gratings has been extensively studied. The large periodic fringes produced by the X-ray interferometer using dual phase gratings can be directly detected by ordinary detectors. At the same time, the X-ray interferometer using dual phase gratings can reduce the radiation dose of the sample without using absorption gratings. Meanwhile, a high fringe visibility is always preferred to achieve a high signal-to-noise ratio for X-ray grating interferometry. However, recent studies have reported that experimental fringe visibility in X-ray interferometer using dual rectangular phase gratings is relatively low. Therefore, it is necessary to further increase the fringe visibility in X-ray interferometry using dual phase gratings. This work focuses on the analysis of fringe visibility in X-ray interferometer using dual triangular phase gratings. Based on the fringe intensity distribution formula of X-ray dual phase grating interferometer, the fringe visibility of the dual triangular phase grating interferometer is investigated as a function of the grating spacing under monochromatic and polychromatic illumination, respectively. For comparison, the fringe visibility of the dual rectangular phase grating interferometer is also studied under the same condition. The results show that the maximum fringe visibility of the dual triangular phase grating interferometer increases with the phase shift increasing regardless of monochromatic or polychromatic illumination. Under monochromatic illumination, the maximum fringe visibility of dual $5\pi/2$ triangular phase gratings is about 21% higher than that of dual rectangular phase gratings. Under polychromatic illumination, the fringe visibility of dual $5\pi/2$ triangular phase gratings is at least 23% higher than that of dual rectangular phase gratings. Under polychromatic illumination, the greater the deviation of X-ray average energy from the grating design energy, the greater the decrease of maximum fringe visibility of the dual phase grating interferometer is. In addition, with the increase of the focal size of X-ray source, the maximum fringe visibility of the dual phase grating interferometer decreases, under polychromatic illumination. We hope that those results can be used as guidelines for designing and optimizing X-ray interferometer using dual triangular phase gratings.

Keywords: X-ray imaging, grating interferometer, triangular phase grating, fringe visibility

PACS: 87.59.-e, 87.64.mh, 07.60.Ly, 87.57.C-

DOI: 10.7498/aps.72.20230461

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11475170, U1532113, 11905041), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. JZ2022HG TB0244), and the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 2208085MA18).

[†] Corresponding author. E-mail: dywangzl@hfut.edu.cn

双三角形相位光栅X射线干涉仪的条纹可见度

陈子涵 宋梦齐 陈恒 王志立

Fringe visibility in X-ray interferometer using dual triangular phase gratings

Chen Zi-Han Song Meng-Qi Chen Heng Wang Zhi-Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 148701 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230461

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230461>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三角形结构中磁涡旋自旋波模式的研究

Study of magnetic vortex spin wave mode in triangular structures

物理学报. 2022, 71(19): 194703 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221128>

基于嵌套三角形包层结构负曲率太赫兹光纤的研究

Research on negative curvature terahertz fiber based on nested triangle structure cladding

物理学报. 2020, 69(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200457>

免分析光栅一次曝光相位衬度成像方法

Method of single exposure phase contrast imaging without analyser grating

物理学报. 2021, 70(2): 028701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201170>

磁控条件下激波冲击三角形气柱过程的数值研究

Numerical investigations of interactions between shock waves and triangular cylinders in magnetic field

物理学报. 2018, 67(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181127>

多普勒差分干涉仪干涉图信噪比对相位不确定度研究

A propagation of interferogram signal-to-noise (SNR) and phase uncertainty in Doppler asymmetric spatial heterodyne spectrometer

物理学报. 2020, 69(1): 014202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191179>

探测器对量子增强马赫-曾德尔干涉仪相位测量灵敏度的影响

Effect of detection efficiency on phase sensitivity in quantum-enhanced Mach-Zehnder interferometer

物理学报. 2018, 67(23): 234202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181193>