

菲涅耳波带板应用于聚变靶的高分辨 X 射线成像分析*

王晓方[†] 王晶宇

(中国科学技术大学近代物理系, 中国科学院基础等离子体物理重点实验室, 合肥 230026)

(2010 年 1 月 12 日收到; 2010 年 3 月 29 日收到修改稿)

在惯性约束核聚变研究中, 为了实现 $1\ \mu\text{m}$ 高空间分辨 keV-X 射线成像, 文中发展了菲涅耳波带板 (FZP) 直接成像的分析方法, 并通过数值计算研究了 FZP 的成像特性. 针对钛 K_{α} 线 (光子能量 4.51 keV, 波长 0.275 nm), 提出了 FZP 参数, 对制作技术的要求较低. 研究了靶尺度的影响. FZP 的有效视场使它能够对数毫米大尺度靶实现高分辨成像. 还研究了入射光的光谱带宽对成像的影响. FZP 的色差有助于单色成像, 但是带宽超过限度会导致像的反衬度降低. 这些结果表明 FZP 应用于聚变点火靶的高空间分辨 X 射线成像的能力, 也为应用提出了要求.

关键词: X 射线成像, 惯性约束核聚变, 菲涅耳波带板

PACS: 52.70.La, 52.57.-z, 42.79.Ci

1. 引言

激光驱动的惯性约束核聚变 (ICF), 靶球向心压缩的对称性要求非常高^[1], 不仅要求激光或 X 射线均匀辐照靶球, 而且要减小或抑制压缩过程中流体力学不稳定性. 例如, 瑞利-泰勒不稳定性会导致靶界面上材料混合, 甚至靶壳破裂, 破坏向心压缩. 为了监测靶球压缩的对称性, 研究流体力学不稳定性及其增长, 实验研究常采用背光照相方法, 即以光子能量在 keV 量级的 X 射线束作为探针光来透视高密度靶球, 再对靶球进行高分辨成像. 这些研究对 X 射线成像提出要求: $1\ \text{mm}$ 尺度的视场范围, $1\text{--}2\ \mu\text{m}$ 的空间分辨能力.

常用的 X 射线成像技术有针孔成像^[2]、反射镜成像^[3]、弯晶单色成像^[4]. 前者在技术上较容易实现, 且视场大, 但是空间分辨能力最好在 $5\text{--}10\ \mu\text{m}$, 收集角也较小^[2]. 后者具有较大收集角, 理论上空间分辨能力可以达到 $1\ \mu\text{m}$. 但是, 受元件表面加工的精度限制、掠入射像散等影响, 实际获得的视场为几百微米, 空间分辨能力为 $2\text{--}3\ \mu\text{m}$ ^[3-5]. 因

此, 有必要发展其他高分辨成像技术, 以获得更高空间分辨能力, 并兼顾较大视场.

随着半导体微电子技术的发展, X 射线光刻技术取得重大进展. 利用光刻技术制作的菲涅耳波带板 (FZP), 是迄今在 X 射线波段获得最高空间分辨的光学元件, 空间分辨能力可达 $10\ \text{nm}$ 量级^[6,7], 在 X 射线显微术中具有重要地位. FZP 成像采用正入射方式, 操作调节较容易, 也避免了掠入射导致的像散等不利因素. 在 X 射线波段, 半波带材料对 X 射线部分透射, 这样的 FZP 也称为相位型 FZP.

将 FZP 应用于 ICF 研究获得高分辨 X 射线成像, 近年来日本、法国开展了一些初步实验. 日本大阪大学激光工程研究所在背光照相实验中, 利用 FZP 直接成像方法, 获得了高空间分辨的 X 射线像, 分辨能力接近 $2\ \mu\text{m}$ ^[8]. 国内, 中国工程物理研究院激光聚变研究中心也进行了成像的初步实验研究^[9].

在 X 射线显微术中, 常采用同步辐射或单色 X 射线束照射样品, 样品被成像的区域也小^[6,7]. 因此, 过去的理论分析 FZP 的 X 射线成像, 例如 FZP 的空间分辨能力, 常采用夫朗禾费近似的衍射理

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2008AA8041206) 和中国科学院知识创新工程 (批准号: KJCXZ-YW-N28, KJCX2-YW-N36) 资助的课题.

[†] E-mail: wangl@ustc.edu.cn

论^[10,11],无需考虑 FZP 的视场. FZP 应用于 ICF 研究,有别于 X 射线显微术. 第一,光源的单色性不同. 无论是背光照相还是激光等离子体自发射的成像,光源的单色性都受限制. 入射到 FZP 的 X 射线具有一定带宽,或者是线谱与连续谱的混合. 美国劳伦斯利弗摩尔实验室曾利用单色的 X 射线激光与一定带宽的连续谱等离子体 X 射线,实验对照研究了 FZP 成像,观察到后者照射导致 FZP 分辨能力和像反衬度下降^[12]. 第二,成像物体的几何尺度不同. 在 ICF 研究中,需要对 1 mm 甚至 10 mm 尺度的靶成像. 对于这样大尺度的物体,在分析 FZP 的 X 射线成像特性时,不仅夫朗禾费近似,甚至菲涅耳近似也不适用. 第三,分辨能力的要求不同. 在 ICF 研究中,在满足大视场的同时,空间分辨能力要求在 1—2 μm 左右. 考虑到这些因素,FZP 应用于 ICF 研究,不仅对 FZP 的参数,而且实验条件如何影响 FZP 的成像,都需要做分析研究.

本文以 ICF 研究中对 1 mm 量级大尺度靶在 keV 能段的 X 射线成像实现 1 μm 高空间分辨为目标,发展了 FZP 成像分析的理论,通过数值计算系统地研究了 FZP 的成像特性. 针对钛 K_α 线(光子能量 4.51 keV,波长 0.275 nm),提出了 FZP 的参数. 首次考虑了靶尺度的影响,分析了 FZP 成像的视场. 还分析了入射光带宽对成像的影响. 有关方法和结果为 FZP 应用于大视场、高空间分辨 X 射线成像提供了理论基础.

2. FZP 成像原理与数值分析方法

X 射线背光透视和 FZP 对靶直接成像的原理如图 1 所示. X 射线探针光束照射靶,FZP 对靶成的像记录在像探测器上. 为了研究靶的大小、光谱带宽等参数对成像的影响,本文将靶视为非相干的扩展源,分析方法采用基本的惠更斯点扩展函数方法,即采用菲涅耳-基尔霍夫衍射公式^[13]来分析点光源经 FZP 后成像的强度分布.

设靶上 $P_0(x_0, y_0, z_0)$ 点微分面元为 dS 的点光源,在 $\lambda - \lambda + d\lambda$ 范围辐射的振幅为 $A_\lambda(P_0)$,经过面积为 Σ ,屏函数为 \tilde{t} 的衍射屏(即 FZP)后,在观察点 $P(x, y, z)$ 的振幅由菲涅耳-基尔霍夫衍射公式给出^[13]

$$U(P) = -\frac{iA_\lambda(P_0)}{2\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{\tilde{t}(Q)e^{ik(r+s)}}{rs} [\cos(\hat{n}\hat{r})$$

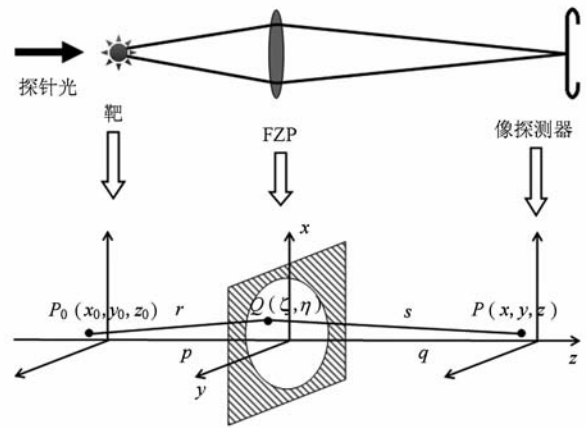


图 1 X 射线背光透视和 FZP 成像原理的示意图(上图),以及为了分析成像而定义的坐标系(下图) 成像系统的光轴(z 轴)经过 FZP 中心并与 FZP 法向平行

$$+ \cos(\hat{n}\hat{s})] d\Sigma, \quad (1)$$

式中积分区域 Σ 为 FZP, r, s 分别为 P_0 点到 FZP 表面某点 $Q(\zeta, \eta, 0)$, 以及 Q 点到观察点 P 的距离. $(\hat{n}\hat{r}), (\hat{n}\hat{s})$ 分别对应 FZP 法向与物方波矢,像方波矢的夹角. 在实际应用中,物点 P_0 和观察点 P 都靠近光轴, $(\hat{n}\hat{r}) \approx 0, (\hat{n}\hat{s}) \approx 0$. 因此 $\cos(\hat{n}\hat{r}) + \cos(\hat{n}\hat{s}) = 2$, (1) 式简化为

$$U(P) = -\frac{iA_\lambda(P_0)}{\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{\tilde{t}(Q) \cdot e^{ik(r+s)}}{rs} d\Sigma, \quad (2)$$

P 点的强度为 $|U(P)|^2$. 计入照射到 FZP 的 X 射线光谱带宽,靶上点光源对 P 点的贡献为强度的非相干叠加

$$I(P) = \int_{\lambda} |U(P)|^2 d\lambda. \quad (3)$$

FZP 的半波带外半径与主焦距(即 FZP 的一级衍射焦距)关系为

$$r_l = \sqrt{l\lambda f} \quad (l = 1, 2, \dots, N), \quad (4)$$

f 为 FZP 的主焦距,与第一半波带半径 r_1 关系为 $f = r_1^2/\lambda, \lambda$ 为入射 X 射线的真空波长(本文中,除特别说明外,取 $\lambda = 0.275$ nm). 本文取奇数次半波带(含 FZP 中央第一个半波带)为透明,偶数次半波带为 FZP 材料. 这样,FZP 对应的屏函数 \tilde{t} 为

$$\tilde{t} = \begin{cases} 1 & (\text{奇数次半波带}) \\ e^{-kd(\beta+\delta i)} & (\text{偶数次半波带}) \end{cases}, \quad (5)$$

式中 d 为 FZP 的厚度, $k = 2\pi/\lambda, \beta, \delta$ 取自文献[14],与 FZP 材料的复折射率 \tilde{n} 关系为 $\tilde{n} = 1 - \delta + i\beta$.

图 1 中, p, q 分别表示光轴上 FZP 到靶,像平面

的距离,即物距和像距. p, q, f 满足 FZP 的成像公式

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f}. \quad (6)$$

(2)–(6) 式为本文分析 FZP 成像的基本公式.

在非涅耳近似下,对(2)式可做进一步简化.按照图 1 定义的坐标系,有:

$$r = \sqrt{(x_0 - \zeta)^2 + (y_0 - \eta)^2 + p^2},$$

$$s = \sqrt{(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2 + q^2}.$$

式中 s 对 q 做展开

$$s = q + \frac{(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2}{2q}$$

$$- \frac{[(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2]^2}{8q^3} + \dots,$$

菲涅耳近似条件要求上式中第三项引入的相位差小于 $\frac{\pi}{2}$, 即

$$\frac{[(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2]^2}{8q^3} k \leq \frac{\pi}{2}. \quad (7)$$

这样, s 只保留前两项,得到

$$s = q + \frac{(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2}{2q}.$$

同理,对 r 做菲涅耳近似,得到

$$r = p + \frac{(x_0 - \zeta)^2 + (y_0 - \eta)^2}{2p}.$$

其次,(2)式的积分里, $\frac{1}{r} \approx \frac{1}{p}, \frac{1}{s} \approx \frac{1}{q}$. 这样,(2)式变为

$$U(P) = -\frac{iA_\lambda(P_0)}{\lambda} \cdot \frac{e^{ikp+q+\frac{x_0^2+y_0^2}{2p}+\frac{x^2+y^2}{2q}}}{pq} \cdot \iint_{\Sigma} \tilde{t}(Q)$$

$$\times e^{i\frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{p+q}{pq} \cdot (\xi^2+\eta^2)} e^{-i2\pi(\frac{qx_0+px}{\lambda pq} \xi + \frac{qy_0+py}{\lambda pq} \eta)} d\xi d\eta.$$

令 $\frac{\pi(p+q)}{\lambda pq} = a, \frac{qx_0+px}{\lambda pq} = b, \frac{qy_0+py}{\lambda pq} = c$, 上式简化为

$$U(P) = -\frac{iA_\lambda(P_0)}{\lambda} \cdot \frac{e^{ik(q+p+\frac{x_0^2+y_0^2}{2p}+\frac{x^2+y^2}{2q})}}{pq} \cdot \iint_{\Sigma} \tilde{t}(Q)$$

$$\times e^{ia \cdot (\xi^2+\eta^2)} e^{-i2\pi(b\xi+c\eta)} d\xi d\eta$$

$$= -\frac{iA_\lambda(P_0)}{\lambda} \cdot \frac{e^{ik(q+p+\frac{x_0^2+y_0^2}{2p}+\frac{x^2+y^2}{2q})}}{pq}$$

$$\times \text{FT}[\tilde{t} \cdot e^{ia \cdot (\xi^2+\eta^2)}], \quad (8)$$

式中 FT 表示二维傅里叶变换运算.

如果是平行光正入射到 FZP, $p \rightarrow \infty, q = f$, 在非涅耳近似下,得到

$$U(P) = -\frac{iA_\lambda(P_0)}{\lambda} \cdot \frac{e^{ik(q+\frac{x^2+y^2}{2q})}}{q} \cdot \iint_{\Sigma} \tilde{t}(Q)$$

$$\times e^{ia' \cdot (\xi^2+\eta^2)} e^{-i2\pi(b'\xi+c'\eta)} d\xi d\eta$$

$$= -\frac{iA_\lambda(P_0)}{\lambda} \cdot \frac{e^{ik(q+\frac{x^2+y^2}{2q})}}{q}$$

$$\times \text{FT}[\tilde{t} \cdot e^{ia' \cdot (\xi^2+\eta^2)}], \quad (9)$$

其中 $\frac{\pi}{\lambda q} = a', \frac{x}{\lambda q} = b', \frac{y}{\lambda q} = c'$.

当满足菲涅耳近似条件时,由(7)式可以得到对靶几何尺度的限制.因 FZP 的半径较小,(7)式中略去坐标 (ζ, η) , 有 $\frac{[x^2+y^2]^2}{8q^3} k \leq \frac{\pi}{2}$. 定义 FZP 成像的横向放大倍数 $M = q/p$. 由物点与像点的几何

对应关系有 $M^2 \sim x^2/x_0^2 \sim y^2/y_0^2$, 因此 $\frac{[x^2+y^2]^2}{8q^3} k \approx \frac{[x_0^2+y_0^2]^2 M^2}{8p^3} k$. 取 $\lambda = 0.275 \text{ nm}$, 若取 $M = 10, p \sim f$

($f = 178 \text{ mm}$), 那么要求靶的几何尺度 $\sqrt{x_0^2+y_0^2} \leq 0.75 \text{ mm}$. 因此,菲涅耳近似条件要求靶的几何尺度不能超过这一范围.在满足这一条件下,对(8)或(9)式进行快速傅里叶变换的数值计算,就可以得到 $U(P)$.

当对更大尺度靶成像时,菲涅耳近似条件不再满足,即(8)或者(9)式不再适用.在这种情况下,有必要对(2)式的积分直接进行数值计算,来获得 $U(P)$.

3. 结果与讨论

为了使 FZP 成像达到 $1 \mu\text{m}$ 的分辨能力,并考虑到 FZP 制作技术^[9,15], 本文建议的 FZP 参数如下: FZP 材料为金,厚度 d 为 900 nm , 直径 D 为 $140 \mu\text{m}$, 总半波带环数 N 为 100 , 第一环外半径 r_1 为 $7 \mu\text{m}$, 最外环半径 r_N 为 $70 \mu\text{m}$, 最外环宽度 Δr_{out} 为 $0.35 \mu\text{m}$. 对于波长为 0.275 nm 的 X 射线, FZP 主焦距 f 为 178 mm . 在 keV 能段, 由于半波带材料对 X 射线吸收小, 要求 FZP 具有较大的厚度. 本文选择的 FZP 厚度可以使 FZP 成的像占入射光能量接近最高效率^[11]. 选择的最外环宽度, 综合考虑了分辨能力和 FZP 制作的技术. 尽管最外环越窄, FZP 的空间分辨能力越高, FZP 的收集角也相应大些, 但是波带板厚度与最外环宽度之比(即高宽比)相应增大, 制作波带板的技术难度和成本也增加^[15]. 采用本文

的参数,高宽比约 2.6,较容易制作出高质量 FZP. 从下面结果将看到,使用这样的 FZP 已可使成像获得 $1\ \mu\text{m}$ 的空间分辨能力.

3.1. FZP 的空间分辨极限

空间分辨极限通常由瑞利判据给出. 为此,数值计算了平行光正入射时 FZP 的成像. 图 2 给出 $q = f$ 时 FZP 焦点位置像的强度分布. 可以看到,平行光经过 FZP 聚焦成很小光斑. 从强度峰值到第一极小值的宽度为 $0.43\ \mu\text{m}$, 对应的半角宽度 $\Delta\theta_{1/2} = 2.4 \times 10^{-6}\ \text{rad}$. 因此,按照瑞利判据,该 FZP 的最小分辨角为 $2.4 \times 10^{-6}\ \text{rad}$, 相应的空间分辨极限为 $\Delta r = f \cdot \Delta\theta_{1/2} = 0.43\ \mu\text{m}$.

在夫朗禾费近似下,解析理论^[10]给出,当 FZP 的半波带数 N 很大 ($N > 200$) 时, FZP 的最小分辨角为 $\Delta\theta_{1/2}^{\text{th}} = 1.22\lambda/D$, D 为 FZP 直径,空间分辨极限 $\Delta r^{\text{th}} = 1.22 \cdot \Delta r_{\text{out}}$, Δr_{out} 为 FZP 最外环半波带的宽度. 代入本文建议的 FZP 有关参数,得到 $\Delta\theta_{1/2}^{\text{th}} = 2.4 \times 10^{-6}\ \text{rad}$, $\Delta r^{\text{th}} = 0.43\ \mu\text{m}$, 与前面的数值计算结果符合. 这一结果说明,本文提出的 FZP 尽管只有 100 个半波带,但是分辨极限不受影响. 而且,前面已指出,在制作 FZP 时,选用较宽的半波带外环参数即较小的高宽比,更容易制作出高质量的 FZP.

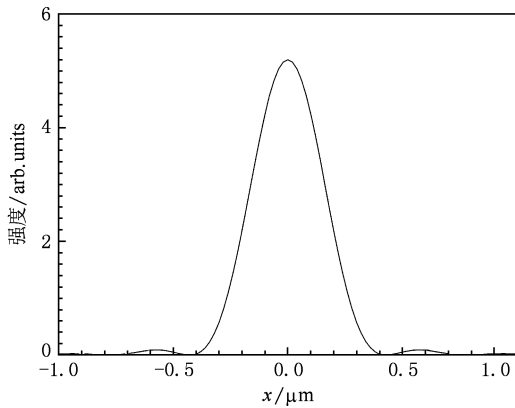


图2 平行光正入射时 FZP 焦点像沿 x 方向强度分布

3.2. FZP 成像的视场

FZP 应用于 ICF 靶的 X 射线成像,靶尺度和相关物理问题都要求成像系统的视场达到 1 mm 甚至更大. 因此,有必要考虑光源偏离光轴时对成像的影响. 本文通过计算偏离光轴不同位置的点光源经

过 FZP 的成像,来获得分辨率、视场等结果. 这里假设点光源是发射波长为 λ 的单色光源.

实际测量中通常要求 FZP 成放大的像. 作为典型情况,图 3 给出放大倍数 $M = 10$ 的结果. 其中,所取物距、像距分别为 $p = 1.1f, q = 11f$. 为了便于比较,图 3(a)中已将点光源离轴时的成像强度峰位置做了平移,使所有情况下像的强度峰值位于零点. 从图中可见,当点光源在轴上时,从像的强度峰值到第一极小位置的宽度为 $4.70\ \mu\text{m}$. 对应的半角宽度 $\Delta\theta_{1/2} = 2.4 \times 10^{-6}\ \text{rad}$, 与 3.1 节确定的最小分辨角一致. 在当前情况下, $p = 1.1f$, 因此对应的空间分辨能力为 $p \cdot \Delta\theta_{1/2} = 0.47\ \mu\text{m}$. 这一结果已经很接近该 FZP 的空间分辨极限(参见 3.1 节).

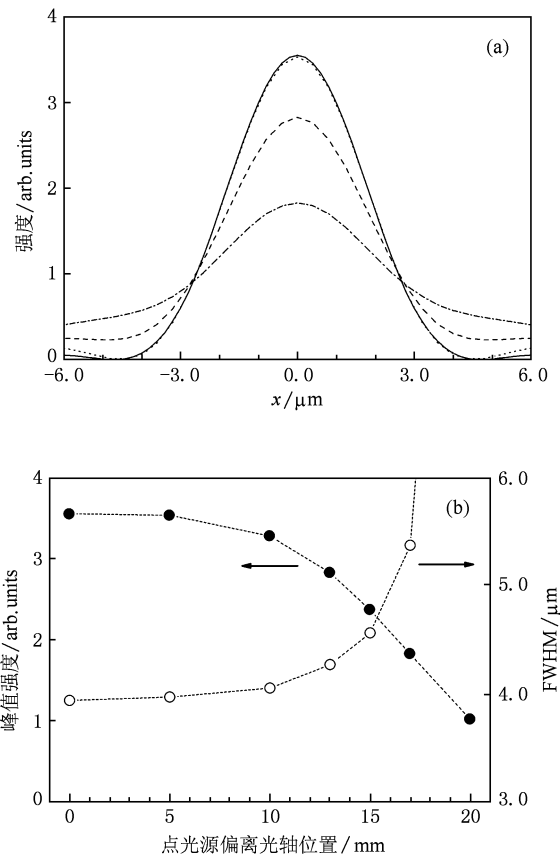


图3 点光源位置对 FZP 成像的影响 (a) 点光源沿 x 方向偏离光轴不同位置时, FZP 成像的强度分布,实线为源在光轴上,点线为偏离光轴 5 mm,虚线为偏离光轴 13 mm,虚点线为偏离光轴 17 mm; (b) 像的峰值强度和半高全宽度(FWHM)的变化

需要说明的是,空间分辨能力与放大倍数有关. 对 $M = 1$, 即 1:1 成像的计算表明,空间分辨能力为 $0.86\ \mu\text{m}$. 对于放大成像,空间分辨能力介于 $M = 1$ 情况和 3.1 节的分辨极限(相当于放大倍数无穷

大)之间.因此,前面 $M = 10$ 情况确定的分辨能力可以代表实际测量中放大成像的典型情况.

从图 3(a)可以注意到,当点光源偏离光轴一定程度后,像变得发散,即随着像峰值强度降低,像的翼部出现增强.在这种情况下,可通过比较像的峰值强度来确认成像质量.通常定义成像质量允许的允许范围是:与衍射极限情况(即点光源在光轴上时)相比,像的峰值强度下降不超过 20%^[13].另外,图 3(a)也显示,随着像的翼部增强,对应衍射极限强度分布的第一极小位置消失.在这种情况下,尽管空间分辨能力仍可借助瑞利判据给出^[13],但为简洁,可采用斯帕罗判据,即近似用像强度的半高全宽度(FWHM)对应的物方宽度来表征空间分辨能力(在衍射极限情况下,瑞利分辨极限与斯帕罗分辨极限之比约为 1.2).从图 3(a)和(b)可见,当点光源偏离光轴不大,例如当偏离达 5 mm 时,像的峰值强度和 FWHM 都几乎不变,说明成像质量和空间分辨能力都几乎没受影响.当点光源偏离光轴 13 mm 时,像的峰值强度下降到点光源在轴上时的 80%.相应地,像的 FWHM 从轴上时的 3.95 μm 增加到 4.27 μm ,增加不到 10%.因此,可以确认该 FZP 成像的有效视场相对于光轴为 ± 13 mm,即有效视场范围为 26 mm,对应的视角为 7.6°.在这一有效视场内,成像的空间分辨能力改变不大,仍接近分辨极限.对于惯性约束核聚变点火研究使用的靶^[1],其尺度约 10 mm.因此,该 FZP 的有效视场范围能够保证对这样大尺度聚变点火靶的高空间分辨成像.

当点光源更大地偏离光轴时,像的峰值强度进一步下降.例如图 3(a)中点光源偏离光轴 17 mm 时,像的峰值强度已经下降到点光源在轴上时的 51%,像的翼部也明显增强.显然,这会造成像的反衬度减小.图 3(b)表明,在点光源偏离光轴比较大时,随着像的峰值强度下降,像的 FWHM 也快速增加.反衬度减小和 FWHM 增加都会造成像质量降低.

3.3. FZP 的焦深

FZP 的焦深定义为偏离像平面位置的一定范围内,光轴上的强度下降不超过 20%.对于平面波入射, FZP 的焦深 $\Delta Z \approx \pm 2(\Delta r_{\text{out}})^2/\lambda$ ^[16].本文的 FZP 最外环较宽,代入有关数据得到 $\Delta Z = \pm 0.89$ mm,即 FZP 具有较大的焦深范围 $2|\Delta Z| = 1.78$ mm.这一范围与

本文的数值计算结果相符.在实际测量中,大的焦深范围使得靶或 FZP 的放置容易满足要求.

这一参数也决定了在实际测量中像探测器定位精度的要求.由成像公式(6),可以得到 $|\delta q/\delta p| \approx q^2/p^2 = M^2$.当 $\delta p \approx \Delta Z$,那么 $\delta q \approx M^2 \Delta Z$,由此可估算出探测器允许的放置范围为 $q \pm \delta q$.如果取 $M = 10$,则 $\delta q \approx 9$ cm.本文还做了数值计算,定量给出对于 $M = 10$,像的峰值强度下降 20%对应的像距范围是 $q = 11f - 12.8$ cm 到 $q = 11f + 9.3$ cm,与上面估算也较好符合.在 FZP 成像的实际测量中,很容易将像探测器放置在这一范围内.

3.4. 入射光的单色性

当入射光非单色,而具有一定光谱带宽,例如为 K_α 单色光与连续谱的混合,或为 K-壳层线辐射的组合,对 FZP 成像如何影响,本文也进行了模拟.假设入射光为多色光,中心波长为 $\lambda = 0.275$ nm,带宽为 $\lambda \pm \Delta\lambda/2$,在此范围谱密度不变.下面分析带宽参数 $\Delta\lambda/\lambda$ 取不同值时,位于轴上的点光源经 FZP 成像的情况.

图 4 给出放大倍数 $M = 10$,相同能量的单色光与带宽参数 $\Delta\lambda/\lambda$ 取不同值的多色光分别入射时, FZP 成像的强度分布.结果显示带宽增加到一定值后,像的峰值强度下降,翼部增强,从而减小像的反衬度.图 4(b)给出像的峰值强度和 FWHM 随带宽参数的变化.相对于单色光成像,多色光的带宽参数增加到 $\Delta\lambda/\lambda = 1.75\%$ 时,像的峰值强度降低到 80%.而相应地,像的 FWHM 从 3.95 μm 仅增加到 4.00 μm ,几乎没有改变.这一结果说明,入射光带宽对成像的影响主要是通过减小反衬度来降低成像质量.因此,采用多色光入射,如果带宽参数小于 1.75%,FZP 的成像质量能够得到保证.

同等能量下单色光和多色光入射,随着后者带宽增加造成 FZP 成像的峰值强度降低,这实际上是 FZP 的色差性质决定的.从波带板成像公式(6)和焦距公式 $f = r_1^2/\lambda$ 知道,对于给定物距和像距,只有波长 λ 及其附近的光才能成像到 $q = q(\lambda)$ 这一像距位置.对于其他波长,将成像到其他位置,因此其他波长的像在这一像距位置是发散的.本文的数值计算给出,在入射光能量相等的情况下,对于某一单色光,当其波长偏离 λ 约 0.5% 时,该波长成像的峰值强度就下降到波长为 λ 时的 80%.而前面得到,对于多色光入射,像峰值强度下降到 80% 对应

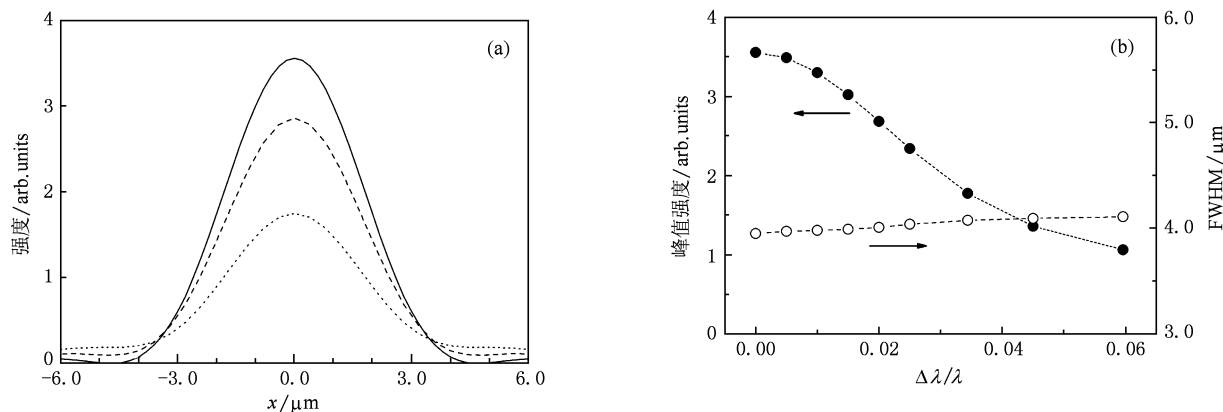


图4 λ 射光的光谱带宽对 FZP 成像的影响 (a) 单色光与一定带宽的多色光入射时 FZP 成像的强度分布, 实线为单色光, 虚线为 $\Delta\lambda/\lambda = 1.75\%$, 点线为 $\Delta\lambda/\lambda = 3.5\%$; (b) 像的峰值强度和半高全宽度随 $\Delta\lambda/\lambda$ 的变化

的带宽参数 $\Delta\lambda/\lambda = 1.75\%$. 这说明, 对于多色光成像, 对像的贡献来自于波长 λ 及其附近的光. 因此, 在多色光入射情况下, FZP 的色差使得探测器接收的像实质上是 λ 及其附近波长的贡献, 即 FZP 具有较好的单色成像能力.

4. 结 论

本文发展了 FZP 成像的分析方法, 考虑了靶尺度较大、菲涅耳近似条件不能满足的情况. 以 Ti- K_{α} 线为中心波长, 系统地研究了 FZP 的 X 射线成像特性. 提出的 FZP 最外环宽度为 $0.35 \mu\text{m}$, 技术上容易制作出高质量 FZP 元件. 该 FZP 成像的空间分辨率

限达到 $0.43 \mu\text{m}$. 分析结果表明, 对于 10 倍放大成像, 在 FZP 的 26 mm 有效视场或 7.6° 视角内, 成像的空间分辨能力都接近分辨极限. 这样大的有效视场使得 FZP 可以对 10 mm 尺度核聚变点火靶实现高空间分辨成像. 当入射光是连续谱但是带宽参数小于 1.75% 时, FZP 仍然可以实现高质量成像. 而 FZP 的色差效应使其成像具有较好的单色性. 本文的有关方法和结论对 FZP 应用于聚变靶、激光等离子体或其他 X 射线源 (例如 K_{α} 源) 的高空间分辨成像具有指导意义.

魏来参加了部分工作. 工作中还与田扬超、董建军、曹磊峰等进行了讨论. 在此一并致谢.

- [1] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Sute L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [2] Xiang Z L, Yu C X 1982 *High Temperature Plasma Diagnostics* (vol. 2) (Shanghai: Shanghai Science and Technology Press) pp206—207 (in Chinese) [项志遴、俞昌旋 1982 高温等离子体诊断技术(下册) (上海: 上海科学技术出版社) 第 206—207 页]
- [3] Marshall F J, Bennett G R 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 617
- [4] Aglitskiy Y, Lehecka T, Obenschein S, Bodner S, Pawley C, Gerber K, Sethian J, Brown C M, Seely J, Feldman U, Holland G 1998 *Appl. Opt.* **37** 5253
- [5] Koch J A, Aglitskiy Y, Brown C, Cowan T, Freeman R, Hatchett S, Holland G, Key M, MacKinnon A, Seely J, Snavely R, Stephens R 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 2130
- [6] Chao W, Harteneck B D, Liddle J A, Anderson E H, Attwood D T 2005 *Nature* **435** 1210
- [7] Tian Y C, Li W, Chen J, Liu L, Liu G, Tkachuk A, Tian J, Xiong Y, Gelb J, Hsu G, Yun W 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 103708
- [8] Azechi H, Tamari Y, Shiraga H 2003 *Institute of Laser Engineering Annual Reports* (Osaka: Osaka University) p100
- [9] Dong J J, Cao L F, Chen M, Xie C Q, Du H B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3044 (in Chinese) [董建军、曹磊峰、陈铭、谢常青、杜华冰 2008 物理学报 **57** 3044]
- [10] Stigliani D J, Mitra R, Semonin R G 1967 *J. Opt. Soc. Am.* **57** 610
- [11] Kirz J 1974 *J. Opt. Soc. Am.* **64** 301
- [12] DaSilva L B, Trebes J E, Mrowka S, Barbee T W, Brase J, Koch J A, London R A, MacGowan B J, Matthews D L, Minyard D, Stone G, Yorkey T, Anderson E, Attwood D T, Kern D 1992 *Opt. Lett.* **17** 754
- [13] Born M, Wolf E 2001 *Principles of Optics* (7th edition) (Cambridge: Cambridge University Press) pp421—491

- [14] Henke B L, Gullikson E M, Davis J C 1993 *At. Data Nucl. Data Tables* **54** 181
- [15] Chen J, Liu L H, Liu G, Tian Y C 2007 *Opt. Prec. Engin.* **15** 1894 (in Chinese) [陈洁、柳龙华、刘刚、田扬超 2007 光学精密工程 **15** 1894]
- [16] Attwood D (Translated by Zhang J) 2003 *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Beijing: Science Press) p352 (in Chinese) [阿特伍德 D. 著 张杰译 2003 软 X 射线与极紫外辐射的原理和应用 (北京: 科学出版社) 第 352 页]

Analysis of high-resolution X-ray imaging of an inertial-confinement-fusion target by using a Fresnel zone plate*

Wang Xiao-Fang[†] Wang Jing-Yu

(Key Laboratory of Basic Plasma Physics of Chinese Academy of Sciences, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 12 January 2010; revised manuscript received 29 March 2010)

Abstract

Aiming at 1 μm high resolution in imaging an inertial confinement fusion (ICF) target, a method is developed for analyzing the direct imaging by a Fresnel zone plate (FZP), and numerical calculations are carried out to study the FZP imaging characteristics in the keV X-ray range. For the Ti K_{α} line (photon energy 4.51 keV, wavelength 0.275 nm), the FZP parameters are suggested, for which the technical requirement of fabricating the outmost zone is relatively low. The influence of the target size on the imaging is studied for the first time. It is shown that the FZP has a large effective field of view and the image quality can be guaranteed even for a target of several millimeters. The influence of the spectral bandwidth of a polychromatic incident light on the imaging is also studied. Monochromatic imaging can be obtained due to the achromatic property of the FZP. However, if the bandwidth is larger than a certain limit, the image contrast will be degraded. These results indicate the feasibility of applying an FZP in high-resolution X-ray imaging of an ICF ignition target and put forward the requirements as well.

Keywords: X-ray imaging, inertial confinement fusion, Fresnel zone plate

PACS: 52.70.La, 52.57.-z, 42.79.Ci

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2008AA8041206) and the Program of Knowledge Innovation of Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. KJCX2-YW-N28, KJCX2-YW-N36).

[†] E-mail: wang1@ustc.edu.cn