

# 用部分相干光衍射理论研究光栅成像系统

邓 健 王晓方 张正泉

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 对可用于研究 X 射线源光谱特性的光栅成像系统进行了研究, 运用部分相干光成像理论对系统的成像性质和传递函数进行分析, 指出像面上的光强分布正比于光栅复振幅透过率函数的自相关函数的傅里叶变换与光源在接收面上的几何投影像之间的卷积, 并进一步求得光栅成像系统的传递函数正比于光栅透过率的自相关函数。最后提出了一种实验技术与数值模拟相结合的解谱方法。

**关键词** 部分相干光, 软 X 射线光谱, 解谱分析。

## 1 引 言

激光等离子体在软 X 射线波段内的发射特性与激光等离子体动力学行为有着密切的联系; 对软 X 射线发射特性的研究, 在讨论激光等离子体能量输运中也有着重要的地位<sup>[1, 2]</sup>。此外, 通过研究 X 射线波段内的辐射特性也可以求解出等离子体的辐射温度<sup>[3, 4]</sup>, 后者正是间接驱动惯性约束聚变研究中的重要参量。为了得到大光谱范围内的软 X 射线光谱, 实验上常常采用透射光栅谱仪作光谱分辨元件<sup>[5, 6]</sup>。Schnopper 讨论过 1000 l/mm 的光栅在超紫外和软 X 射线区的衍射效率, 并用波动光学理论推导出各衍射极大的强度比值<sup>[7]</sup>。Swing 讨论了针孔像机的传递函数, 用部分相干光衍射理论计算一维振幅型黑白光栅的衍射特性<sup>[8]</sup>。本文把问题推广到更普遍的情况, 考虑了普遍情况的二维光栅。

## 2 光栅成像的衍射理论

### 2.1 部分相干光衍射理论

光栅成像的原理图如图 1 所示。 $\zeta-\eta$  面为物面,  $x-y$  面为光栅平面,  $O$  点为此平面的坐标原点,  $x_0-y_0$  面为像接收面。光栅  $\Sigma$  经物面上的平面准单色扩展光源  $\sigma$  照明, 并衍射成像于像面。首先考虑一条 X 光谱线  $\lambda$  的衍射情况。由于等离子体产生的 X 光相干度较差, 不能再使用平面波单色源模型, 所以在此考虑普通的情况, 即扩展光源是部分相干的。采用傅里叶光学中的部分相干光衍射理论来分析这一问题。

设扩展光源的光强分布为  $I(\zeta, \eta)$ , 光源平面上两点  $P_1$ 、 $P_2$  的光强分别为  $I(P_1)$  和  $I(P_2)$ 。对于非相干光源, 两个不同点的发光是相互独立的, 其光振动是统计无关的, 因此可

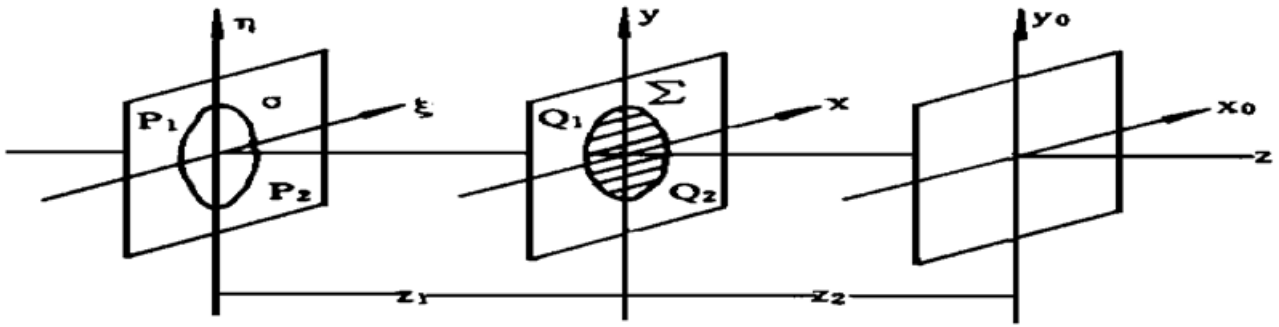


Fig. 1 Sketch of the grating imaging system

合理地认为互强度取如下形式

$$\Gamma''(P_1, P_2) = I(P_1)\delta(P_1, P_2) \quad (1)$$

光传播  $z_1$  距离到达光栅前表面时, 前表面上任意两点  $Q_1(x_1, y_1)$ 、 $Q_2(x_2, y_2)$  的复空间相干度由傍轴近似下的范西特-泽尼克定理给出<sup>[9]</sup>, 即正比于光源强度分布的归一化傅里叶变换

$$\mu(x_1, y_1, x_2, y_2) = \frac{\exp(i\psi) \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) \exp[-j \frac{2\pi}{\lambda z_1} (\zeta \Delta x + \eta \Delta y)] d\zeta d\eta}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta} \quad (2)$$

式中

$$\Delta x = x_1 - x_2, \quad \Delta y = y_1 - y_2 \quad (3)$$

$$\psi = (k/2z_1) [(x_1^2 + y_1^2) - (x_2^2 + y_2^2)] \quad (4)$$

由于成像平面上记录的是光的强度, 而作快速振荡的二次位相因子  $\exp(j\psi)$  并不影响成像平面上衍射条纹的对比度。数值模拟也表明, 对任意波长的光, 此因子考虑与否对结果没有贡献。因此可以忽略  $\exp(i\psi)$ , 把(2)式写成

$$\mu(x_1, y_1, x_2, y_2) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) \exp[-j \frac{2\pi}{\lambda z_1} (\zeta \Delta x + \eta \Delta y)] d\zeta d\eta}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta} = \mu(\Delta x, \Delta y) \quad (5)$$

入射光透射过光栅时互强度受到光栅的调制, 其影响可由光栅的复振幅透过率函数  $t(x_1, y_1)$  描述。现在来求透射光传播  $z_2$  距离后在像面上的光强。设  $r_1, r_2$  分别为光栅平面上两点  $Q_1(x_1, y_1)$  和  $Q_2(x_2, y_2)$  到接收平面上像点  $(x_0, y_0)$  的距离, 由部分相干光衍射理论, 接收像面上的光强分布为

$$I(x_0, y_0) = \frac{1}{\lambda^2 z_1^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \iiint \mu(\Delta x, \Delta y) \times t(x_1, y_1) t^*(x_2, y_2) \{ \exp[jk(r_1 - r_2)] / \lambda^2 r_1 r_2 \} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \quad (6)$$

此式将用来讨论系统的成像性质和传递函数。

## 2.2 成像系统的传递函数

在傍轴近似下, (6)式可化简为

$$\begin{aligned}
 I(x_0, y_0) = & \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \iiint \mu(\Delta x, \Delta y) \\
 & \times t(x_1, y_1) t^*(x_2, y_2) \exp \{-j(2\pi/\lambda z_2)[x_0(x_1 - x_2) + y_0(y_1 - y_2)]\} \\
 & \times \exp \{j(\pi/\lambda z_2)[(x_1^2 + y_1^2) - (x_2^2 + y_2^2)]\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \quad (7)
 \end{aligned}$$

基于同上的原因, 此处的二次位相因子  $\exp \{j \frac{\pi}{\lambda z_2} [(x_1^2 + y_1^2) - (x_2^2 + y_2^2)]\}$  也可以忽略, 于是(7)式可写成

$$\begin{aligned}
 I(x_0, y_0) = & \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \iiint t(x_1, y_1) t^*(x_1 - \Delta x, y_1 - \Delta y) \\
 & \times \mu(\Delta x, \Delta y) \exp \{-j(2\pi/\lambda z_2)[x_0 \Delta x + y_0 \Delta y]\} dx_1 dy_1 d\Delta x d\Delta y \quad (8)
 \end{aligned}$$

若引入光栅透过率的自相关函数

$$\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} t(x_1, y_1) t^*(x_1 - \Delta x, y_1 - \Delta y) dx_1 dy_1 \quad (9)$$

并把(5)式代入(8)式, 则(8)式可简化为

$$\begin{aligned}
 I(x_0, y_0) = & \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \\
 & \times \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\Delta x, \Delta y) \mu(\Delta x, \Delta y) \exp \{-j \frac{2\pi}{\lambda z_2} [x_0 \Delta x + y_0 \Delta y]\} d\Delta x d\Delta y \quad (10)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 = & \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\Delta x, \Delta y) \exp \{-j \frac{2\pi}{\lambda z_2} [x_0 \Delta x + y_0 \Delta y]\} d\Delta x d\Delta y \\
 & \times \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) \exp \{-j \frac{2\pi}{\lambda z_1} [\zeta \Delta x + \eta \Delta y]\} d\zeta d\eta \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 = & \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \\
 & \times \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\Delta x, \Delta y) \exp \{-j \frac{2\pi}{\lambda} [(\frac{x_0}{z_2} + \frac{\zeta}{z_1}) \Delta x + (\frac{y_0}{z_2} + \frac{\eta}{z_1}) \Delta y]\} d\Delta x d\Delta y \quad (12)
 \end{aligned}$$

为求成像系统的传递函数, 先考虑能否把像面上的光强表示为物面上的光强与某一函数的叠加积分

$$I(x_0, y_0) = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) h(x_0, y_0) d\zeta d\eta \quad (13)$$

若系统的成像满足上述关系,  $h(x_0, y_0)$  即称为系统的脉冲响应函数, 其傅里叶变换  $H(\alpha, \beta)$  即是系统的传递函数。比较(13)式与(14)式, 可见系统的脉冲响应函数为

$$h(\frac{x_0}{z_2} + \frac{\zeta}{z_1}, \frac{y_0}{z_2} + \frac{\eta}{z_1}) = \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)$$

$$\times \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \left( \frac{x_0}{z_2} + \frac{\zeta}{z_1} \right) \Delta x + \left( \frac{y_0}{z_2} + \frac{\eta}{z_1} \right) \Delta y \right] \right\} d\Delta x d\Delta y \quad (14)$$

系统的传递函数即是

$$H(\alpha, \beta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h\left(\frac{x_0}{z_2} + \frac{\zeta}{z_1}, \frac{y_0}{z_2} + \frac{\eta}{z_1}\right) \exp[-j2\pi(\alpha x_0 + \beta y_0)] dx_0 dy_0 \quad (15)$$

注意(14)式中  $\exp(-j2\pi\zeta\Delta x/\lambda z_1)$  和  $\exp(-j2\pi\eta\Delta y/\lambda z_1)$  对积分只引起一个相移, 这个贡献可忽略不计。并利用  $\delta$  函数的傅里叶逆变换得到

$$H(\alpha, \beta) = \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\Delta x, \Delta y) d\Delta x d\Delta y \times \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-j2\pi\left[\left(\alpha + \frac{\Delta x}{\lambda z_2}\right)x_0 + \left(\beta + \frac{\Delta y}{\lambda z_2}\right)y_0\right]\right\} dx_0 dy_0 \quad (16)$$

$$H(\alpha, \beta) = (1/\lambda^2 z_1^2) \mathcal{F}(-\lambda z_2 \alpha, -\lambda z_2 \beta) \quad (17)$$

可见, 对于准单色光入射, 系统的传递函数正比于光栅透过率的自相关函数。

### 2.3 系统成像的卷积表达式

现在继续从(10)式出发, 研究像面上的光强分布。(10)式可化简为

$$I(x_0, y_0) = \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \right] \mathcal{F}[\mu(\Delta x, \Delta y) \mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)] \quad (18)$$

$$= \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \right] \mathcal{F}[\mu(\Delta x, \Delta y)] * \mathcal{F}[\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)] \quad (19)$$

$$f_x = (x_0/\lambda z_2), \quad f_y = (y_0/\lambda z_2)$$

可见, 衍射图样的强度分布是光栅复振幅透过率函数的自相关函数  $\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)$  与光栅前表面处入射光复空间相干度  $\mu(\Delta x, \Delta y)$  的傅里叶变换的卷积。为了使意义更加明显, 上式还可进一步简化。考虑到(5)式, 上式变成

$$I(x_0, y_0) = \frac{1}{\lambda^4 z_1^2 z_2^2} \left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \right] \mathcal{F}[\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)] * \left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda z_2} (x_0 \Delta x + y_0 \Delta y)\right] \mu(\Delta x, \Delta y) d\Delta x d\Delta y \right] \quad (20)$$

$$= (1/\lambda^4 z_1^2 z_2^2) \mathcal{F}[\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)] * \left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \left( \frac{\zeta}{z_1} + \frac{x_0}{z_2} \right) \Delta x + \left( \frac{\eta}{z_1} + \frac{y_0}{z_2} \right) \Delta y \right]\right\} d\Delta x d\Delta y \right] \\ = (1/\lambda^2 z_2^2) \mathcal{F}[\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)] * I[-(z_1/z_2)x_0, -(z_1/z_2)y_0] \quad (21)$$

于是得到像面上光强分布的一个简单表达式

$$I(x_0, y_0) = (1/\lambda^2 z_2^2) \mathcal{F}[\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)] * I_g(x_0, y_0) \quad (22)$$

显然, 以像平面上的坐标  $(x_0, y_0)$  为宗量的光强分布

$$I_g(x_0, y_0) = I[-(z_1/z_2)x_0, -(z_1/z_2)y_0] \quad (23)$$

正是物平面上的光源光强分布  $I(\zeta, \eta)$  通过光栅平面原点  $O$  在像面上的几何投影。因此, (22)式表明, 像平面上的光强分布正比于光栅的复振幅透过率函数的自相关函数  $\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)$  的傅里叶变换与光源在接收面上的几何投影像  $I_g(x_0, y_0)$  之间的卷积。

考虑到(9)式, 根据傅里叶变换中的自相关定理, 有

$$\mathcal{F}[\mathcal{F}(\Delta x, \Delta y)] = |\mathcal{A}t(x_1, y_1)|^2 \quad (24)$$

定义光栅衍射分布函数

$$T(x_0, y_0) = |\mathcal{A}t(x_1, y_1)|^2 \quad (25)$$

$$f_x = (x_0/\lambda z_2), \quad f_y = (y_0/\lambda z_2)$$

于是得到(22)式的另一个等价表达式

$$I(x_0, y_0) = (1/\lambda^2 z_2^2) T(x_0, y_0) * I_g(x_0, y_0) \quad (26)$$

此式把像面上、物面上的光强和光栅衍射分布函数直接联系起来。在对光栅系统成像分析中, 通常首先假设光源的扩展导致其真实光谱在波长域的展宽, 于是光源的谱分布是其真实光谱和一个线型函数的卷积<sup>[4]</sup>, 这一源光谱经光栅的色散分光 and 衍射成像后, 在像面上得到一个各衍射级次相互交叠的强度叠加分布, 最终为记录介质所记录。而本文的推导表明, 可把因光源扩展而导致的光谱加宽直接归并到像面上接收到的衍射条纹的扩展里, 而不必如上所述归并到波长域的加宽中。此外, (26)式对图 1 所示的光栅成像系统具有普遍意义, 对扩展光源任一波长的成像都适用。当过渡到平行光入射时, 或当  $I_g(x_0, y_0)$  的线度比  $T(x_0, y_0)$  的线度小得多时(这一点在可见光成像时是常常满足的),  $I_g(x_0, y_0)$  近似可看成  $\delta$  函数, 于是卷积的结果使成像强度的轮廓完全由光栅确定。但在 X 光衍射实验中, 上述两点都不成立(见下文), 因此必须考虑由光源扩展带来的光谱加宽, 像的强度轮廓宽度是  $T(x_0, y_0)$  和  $I_g(x_0, y_0)$  宽度之和。

### 3 计算模拟及讨论

设光栅半径为  $R_2$ , 条纹宽度为  $a$ , 间距为  $d$ , 条纹平行于  $x$  轴且相对于  $y$  轴对称。为简单起见只考虑黑白光栅

$$t(x, y) = \left[ \left| \text{rect} \left[ \frac{y - d/2}{a} \right] + \text{rect} \left[ \frac{y + d/2}{a} \right] \right| * \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(y - 2nd) \right] \text{circ} \left( \frac{r}{R_2} \right) \quad (27)$$

经计算, 光栅衍射分布函数为

$$T(x_0, y_0) = \left( \frac{a}{d} \pi R_2^2 \right)^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \text{sinc}^2 \left( \frac{a}{d} n \right) \left[ \frac{2J_1 \left[ \frac{2\pi R_2}{\lambda z_2} \sqrt{x_0^2 + \left( y_0 - \frac{\lambda z_2}{d} n \right)^2} \right]}{\frac{2\pi R_2}{\lambda z_2} \sqrt{x_0^2 + \left( y_0 - \frac{\lambda z_2}{d} n \right)^2}} \right]^2 \quad (28)$$

上式即是平行光照明时, 在像面上得到的衍射条纹的强度分布,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  对应 0 级,  $\pm 1$  级,  $\pm 2$  级衍射条纹。从上式可知, 光栅条纹参数决定各级次的位置和强度比值, 在  $y_0$  轴上, 第  $m$  级衍射条纹分别在  $(x_0)_m = m\lambda z_2/d$  处, 即由光栅方程决定。相邻两衍射条纹的间距为  $D_1 = \lambda z_2/d$ , 光栅孔径参数则决定各级次的宽度。每条衍射条纹的宽度为  $D_2 = 0.61\lambda z_2/R_2$ 。光谱分辨率为  $\Delta\lambda = 0.61\lambda d/mR_2$ 。这些都是在经典光学中熟知的知识。在观测 X 射线源的衍射光谱时, 若取  $\lambda \sim 5 \text{ nm}$ ,  $z_1 \sim 15 \text{ cm}$ ,  $z_2 \sim 30 \text{ cm}$ ,  $a = d/3$ ,  $d \sim 1 \mu\text{m}$ ,  $R_2 \sim 12.5 \mu\text{m}$ , 则条纹半宽度为  $D_1 = 73 \mu\text{m}$ ,  $D_2 = 0.146 \text{ mm}$ 。可见与条纹宽度相比, 各级衍射条纹分得很开。一级光谱分辨率可达  $0.244 \text{ nm}$ 。

在研究 X 射线的光谱特性时必须考虑光源的线度, 因为激光打靶产生的 X 光源线度是

几十微米的量级。假设 X 光源是圆对称的, 取半径  $R_1 \sim 40 \mu\text{m}$ , 则像面上的几何投影约为  $80 \mu\text{m}$ , 与条纹半宽度为同一量级。取上述的结构参数, 对光源为均匀亮度的圆形光斑

$$I(\zeta, \eta) = I_0 \text{circ} \left[ \sqrt{\zeta^2 + \eta^2} / R_1 \right] \quad (29)$$

或高斯型强度分布

$$I(\zeta, \eta) = I_0 \exp \left[ - (\zeta^2 + \eta^2) / R_1^2 \right] \quad (30)$$

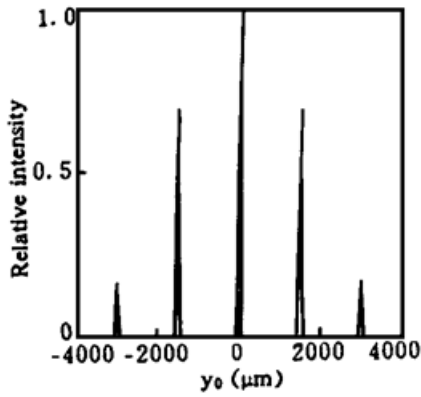


Fig. 2 Relative intensity of  $T(x_0, y_0)$

两种情况进行了计算。图 2 显示了  $T(x_0, y_0)$  的前几个极大的分布。其零级、一级、二级主极大的强度比值为  $1 \cdot 0.684 \cdot 0.171$ , 各级极大的半高全宽约  $61.77 \mu\text{m}$ 。从图中还可看到各级主极大之间的次极大。图 3(a)、(b) 是分别针对光源强度分布为 (29)、(30) 式计算得的像面衍射条纹的分布。半高全宽分别为  $155.8 \mu\text{m}$  和  $133.21 \mu\text{m}$ , 清楚地表明卷积带来的展宽; 相应的一级光谱分辨率不小于  $0.52 \text{ nm}$  和  $0.44 \text{ nm}$ 。而且由于卷积的“抹平”效应, 次极大已看不到。计算证实了光源的扩展导致像面衍射条纹展宽, 从而将降低系统的光谱分辨率; 它对衍射条纹的位置、相邻两衍射条纹的间距及强度比值没有影响。如图所示的强度分布都是沿  $y_0$  轴计算而得的。

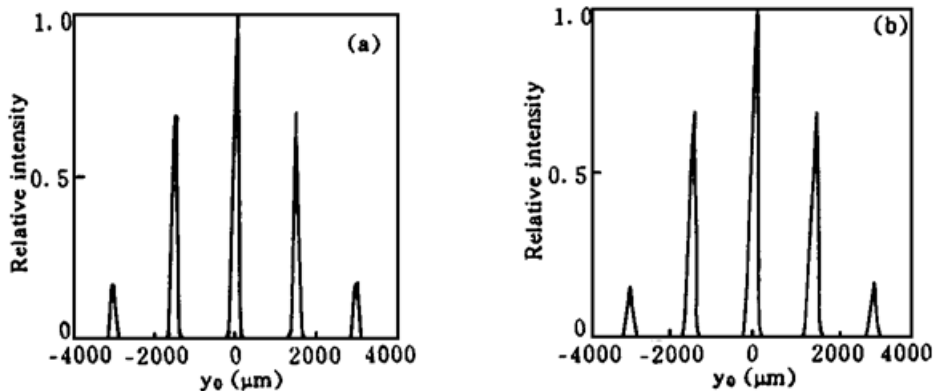


Fig. 3 Relative intensity of the convolved distribution on image plan, (a) with the distribution on object plan being the form of (31), (b) with the distribution on object plan being the form of (32)

#### 4 光栅成像的解谱分析

以上考虑的是单一波长的衍射; 实际的 X 光源含有较多的光谱线 ( $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_m$ ), 因此在像面上测得的也往往是各波长叠加而成的带状光谱。令其真实光谱分布为  $g(\lambda)$ , 则(26)式推广为各条光谱线的衍射光强  $I_i(x_0, y_0; \lambda_i)$  的叠加

$$\begin{aligned} I(x_0, y_0) &= \sum_i g(\lambda_i) I_i(x_0, y_0; \lambda_i) \\ &= \left[ \sum_i g(\lambda_i) \frac{1}{\lambda_i^2 z_2^2} T(x_0, y_0; \lambda_i) \right] * I_g(x_0, y_0) \end{aligned} \quad (31)$$

假设各波长在  $\zeta - \eta$  面上的分布是一样的。测量 X 光源的线度有多种办法<sup>[10]</sup>, 假定光源的强度分布取(29)式或(30)式的形式, 则通过(31)式的反卷积计算, 根据  $I(x_0, y_0)$  和  $I_g(x_0, y_0)$  求得等式右边第一项, 即消除源加宽的光谱分布。这一分布中, 较小波长的高级谱可能会与较大波长的低级谱相交叠, 采用文献[6]的去叠级办法, 再在实验测定  $T(x_0, y_0; \lambda_i)$  的基础上, 最终求得源的真实谱  $g(\lambda)$ , 获得源的信息。

综上所述, 在等离子体软 X 射线源的光栅成像中, 源加宽表现光源光强分布在像面上的

几何投影以卷积的方式参与像面衍射条纹的展宽。这一结论正确与否,有待实验的更深入检验。

### 参 考 文 献

- [1] T. Mochizuki, T. Yabe, K. Okada *et al.*, Atomic number dependence of soft-X-ray emission from various targets irradiated by a 0.53- $\mu\text{m}$ -wavelength laser. *Phys. Rev.*, 1986, **A33**(11): 525~ 539
- [2] W. M. Ceglio, R. L. Kauffman *et al.*, Time-resolved X-ray transmission grating spectrometer for studying laser-produced plasmas. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(2): 318~ 327
- [3] R. Sigel, R. Pakula, S. Sakabe *et al.*, X-ray generation in a cavity heated by 1.3 or 0.44  $\mu\text{m}$  laser light. III. Comparison of the experimental results with theoretical predications for X-ray confinement. *Phys. Rev.*, 1989, **A38**(11): 5779~ 5785
- [4] 张正泉, 侯先斌, 王晓方等, 针孔透射光栅用于等离子体辐射温度的测量. 中国激光, 1995, **A22**(12): 909~ 912
- [5] 王晓方, 陈时胜, 徐至展等, 针孔透射光栅谱仪用于激光等离子体研究. 物理学报, 1990, **39**(5): 764~ 769
- [6] 李跃林, 王晓方, 徐至展等, 用透射光栅光谱仪求解原子的真实发射光谱. 中国激光, 1991, **18**(5): 348~ 352
- [7] H. W. Schnopper, L. P. Van Speybroeck, J. P. Delvaille *et al.*, Diffraction grating transmission efficiencies for XUV and soft x rays. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(4): 1088~ 1091
- [8] Richard E. Swing, Dennis P. Rooney, General transfer function for the pinhole camera. *J. Opt. Soc. Am.*, 1968, **58**(5): 629~ 635
- [9] J W. 顾德门, 统计光学. 科学出版社, 1992: 190~ 192
- [10] 郭玉彬, 李福田, 小型激光等离子体软 X 射线源辐射特性研究. 中国激光, 1995, **A22**(7): 533~ 536

## Study of Grating Imaging System Using Theory of Partial Coherence

Deng Jian      Wang Xiaofang      Zhang Zhengquan

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

(Received 18 March 1996; revised 28 May 1996)

**Abstract** The grating imaging system which could be used in X-ray spectrum characterization is studied. By using the theory of partial coherence, the imaging quality and the system transfer function are analysed. A new method for solving the spectrum is proposed.

**Key words** partial coherence, soft X-ray spectrum, spectrum resolution.