

衍射相关和 Lau 干涉

刘 立 人

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1985 年 11 月 15 日收到

提 要

本文用离轴傅里叶变换系统的模型和非涅耳衍射理论分析了衍射受限下的离焦相关器的系统特性,证明是第一模板和第二模板衍射像之间的强度相关积分.推导了衍射相关器作为测量相位物体的干涉仪的一般理论,这时要求编码板函数能衍射自成像并且相关函数为周期性函数.讨论了平行光栅作为编码板时的干涉仪的横向剪切干涉特性,给出了实验结果.

本文还证明了衍射相关器是推广到任何平面物体在任何观察距离上的 Lau 效应装置.衍射相关干涉仪产生 Lau 干涉条纹,并且是直接应用 Lau 效应的干涉仪.

一、引 言

在扩展光源照明下,离焦光学系统就是光学相关器(卷积器)^[1],输出面上将得到两个平面模板强度透过率的相关积分.但是,这是在几何光学受限下的操作,即衍射效应可忽略不计.相关器在衍射受限下的系统性能还没有被研究过,这是相当感兴趣的课题.

根据相关器原理,我们提出过光学相关积分准干涉法^[2],对被测相位物体的相位变化率产生等位线条纹.这也在几何光学受限下的.相关准干涉技术中的那些无背景条纹的系统虽然在衍射受限下进行过研究,并称为编码栅谱变换衍射干涉法^[3],但在这些系统中两编码栅相互成像,并不直接构成相关器.直接能构成相关器而产生背景条纹的系统还没有扩展到衍射受限下.

此外,与衍射相关器有密切联系的是 Lau 效应. Lau 效应是相距一定间隔的两个光栅在扩展光源照明下于无穷远处观察到干涉条纹的现象^[4-10].我们已经把 Lau 效应从光栅推广到任何平面物体^[11].但是衍射相关器在结构上就是任何平面物体在任何观察距离上的 Lau 装置,这将把 Lau 效应扩展到最一般化的情况.

本文用离轴傅里叶变换系统的模型和非涅耳近似衍射理论推导了衍射相关器的一般解.表明输出强度将是第一模板和第二模板经一定等效距离上的非涅耳衍射像之间的强度相关函数.在这基础上导出了加入被测相位物的衍射相关干涉仪的一般解.分析说明,编码板应当有周期性的结构,并能产生衍射自成像,两编码板强度透过率函数间应有确定的周期性分布的相关积分函数.这个相关函数就是干涉图的背景条纹花样.被测相位物的引入使背景条纹发生相应变化,从而得到与背景条纹形式有关的剪切干涉图.例如,以平行光栅为编码板,那么将产生带有平行背景条纹的横向剪切干涉图.进一步研究表明,衍

射相关干涉仪条件下产生的背景条纹就是推广到一般情况下的 Lau 干涉条纹, 因此衍射相关干涉仪就是直接应用 Lau 效应的干涉仪。以前建议过的 Lau 干涉法中^[12], 事实上并没有直接应用 Lau 效应。

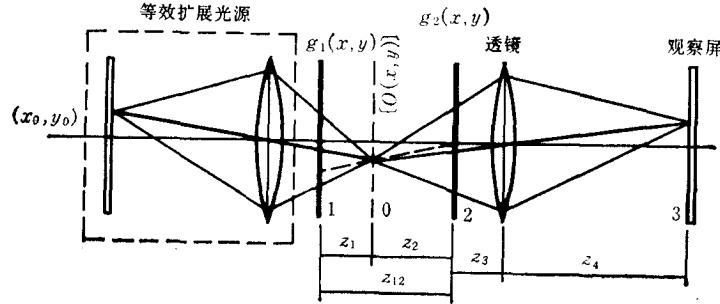


图 1

二、衍射相关器理论

系统性能将在菲涅耳近似衍射理论下进行分析^[13]。以下分析中常数项均略去, 这并不影响最终的结果。

图 1 是一种典型的单透镜离焦相关装置。其中 $g_1(x, y)$ 和 $g_2(x, y)$ 为两个平面模板, 它们不成像, 系统是离焦的。为考虑用作干涉仪, 系统中相对于观察面的共轭物平面位于两平行模板之间, 共轭物平面相对观察像平面的放大率为 M 。由傅里叶分析可知, 扩展光源中包含了任意方向上的平面波或球面波, 因此任何形式的扩展光源可用虚线内的成像透镜和平面扩展光源来等效, 等效透镜的选择使等效光源成像在观察面上, 令其等效放大率为 N 。

先观察光源上任一照明点 (x_s, y_s) 产生在观察面上的光强分布。点 (x_s, y_s) 对像面构成一种离轴的光学傅里叶变换系统。在这观点下, 显然对于 $g_1(x, y)$ 的照明波为

$$u_1^-(x, y) = q^* \left(x, y; \frac{1}{\lambda z_1} \right) \exp \left[-j \frac{2\pi N}{\lambda M z_1} (xx_s + yy_s) \right], \quad (1)$$

这里 $\pm$ 号分别表示该平面右、左之场强分布。相应地在物平面上

$$u_0(x, y) = [u_1^-(x, y)g_1(x, y)] ** q \left(x, y; \frac{1}{\lambda z_1} \right). \quad (2)$$

其中 $**$ 表示二维卷积积分。接着

$$\begin{aligned} u_2^+(x, y) &= \left[u_0(x, y) ** q \left(x, y; \frac{1}{\lambda z_2} \right) \right] g_2(x, y) \\ &= q \left(x, y; \frac{1}{\lambda z_2} \right) g_2(x, y) \left\{ \left[g_1 \left(-\frac{z_1}{z_2} x, -\frac{z_1}{z_2} y \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \exp j \frac{2\pi N}{\lambda M z_2} (xx_s + yy_s) \right] ** q \left(x, y; \frac{z_1}{\lambda z_2(z_1 + z_2)} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

因为 $\frac{1}{z_2 + z_3} + \frac{1}{z_4} = \frac{1}{f}$, 物平面与观察面成像, 所以观察面上的场强为 $u_2^+(x, y) \times$

$q^*\left(x, y; \frac{1}{\lambda z_2}\right)$ 经复合焦距 $z_2 z_1 / z_2 + z_1 = M z_2$ 的傅里叶变换, 即

$$\begin{aligned} u_3(x, y) &= FF_{\lambda M z_1} \left[u_2^*(x, y) q^*\left(x, y; \frac{1}{\lambda z_2}\right) \right] = G_2 \left[\frac{1}{\lambda M z_2} (x, y) \right] \\ &\quad * * \left\{ G_1 \left[-\frac{1}{\lambda M z_1} (x - Nx_1), -\frac{1}{\lambda M z_1} (y - Ny_1) \right] \right\} \\ &\quad \times q\left(x, y; \frac{z_1 + z_2}{\lambda M^2 z_1 z_2}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

这里 $FF_{\lambda M z_1}$ 表示焦距为 $M z_2$ 的傅里叶变换, G_1 和 G_2 分别表示模板 $g_1(x, y)$ 和 $g_2(x, y)$ 的傅里叶变换式. 该式中已忽略了卷积号外的相位因子, 如下所见在求强度时将成为常数.

由照明点 (x_1, y_1) 产生的观察屏上的强度分布为

$$I_3(x, y; x_1, y_1) = |u_3(x, y)|^2.$$

因空间非相干照明, 扩展光源上全部照明点在观察面上产生的强度分布为

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \iint_{-\infty}^{\infty} I_3(x, y; x_1, y_1) dx_1 dy_1 = \iint_{-\infty}^{\infty} \left| G_2 \left(\frac{x}{\lambda M z_2}, \frac{y}{\lambda M z_2} \right) \right. \\ &\quad * * \left[G_1 \left(\frac{Nx_1 - x}{\lambda M z_1}, \frac{Ny_1 - y}{\lambda M z_1} \right) q \left(x, y; \frac{z_1 + z_2}{\lambda M^2 z_1 z_2} \right) \right] \left. \right|^2 dx_1 dy_1. \end{aligned} \quad (5)$$

对 Nx_1, Ny_1 的函数的绝对值平方积分, 由傅里叶变换的能量守恒定律可知, 即等于变换谱的绝对值平方的积分. (5) 式中对积分核的 Nx_1, Ny_1 作负 $\lambda M z_1$ 的傅里叶变换, 即

$$FF_{-\lambda M z_1} \left(\frac{Nx_1 - x}{\lambda M z_1}, \frac{Ny_1 - y}{\lambda M z_1} \right) = g_1(\alpha, \beta) \exp \left(j2\pi \frac{\alpha x + \beta y}{\lambda M z_1} \right).$$

所以

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| G_2 \left(\frac{x}{\lambda M z_2}, \frac{y}{\lambda M z_2} \right) \right. \\ &\quad * * \left[q \left(x, y; \frac{z_1 + z_2}{\lambda M^2 z_1 z_2} \right) \exp \left(j2\pi \frac{\alpha x + \beta y}{\lambda M z_1} \right) \right] \left. \right|^2 d\alpha d\beta \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| \iint_{-\infty}^{\infty} G_2 \left(\frac{u}{\lambda M z_2}, \frac{v}{\lambda M z_2} \right) \right. \\ &\quad \times q \left(x - u, y - v; \frac{z_1 + z_2}{\lambda M^2 z_1 z_2} \right) \\ &\quad \times \exp \left(j2\pi \frac{\alpha(x - u) + \beta(y - v)}{\lambda M z_1} \right) du dv \left. \right|^2 d\alpha d\beta \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| \iint_{-\infty}^{\infty} G_2 \left(\frac{u}{\lambda M z_2}, \frac{v}{\lambda M z_2} \right) \right. \\ &\quad \times \exp \left[-j2\pi \frac{z_1 + z_2}{\lambda M z_1 z_2} (xu + yv) \right] \end{aligned}$$

$$\times q\left(u, v; \frac{z_1 + z_2}{\lambda M^2 z_1 z_2}\right) \exp\left(-j2\pi \frac{\alpha u + \beta v}{\lambda M z_1}\right) dudv \Big|^2 d\alpha d\beta.$$

绝对号内的积分式为傅里叶变换, 显然

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| g_2 \left[-\frac{z_2}{z_1} \left(\alpha + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} x, \beta + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} y \right) \right] \right. \\ \left. * * q^* \left(\alpha, \beta; \frac{z_2}{\lambda z_1 (z_1 + z_2)} \right) \right|^2 d\alpha d\beta. \quad (6)$$

若记作 $g_2(x, y)$ 放大 $-\frac{z_1}{z_2}$ 倍并经距离 $-\frac{z_1}{z_2} z_{12}$ 的非涅耳衍射像为

$$g_{21}(x, y) = g_2 \left[-\frac{z_2}{z_1} (x, y) \right] * * q \left[x, y; \frac{-z_2}{\lambda z_1 (z_1 + z_2)} \right]. \quad (7)$$

则

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(x, y)|^2 \left| g_{21} \left(\alpha + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} x, \beta + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} y \right) \right|^2 d\alpha d\beta. \quad (8)$$

这是模板 g_1 和模板 g_2 的衍射像 g_{21} 的相关积分。证明了相关器在衍射极限下还是一种强度相关运算。与几何光学受限下的相关器比较, 只是第二模板变为它的非涅耳衍射像。我们可以进一步研究该式的物理意义。

先考虑在几何光学近似下的简化关系, 这时 $g_{21}(x, y) = g_2 \left[-\frac{z_2}{z_1} (x, y) \right]$, 所以输出为相关积分

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| g_2 \left[-\frac{z_2}{z_1} \left(\alpha + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} x, \beta + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} y \right) \right] \right|^2 d\alpha d\beta. \quad (9)$$

这与文献[1]的结果是一致的。 $-\frac{z_1}{z_2}$ 表示相对于像点 (x, y) 模板 2 向模板 1 平面上投影的放大率, 而 $\frac{z_1 + z_2}{M z_2}$ 为模板 1 投影的中心位移比例因子。这两个参数直接可由几何光

学方法简单求出。令它们分别为 p 和 s 。再看 $g_{21}(x, y)$, 可以证明它是第二模板和以 z_2 为参数的两次项经 z_{12} 距离向第一模板平面反向传布的衍射像。即

$$g_2 \left[-\frac{z_2}{z_1} (x, y) \right] * * q \left[x, y; \frac{-z_2}{\lambda z_1 (z_1 + z_2)} \right] \\ = g_2(x, y) q^* \left(x, y; \frac{1}{\lambda z_1} \right) * * q \left(x, y; \frac{1}{\lambda z_{12}} \right). \quad (10)$$

这样可以更为简单地求出(7)式 $g_{21}(x, y)$ 中非涅耳衍射二次项因子, 令其为 $q \left(x, y; \frac{1}{\lambda z} \right)$ 。

因此, 对单透镜相关器的衍射受限下的通用相关公式可写成

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| g_2 \left[\frac{1}{p} (\alpha + sx, \beta + sy) \right] \right. \\ \left. * * q \left(\alpha, \beta; \frac{1}{\lambda z} \right) \right|^2 d\alpha d\beta. \quad (11)$$

图 2 所示为其它四种可能的单透镜相关器的布置,可以求出它们的各项参数.

1. 两模板均位于共轭成像物面之内(见图 2(a)).

$$\begin{aligned} p &= \frac{z_1}{z_2}, \\ s &= z_{12}/z_2 M, \\ z &= z_1 z_{12}/z_2. \end{aligned} \quad (12)$$

2. 两模板均在共轭物面之外(见图 2(b)).

$$\begin{aligned} P &= \frac{z_1}{z_2}, \\ s &= -z_{12}/M z_2, \\ z &= z_1 z_{12}/z_2. \end{aligned} \quad (13)$$

应当注意在这种情况下,观察屏上产生的相关积分函数等效于共轭物面上产生的放大 $-M$ 倍. 使观察面就位于共轭物面上,这事实上就是无透镜衍射相关器,同样

$$\begin{aligned} p &= z_1/z_2, \\ s &= z_{12}/z_2, \\ z &= z_1 z_{12}/z_2. \end{aligned} \quad (14)$$

3. 第一模板在共轭物面之前,第二模板在透镜之后(见图 2(c)).

$$p = -M z_1/z_2,$$

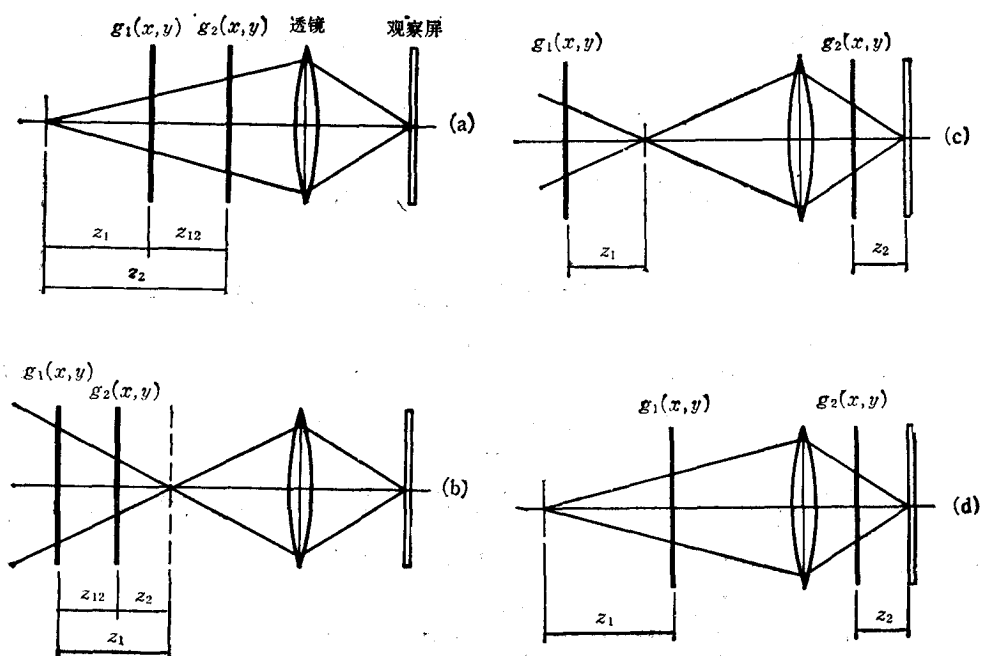


图 2

$$s = \frac{1}{M} \left[1 - \frac{M' z_1 \left(f - \frac{z_2}{M} \right)}{z_2 f} \right],$$

$$z = \frac{z_1}{z_2} \left[M' z_1 \left(1 - \frac{z_2}{fM} \right) - z_2 \right]. \quad (15)$$

可以看出, 这种结构中第二模板可以在共轭物面之前成像, 成像距离为

$$z_1 = \frac{z_2 f}{M' \left(f - \frac{z_2}{M} \right)}.$$

显然当 $z_1 = z_2$ 时, 即两模板相互成像, 不仅衍射距离为零, 而且平移因子也为零 ($z = 0$, $s = 0$). 这时不存在相关积分操作.

4. 第一模板在共轭物面之内, 第二模板在透镜之后 (见图 2(d)).

$$p = M z_1 / z_2,$$

$$s = \frac{1}{M} \left[1 + \frac{z_1 M' \left(f - \frac{z_2}{M} \right)}{z_2 f} \right],$$

$$z = \frac{z_1}{z_2} \left[M' \left(1 - \frac{z_2}{fM} \right) z_1 + z_2 \right]. \quad (16)$$

三、衍射相关干涉仪的一般原理

在图 1 和图 2 所示的五种衍射相关器中, 当被测相位物体放入两个模板之间时, 将引起第二模板的衍射像发生变化, 相应使得观察屏上的相关函数花样发生变化. 但是, 其中只有图 1 和图 2(c) 的结构能使被测物成像在观察屏上, 干涉条纹定位于被测物, 因此它的相位变化可以直接被表现出来. 这事实上已构成了干涉仪. 这时模板 $g_1(x, y)$ 和 $g_2(x, y)$ 是为了取得一定干涉形式的人为设计的二维编码板.

现在仍用图 1 的典型结构推导干涉仪的一般理论.

在共轭物面上引入相位物体

$$O(x, y) = \exp[j\varphi(x, y)]. \quad (17)$$

那么(2)式中应再乘入该项 $O(x, y)$. 此时各式将成为

$$u_2^+(x, y) = g_2(x, y) q \left(x, y; \frac{1}{\lambda z_2} \right) \left\{ O \left(\frac{x}{\lambda z_2}, \frac{y}{\lambda z_2} \right) \right. \\ \left. * * \left[g_1 \left(-\frac{z_1}{z_2} x, -\frac{z_1}{z_2} y \right) \exp \left[j \frac{2\pi N}{\lambda M z_2} (xx_1 + yy_1) \right] \right] \right. \\ \left. * * q^* \left(x, y; \frac{z_1}{\lambda z_2 (z_1 + z_2)} \right) \right\}.$$

$$u_3(x, y) = G_2 \left(\frac{x}{\lambda M z_2}, \frac{y}{\lambda M z_2} \right) * * \left\{ O \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) \right. \\ \left. \cdot \times G \left[-\frac{1}{\lambda M z_1} (x - Nx_1, y - Ny_1) \right] \right\}$$

$$\times q\left(x, y; \frac{z_1 + z_2}{\lambda M^2 z_1 z_2}\right)\}.$$

观察面上的强度分布最终可取为

$$\begin{aligned} I(x, y) = & \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| FF O \left(\frac{u-x}{M}, \frac{v-y}{M} \right) \right. \\ & * * g_2 \left[-\frac{z_2}{z_1} \left(\alpha + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} x, \beta + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} y \right) \right] \\ & * * q^* \left(\alpha, \beta; \frac{z_2}{\lambda z_1 (z_1 + z_2)} \right) \left. \right|^2 d\alpha d\beta. \end{aligned} \quad (18)$$

其中 O 为物体的傅氏变换.

假定物体的相位变化可用一阶台劳级数表示, 则

$$\begin{aligned} \varphi\left(\frac{u-x}{M}, \frac{v-y}{M}\right) = & \varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right) + \frac{\partial \varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right)}{\partial\left(\frac{x}{M}\right)} \frac{u}{M} \\ & + \frac{\partial \varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right)}{\partial\left(\frac{y}{M}\right)} \frac{v}{M}. \end{aligned}$$

那么

$$\begin{aligned} FF O \left(\frac{u-x}{M}, \frac{v-y}{M} \right) = & \exp \left[j\varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right) \right] \delta \left[\alpha - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right)}{\partial\left(\frac{x}{M}\right)} z_1, \right. \\ & \left. \beta - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right)}{\partial\left(\frac{y}{M}\right)} z_1 \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

代入(18)式,

$$\begin{aligned} I(x, y) = & \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 \left| g_{21} \left[\alpha + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} x - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right)}{\partial\left(\frac{x}{M}\right)} z_1, \right. \right. \\ & \left. \left. \beta + \frac{z_1 + z_2}{M z_2} y - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi\left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M}\right)}{\partial\left(\frac{y}{M}\right)} z_1 \right] \right|^2 d\alpha d\beta. \end{aligned} \quad (20)$$

令第一模板和第二模板衍射像的强度相关函数为

$$g(x, y) = |g_{21}(x, y)|^2 * * |g_1(x, y)|^2. \quad (21)$$

这样便有

$$I(x, y) = g \left(\frac{z_{12}}{M z_2} x - \frac{\lambda z_1}{2\pi} \frac{\partial \varphi \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right)}{\partial \left(\frac{x}{M} \right)}, \right. \\ \left. \frac{z_{12}}{M z_2} y - \frac{\lambda z_1}{2\pi} \frac{\partial \varphi \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right)}{\partial \left(\frac{y}{M} \right)} \right). \quad (22)$$

对于图 2(c) 结构, 只需代换其 p , s 和 z 值。

最终结果表明衍射相关干涉是以一编码板和另一编码板衍射像的强度相关函数为背景条纹, 而被测相位体的相位变化将使得条纹产生变化。这相当于剪切干涉, 干涉形式取决于背景条纹的形式。应当注意, 作为干涉图的背景条纹, 如同普通双光束干涉仪中平面波产生平行条纹背景, 球面波产生菲涅耳环带条纹背景一样, 应当是周期性分布的函数。

平面物体的菲涅耳衍射像随距离而变, 情况并非很简单。但是平面物体存在着衍射自成像效应, 周期性函数更容易满足自成像条件, 这时衍射像就是物体本身^[14]。因此为取得周期性背景干涉条纹, 构成干涉仪的基本条件即为, 两编码板函数之间必须具有确定可认的周期性相关积分, 第二编码板必须能够衍射自成像。再进一步研究周期性强度相关函数, 它可以由两个周期性强度函数分布的编码板产生。这是一种结构, 另一种是第一编码板为小孔(点光源), 第二编码板为周期性函数, 这样可减少一个相关条件的要求。这种情况下, 第二编码板不能取小孔, 因为它不能产生衍射自成像。

四、光栅衍射相关干涉仪

实际上, 现在常用的现成周期性函数模板只有平行光栅和圆光栅。其中也只是平行光栅既能满足衍射自成像条件, 又能满足相关条件。这里将详细分析这种干涉法。

令两光栅分别为

$$g_1(x, y) = \sum_n \text{Rect} \frac{x - nT_1}{h_1}, \\ g_2(x, y) = \sum_m \text{Rect} \frac{x - mT_2}{h_2}.$$

其中 T 为周期, h 为光栅开口宽度。

满足光栅的扩展自成像条件的一般关系为^[11]

$$z_{12} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{T^2}{\lambda}.$$

如前所述, 对第二光栅这时应为

$$|z| = \frac{\alpha}{\beta} \frac{(pT_2)^2}{\lambda}. \quad (23)$$

为使衍射自成像严格等于光栅本身, 可取 $\alpha/\beta = 2, 4, \dots$ 等。而且数值愈小, 色散对自成像衍射距离影响就愈小, 对白光照明有利。这时

$$g_2(x, y) = \sum_m \text{Rect} \frac{x - mpT_2}{ph_2}.$$

选择光栅常数使得 $|p| = T_1/T_2$, 即 g_2 在 g_1 面上的投影周期相同, 取得最小周期 T_1 的相关平行条纹函数. 最终

$$I(x, y) = \sum_n g \left(sx - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right)}{\partial \left(\frac{x}{M} \right)} z_1 - nT_1 \right). \quad (24)$$

其中 g 是梯形或三角形剖面函数, 令第二光栅的等效开口宽度为 $h'_2 = ph_2$, 那么剖面波形函数将随 h_1/T_1 和 h'_2/T_1 的参数而定^[11]. 当 $\frac{h_1 + h'_2}{T_1} < 1$ 时, 有零点, 对比度最高.

(24) 式相当于带平行背景条纹的横向剪切干涉图. 结果与几何光学受限下的一致^[2].

下面给出一项实验研究. 系统结构如图 1. 扩展白光照明. 透镜焦距为 85 毫米, 物体对观察屏的放大率 $M = 2$, 两光栅均为 5 条/毫米, 开口比 $h/T = \frac{1}{2}$. 为调整方便, 选 $z_1 = z_2$, 并选 $\alpha/\beta = 2$, 以 5500 埃为平均波长, 可知 z_1 和 z_2 为 7.3 厘米. 这时干涉图的背景条纹为周期 0.2 毫米、底宽也是 0.2 毫米的三角形剖面的平行条纹.

首先对强变化相位体实验, 被测物是玻璃管. 图 3(a) (见图版 I) 为实验结果, 上部为背景条纹, 下部为玻璃管一半, 玻璃管的边因折光太大而不透光为粗黑条. 可以看到玻璃管内的条纹有变化. 因为有周期性平行背景条纹, 可用莫尔变换技术来消除背景条纹而突出相位变化的部分^[15]. 当图 3(a) 与纯背景条纹叠加时就得到图 3(b) (见图版 I) 的相位变化的莫尔干涉图. 适当旋转叠加背景光栅, 将产生具有低频背景条纹的莫尔干涉图. 由转动方向和条纹变动情况可以正确估计被测物相位变化的极性和大小^[16], 见图 3(c) (见图版 I).

其次, 作为弱变化相位体的实验被测物采用酒精灯火焰. 系统仍采用上述结构参数. 由于所用光栅较粗, 测量灵敏度较低, 因此火焰产生的条纹变动不明显. 但是使用图 3(c) 的旋转叠加背景光栅技术可以明显看到莫尔条纹的变动.

五、讨 论

正如引言所述, 光栅 Lau 效应是一种被广泛研究的衍射干涉现象. 我们已经提出过任何平面物体的 Lau 效应理论. 衍射相关器从结构上看就是进一步把平面物体的 Lau 效应再扩展到任何观察距离上的 Lau 装置. 为了取得确定可见的 Lau 干涉条纹, 同样必须满足 Lau 效应成立的相关条件和衍射自成像条件, 即两平面物体的强度透过率之间必须存在确定的相关积分, 这就是 Lau 条纹花样. 平面物体在正交平行光照射下必须能产生衍射自成像^[11].

衍射相关器作为干涉仪必须产生周期性的背景条纹. 上述分析中为产生这种背景条纹, 事实上已证明了两个编码板要满足相关条件和衍射自成像条件. 因此背景干涉条纹

就是 Lau 条纹,而衍射相关干涉仪就是 Lau 干涉仪。

早先已有过光栅 Lau 干涉仪的报道^[12],其中第一种结构带有针孔滤波器,原理上是 Talbot 干涉仪,并不属于 Lau 干涉的结果。第二种结构中用透镜系统对两个光栅相互成像,这样固然自然地满足了自成像条件,但是对于观察屏上任一像点的反向投影而言,两光栅间并不产生相对位移,即 $s = 0$ 。因此不具备输出的相关积分运算特性,这也不能产生 Lau 效应。可见这些干涉装置不属于直接由 Lau 效应产生的干涉仪。实验上也证明如此。例如两个圆光栅并不能产生 Lau 干涉条纹,而在上述第二种干涉仪结构中可以用圆光栅产生物体的干涉图,这种方法应当是编码栅傅里叶谱衍射干涉仪^[10],它不需要满足相关条件。

还应当注意的是图 2(b) 的结构,当观察面在共轭物平面上时是无透镜衍射相关器。我们知道,光栅通过另一光栅成像的效应称为光栅成像^[7]。无透镜衍射相关器就是推广到任何平面物体的成像装置。为了使平面物体通过另一平面物体衍射成像,同样希望平面物体本身能够衍射自成像,而且它们的强度相关积分应当类似于平面物体本身的图像。要同时满足上述条件,显然只有平行光栅最容易达到。

参 考 文 献

- [1] J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, (McGraw-Hill, 1968), 163.
- [2] L. Liu, *Appl. Opt.*, 22(1983), 3024.
- [3] 刘立人, 光学学报, 4(1984), 970.
- [4] J. Jahns, A. Lohmann, *Opt. Comm.*, 28(1979), 263.
- [5] S. Sudol, B. J. Thompson, *Opt. Comm.*, 31(1979), 105.
- [6] F. Gori, *Opt. Comm.*, 31(1979), 4.
- [7] G. J. Swanson, E. N. Leith, *J. Opt. Sci. Am.*, 72(1982), 552.
- [8] K. H. Brenner, A. W. Lohmann *et al.*, *Opt. Comm.*, 46(1983), 14.
- [9] J. Sethuraman, *Opt. Comm.*, 52(1985), 377.
- [10] 刘立人, 光学学报, 5(1985), 481.
- [11] 刘立人, 平面物体的 Lau 效应理论, 已投光学学报.
- [12] H. O. Bartel, J. Jahns, *Opt. Comm.*, 30(1979), 268.
- [13] J. D. Gaskill, Linear Systems, Fourier Transforms and Optics, (John Wiley & Sons, Inc., 1978), Chapter 10.
- [14] W. D. Montgomery, *J. Opt. Sci. Am.*, 58(1968), 1112.
- [15] 刘立人等, 激光, 8(1981), 27.
- [16] 刘立人, 光学学报, 4(1984), 522.

DIFFRACTION CORRELATION AND LAU INTERFEROMETRY

LIU LI-REN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The operation of diffraction-limited misfocused correlator is analysed in terms of a model of off-axis optical Fourier-transformation system and the theory of Fresnel diffraction. It is proven that correlation still remains but between the intensity transmittance of the first transparency and the intensity diffraction pattern of the second. The diffraction correlator can be modified as an interferometer, a general theory is deduced for it. The interferometry using two Ronchi gratings is discussed in detail, that yields lateral shearing interferogram, some corresponding experiment results are also given.

It can be seen that the diffraction correlator is the setup of Lau effect for any plane objects and for any observing distance. Thus its application for interferometry is just as the interferometer directly based on the Lau effect.