

# 应用 Talbot 效应检验大口径 光束的准直性

武晓东 韩昌元

(中国科学院长春光学精密机械研究所, 长春 130022)

**摘要** 采用几种不同的光学理论推导在平面波和球面波照明下的 Talbot 效应的原理和成像的条件, 从不同的角度和侧面分析了 Talbot 效应的物理思想, 讨论了应用 Talbot 效应和莫尔技术来检验大口径光束准直性的方法及这种方法检验准直性的精度。介绍了几个 Talbot 效应的实际应用。采用上述原理对两个大型平行光管进行了准直性的检验。调焦精度可高于二分之一焦深, 准直性精度高于  $10^{-5}$  弧度。实验结果完全符合理论计算和方案设计。

**关键词:** Talbot 效应; 自成像; 菲涅耳像; 莫尔条纹

## 1 前言

论文题目来源于口径为 600 毫米, 焦距为 13 米的平行光管检验的前期工作, 目的是寻求一种精确、实用、可靠的检验大口径平行光管准直性的方法。

准直光束是光学检验和光学工程中最为常用的光束, 光束准直性的检验便成为光学工程中一项十分重要的技术。在传统的方法中, 精度较高且常用的方法有自准直法和五棱镜法。自准直法是在被检光束前加一平面反射镜使反射像和分划板在一个平面内以实现自准直, 该方法除采用自准瞄准光路外, 还需要一块平面度极好的且有效口径大于平行光口径的平面反射镜, 准直精度也受平面镜面形误差的影响, 故此方法只适用于调校小口径的平行光。五棱镜法利用了五棱镜对入射光线折转  $90^\circ$  后出射的特性, 将准直过程中的纵向调焦转化为横向对准, 可使准直精度相对于自准直法提高一步, 但是该方法操作较繁, 需要一个质量较好的五棱镜和平直性高的导轨, 此方法虽适于调校大口径平行光管, 但其调校度也受五棱镜口径的限制和前置镜分辨率以及由此产生的人眼瞄准精度的制约。上述提出的两种准直检验技术是典型的几何方法, 在实验室光束准直检验中较多被采用。

本文把光栅自成像原理和莫尔条纹技术应用到大口径光束的准直检验中, 在光学检验中对于大口径光束或透镜的检验是一个很难的项目, 在检验大口径光束的传统方法中, 若采用准直法就需要一块和被检光束口径同样大小的高精度的反射镜, 但制作这样大的反射镜是很困

难的,通常在实际中是较难实现的.若采用五棱镜法则因其仅能检验一维的各物理量而不能同时检验全场的物理特性.我们都知道,对一个准直物镜来说,相对口径大的物镜其焦深较小,当离焦量相等时,其边缘光线不准直程度也大,故其定焦精度高,这就要求在调焦时应该检验其边缘光线,做全口径的检验.本文探讨利用 Talbot 效应的方法是一种剪切干涉的方法,不需要参考标准波面,因而适合于大口径的检验.

## 2 Talbot 效应的理论分析

Talbot 效应自从 1836 年 Talbot 发现以来,其理论上的完善解释只是在干涉和衍射理论发展后形成的.下面基于所搜集的资料,分析和总结了 Talbot 效应的衍射和干涉的解释理论.

### 2.1 干涉理论解释

在这一解释理论中,我们以 Ronchi 光栅作为分析物体.当球面波照射光栅时,光栅起着分光的作用,产生 0 级、±1 级、±2 级……衍射光,在各级衍射光重叠区域,衍射光互相干涉形成空间的干涉场分布,在满足 Talbot 距离公式处,能形成清晰的光栅像,这就是 Talbot 效应的干涉理论解释,它能很好地解释 Ronchi 光栅的 Talbot 成像.如图 1 所示.

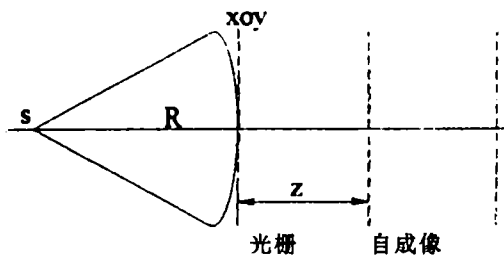


图 1 Talbot 成像原理图

当分别以发散会聚球面波及平面波照明时,得 Talbot 效应的规律如表 1:

表 1

照明光波	自成像距离 $Z_T$	自成像周期 $d'$	设 $\lambda=632.8\text{nm}$ $d=1/6\text{mm}$ $m=2$	
			$Z_T(\text{mm})$	$d'(\text{mm})$
发散球面波 $R>0$	$\frac{RZ_T}{R+Z_T} = \frac{md^2}{\lambda}$	$(1 + \frac{Z_T}{R})d$	$>88$	$>1/6$
会聚球面波 $R<0$			$<88$	$<1/6$
平面波 $R \rightarrow \infty$	$Z_T = \frac{md^2}{\lambda}$	$d$	$=88$	$=1/6$

干涉理论很简洁直观地解释 Ronchi 光栅这样比较简单的周期性物体的 Talbot 效应,而衍射理能从本质上分析 Talbot 效应.

### 2.2 衍射理论解释

Cowley 和 Winthrop 等人都以衍射理论分析了球面波入射时,平面周期性物本的自成像效应,基于菲涅耳-克希霍夫(Fresnel-Kirchhoff)积分方程,导出物体后的复振幅分布,根据像分布应与物分布一样的条件,推出了 Talbot 成像公式.我们根据同样的思想,以 Ronchi 光栅作为平面周期性物体,导出平面波照明下的 Talbot 效应成像公式.

$$z = nd^2 / \lambda \tag{1}$$

用平面波照明光栅,在  $z = nd^2 / \lambda$  的一些平面上,都能形成清晰的像.在这些平面上,像的

大小处处相等,而且放大率为 1,在别处产生菲涅耳衍射像,而非周期性物体则不能自成像。

用点光源 S 产生的球面波照明光栅 G 时,光源位置、光栅位置和观察位置坐标如图 2。

球面波照明下的 Talbot 效应和平面波的推导过程是一样的,只是周期分布的光栅像受衍射因子  $\exp(j\pi\lambda z' n^2 f_0^2)$  的调制,成像公式为

$$\frac{1}{z_0} + \frac{1}{z} = \frac{1}{nd^2/\lambda} \tag{2}$$

这个公式类似于透镜的成像公式,如果把  $z_0$  看作是物距,把  $z$  看作是像距,则  $nd^2/\lambda$  便是焦距,这说明,周期性栅格不需要透镜就可以形成它的像,即自成像,而在其它位置的空间分布可以说是光栅像的菲涅耳衍射。

### 2.3 Talbot 效应的特征:

1) 周期性的栅格结构在一定的条件下,即在满足(2)式的特定的一些平面上,能形成它的清晰的像,而栅格上的瑕疵是不能自成像的。

2) 当以单色球面波照射周期性物体时,在满足 Talbot 距离处的 Talbot 像相当于物体的几何投影,放大率  $M = \frac{R+Z_T}{R}$ ,且像与像的间距不等。

3) 当以单色平面波照射时,像与物的分布完全一样,放大率  $M=1$ ,且 Talbot 像之间的间距相等。

4) 由于物体和照明口径有限,Talbot 成像区域的大小随 Talbot 距离增大而减少,在某一位处,Talbot 像消失。

5) 相邻的 Talbot 像为一正一负像,在 Talbot 像之间亦能观察到周期性分布的像,但周期不同于物的周期且对比度下降。

6) 当存在着透镜参与成像,这时的自成像现象称为广义的 Talbot 效应。在广义 Talbot 效应中,透镜的几何成像和 Talbot 效应都可由统一的理论解释。

由于 Talbot 像清晰且与物一样呈周期性分布,故在光栅的 Talbot 像处放置另一光栅,便能得到质量很好的莫尔条纹。构成这种莫尔条纹的装置就是 Talbot 干涉仪。

### 2.4 利用 Talbot 效应产生的莫尔条纹及其特点

根据 Talbot 自成像原理,如果在光栅 G1 的任一自成像位置,放置另一块光栅 G2 则在此位置就会产生莫尔条纹。因此,利用这样两块相隔很大间距的光栅就能产生相当于两块光栅完全重迭时的具有极好对比度的莫尔条纹。同时,由于自成像的周期随照明光波的变化而改变,因而还可以得到相当于两块具有不同周期组合的光栅所产生的莫尔条纹,这两种情况时的莫尔条纹分别示于图 3 和图 4。莫尔条纹的特点归纳如下表

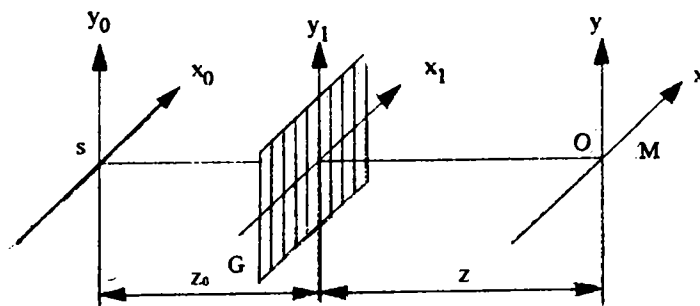


图 2 球面波照明下的 Talbot 效应

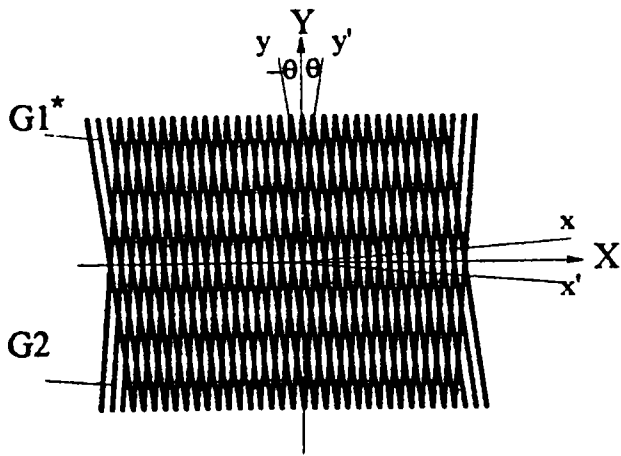


图 3 等周期光栅形成的莫尔条纹

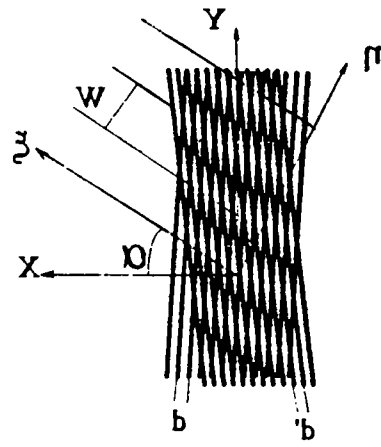


图 4 不等周期光栅形成的莫尔条纹

表 2

两光栅周期	莫尔条纹 ( $\theta=0^\circ$ )		莫尔条纹 ( $\theta \neq 0^\circ$ )	
$d_1=d_2=d$	$W$ (条纹宽度)	条纹方向	$W$ (条纹宽度)	$\alpha$ (条纹偏转方向)
	$\infty$	垂直于栅线	$d/2\sin\theta$	$0^\circ$
$d_1 > d_2$	$\frac{d_1 d_2}{d_1 - d_2}$	平行于栅线	$\frac{d_1 d_2}{\sqrt{d_1^2 + d_2^2 - 2d_1 d_2 \cos 2\theta}}$	$\frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2} \cdot \text{ctg}\theta$
$d_1 < d_2$				

### 3 应用 Talbot 效应检验光束准直性的原理

当一束准直的光波照明一光栅时,在光栅后面的某些特定平面上将重复出现光栅的自成像。如果在上述任何自成像位置放置另一与原始光栅空间周期相同的光栅 G2 时,将在光栅后面能观察到莫尔条纹,莫尔条纹的宽度、间距和方向由两光栅自身的物理特性及相对位置决定,若两光栅的栅线与 y 轴成大小相同方向相反的夹角,则形成的莫尔条纹将平行于 X 轴。我们应用 Talbot 效应检验光束准直性的过程实际上就是定焦点的过程,当一焦距为 f 的准直透镜,当光源位置偏离焦点  $\Delta x$  时,将产生一个曲率半径为 R 的球面波,根据高斯定理,R 可表示为

$$R = \frac{f^2}{\Delta x} - f \approx \frac{f^2}{\Delta x} \quad (3)$$

当光栅被这一球面波照明时,则自成像的空间周期有  $\Delta d$  的变化,这种空间周期变化的自成像和放在自成像位置的光栅 G2 产生的莫尔条纹将与 X 轴有夹角  $\alpha$  的偏转,其转角的大小取决于光束偏离准直的程度。莫尔条纹偏离 X 轴的夹角  $\alpha$  和光源偏离焦点  $\Delta x$  的关系可以用下式表示

$$\Delta x = \frac{2f^2}{Z_m} \tan \frac{\theta}{2} \cdot \tan \alpha \quad (4)$$

我们应用 Talbot 效应检验光束准直性的主导思想也就是把对光源的纵向调焦变成检验莫尔条纹的平行性,即判别莫尔条纹偏离 X 轴的最小偏转角。如果光源调整在焦点上时,平行光管出射的平行光照射在光栅上,则光栅后面的自成像的周期和相对空间位置将不发生变化。那么产生的莫尔条纹的方向是 X 轴方向,就可认为光束是准直的,我们就应用这一现象对光束的准直性进行检验。

在实际检验中,莫尔条纹是否调整到水平状态没有一个基线作为参考标准,这对准直性的检验将带来很大的误差,如果用一水平直线作为参考线,那么就要求精确地调整光栅 G1 和 G2 的相对位置,使得 G1 和 G2 的栅格分别和垂直方向成相同的夹角,这在实际调整中是非常困难的,为此,根据使用要求我们采用了一种车辙形的光栅,即两块光栅的每一块都由标准基线分开的上下两个栅线方向相互成楔形的光栅构成,如图 5 所示,

当把这样的光栅放在如图 5 的光路中,使光栅 G1 和 G2 的标准基线相互平行,当光束为准直时形成的自成像的周期是不变的,那么在标准基线上下对应的部分形成莫尔条纹,并且莫尔条纹的方向都平行于标准基线,如图 6 中 a 所示。若以非准直光照射光栅 G1,则 G1 的自成像的上下两部分空间周期 d 将改变,并使上下各半形成的莫尔条纹相对标准基线沿反向进行等量转动,莫尔条纹的形状见图 6 中的 b,

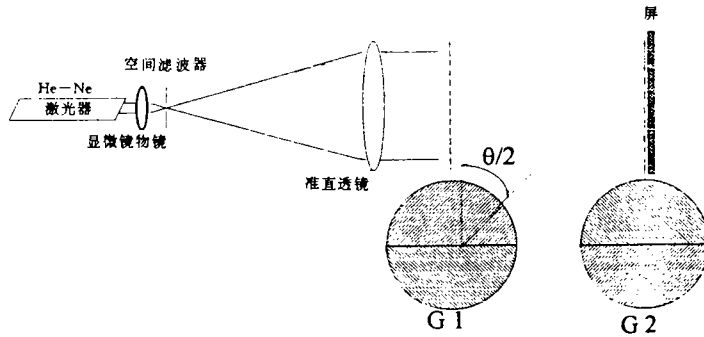


图 5 准直性检验光路图

这使得对观察莫尔条纹的平行性变得很直观,并且有一标准基线作参考线来衡量莫尔条纹偏转与否的标准,这是采用楔形光栅的主要目的。若调整光源的位置来观察莫尔条纹使得条纹完全平行

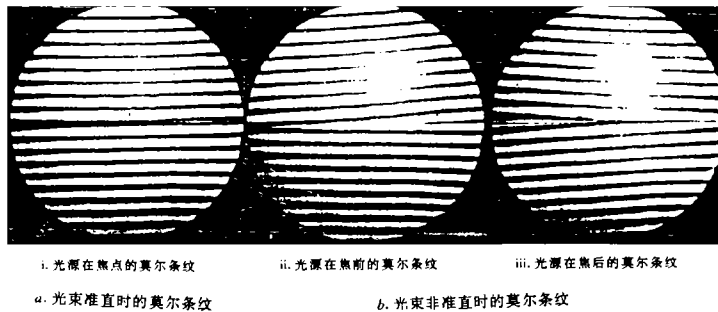


图 6 准直性检验的莫尔条纹

于标准基线时,则可认定所检验的光束为准直光束,这样对准直性的检验使可通过测量上下莫尔条纹的交角  $2\alpha$  而完成,由于标准基线上下的莫尔条纹分别沿反向转动,与用单光栅的方法相比,使检测准直度的灵敏度提高一倍。

如改变两光栅的相对位置,使得两光栅的标准基线在光栅面上不平行,那么在标准基线上半圈光栅的两栅线交角减小,使得莫尔条纹宽度增大,在标准基线下半圈光栅的两栅线交角增大,使得莫尔条纹宽度减小,这样产生的莫尔条纹将如图 7 所示。在用准直的平行光照射下,标准基线上下的条纹是相互平行的,而在非准直光照明时条纹宽的莫尔条纹偏转角增大,这将提

高准直精度的灵敏度。在实际的检验中,我们将采用这种情况。

另外,采用这种方法对准性的检验是用整个莫尔条纹的平行性作为定焦点的条件,这代表了整个口径范围内的最佳焦点,这一点比五棱镜扫描法优越。

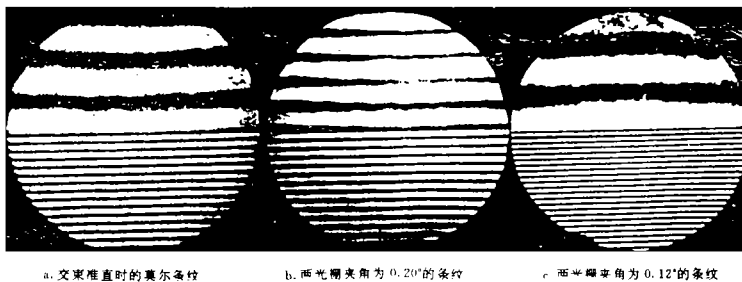


图 7 改变两光栅交角时的莫尔条纹

## 4 准直性检验的实验结果及精度分析

### 4.1 实验装置及现象

为了验证这种方法对准直光束检验的灵敏度,我们对实验室有的二个大型平行光管进行了准直性的检验,我们采用激光功率为 30mW,波长  $\lambda=632.8\text{nm}$  的 He—Ne 激光管作光源,光源的扩束系统用像质很好的  $20\times$  显微物镜;平行光管的准直物镜焦距  $f=3025\text{mm}$ ,口径  $D=270\text{mm}$ ;光栅的栅距  $d=1/6\text{mm}$ ,光栅的口径为 300mm。光源的显微物镜和针孔放在一个可以沿光轴前后移动的平台,用分辨率为  $1\mu\text{m}$  的测微计来监控平台的前后移动,激光器的光束方向调整到和准直物镜光轴重合,这样光束扩束后经准直物镜准直后得出一束准直光。把光栅 G1 和 G2 放在图 5 的光路中,前后调整光栅 G2 的位置使得在观察屏上的莫尔条纹清晰。调整中应始终保持光栅 G1 和 G2 的平面相互平行。

在实际的检验中,为了提高准直性检验的精度,我们沿光轴旋转光栅 G2 的位置,使得两光栅夹角减小,这样在标准基线上的莫尔条纹变粗,在同样的离焦量下,粗条纹要比细条纹偏转的角度大,这对偏转角  $\alpha$  的判别是有利的,相应的也会提高测量精度。

### 4.2 光栅的制作和夹持

实验中最重要检测元件是光栅,要完成大口径光束准直性的检验,就要制作和被检光束一样口径大的光栅。我们检验的平行光管最大口径为 270mm,如果在玻璃上刻划这样大口径的光栅显然在工艺和质量上是很难完成的,也是不经济的,况且我们采用的是楔形光栅,这样制作就更加困难。

实际检验中,我们采用了印刷制版的软片式栅格来代替 Ronchi 光栅。这种软片式光栅每毫米 6 对线,开口比为 50%,面积为  $600\text{mm}\times 800\text{mm}$ ,完全满足我们对口径的要求。我们用这种光栅重新制作了楔形光栅,这种光栅是由一条标准基线分开的上下两个栅线方向相互成楔形的两个半圆光栅组合构成,每个半圆的栅线方向和标准基线都成约  $89^\circ$  的夹角,我们将这两个半圆光栅的直径对齐,照相复制成一个完整的光栅,这个制作的过程是在长春地理所的 DS—C—56—I 型制版照相机上完成的。因此实验中使用的是同一母版光栅复制的两块完全相同

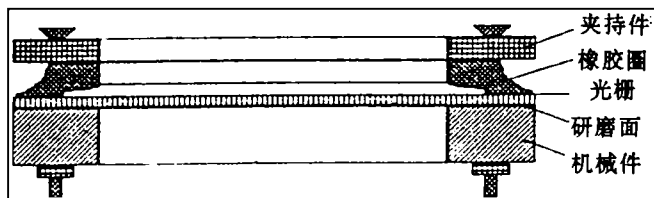


图 8 夹持胶片机械机构示意图

的光栅。

因为我们制作的光栅是一种软性的胶片,要想把它展平放在光路中就需要一个夹持胶片的机械机构,我们加工了一个如图 8 的夹持器。

机械件的端面是一个研磨很好的平面,用它保证胶片的平展性,胶片上方放一个 L 形橡胶圈,用夹片的夹持力将光栅压紧同时,橡胶圈有一向外的摩擦力将光栅绷直,此机械件非常简单也很适用。实验证明这样夹持的光栅完全满足对光栅平展性的要求。

### 4.3 实验结果及数据处理

我们在两个平行光管上选择不同的 Talbot 距离和两光栅夹角的情况下,得到的标准偏差  $S$  值和计算结果见表 3,表 4。

表 3 焦距  $f=1598.67\text{mm}$ ,口径  $D=150\text{mm}$  平行光管的调焦结果,平行光管的焦深为  $0.28\text{mm}$

Talbot 距离 $Z_t(\text{mm})$	两光栅 夹角 $\theta^\circ$	标准 偏差 $S(\text{mm})$	准直性精 度 $2\beta(\text{弧度})$	条纹偏 转角 $\alpha^\circ$
88	0.20	1.20	$7.1 \times 10^{-5}$	0.70
440	0.20	0.26	$1.5 \times 10^{-5}$	0.75
880	0.20	0.17	$1.2 \times 10^{-5}$	0.96
1100	0.20	0.11	$6.5 \times 10^{-6}$	0.80
88	0.12	0.69	$4.0 \times 10^{-5}$	0.71
440	0.12	0.16	$6.1 \times 10^{-5}$	0.76
880	0.12	0.10	$5.2 \times 10^{-6}$	0.85
1100	0.12	0.09	$5.0 \times 10^{-6}$	0.90

表 4 焦距  $f=3015\text{mm}$ ,口径  $D=270\text{mm}$  的平行光管的调焦结果,平行光管的焦深为  $0.32\text{mm}$

Talbot 距离 $Z_t(\text{mm})$	两光栅 夹角 $\theta^\circ$	标准 偏差 $S(\text{mm})$	准直性精 度 $2\beta(\text{弧度})$	条纹偏 转角 $\alpha^\circ$
88	0.20	2.53	$7.2 \times 10^{-5}$	0.40
440	0.20	0.57	$1.7 \times 10^{-5}$	0.45
880	0.20	0.32	$1.1 \times 10^{-5}$	0.50
1100	0.20	0.29	$7.0 \times 10^{-6}$	0.58
88	0.12	1.52	$4.5 \times 10^{-5}$	0.41
440	0.12	0.43	$5.5 \times 10^{-5}$	0.56
880	0.12	0.20	$6.2 \times 10^{-6}$	0.53
1100	0.12	0.12	$3.5 \times 10^{-6}$	0.50

### 4.4 误差分析

这种方法的总的总的不确定度是由每次测量过程中所产生的测量随机误差和系统误差组成,下面分析一下这两种误差对测量精度的影响。

#### 4.4.1 测量随机误差的分析

$$\text{由公式} \quad \Delta X = \frac{f^2}{Z_m} \cdot \tan \frac{\theta}{2} \cdot (2\alpha) \quad (5)$$

看出准直性的测量精度由下面四个量决定

- (1)两光栅间的 Talbot 距离  $Z_m$ ,
- (2)两光栅间的夹角  $\theta$ ,
- (3)对莫尔条纹的最小偏转角  $2\alpha$  的判别,
- (4)平行光管准直透镜的焦距值  $f'$ 。

从表 3,表 4 的准直测量结果来看,随着两光栅的距离  $Z_t$  增大和夹角  $\theta$  的减小,测量的标准偏差  $S$  都相应地减小。莫尔条纹偏转角  $\alpha$  的测量分辨率也决定了测量的精度。

还有一点影响测量随机误差的因素是调整光源平台移动的误差,而监控光源平台移动我们使用的是分辨率为  $1\mu\text{m}$  的测微计,从实验结果来看,光源位置移动数值的有效数字是二位,

所以这一影响测量误差的因素基本可忽略。

#### 4.4.2 系统误差的分析

这种方法影响系统误差的因素主要有二方面:

首先是光栅的质量,包括使用过程中光栅的不平性,这两个因素直接影响到形成莫尔条纹的质量,如果莫尔条纹有弯曲,就会干扰对莫尔条纹方向的判别,在准直过程中,即使光源调整在焦点位置,观察弯曲的莫尔条纹也会得到错误的判别,这将带来系统误差。但在实验中我们使用的楔形光栅是在同一母版光栅下复制的两块完全相同的光栅,这样在准直的过程中,上下两个半圆的莫尔条纹是趋于标准基线反向偏转,即使条纹有弯曲也不会影响到对条纹方向的判别,但影响了这种方法的测量精度。

第二,在准直过程中要求两块光栅放置要相互平行且垂直于光轴,如果第二块光栅相对于自成像位置沿 Z 轴前后有偏离或沿 Y 轴和 X 轴有小角度偏离时,莫尔条纹或整个或部分将不清晰,实验中可通过观察莫尔条纹的质量来精确调整第二块光栅的位置。

从上面的误差分析可以看出,如果忽略对系统误差因素的影响,这一方法的调焦总的不确定度主要是由测量随机误差带来的,而测量随机误差是可以通过多次测量来解决。我们在最优的情况下,即在最大的 Talbot 距离  $Z_t=1100\text{mm}$ ,最小的光栅夹角  $\theta=0.12^\circ$  情况下,所得到的测量随机误差为  $0.12\text{mm}$ 。

测量的不确定度用下式来表示

$$\text{测量不确定度} = \sqrt{(\text{系统误差})^2 + (\text{随机误差})^2} \quad (6)$$

其中,系统误差可忽略不计,所以测量随机误差就是测量的不确定度为  $0.12\text{mm}$

而 3 米平行光管的焦深由下式计算为

$$\text{焦深} = \frac{\lambda}{u^2} = 4\lambda \left(\frac{f}{D}\right) = 0.3\text{mm} \quad (7)$$

可以看出,这种方法的调焦精度可高于二分之一焦深。

用下列公式计算的光束准直性精度为

$$2\beta = \frac{D}{R} = \frac{D \cdot \Delta x}{f^2} = \frac{270 \times 0.12}{3025^2} = 4 \times 10^{-6} \quad (8)$$

本文应用 Talbot 效应的原理来检验大口径光束的准直性,实际上是在寻求一种精确、简便和可靠的定焦点的方法。我们制作了一种楔形光栅,对实验室现有的二个大型平行光管进行了准直性的检验,从准直性检验结果及精度分析看,它们的调焦精度可高于半个焦深,准直性精度高于  $10^{-5}$  弧度,实验结果完全符合理论计算和方案设计。

#### 参考文献

- [1] Krzysztof Patorski, Shunsuke Yokozeki, Collimation test by double grating shearing interferometer. Appl. Opt. 1976, 15(5):1234-1240
- [2] 廖江红, 顾去吾, 光学系统中的光栅衍射自成像现象: 广义 Talbot 效应. 光学学报, 1985, 5(4):331
- [3] 韩昌元, 信息光学基础理论及应用. 长春, 长春出版社, 1989
- [4] M. P. Kothiyal, R. S. Sirohi, Improved techniques of collimation testing. Opt. and Laser technology, 1988, 20(3):139-144
- [5] Mahendra P. Kothiyal and kajpal S. sirohi, Improved collimation testing using Talbot interferometry. Ap-

pl. Opt, 1987, 26(19): 4056—4057

[6] Jean Claude Fouere and Duniel Malaeara, Focusing Errors in a collimation Lens or Mirror, Use of a Moire Technique. 1974, 13(61): 1322

[7] M. P. Kothiyak, K. V. Sriram, R. S. Sirohi, Setting sensitivity in Talbot interferometry with modified gratings. Opt. Laser Technology, 1991, 23(6): 361

[8] Yoshiaki Nakano and Kazumi Murata, Talbot interferometry for measuring the focal length of a lens. 1985, 24(19): 3162

[9] K. V. Sriram, M. P. Kothiyal, R. S. Sirohi, Curvature and focal length measurements using compensation of a collimated beam. Opt. Laser Technology, 1991, 23(4): 241—245

## Measurement of Large Beam Collimation by Using Talbot Effect

Wu Xiaodong, Xan Changyuan

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Chinese Academy of sciences, Changchun 130022)

### Abstract

This paper deduced the principle of Talbot effect and the conditions of self-imaging by using several optical theories and analyzed at different angles its physical idems. It also discussed the method of measuring the collimation of large beams based on Talbot effect and moire technology, made further research on the accuracy of the above methods and introduced the other applications of that method. In addition, the above mentioned principle has been applied to make testing of collimation for the two large-scal collimators. The accuracy of focus-adjustment can exceed half of focus-depth and the accuracy of collimation can exceed  $10^{-5}$  rad. The result of the experiment absolutely complied to the theoretical calculation and designation. This method has not only a high degree of accuracy but also a simple structure and can achieve easy instrumentation that can be adopted to test the multiple optical and physical parameters. It has extensive practical values.

**Key words:** Talbot effect, Self-image, Fresnel image, Moire fringe