

红外激光场中的 Talbot 效应及其应用

庄杰佳 刘吾民 舒德明

(中国科学院高能物理研究所)

提要: 对 10.6 微米红外激光场中的 Talbot 效应进行了实验研究, 提出了一种应用该效应对红外摄像系统进行摄像管靶面直接定标的方法。

Talbot effect in an infrared laser field and its applications

Zhuang Jiejia, Liu Wumin, Shu Deming

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

Abstract: Talbot effect in an infrared laser field was studied experimentally. A new method of directly calibrating pyroelectric target in the infrared vidicon system by this effect is suggested.

一、引言

在可见光的范围内, 相干光场中周期性物体的自成像现象早在 1836 年就被发现, 称为 Talbot 效应, 又称为傅里叶自成像。这一效应已用于干涉仪^[1], 还可作为一种确定准直程度的手段^[2]。近年来, 在大规模集成电路的光掩膜生产中也应用了它^[3]。但是, 在远红外区, 由于受到测试条件的限制, 至今还研究得很少。我们在进行激光加速原理实验的准备工作中, 使用钽酸锂红外摄像系统^[4]对 10.6 微米红外激光场中的 Talbot 效应作了一些初步研究, 并且利用它对红外摄像系统中的摄像管靶面进行了空间定标。

二、原理

当一个透射的调幅光栅 $u_0(x)$ 被一束相

干准直光垂直照射时, 入射的平面波可表示为:

$$u(x, z) = e^{ikz} \quad (1)$$

在平面波进入光栅前, $z=0$ 处, $u(x, 0) = 1$ 。通过光栅后, 光波的振幅即被调制为:

$$u(x, 0) \cdot u_0(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{i2\pi n \nu_0 x} \quad (2)$$

式中 $\nu_0 = \frac{1}{d}$; d 为光栅常数。在 $z > 0$ 的各个位置上的光强分布为:

$$u(x, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_n(z) e^{i2\pi n \nu_0 x} \quad (3)$$

代入波动方程 $\nabla^2 u + k^2 u = 0$, 并利用边界条件 $B_n(0) = C_n$ 可解得:

$$\begin{aligned} u(x, z) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_n(z) e^{i2\pi n \nu_0 x} \\ &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{i2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - (n\lambda \nu_0)^2}} \\ &\quad \times e^{i2\pi n \nu_0 x} \end{aligned} \quad (4)$$

收稿日期: 1982年7月13日。

设 $|n_1| \leq \frac{1}{\lambda \nu_0}$, 即 $|n_1| \leq \frac{d}{\lambda}$; $|n_2| > \frac{1}{\lambda \nu_0}$, 即 $|n_2| > \frac{d}{\lambda}$; 则(4)式可写为:

$$u(x, z) = \sum_{n=-|n_1|}^{|n_1|} C_n e^{i2\pi [n\nu_0 x + \frac{z}{\lambda} \sqrt{1-(n\lambda\nu_0)^2}]} + \sum_{n=-\infty}^{-|n_2|} C_n e^{-2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{(n\lambda\nu_0)^2-1}} e^{i2\pi n\nu_0 x} + \sum_{n=|n_2|}^{\infty} C_n e^{-2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{(n\lambda\nu_0)^2-1}} e^{i2\pi n\nu_0 x} \quad (5)$$

(5)式中后两项振幅随 z 的增大急剧衰减,是瞬逝波,在远场可不予考虑。因此(5)式中第一项即表达一透射调幅光栅经一平面波照射后的远场光强振幅分布。

若假设该透射调幅光栅为正弦光栅即:

$$u_0(x) = 1 + A \cos(2\pi \nu_0 x) \\ = 1 + \frac{A}{2} e^{i2\pi \nu_0 x} + \frac{A}{2} e^{-i2\pi \nu_0 x}$$

这时, (5)式中不仅有 $n=0, \pm 1$ 等项, 且

$$C_0=1, C_1=C_{-1}=\frac{A}{2}.$$

所以:

$$u(x, z) = e^{ikz} + A \cos(2\pi \nu_0 x) e^{ikz \sqrt{1-(\lambda\nu_0)^2}}$$

上式又可写为:

$$u(x, z) = e^{ikz} [1 + A \cos(2\pi \nu_0 x) e^{ikz (\sqrt{1-(\lambda\nu_0)^2}-1)}]$$

上式中括号内的式子反映了光强变化。当 $kz (\sqrt{1-(\lambda\nu_0)^2}-1) = 0, 2\pi, 4\pi \dots$ 时, 光强出现周期最大或最小, 由此, 可得成像周期为:

$$z_T = \frac{\lambda}{1 - \sqrt{1 - (\lambda\nu_0)^2}}$$

当 $(\lambda\nu_0)^2 \ll 1$ 时,

$$z_T = \frac{2}{\lambda \nu_0^2} = \frac{2d^2}{\lambda} \quad (6)$$

光强 $I = |u(x, z)|^2$, 如图 1 所示, 在不同的 z 位置上光强 I 将发生有规律的变化。当 $z=0, z_T, 2z_T, \dots, n z_T$ (n 为正整数) 时

$$I = [1 + A \cos(2\pi \nu_0 x)]^2$$

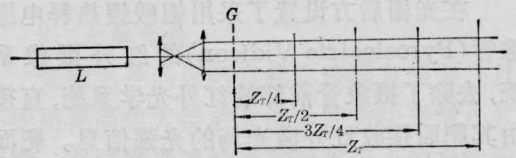


图 1

得到光栅的傅里叶自成像。

当 $z = z_T/2, 3z_T/2, 5z_T/2 \dots \frac{2m+1}{2} z_T$ (m 为 $0, 1, 2, \dots$ 正整数)

$$I = [1 - A \cos(2\pi \nu_0 x)]^2$$

得到与光栅空间频率反相的光强分布。

当 $z = 1/4 \cdot z_T, 3/4 \cdot z_T, 5/4 \cdot z_T \dots \frac{2m+1}{4} \cdot z_T$ 时 (m 为 $0, 1, 2 \dots$ 正整数)

$$I = \left(1 - \frac{A^2}{2}\right) + \frac{A^2}{2} \cos(4\pi \nu_0 x)$$

得到与光栅空间频率倍频的光强分布。

三、实 验

图 2 是在 10.6 微米红外激光场中进行 Talbot 效应实验研究的光路原理图。

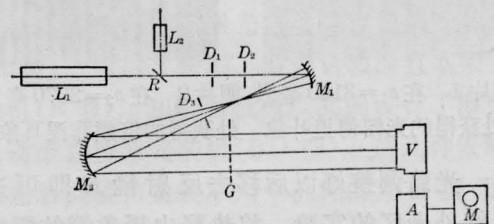


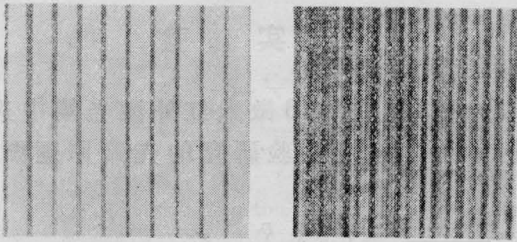
图 2 试验光路图

L_1 —CO₂ 激光器; L_2 —He—Ne 激光器;
 R —反射镜; M_1, M_2 —凹面反射镜;
 G —光栅; D_1, D_2, D_3 —光阑; V —摄像
管; A —前置放大器; M —电视显示器

图中 L_1 为 5 瓦连续 CO₂ 激光器, 输出单模线偏振 10.6 微米红外激光。经小孔光圈 D_1 和 D_2 , 由凹面反射镜 M_1 和 M_2 扩束准直后射向光栅 G 。光栅 G 用 $\phi 0.2$ 毫米的铍铜丝制成, 按每毫米一条线紧绷在铜框架上, 形成一透射的调幅光栅。其外形尺寸为 50 毫米 \times 40 毫米, 光栅常数为 $d=1$ 毫米。透过率为 $T_A=80\%$ 。

在光栅后方设置了采用钽酸锂热释电摄像管(Pyroelectric Vidicon)的红外摄像系统,去除了摄像管前部的红外光学系统,直接由其靶面接收红外激光场的光强信息。靶面直径约为18毫米,经前置放大器放大后的视频信号送入电视屏幕监视器进行观察。

L_2 是调整光路使用的He-Ne激光器,并且利用它对同一光栅作了可见光场的Talbot效应实验,以便进行对比。照片1和照片2即为 6328 \AA 准直激光透过光栅 G 后,在距光栅为 $z_1=3160$ 毫米和 $z_2=2370$ 毫米处直接放置感光底片拍照获得的。根据公式(6)可算出对 6328 \AA 红光,光栅 G 的傅里叶自成像周期 $z_t=3160$ 毫米,因此 $z_1=z_t$ 处为光栅傅里叶象位置, $z_2=\frac{3}{4}z_t=2370$ 毫米处为光栅 G 的倍频菲涅耳象位置。

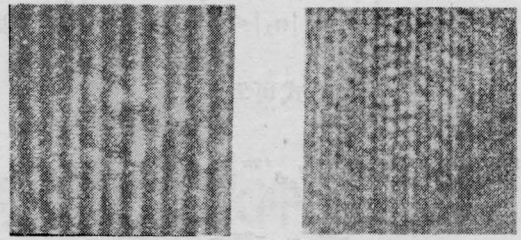


照片1 在 $z_1=3160$ 毫米处获得的光栅傅里叶象 照片2 在 $z_2=2370$ 毫米处获得的倍频菲涅耳象

光路调整好以后移去反射镜 R 即可进行红外光区的实验,将热释电摄像管的靶面分别置于距光栅 G 为 $z_3=567$ 毫米和 $z_4=519.75$ 毫米处。根据公式(6)可算出对于 10.6 微米红外光,光栅 G 的傅里叶自成像周期 $z_t=189$ 毫米,因此 $z_3=3z_t=567$ 毫米处为光栅 G 的傅里叶自成像位置,

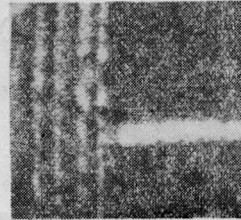
$$z_4=2\frac{3}{4}z_t=519.75 \text{ 毫米}$$

处为光栅 G 的倍频菲涅耳象位置。照片3和4是摄像管靶面分别置于 z_3 和 z_4 位置时从屏幕监视器上拍下的照片,两照片放大倍数相同。照片4清晰度较差的主要原因为所用的摄像管分辨率较低。



照片3 在 $z_3=567$ 毫米处获得的光栅傅里叶象 照片4 在 $z_4=519.75$ 毫米处获得的倍频菲涅耳象

为确定照片3和4中摄像管靶面上成象的实际线宽,对摄像靶面进行了定标。用敞光黑纸紧贴靶面将其遮挡一半,在纸上精确地刻一1毫米狭缝,并使狭缝与光栅线条垂直,在屏幕显示器上摄得照片5。比较水平亮线和垂直亮线,证明光栅的傅里叶象的实际线宽也是1毫米。



照片5

四、讨 论

公式(6)所表示的成像周期是在正弦光栅的情况下推得的。根据傅里叶变换原理,可以把任意一个周期性变化的调幅光栅展开为一系列正弦光栅的总和。对于本次试验所使用的光栅 G ,如图2所示,可用一周期为 L ,脉宽为 $\tau=\frac{8}{10}L$ 的方波列表示其空间振幅调制函数。当方波幅度取单位值,坐标原点取在函数周期的 $\frac{L}{2}$ 处时,其傅氏展开式为:

$$u(x, 0) = \frac{8}{10} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{8}{10} n\pi}{n} \times \cos \frac{2n\pi}{L} x \quad (7)$$

(下转第836页)

对磷酸盐玻璃的畸变有重要影响,对硅酸盐玻璃影响不大。

四、讨 论

由于磷酸盐玻璃往往含有比较多的残余水分,这些水分以羟基 OH 结合于玻璃结构网络中,形成了 3.5 微米的吸收峰,其吸收系数随水含量的增多而增大。三种磷酸盐玻璃在 3.5 微米有较大的吸收峰,说明这些玻璃含有较多的残余水分,网络中有较多的羟基 OH。这些 OH 基与 Nd^{3+} 离子相互作用,增强了无辐射跃迁过程,无辐射跃迁几率 A_{nr} 随水含量的增多而增大^[7]。 A_{nr} 的增大促使铽离子把更多的氙灯光能移交给晶格,引

(上接第 842 页)

在光栅常数为 1 毫米和波长 10.6 微米的条件下根据公式(5)求得 $|n_1| = 94$, 由此可见,在第 94 项之后的各项已经符合式(5)的 $|n_2| > \frac{d}{\lambda}$ 条件,成为瞬逝波。因此,实际上对光栅后远场光强有贡献的是其前 94 项。而由傅氏展开式可知,在 $0, \pm 1$ 级傅里叶成像位置,即 $z = z_T, 2z_T, \dots, nz_T$ (n 为正整数)处,也同时是其它各高次展开项的傅里叶成像位置。因此,在这一位置上的傅里叶象包括了光栅 G 的前 94 项的总和,经计算机计算,到第 94 项振幅系数已经降为方波的 0.39%。因此本试验可以获得光栅 G 足够清晰的自成像。

在激光加速原理试验及其它红外全息光学试验中,经常需要采用摄像管靶面直接在红外光场中进行光强检测。因此,十分需要

起玻璃发热,这相当于 δ 增大。因此掺铽磷酸盐玻璃 N_{2220} 在双灯聚光器中应有较大的畸变。清除或降低这些残余水分可能是减小 δ 、改善畸变的一个重要手段。

参 考 文 献

- [1] F. W. Quelle; *Appl. Opt.*, 1966, **5**, 633.
- [2] E. P. Riedel, G. D. Baldwin; *J. Appl. Phys.*, 1967, **38**, No. 7, 2720.
- [3] G. D. Baldwin, E. P. Riedel; *J. Appl. Phys.*, 1967, **38**, No. 7, 2726
- [4] 上海光机所热畸变研究组;《物理学报》, 1978, **27**, No. 1, 22.
- [5] Ю. А. Ананьев, Н. И. Гришманова; *ЖПС*, 1970, **12**, №4, 668.
- [6] В. В. Кравченко, Ю. П. Рудницкий; *Безв. электр.*, 1979, **6**, №4, 661.
- [7] 干福熹;《科学通报》, 1979, **24**, No 2., 59.

有一种对靶面进行空间尺度定标的方法。前述用纸片刻槽紧贴靶面的方法只能显示一条定标线,而且容易损伤靶面。在激光场经过准直的情况下,直接利用 Talbot 效应,用光栅或栅格的自成像可以很方便地对靶面进行全面的空间定标。并且可以把这种方法用于对红外摄像系统进行非线性失真的测量,这一方法的特点在于可以排除摄像管前红外光学系统的误差。

在本试验中使用了电子工业部 1431 所研制的红外摄像系统,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] H. E. Silva; *Appl. Opt.*, 1972, **11**, 2613.
- [2] H. E. Silva; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, 1980.
- [3] H. Dammann *et al.*; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, 1454.
- [4] P. Felix *et al.*; *Optics and Laser Technology*, 1976, **8**, No 2, 75.