

散斑错位照相术的空间频率成分

何毓宁

(郑州工学院激光研究室)

提 要

本文分析了散斑错位照相术的空间频率成分,得到条纹纯暗区的散斑结构等同于两个半圆透镜散斑像场非相干迭加的结论,该结论有别于 Y. Y. Hung 的结果。还使用记录光瞳的方向孔径与散斑谱晕周界两个概念,分别计算了条纹纯亮、暗区域所对应的谱晕周界方程。对以上结论进行了实验验证,并附带提出了带通滤波器的最佳图形。该结果不仅可用于进一步改善错位照相条纹的质量,也对电子散斑错位干涉仪的研究有益。

1979年 Y. Y. Hung 用错位照相术直接测量了物体表面应变^[1],与全息干涉相比,错位照相具有装置简单,对外界干扰不敏感,条纹质量好,直接显示与应变相关连的等梯度线等优点,因而有较高的工业实用价值^[2]。关于错位照相的空间频率, Hung 认为在暗条纹区域为零频。为了准确设计错位照相术中通带滤波器的图形,作者对错位照相术的空间频率成分作了进一步的探讨。本文将介绍另一种分析结果,并附带提出通常滤波器的最佳图形。

一、错位照相术原理

为了便于比较两种分析结果的区别,先扼要重述一下 Hung 所论述的错位照相原理。

在普通相机镜头前附加一块小角度棱镜,该棱镜正好复盖镜头的一半,这就构成最简单的错位照相机,如图1所示。

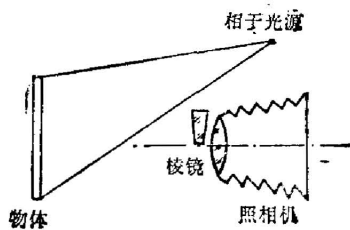


图1 光学装置示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the optical setup

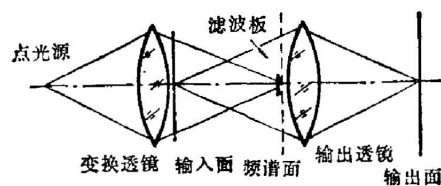


图2 傅里叶滤波技术示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the Fourier filtering technique

由于棱镜使通过的光线偏转一个小角度,在像平面上将得到两个互相错开的物像。当物体被相干光照明时,物像将被散斑所调制,而且在两像的重迭部分发生干涉,并产生一幅新的散斑图象。如果对物体变形前后进行两次曝光,由于物体表面位移带来的光程变化,使

第二次曝光记录到的散斑结构将与第一次记录的有所变化。在光程变化等于光波波长整数位 $n\lambda$ ($n=0, 1, 2, \dots$) 的区域, 散斑结构保持不变, 双曝光的结果仅使散斑图像在单曝光的基础上进一步加深。如果从通信学的观点把散斑看成调制像的载波, 则该区域载波最强; 而在光程变化等于 $[(2n+1)/2]\lambda$ 的区域, 散斑结构的变化正好使双曝光记录的合成散斑图像削弱至最淡, 这相当于记录了零频(即载波为零)成分。

使用图 2 所示的光学滤波装置观察双曝光错位照相底片, 由于光轴上的滤波板挡住了零频成分, 在输出面上高频载波最强处最亮, 载波为零处最暗, 从而实现了将频率变化型的不可见条纹转换成强度变化的可见条纹。

用数学语言来描述这一过程, 第一次曝光时两错位象的波前分别为

$$U_1 = a \exp(i\theta_1), \quad U_2 = a \exp(i\theta_2), \quad (1)$$

其中假设从物体上 (x, y) 点与 $(x+\delta x, y)$ 点出发并在像平面同一点会合的两条光线的光振幅相等, 且设为常数 a 。式中 θ_1, θ_2 为互不相关的随机位相角, δx 为横向错位量。像平面上的合光场和记录到的光强分别为

$$U_T = U_1 + U_2, \quad I = U_T U_T^* = 2a^2(1 + \cos \varphi), \quad (2)$$

式中 $\varphi = \theta_1 - \theta_2$, 当然也是一个随机变量。

如果物体变形带来的光程变化为 ΔL , 则相应的位相变化为 $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\Delta L$ 。同样的数学处理将得到第二次曝光所记录的光强为

$$I' = 2a^2[1 + \cos(\varphi + \Delta\varphi)], \quad (3)$$

两次曝光线性迭加后的合光强为

$$I_T = I + I' = 4a^2\{1 + \cos[\varphi + (\Delta\varphi/2)]\cos(\Delta\varphi/2)\}。 \quad (4)$$

显然在 $(\Delta\varphi/2) = n\pi$, 即 $\Delta L = n\lambda$ 的区域有

$$I_T|_{\Delta L=n\lambda} = 4a^2(1 + \cos \varphi), \quad (5)$$

该式表明在这种情况下双曝光与单曝光相比散斑结构不变而光强加倍, 即载波最强。而在 $\Delta\varphi/2 = [(2n+1)/2]\pi$, 即 $\Delta L = [(2n+1)/2]\lambda$ 的区域有

$$I_T|_{\Delta L=(2n+1)\lambda/2} = 4a^2。 \quad (6)$$

由于开始已假设 a 为常数, (6) 式表示该区域的 I_T 中将没有散斑(即没有载波), 仅具有空间频率为零的均匀光强分布。

二、错位照相条纹不同区域的散斑结构

作者认为在 Hung 的分析中关于波前振幅 a 的假设过于简化。事实上, 到达像平面的两波前不仅应具有随机位相分布, 其振幅也应具有随机分布性质。如果用半个透镜对相干照明下的物体作成像记录, 毫无疑问要记录到散斑, 光强的随机分布说明了振幅的随机分布性质, 由此证明振幅不能假设为大小相等的常数。由于两个像的错位量(毫米量级)通常远大于散斑的自相关宽度(微米量级), 两错位像的散斑结构互不相关。这样, 两错位像重叠部分的光强分布应归类于两相干但互不相关的散斑场的迭加问题^[8]。据此两错位像波前的数学描述应修改为

$$U_1 = A_1 \exp(i\theta_1), \quad U_2 = A_2 \exp(i\theta_2), \quad (7)$$

式中 A_1, A_2 表示两个互不相关的二维随机振幅分布。经过与 Hung 相似的数学推导, 修改后双曝光记录的合光强应表达为

$$I_T = 2(A_1^2 + A_2^2) + 4A_1A_2 \cos[\varphi + (\Delta\varphi/2)] \cos(\Delta\varphi/2), \quad (8)$$

根据(8)式, 在 $(\Delta\varphi/2) = n\pi$, 即 $\Delta L = n\lambda$ 区域的光强为

$$I_T|_{\Delta L=n\lambda} = 2(A_1^2 + A_2^2) + 4A_1A_2 \cos \varphi = 2|U_1 + U_2|^2, \quad (9)$$

(9)式表明在这种情况下双曝光条纹亮区的载波最强。然而在 $\Delta L = (2n+1)\lambda/2$ 的区域(即条纹暗区)有

$$I_T|_{\Delta L=(2n+1)\lambda/2} = 2(A_1^2 + A_2^2) = 2(|U_1|^2 + |U_2|^2), \quad (10)$$

(10)式表示条纹暗区的合光强分布等同于两波前非相干迭加结果的两倍。由于前面已肯定 $|U_1|^2$ 与 $|U_2|^2$ 分别是两个半圆透镜单独记录时散斑的随机光强分布, 而两个散斑图像又互不相关, 故两者的代数和 $(|U_1|^2 + |U_2|^2)$ 也应具有随机分布的特点^[3], 即条纹暗区内散斑的空间频率不可能为零。该结果有别于 Hung 的结论。

三、错位照相散斑结构的谱晕周界与滤波孔最佳图形

既然条纹暗区内散斑的空间频率不为零, 显然简单地滤除零频将无法观察到散斑错位条纹。要想取得良好的滤波效果, 必须对不同区域的散斑结构进行空间频谱分析。

使用任何一种光学傅里叶变换装置, 例如图 3 所示的装置观察散斑图像的频谱, 谱面上的光强分布通常是一个衍射晕, 可简称为散斑“谱晕”。

谱晕有几个明显的特点: (1) 具有一个零频亮点, 它对应于底片在记录过程中非负特性而导致的固有直流成分; (2) 谱晕由随机分布的散斑构成, 它产生于输入图像中散斑的随机分布特征; (3) 谱晕有不太明显但仍可比较判别的周界。谱晕在某一方向的扩展程度与散斑图像在该方向上的截止空间频率相对应, 因此在单次曝光中确定形状的记录光瞳与其散斑谱晕周界形状有唯一的对应关系; (4) 谱晕以零谱亮点为对称中心。

试图计算谱晕内光强分布的通解是复杂而困难的。对设计最佳空间滤波器的目的而言, 问题可简化为计算散斑谱晕的周界方程。本节着重讨论记录光瞳, 散斑图的截止空间频率及其谱晕周界三者的数量关系。

对圆形记录光瞳, 三者的关系是简单而明了的。以往的研究已经确认, 记录介质上散斑颗粒的最小尺度取决于光瞳的物理分辨极限

$$\sigma_{\min} = 1.2\lambda L_i / D, \quad (11)$$

式中 D 为光瞳直径, λ 为记录波长, L_i 为像距。这样散斑图像的截止空间频率为

$$f_T = \sigma_{\min}^{-1} = D / 1.2\lambda L_i. \quad (12)$$

在图 3 所示的装置里, f_T 将光衍射扩展到距离零频亮点 ρ 处

$$\rho = \lambda' L f_T = \lambda' L D / 1.2\lambda L_i, \quad (13)$$

式中 λ' 为变换装置中的光波长, L 为输入面至谱面的距离。对圆形光瞳来说, ρ 显然与方向

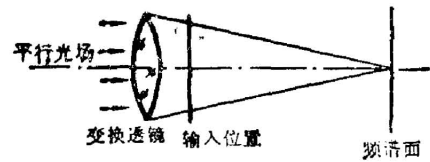


图 3 用于频谱分析的傅里叶变换装置
Fig. 3 Fourier transform for frequency spectrum analysis

无关,若令 $K = \lambda L D / 1.2 \lambda L_i$, 则以极坐标形式表达的谱晕周界方程为

$$\rho = K, \tag{14}$$

变换成常用的 ξ, η 直角坐标有

$$\xi^2 + \eta^2 = K^2. \tag{15}$$

这是以零频亮点为圆心, K 为半径的一个圆, 如图 4 虚线所示。

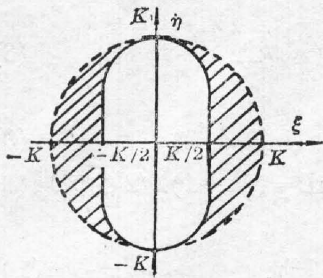


图 4 圆形与半圆形光瞳对应的谱晕周界

Fig. 4 Boundary of diffraction halo corresponding to circular and semi-circular recording aperture

计算任意光瞳对应的谱晕周界, 可将以上过程加以推广。为此定义记录光瞳在某方向上的最大尺寸为“方向孔径”。显然, 方向孔径是方向角 γ 的函数, 记为 $D(\gamma)$ 。用 $D(\gamma)$ 取代圆形光瞳谱晕周界方程中的常数 D , 可得任意光瞳的以极坐标形式表示的谱晕周界方程的一般表达式

$$\rho(\gamma) = \frac{\lambda L}{1.2 \lambda L_i} D(\gamma). \tag{16}$$

需要指出: 严格讨论任意光瞳在任意方向上的物理分辨极限, 必需根据光瞳的具体形状对常系数 1.2 进行修正。但考虑到精确计算此修正值的复杂性, 但光瞳形状不太复杂的一般条件下将该系数视为定值, 将无损于对本文问题的讨论。这样, 在光瞳确定以后, 关键在于寻找其方向孔径 $D(\gamma)$ 。解算 $D(\gamma)$ 的数学途径一般可先将坐标旋转 γ 角, 然后求光瞳水平截线的极大值。

对于图 5(b) 所示的半圆形记录光瞳, 其方向孔径由下式给出:

$$D(\gamma) = \begin{cases} D/2 \cos \gamma, & |\gamma| \leq \pi/4, \\ |\gamma - \pi| \leq \pi/4, \\ D \sin \gamma, & |\gamma - (\pi/2)| \leq \pi/4, \\ |\gamma - (3\pi/2)| \leq \pi/4, \end{cases} \tag{17}$$

故其谱晕周界的极坐标方程为

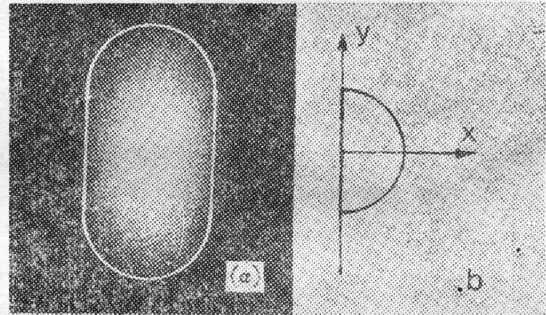
$$\rho(\gamma) = \begin{cases} K/2 \cos \gamma, & |\gamma| \leq \pi/4, |\gamma - \pi| \leq \pi/4, \\ K \sin \gamma, & |\gamma - (\pi/2)| \leq \pi/4, |\gamma - (3\pi/2)| \leq \pi/4. \end{cases} \tag{18}$$

变换成直角坐标有

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \pm (K/2), & |\eta| &\leq K/2 \\ \xi^2 + [\eta^2 \pm (K/2)]^2 &= (K/2)^2, & |\eta| &\geq K/2 \end{aligned} \right\} \tag{19}$$

谱晕周界的图形如图 4 中实线所示, 其形状近似为蚕茧。对于对称的另外半个透镜所对应的谱晕周界, 由谱晕的中心对称性可知, 其周界方程应与(19)式相同。

将双曝光错位照相底片置于图 3 装置的输入面, 根据上节分析的结果, 变形为 $\Delta L = n\lambda$ 的区域, 记录了 $|U_1 + U_2|^2$ 的散斑图像, 它等同于整个圆形光瞳记录的散斑, 其谱晕周界如图 4 虚线所示的一个圆, 在 $\Delta L = (2n+1)\lambda/2$ 处, 记录了 $(|U_1|^2 + |U_2|^2)$ 的散斑, 它等同于两个半圆光瞳散斑像场的非相干迭加, 其谱晕周界如图 4 实线所示的蚕茧状; 在其它



(a) 谱晕 (b) 半圆光瞳

图 5 半圆光瞳及其谱晕照片(1:1)

Fig. 5 Semi-circular recording aperture and its diffraction halo of spectrum (1:1)

$\Delta L \neq n\lambda/2$ 的区域,其谱晕周界可合理地推测为在虚实线之间随 $\Delta\varphi$ 的余弦线性变化。所有各种区域的不同谱晕将按图 4 所示的方式重迭在一起。那么只有将滤波孔开在图 4 虚实线之间打阴影线的区域,才能观察到对比良好的相关条纹。显而易见,在标准实验条件下将滤波孔扩大为全部打阴影线的两个类月牙形区域,对于改善输出像的分辨率,提高反差,提高灰度等级都是最为有利的。而在非标准实验条件下对该图形作相应的修改,作者认为可得到通带滤波器的最佳图形。

四、验证实验

选择了一块用全息 I 型干板记录的错位照相底片验证(22)式所描述的半圆光瞳对应的谱晕周界。原实验的记录条件为:透镜焦距 $f=105\text{ mm}$,孔径 $D=18\text{ mm}$,实际像距 $L_i=150\text{ mm}$,错位量 $\delta x=3\text{ mm}$ 。本实验中为了方便起见,将未扩束的氦氖激光束直接打在原片上两错位像的不重迭区域,即打在由某半个透镜单独曝光的区域,在 $L=200\text{ mm}$ 处记录其谱晕,认为此条件近似为夫琅和费条件,按以上参数计算的理论 K 值为: $K=1967\text{ mm}$ 。图 5(a)为其谱晕照片,照片中的白线是按理论 K 值绘制的理论谱晕周界曲线。照片中两者基本吻合。

选用复杂变形物体的错位照相底片验证了关于亮暗条纹区域谱晕周界具有不同特点的结论。原片是记录有某橡胶试块变形的“Kodak SO-253”35 mm 全息软片,试样中有 4~16 mm 直径的人工缺陷,图 6 为其滤波后拍摄的局部放大条纹照片(原实验所拍)。照片中的蝶形对称密集条纹对应于人工缺陷的变形,还可看到由于试块的整体变形也带来较粗的背景条纹。

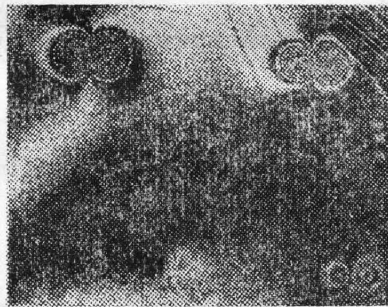
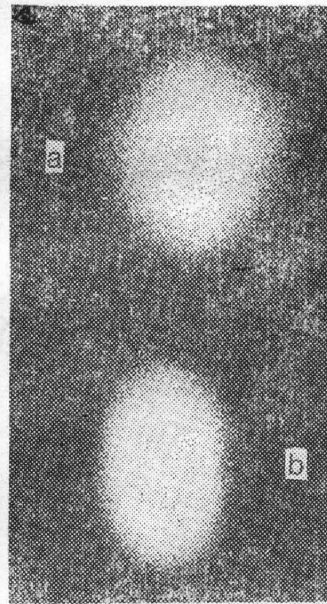


图 6 某橡胶试块的错位照相条纹照片(原实验所拍,局部放大)

Fig. 6 Fringe pattern of a rubber sample (taken in the former experiment)



(a) 亮条纹区域 (b) 暗条纹区域

图 7 错位照相的两种谱晕图形

Fig. 7 Two types of diffraction halo of spectrum by image shearing camera

为了实验的方便,在背景条纹中亮、暗区域各选择合适的一点(目的是寻找纯亮点与纯暗点),分别检查两点的谱晕图形,为了避免光点过大干扰实验结果,原氦氖激光束经 500 mm 焦距的正透镜聚焦后打在所选择的两点上,原底片放在后焦点前 80 mm 位置,在后

焦面上分别拍摄到图 7(a)、(b)所示的两种谱晕图形。两图与本文分析的结果相一致。

六、结 束 语

错位照相出现以前的许多散斑错位干涉技术,例如 Leendertz 的类似迈克尔逊方法,虽然其数学解析结果也具有与 (9) 式及 (10) 式相同的形式,但由于在该方法中 $|U_1+U_2|$ 与 $(|U_1|^2+|U_2|^2)$ 都是由整个圆形透镜衍射的散斑分布,其亮暗条纹的谱晕周界相同,故不能用本文的方法加以滤波分离。它只能通过别的途径,例如利用散斑场相干迭加与非相干迭加在光强分布统计规律上的不同之处加以分离,造成该法条纹对比度不高。

Hung 提出的错位照相术具有条纹亮暗区谱晕周界不同的特点,巧妙地解决了条纹的滤波分离问题,在充分考虑这一特点的基础上设计空间带通滤波器,无论对工业无损检测或是对实验应力分析来说都非常有意义。同时这一结果对于电子散斑错位干涉仪的研究也有指导价值。这是以往文献所没有归纳过的新的散斑干涉类型。

感谢柯敬唐副教授对本文的关怀和指导。

参 考 文 献

- [1] Y. Y. Hung, C. Y. Liang; *Appl. Opt.*, 1979, 18, No. 7 (1 Apr), 1046.
- [2] Ke Jingtang *et al.*; «*Speckle Shearing Interferometry and its Application*», (International Conference of Holographic Data Nondestructive Testing, held in Yugoslavia, 1982).
- [3] J. C. Dainty; «*激光斑纹及有关现象*», (科学出版社, 1981), 20.
- [4] *ibid.*, 209.

Components of spatial frequencies of speckle shearing photography

HE YUNING

(Laboratory of lasers, Zhengzhou Institute of Technology)

(Received 23 March 1984; revised 17 August 1984)

Abstract

This paper analyzes the components of the spatial frequencies in a speckle shearing photography. The result has shown that the speckle construction in dark fringe areas is equivalent to the incoherent superposition of two speckle image field produced by each semi circular lens. It is somewhat different from that obtained by Y. Y. Hung. Using two concepts, which are the directional aperture of recording pupil and the boundary of diffraction halo of spatial spectrum by Fourier transformation from specklegram, two equations corresponding to the areas of light

and dark fringes have been deduced. Experimental results for demonstration are provided, and the optimum figure of bandpass spatial filter is proposed.

The results not only can be used to improve the quality of fringe pattern by image-seaving camera, but also may be useful for the study of electronic speckle searing interferometer.

我国红外技术的带头人——汤定元教授

中国科学院上海技术物理研究所所长汤定元教授,是我国红外科学技术的主要开拓者和带头人。



汤定元教授 1920 年 5 月出生于江苏省金坛县, 1942 年毕业于前中央大学物理系, 后留校任教, 并从事研究工作。他出色地完成了气体放电中电子温度分布的测量工作, 使他的名字第一次作为作者出现在国外著名的期刊上。1948 年他公费去美国芝加哥大学深造, 1950 年取得物理学硕士学位。在此期间, 他在超高压物理实验方面成绩突出。当时他所研制成功的金刚石高压容器, 目前已发展成为研究高压下光学性质所不可缺少的装备。

1950 年底, 当他正在专心进行博士论文的实验工作时, 闻悉新中国派出志愿军援朝抗美, 就毅然决定放弃学位, 冲破重重障碍, 返回祖国, 受到党和政府的热烈欢迎。回国后, 他长期在中国科学院致力于半导体物理的研究, 成果累累, 造诣很深。五十年代我国半导体学科兴起, 他是创始人之一。1962 年我国制订科学技术发展长远规划时, 在他的倡议下正式列入了红外科学技术课题。他直接参加和具体指导研制了多种光电器件, 尤其是红外辐射探测器, 其中有硅太阳能电池、高能粒子探测器以及硫化铅、碲化铟、锗掺汞、碲镉汞等材料 and 红外探测器, 始终保持国内领先地位, 不少成果达到国际先进水平, 对我国红外科学技术的发展和推广应用发挥了关键性的作用。近年来, 他领导研究碲镉汞材料和器件的物理性质以及开拓远红外波段等工作, 也不断取得可喜进展。为此, 1977 年他被授予上海市先进科技工作者称号, 1978 年全国科学大会授予他“作出重大贡献的先进工作者”称号。

汤定元教授积极培养人才, 不遗余力, 在指导工作中带出了一批出色的科研骨干, 还曾在北京大学、中国科技大学、上海科技大学等高校兼课执教。此外, 他还培养了并正在培养着硕士研究生和博士研究生。历年来, 他已发表重要学术论文数十篇参加国内和国际交流, 并编写科普和技术性文章以及译校国外文献等。

汤定元教授现任全国政协常委, 九三学社中央委员, 中国光学学会第一届副理事长兼红外、光电器件专业委员会主任委员, 中国物理学会物理学名词审查委员会委员, 上海市物理学会副理事长, 上海科技大学校务委员, 上海市红外加热技术联合开发公司名誉董事长以及《红外研究》、《物理学进展》、《应用科学学报》、《中国科学》、《科学通报》、《半导体学报》和《物理》等期刊的主编、副主编或编委。

(俞福堂)