

频 闪 散 斑 照 相 法

姜锦虎 陈炳泉
(苏州大学物理系)

提 要

本文讨论了频闪散斑照相法的基本原理,给出了简谐振动和非简谐周期振动散斑图的全场分析的平均光强分布和条纹可见度的解析式。理论和实验表明频闪散斑法较之时间平均散斑法有着明显的优点。
关键词: 频闪散斑照相法。

一、引 言

文献[1]、[2]分别介绍了用时间平均散斑照相法研究面内振动和离面振动的实验方法。众所周知,由它们可分别获得面内振动振幅和离面振动离面位移方向导数的振幅分布,不能获得在给定相位下面内位移和离面位移方向导数的分布,且由其所得等值条纹的可见度很差。

为此,本文提出用频闪散斑照相法进行振动分析,它将周期性动态问题化为准静态问题进行研究,获得的物象光强分布被给定相位下面内位移(或离面位移方向导数)的余弦函数调制。从理论上证明频闪法得到全场分析条纹的可见度较时间平均法好,并给出了实验验证。

二、实 验 方 法

频闪散斑照相法既可用于研究面内振动,又可用于研究离面振动,其实验光路基本上分

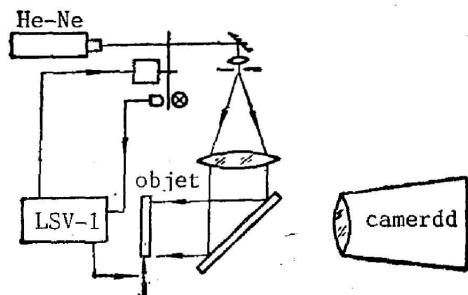


Fig. 1

别和时间平均散斑照相法测面内振动和离面振动的光路相同,不同点是把光调制器置于连续激光的出射光路中,将连续激光调制成和试件振动同步的脉冲激光,且激光脉冲锁定所在研究振动相位上。测面内振动的装置示于图1。实验,使用 LSV-1 型机械式激光频闪振动控制测量仪*。仪器工作时,它输出激振电信号给激振器,使物体按所要求频率振动,同时光调制盘将连续激光调制成跟振动信号同步的激光脉冲,以其脉冲激光照明振

动体。且激光脉冲可锁定在所要求振动信号的任一相位上,相位在 $0^\circ \sim 360^\circ$ 范围内连续可

收稿日期: 1987年5月18日; 收到修改稿日期: 1987年8月11日

* 该仪器由苏州大学物理系研制。

调。该仪器提供的电信号具有正弦波和方波两种,前者可使物体作简谐振动,后者使物体作周期性非简谐振动。

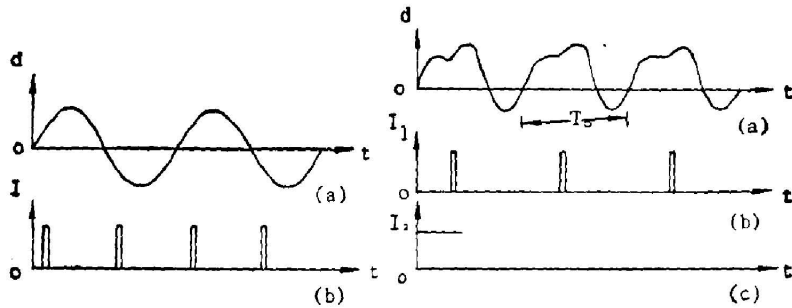


Fig. 2

Fig. 3

研究简谐振动,采用图 2 所示的同步曝光方式,其中 (a) 为振动信号, (b) 为激光脉冲,在每个振动周期中,振动体两次受脉冲激光照射,而两次相差 $1/2$ 周期。研究非简谐振动,采用图 3 所示的同步曝光方式,即第一次曝光是每个周期中仅在所研究的相位上用脉冲激光照明振动体,第二次曝光是在振动体静止时受连续激光照明。

以上述方式曝光后的干版经显影、定影处理后制成散斑图,再将其在滤波光路上进行全场分析,即可对物体的振动进行定量分析。

三、理论分析

1. 面内振动

首先考虑一般的振动形式,即物体作周期性非简谐振动。采用图 3 的曝光方式,设成像系统的放大率 $M=1$ 。则每周期的频闪曝光量为

$$E_1 = \int_{t_p - \frac{\Delta}{2}}^{t_p + \frac{\Delta}{2}} |U(x_1 + d_{x1}, y_1 + d_{y1})|^2 dt_0 \quad (1)$$

式中 Δ 为单个激光脉冲持续时间, t_p 为激光脉冲中央所对应的时刻。 d_{x1} 和 d_{y1} 为记录平面上相应于物点的像点在 t_p 时刻时位移 d_1 的两个分量。

振动体静止时,进行第二次曝光,设曝光时间跟频闪曝光的有效时间 T 相等,这样的曝光方式就等效为在每个周期中曝光两次,一次为频闪曝光,另一次在平衡位置时曝光,每次曝光时间均为 Δ ,于是制得的散斑图复振幅透射率可简写为

$$t = \int_{t_p - \frac{\Delta}{2}}^{t_p + \frac{\Delta}{2}} [f(x_1, y_1) + f(x_1 + d_{x1}, y_1 + d_{y1})] dt_0 \quad (2)$$

设 $t_i = f(x_1, y_1) + f(x_1 + d_{x1}, y_1 + d_{y1})$, 其物理意义为瞬态双曝光散斑图。因此 (2) 式可视为一系列瞬态双曝光散斑图函数 t_i 的线性叠加,即全场滤波为对一系列瞬态双曝光散斑图进行滤波。

滤波分析系统中,散斑图是物,由傅氏光学成像的物-像关系可知^[3],光学系统所成像的像函数为光学系统的脉冲响应(或点扩散函数)与几何光学所预言像的卷积。设滤波孔为圆孔径,对于瞬态双曝光散斑图,像平面上坐标 (x_3, y_3) 处光波复振幅为以变形前后物点 $(x_1,$

y_1) 和 (x_1-d_{x1}, y_1-d_{y1}) 为中心的圆形埃里斑 S 和 S' 区域的贡献之和, 考虑到埃里斑的大小跟振动体相比足够小, 故可认为埃里斑 S' 内各散斑位移 d 为常数。于是, 对于瞬态双曝光图而言, 像点 (x_3, y_3) 处光波复振幅为^[4]

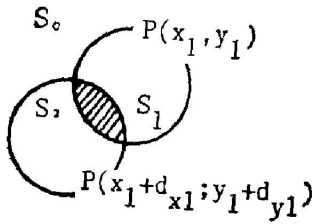


Fig. 4

式中

$$U_i(x_3, y_3, t) = [1 + e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} d_{x1} + y_{20} d_{y1})}] U_{i0}(x_3, y_3) + U_{i1}(x_3, y_3) + U_{i2}(x_3, y_3) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} d_{x1} + y_{20} d_{y1})}. \quad (3)$$

$$U_{ik}(x_3, y_3) = \iint_{S_k} f(x_1, y_1) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} x_1 + y_{20} y_1)} dx_1 dy_1, \quad k=0, 1, 2.$$

S_0, S_1, S_2 跟 S, S' 的关系如图 4 所示。

像平面上总光场分布为

$$U_3(x_3, y_3) = \int_{t_p - \frac{\Delta}{2}}^{t_p + \frac{\Delta}{2}} [1 + e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} d_x + y_{20} d_y)}] U_{i0}(x_3, y_3) + U_{i1}(x_3, y_3) + U_{i2}(x_3, y_3) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} d_x + y_{20} d_y)} dt. \quad (4)$$

若对 d_x, d_y 取一级近似

$$\begin{cases} d_x(x_1, y_1, t) = d_{xp}(x_1, y_1, t_p) + \frac{\partial d_x}{\partial t} \Big|_{t=t_p} (t - t_p) = d_{xp} + v_{xp}(t - t_p), \\ d_y(x_1, y_1, t) = d_{yp} + v_{yp}(t - t_p). \end{cases} \quad (5)$$

又考虑到频闪法中, 通常占空比 $K = \frac{T_0}{\Delta}$ 较大 (T_0 为振动周期), 即 Δ 很小, 所以可近似地把 U_{i0}, U_{i1} 和 U_{i2} 当作与时间无关, 分别记为 U_0, U_1 和 U_2 。经一系列计算, 不难得到像平面上总光场分布

$$U_3(x_3, y_3) = U_0(x_3, y_3) \Delta \left\{ 1 + e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} d_{xp} + y_{20} d_{yp})} \operatorname{sinc} \left[\frac{\pi}{\lambda f} (x_{20} U_{xp} + y_{20} U_{yp}) \Delta \right] \right\} + U_1(x_3, y_3) \Delta + U_2(x_3, y_3) \Delta e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} d_{xp} + y_{20} d_{yp})} \operatorname{sinc} \left[\frac{\pi}{\lambda f} (x_{20} U_{xp} + y_{20} U_{yp}) \Delta \right]. \quad (6)$$

根据文献[4]可以导出像平面上的平均光强分布为

$$\langle I(x_3, y_3) \rangle = 2c \left\{ (s_0 + s_1) + (s_0 + s_2) \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{\pi}{\lambda f} (x_{20} U_{xp} + y_{20} U_{yp}) \Delta \right] + 2s_0 \operatorname{sinc} \left[\frac{\pi}{\lambda f} (x_{20} U_{xp} + y_{20} U_{yp}) \Delta \right] \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20} d_{xp} + y_{20} d_{yp}) \right] \right\}. \quad (7)$$

条纹可见度为

$$\mathcal{V} = \frac{\langle I \rangle_{\max} - \langle I \rangle_{\min}}{\langle I \rangle_{\max} + \langle I \rangle_{\min}} = \frac{2 \operatorname{sinc} \left[\frac{\pi}{\lambda f} (x_{20} U_{xp} + y_{20} U_{yp}) \Delta \right] s_0}{s_0 + s_1 + s_0 - s_2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{\pi}{\lambda f} (x_{20} U_{xp} + y_{20} U_{yp}) \Delta \right]}. \quad (8)$$

式中 c 为常数, 通常 Δ 很小, sinc 函数是慢变化函数, 余弦函数是快变化函数, 可见像平面上条纹显示了振动体在给定相位上位移分布。

当滤波孔取在 x_2 (或 y_2) 轴上, 获得给定相位下位移在 x (或 y) 方向分量的等值线。亮条纹对应的位移分量为 $d_{xp} = N\lambda f / x_{20}$ (或 $d_{yp} = N\lambda f / y_{20}$), N 为亮条纹序数。

如果激光脉冲宽度无限窄, 即 $\Delta \rightarrow 0$, 则(7)式和(8)式可化为下面的简单形式:

$$\langle I(x_3, y_3) \rangle = 2c \left\{ 2s_0 + s_1 + s_2 + 2s_0 \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20}d_{xp} + y_{20}d_{yp}) \right] \right\}. \quad (9)$$

$$\mathcal{V} = \frac{2s_0}{2s_0 + s_1 + s_2}. \quad (10)$$

它跟双曝光散斑照相法的全场分析具有相同的光强分布^[4]。

下面考虑一些特殊的运动形式。

(1) 物体作跃阶运动, $\langle I(x_3, y_3) \rangle$ 和 \mathcal{V} 分别由(9)式和(10)式决定。

(2) 物体按三角函数运动, $\langle I(x_3, y_3) \rangle$ 和 \mathcal{V} 分别同(7)式和(8)式。

(3) 物体作简谐振动

如果曝光方式如图 3 所示, 对所研究相位的位移分量取一级近似有:

$$\begin{cases} d_x = d_{xp} - d_{xm}\omega \cos \omega t_p (t - t_p), \\ d_y = d_{yp} + d_{ym}\omega \cos \omega t_p (t - t_p). \end{cases} \quad (11)$$

式中 $d_{xm}\omega \cos \omega t_p = v_{xp}$, $d_{ym}\omega \cos \omega t_p = v_{yp}$, 把 d_x , d_y , v_{xp} 和 v_{yp} 代入(7)式, 则像平面上平均光强分布:

$$\begin{aligned} \langle I(x_3, y_3) \rangle = & 2c \left\{ (s_0 + s_1) + (s_0 + s_2) \sin^2 \left[\frac{2\pi^2}{\lambda f} (x_{20}d_{xm} + y_{20}d_{ym}) \frac{1}{K} \cos \theta \right] \right. \\ & \left. + 2s_0 \sin^2 \left[\frac{2\pi^2}{\lambda f} (x_{20}d_{xm} + y_{20}d_{ym}) \frac{1}{K} \cos \theta \right] \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda f} (x_{20}d_{xp} + y_{20}d_{yp}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

条纹可见度为

$$\mathcal{V} = \frac{2s_0 \sin^2 \left[\frac{2\pi^2}{\lambda f} (x_{20}d_{xm} + y_{20}d_{ym}) \frac{1}{K} \cos \theta \right]}{s_0 + s_1 + (s_0 + s_2) \sin^2 \left[\frac{2\pi^2}{\lambda f} (x_{20}d_{xm} + y_{20}d_{ym}) \frac{1}{K} \cos \theta \right]}. \quad (13)$$

式中 $K = \frac{T}{\Delta}$ 为占空比, $\theta = \omega t_p$ 为所研究振动体的振动相位。由该式可见, 条纹可见度除随位移量 d_p 的增加而变差外, 还随 K 的增大和相位 θ 接近 $\frac{\pi}{2}$ 而变好。因实验中, K 对任何频率均为常数, 故 \mathcal{V} 与 ω 无关。

如果曝光方式按图 2 所示, 计算得:

$$\begin{aligned} \langle I(x_3, y_3) \rangle = & 2c \sin^2 \left[\frac{2\pi^2}{\lambda f} (x_{20}d_{xm} + y_{20}d_{ym}) \frac{1}{K} \cos \theta \right] \\ & \times \left(2s_0 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda f} (x_{20}d_{xp} + y_{20}d_{yp}) \right] \right\} + s_1 + s_2 \right). \end{aligned} \quad (14)$$

相邻两亮条纹间的位移分量相差 $\lambda f / 2x_{20}$, 而图 3 所示曝光方式为 $\lambda f / x_{20}$ 。可见图 2 曝光方式比图 3 曝光方式测量灵敏度提高一倍。

由(14)式显见, 亮条纹的亮度随着条纹序数的增加而变暗, K 越大, 变化越慢。此外, 条纹亮度变化还跟相位有关, 当相位接近 90° 时, 亮度变化极缓。而时间平均法随 $J_0^2(\beta)$ 迅速下降。

下面讨论按图 2 曝光方式的简谐振动的测量范围。在(14)式中 $\sin^2 \beta$ 是条纹函数的包络线, 它决定了最大位移的测量范围,

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda f} (x_{20}d_{xm} + y_{20}d_{ym}) \cdot \frac{1}{K} \cos \theta, \quad \sin^2 \beta$$

函数的第一个根值 $\beta = \pi$ 对应的 d_m 作为最大位移测量范围。由 $\beta = \pi$ 得,

$$d_{\max} = \lambda f K \operatorname{tg} \theta / 2\pi \alpha_{20} \quad (15)$$

由此可见: (1) K 增大, 位移测量范围增加; (2) 相位越接近于 0° , 其测量范围越小, 对应 N 较小序号的亮条纹就变暗; (3) α_{20} , f 虽对测量范围有影响, 但它们对测量灵敏度更有影响。

另一方面可测最大位移还受到散斑相关的制约。等值条纹最大可见度为

$$\psi = \frac{2s_0}{2s_0 + s_1 + s_2} \circ$$

当位移增大时, s_0 变小, 散斑相关性变坏, 从而条纹可见度变差。当位移大到 0.8 埃里斑大小时, 条纹可见度就下降到看不见, 取它为位移测量范围, 即

$$|d_{\max}| = 0.8D_s = 0.98\lambda f / D_f \quad (16)$$

式中 $D_s = 1.22\lambda f / D_f$ 为埃里斑直径, D_f 为滤波孔直径, 显见, 滤波孔径大时, 埃里斑变小, 致使测量范围变小; 当 D_f 减小时, 测量范围增加。但不能任意变小, 过小时, 埃里斑将很大, 致使在埃里斑内散斑位移为常数的假定不成立; 另一方面 D_f 过小时, 二次散斑尺寸变大, 使条纹可见度变差。

2. 离面振动

对离面振动记录散斑图时, 照相机聚焦在物体前方一定距离的平面上, 该平面称为散焦面。这样, 物体作离面振动问题就化为散焦面内散斑振动问题, 前述有关面内振动的所有讨论和结论都适用于散焦面内散斑的振动。

对于物体作周期性非简谐振动, 采用图 3 曝光方式, 则全场分析时像平面上平均光强为

$$\begin{aligned} \langle I_3(x_3, y_3) \rangle = & 2c \left\{ s_0 + s_1 + (s_0 + s_2) \sin c^2 \left[\frac{2\pi A}{\lambda f} (x_{20}v_{xp} + y_{20}v_{yp}) \Delta \right] \right. \\ & \left. + 2s_0 \sin c \left[\frac{2\pi A}{\lambda f} (x_{20}v_{xp} + y_{20}v_{yp}) \Delta \right] \cos \left[\frac{4\pi A}{\lambda f} \left(x_{20} \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{t=t_p} + y_{20} \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{t=t_p} \right) \right] \right\} \quad (17) \end{aligned}$$

式中 $v_{xp} = \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right) \right]_{t=t_p}$, $v_{yp} = \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right) \right]_{t=t_p}$ 。

如果物体作简谐振动, 且按图 2 方式曝光, 则

$$\begin{aligned} \langle I_3(x_3, y_3) \rangle = & 2c \sin c \left\{ \frac{4\pi^2 A}{\lambda f} \left[x_{20} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_m + y_{20} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_m \right] \frac{1}{K} \cos \theta \right\} \\ & \times \left\{ 2s_0 \left[1 + \cos \frac{8\pi A}{\lambda f} \left(x_{20} \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{t=t_p} + y_{20} \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{t=t_p} \right) \right] + s_1 + s_2 \right\} \quad (18) \end{aligned}$$

四、实验研究

用频闪散斑振动分析, 可研究振动体在不同相位下面内位移分布和离面位移偏导数分布。图 5 为周界固定圆铝板中心激振的频闪散斑图在 x 方向上滤波的全场分析照片, 即 $\frac{\partial w_m}{\partial x} \sin \omega t_p$ 的分布。从 (a) 到 (d) 振动相位依次由小到大, 其它实验条件相同。

图 7 为悬臂铝板作离面振动的频闪散斑图, 分别在 x 、 y 和 45° 方向上滤波的全场分析

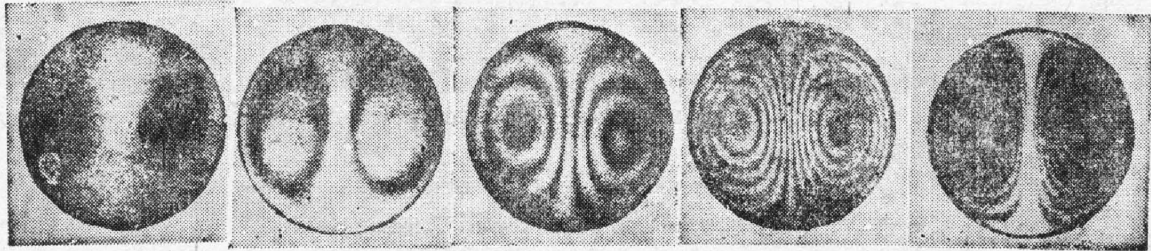
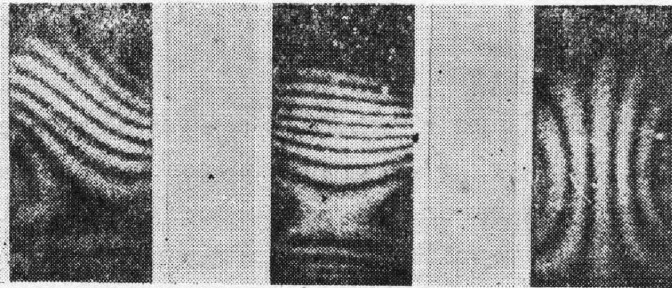


Fig. 5

Fig. 6

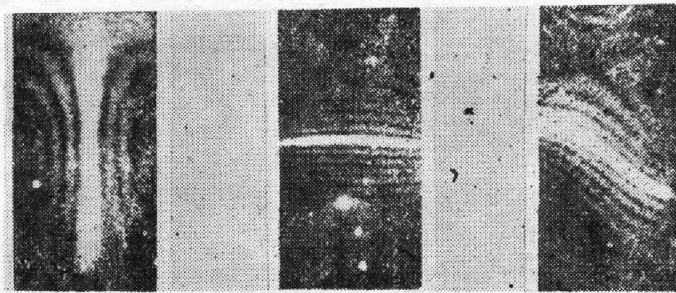


45°

y

x

Fig. 7



x

y

45°

Fig. 8

照片。图 6、8 为与图 5、7 对应的时间平均散斑振动全场分析照片。

四、结 论

由上面实验和理论分析, 显见, 频闪散斑法获得的条纹可见度优于时间平均散斑法条纹可见度, 且不随振幅增加而迅速下降, 因此测量范围较大。它可研究周期振动在任一相位下的各位移分量分布的离面位移方向偏导数(即转角量)的分布。用于研究简谐振动和非简谐振动, 都具有相似的数学解析式, 而时间平均法对不同的运动形式具有不同的数学解析式。其不足之处是不能区分出节线, 而时间平均法则节线明显。

参 考 文 献

- [1] F. P. Chiang, C. J. Lin; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, No. 16 (Aug), 2705~2708.
- [2] F. P. Chiang, Kuen-ChangChin *et al.*; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 7 (Apr), 1123~1124.
- [3] J. W. Goodman,《傅里叶光学导论》中译本, (科学出版社, 北京 1979 105~109.
- [4] J. B. Chen, F. P. Chiang; *J. O. S. A.*, 1984, **1**, No. 8 (Aug), 845~849.

Stroboscopic speckle photographic method

JIANG JINHU AND CHEN BINGQUAN

(Department of Physics, Suzhou University)

(Received 18 May 1987; revised 11 August 1987)

Abstract

In this paper, the fundamental principles of stroboscopic speckle photographic method is discussed. For a specklegram of harmonic or non-harmonic periodic vibrations in whole field analysis, the analytic formulae of the distribution of the mean intensity of light and visibility of the fringes are given. Both theory and experiments show that stroboscopic speckle method is obviously superior to time-average method.

Key words: stroboscopic speckle photographic method.