

# 频闪云纹倍增技术的研究

姜锦虎 陈炳泉 沈 平

(苏州大学物理系, 苏州 215006)

程 传 福

(山东师范大学物理系, 济南 250014)

## 提 要

本文提出了一种研测面内振动的技术——频闪云纹倍增技术。它可用商品化的低密度云纹栅获得高灵敏度的测量结果。

关键词: 频闪法、云纹、信息倍增。

## 一、引 言

用近代光学技术研究物体振动具有非接触测量和二维振幅、位移分析的优点。其典型方法有全息法<sup>[1~3]</sup>、散斑照相法<sup>[4,5]</sup>和时间平均影子云纹法<sup>[6]</sup>等。通常全息干涉计量术对面内位移很不敏感,因此很少用于研测面内振动。散斑照相虽适用于面内振动,但由于相关性限制,全场分析条纹的数量较少,影响测量精度。时间平均影子云纹法只适用于大振幅的离面振动。普通云纹法由于栅线密度较低,只适用于大振幅面内振动,因其测量灵敏度低而极少研究。

本文提出了高灵敏度的研测面内振动的方法——频闪云纹信息倍增法。用傅里叶光学对其进行了理论分析,它可研测周期振动体在任一相位下的位移分布,给出全场  $u$  和  $v$  位移分量分布图。该方法的意义不仅在于给出了研测面内振动的新方法,还在于它可用商品化的低密度云纹栅获得高灵敏度的测量结果,其倍增率达  $4n$  倍,使面内振动的研究向实用化迈出了一步。关于高灵敏度地获得面内振型图的方法在时间平均云纹信息倍增法一文<sup>[7]</sup>中已报道。

## 二、实 验 方 法

记录光路如图1所示。透明试件上贴有低密度的云纹栅(例如  $501/\text{mm}$  的正交栅),置于物平面  $P_1$ , 发散激光束通过变换透镜  $L_f$  成会聚光照明试件。在频谱面  $P_2$  上得栅的频谱,对其滤波,取出  $+n$  和  $-n$  级衍射光点,成像透镜  $L_i$  将试件栅栅线倍增  $2n$  倍<sup>[8]</sup>后成像于像平面  $P_3$  上。为讨论简单,设成像系统的放大率  $M=1$ 。

用 LSV-1 型激光频闪振动分析仪<sup>[9]</sup>将连续激光调制成跟振动体振动同步的脉冲激光。

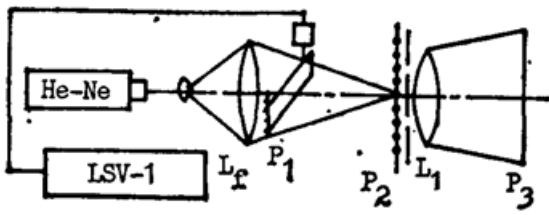


Fig. 1

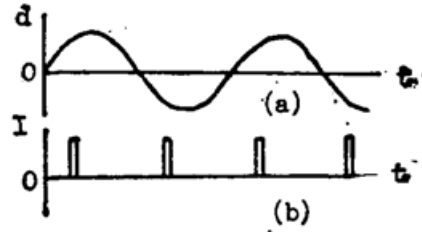


Fig. 2

其位相在  $0^\circ \sim 360^\circ$  内连续可调。同步方式如图 2 所示,即在试件振动的每一个周期内脉冲激光对试件照明两次,两次的位相差为  $\pi$ 。如果占空比足够大,可近似地看作在干版上记录了相应于这两个位相  $\phi$  和  $\pi + \phi$  中上倍增的变形栅。曝光后的干版经显影、定影处理后,将其置于  $4f$  光信息处理系统内进行滤波分析,就可获得位相  $\phi$  上试件  $u$  场和  $v$  场云纹图。云纹条纹为相应的  $u$  或  $v$  位移分量的等值线。

### 三、理论分析

#### 1. 栅线倍增

为讨论方便,设试件栅为一维栅,其主方向平行于  $y$  轴。以均匀激光照明试件,在谱平面上滤取  $+n$  和  $-n$  级衍射光点,由文献[9]知像面上光强分布为

$$I_3 = S(x_3, y_3) \left( 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} y_3 \right) \quad (1)$$

式中  $p$  为试件栅栅线节距,  $S(x_3, y_3) = S(x_1, y_1)$ ,  $S(x_1, y_1)$  为试件的孔径函数。由(1)式可见,  $S$  内栅线密率倍增了  $2n$  倍。

#### 2. 像面上变形栅函数的描述

(1) 试件受均匀拉伸(或压缩)变形后像面上光强分布为

$$I'_3 = S(x_3, y_3) \left( 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p'} y_3 \right) \quad (2)$$

$p'$  为变形后栅的节距。设变形前过  $(x_3, y_3)$  点的栅线为第  $q$  条,由于试件受拉伸,该点的纵坐标变为  $y_3 + v_1$ ,  $v_1$  为物点沿  $y$  方向的位移分量,栅线序号仍为

$$q = \frac{y_3 + v_1}{p'} = \frac{y_3}{p}$$

于是求得

$$p' = \frac{y_3 + v_1}{y_3} p$$

将其代入(2)式,通常  $y_3/v_1 \gg 1$ ,取一级近似得

$$I'_3 = S(x_3, y_3) \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v_1) \right] \quad (3)$$

(2) 试件受纯剪切变形,栅线逆时针转过  $\theta$  角如图 3 所示。作新坐标  $X, Y$ ,  $X$  轴平行于变形后的栅线。 $x, y$  为原坐标轴。在新坐标中,像面光强分布可表示成

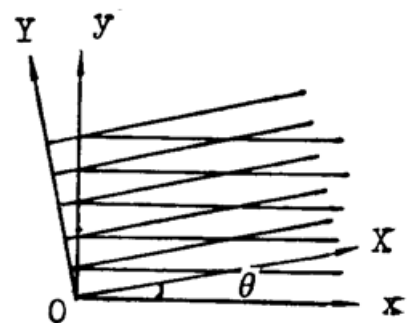


Fig. 3

$$I'_3 = S(x_3, y_3) \left( 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} Y_3 \right)$$

因  $Y_3 = y_3 \cos \theta - x_3 \sin \theta$ , 所以上式在原坐标系中表示为

$$I'_3 = S(x_3, y_3) \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 \cos \theta - x_3 \sin \theta) \right]$$

其中,  $x_3 \sin \theta$  是由于栅线转动引起  $y$  方向的位移分量  $v_2$ , 又通常  $\theta \ll 1$ , 所以  $\cos \theta \approx 1$ , 从而上式化为

$$I'_3 = S(x_3, y_3) \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v_2) \right]. \quad (4)$$

### (3) 试件一般变形后像面上光强分布

试件发生变形, 一般地说拉伸(或压缩)和纯剪切变形同时存在。作新坐标轴  $X, Y$ ,  $X$  轴绕  $x$  轴逆时针转  $\theta$  角。于是在新坐标系中试件栅相当于仅发生均匀拉伸形变。这样, 在新坐标系中像面光强可表示为

$$I'_3 = S(x_3, y_3) \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (Y_3 - v_1) \right]$$

将  $Y_3$  用  $Y_3 = y_2 \cos \theta - x_3 \sin \theta$  替代, 得原坐标系中像面光强表达式

$$\begin{aligned} I'_3 &= S(x_3, y_3) \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 \cos \theta - x_3 \sin \theta - v_1) \right] \\ &= S(x_3, y_3) \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $v = v_1 + v_2$ , 为拉伸变形和剪切变形引起的位移分量之和, 即总位移分量。云纹技术中像面上变形栅函数通常用变形后节距  $p'$  来描述, 本文为讨论方便, 将其改为用  $p$  和位移分量  $v$  来描述。

### 3. 振动试件像面光强分布

试件以圆频率  $\omega$  作面内振动, 其  $y$  方向上的位移分量为  $v = v_m(x_1, y_1) \sin \omega t$ ,  $v_m(x_1, y_1)$  为  $v$  分量的振幅分布, 考虑到成像系统放大率为 1, 则由(5)式得任一瞬时像面上光强分布函数

$$I'_3 = S(x_3, y_3) \left\{ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} [y_3 - v_m(x_3, y_3) \sin \omega t] \right\}. \quad (6)$$

若试件受如图 2 所示的同步窄频闪脉冲激光照明, 设激光脉冲宽度为  $\Delta$ , 则一个周期内像面上的平均光强为

$$\begin{aligned} \bar{I}'_3 &= \frac{S(x_3, y_3)}{\Delta} \left\{ \int_{-t_p - \frac{\Delta}{2}}^{-t_p + \frac{\Delta}{2}} \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v) \right] dt \right. \\ &\quad \left. + \int_{t_p - \frac{\Delta}{2}}^{t_p + \frac{\Delta}{2}} \left[ 1 + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v) \right] dt \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

将第一个和第二个积分号内的  $v = v_m(x_3, y_3) \sin \omega t$  分别用泰勒级数在  $t = -t_p$  和  $t = t_p$  附近展开, 取一级近似, 得

$$\left. \begin{aligned} v &= -v_m \sin \omega t_p + v_m \omega (t + t_p) \cos \omega t_p, \\ v &= v_m \sin \omega t_p + v_m \omega (t - t_p) \cos \omega t_p. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

把(7)式代入(6)式, 经运算得

$$\bar{I}_3 = S(x_3, y_3) \left\{ 2 + \operatorname{sinc} \left( \frac{1}{2} \frac{2n}{p} v_m \omega \Delta \cos \omega t_p \right) \cdot \left[ \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 + v_m \sin \omega t_p) + \cos 2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v_m \sin \omega t_p) \right] \right\}. \quad (8)$$

干板上曝光量正比于  $\bar{I}_3$ , 于是干板经线性处理后的复振幅透射率为

$$T = T_0 + \beta \bar{I}_3. \quad (9)$$

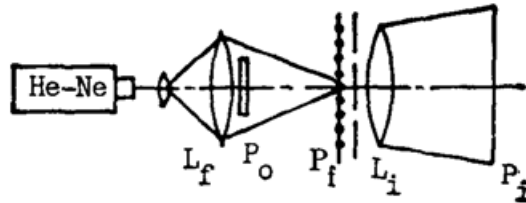


Fig. 4

#### 4. 滤波分析

将由(9)式描述的干板置于图4所示的滤波分析光路的输入平面上, 谱面上光波复振幅为

$$\begin{aligned} U_f = \mathcal{F}\{T\} = & T_0 \delta(f_x, f_y) + 2\beta S(f_x, f_y) + \frac{1}{2} \beta S(f_x, f_y) \\ & \otimes \mathcal{F} \left[ \operatorname{sinc} \left( \frac{1}{2} \frac{2n}{p} v_m \omega \Delta \cos \omega t_p \right) \right] \\ & \otimes \left\{ \mathcal{F} \left[ \exp \left( j2\pi \frac{2n}{p} (y_3 + v_m \sin \omega t_p) \right) \right] \right. \\ & + \mathcal{F} \left[ \exp \left( -j2\pi \frac{2n}{p} (y_3 + v_m \sin \omega t_p) \right) \right] \\ & + \mathcal{F} \left[ \exp \left( j2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v_m \sin \omega t_p) \right) \right] \\ & \left. + \mathcal{F} \left[ \exp \left( -j2\pi \frac{2n}{p} (y_3 - v_m \sin \omega t_p) \right) \right] \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

式中第一、二两项为零级光, 位于谱面坐标原点。大括号中第一、三项跟

$$S(f_x, f_y) \otimes \mathcal{F} \left[ \operatorname{sinc} \left( \frac{1}{2} \frac{2n}{p} v_m \omega \Delta \cos \omega t_p \right) \right]$$

的卷积为正一级衍射光点, 余下为负一级衍射光点。滤取正一级衍射光经计算, 得像平面上光强分布为

$$I_i = S(x_i, y_i) \operatorname{sinc} \left( \frac{1}{2} \frac{2n}{p} v_m \omega \Delta \cos \omega t_p \right) \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{4n}{p} v \right) \right]. \quad (11)$$

当激光脉冲宽度  $\Delta$  很窄时,  $\operatorname{sinc} \left( \frac{1}{2} \frac{2n}{p} v_m \omega \Delta \cos \omega t_p \right) \approx 1$ , (11)式简化为

$$I_i = S(x_i, y_i) \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{4n}{p} v \right) \right]. \quad (12)$$

(11)和(12)式表明像平面上的条纹是位相  $\varphi = \omega t_p$  时  $v$  的等值线。如果试件上栅线平行于  $y$  轴, 则可得位相  $\varphi = \omega t_p$  时位移分量  $u$  的等值线。如果在试件上贴正交云纹栅, 则可同时获得面内振动体在任一位相下的位移分量  $u$ 、 $v$  和  $d_{45^\circ}$  的分布。

## 5. 条纹分析

(11)和(12)式中条纹函数为  $1 + \cos\left(2\pi \frac{4n}{p} v\right)$ , 可见亮条纹条件为

$$v = \frac{lp}{4n}, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (13)$$

暗条纹条件为

$$v = \frac{(2l+1)p}{8n}, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (14)$$

相邻两条纹位移分量之差为

$$\Delta v = \frac{p}{4n}. \quad (15)$$

如果试件栅的节距  $p = \frac{1}{40}$  mm, 取+3和-3级衍射光, 即  $n=3$ 。传统云纹法的测量灵敏度为  $p$ 。可见在  $n=3$  的条件下, 本方法的测量灵敏度提高  $4n=12$  倍, 达  $\Delta v = \frac{1}{480}$  mm。如果采用更低密度的云纹栅, 如  $p = \frac{1}{12}$  mm 或  $\frac{1}{20}$  mm, 同样可获如此高的测量灵敏度, 只需记录时选取更高阶的衍射光点和适当增加曝光时间即可。

## 四、实验结果

图5为钻有三个小孔悬臂板在  $45^\circ$  方向上位移分量分布的云纹图。试件为长220 mm、宽47 mm、厚5 mm的有机玻璃板, 在试件夹持端贴有40 l/mm的可撕膜云纹栅, 采用了最大长度的商品化云纹栅, 其长为100 mm。激振频率142 Hz, 同步频闪脉冲激光用自制的LSV-1型激光频闪仪调制连续He-Ne激光获得, 占空比为  $\frac{\Delta}{T} = \frac{1}{20}$ ,  $T$  为振动周期。记录时取 $\pm 3$ 级衍射光, 滤波分析时取+1级衍射光。(a)、(b)两张照片分别为激光脉冲同步在  $90^\circ$  和  $45^\circ$  振动位相(如图2所示)时,  $45^\circ$  方向上位移分量场  $d_{45^\circ}(x, y)$  的云纹照片。图6(a)、(b)分别为悬臂板(无孔)的  $u$  场和  $v$  场云纹图, 板的材料和尺寸同图5, 栅的长度为83 mm, 激振频率为142 Hz, 激光脉冲同步在  $90^\circ$  振动位相上, 此时位移分量  $u(x, y)$ 、 $v(x, y)$  跟面内振幅  $u(x, y)$ 、 $v_m(x, y)$  相同。该分布图跟由材料力学理论预期的位移分量分布形式一致。其  $u$  值和  $v$  值根据云纹图可很方便地看出(图6中标出了云纹序号)。例如图6(a)中序号  $l=3$  的亮云纹上各点的位移在  $x$  方向上的投影值

$$u_3 = l \frac{p}{4n} = 3 \times 2.083 = 6.25 \mu\text{m}.$$

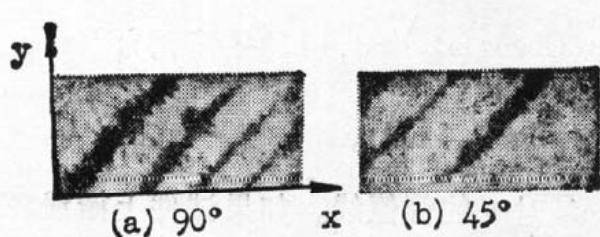


Fig. 5

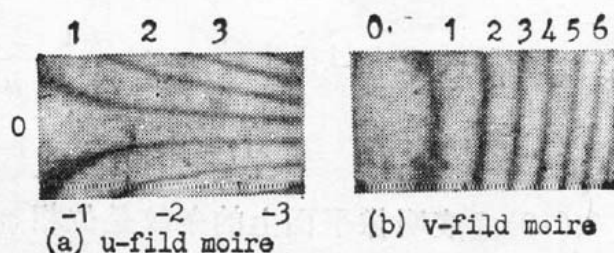


Fig. 6

如果用反射式云纹栅(非漫反射式的,目前尚无市售),就可将本文提出的方法用于非透明试件进行振动分析,仅需将光路作适当改变。

## 五、结 论

本文提出的频闪云纹倍增技术给出了研测面内振动问题的有效方法,它可以给出任一位相下振动体的全场位移分布图。其测量灵敏度较普通云纹法提高  $4m$  倍。其另外的显著优点是: 1. 采用商品化的低密度云纹栅,使研究向实用化迈出了一步; 2. 选取不同衍射光点,可灵活地改变测量灵敏度,从而既能研究大振幅面内振动又能研究小振幅面内振动问题。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] R. L. Powell and K. A. Stetson; *J. O. S. A.*, 1965, **55**, No. 12(Dec), 1593.
- [ 2 ] 姜锦虎等;《物理实验》,1981, No. 4, 139.
- [ 3 ] C. M. Vest; *Holographic Interferometry*, (John Wiley & Sons, New York, 1979), 205.
- [ 4 ] F. P. Chiang, C. J. Lin; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, No. 16(Aug), 2795.
- [ 5 ] 姜锦虎, 陈炳泉;《光学学报》,1988, **8**, No. 7(Jul), 612.
- [ 6 ] Jun-Ichiro Fujimoto; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 23(Dec), 4373.
- [ 7 ] 姜锦虎等;《苏州大学学报》(自然科学版),待发表.
- [ 8 ] 姜锦虎等;《苏州大学学报》(自然科学版),1985, **1**, No. 1(Jan), 109.
- [ 9 ] 陈炳泉等;《应用激光》,1989, **9**, No. 1, 21.

## Study of the stroboscopic moire multiplication technique

JIANg JINHU, CHEN BINGQUAN AND SHEN PING

(Department of Physics, Suzhou University, Suzhou 215006)

CHEG CHUENFU

(Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014)

(Received 29 August 1990; revised 12 February 1991)

## Abstract

A stroboscopic moire multiplication method is proposed for studying and measuring in-plane vibration. Using this technique we can obtain the measuring results of higher sensitivities with commercial gratings of lower frequencies.

**Key words:** stroboscopic method, moire, information multiplication.