

离面客观散斑法

邢永明 方萃长

(内蒙古工学院) (中国矿业学院北京研究生院)

提要 本文提出了一种可同时获得面内位移和离面位移一阶导数的方法——离面客观散斑法。该法具有功能多、装置简单、无需隔振、对刚体位移不敏感等特点。文中论述了此法的基本原理,应用傅里叶光学理论和空间散斑的运动规律推导了计算公式,研制的表面处理技术操作简便,增强条纹反差效果十分明显。实验值与计算结果符合较好。

关键词 客观散斑,散斑干涉,离面位移

一、引言

近十几年来,散斑方法得到了很大的发展。用它进行位移场和应变场的测量显示出了独特的优越性。但是,目前的散斑方法仅用于解决面内位移场、应变场问题以及薄板弯曲问题。对于面内位移和离面位移耦合的复杂位移场问题却不便使用。本文提出的离面客观散斑法可以获得面内位移场和离面位移一阶导数场的耦合量,并采取措施分离之,得到了独立的面内位移分量和离面位移一阶导数信息,较方便地解决复杂位移场的问题。

P. M. Boone 在文献[1]中提出了客观散斑记录方法。该法具有装置简便,无需隔振,对刚体位移不敏感等优点。本文在此法的基础上采用了离面的措施,使获得的信息中增加了离面位移一阶导数这一重要信息。根据傅里叶光学理论和空间散斑的运动规律,并考虑强背景光的存在,推出了离面情况下散斑运动与试件表面位移场的定量关系。此外,Boone 提出的客观散斑记录法有一缺陷,即散斑图上同时记录了物光和入射光的光场,而无用的入射光相当于一个均匀的背景光场叠加到散斑图上,使散斑图信噪比大大下降,难以得到清晰的干涉条纹图。为此,近年来国内外一些学者研究了提高信噪比的技术措施。例如,喷洒玻璃微珠^[2]、铝试件表面单向抛光^[3]、转贴镀膜^[4]等。本文采用的粘贴反光锡纸技术与以上技术相比提高信噪比效果更加明显,可得到不低于主观散斑图质量的散斑图,且操作简便,成本低,可用于多种工程材料。

二、基本原理和公式推导

1. 散斑图的记录和再现

记录装置如图 1 所示。

激光经扩束后穿过透明全息干板入射到试件表面上,经试件表面反射回到全息干板。反射光波中夹杂了携带试件表面信息的散斑颗粒。采用加载前后两次曝光记录,则干板上记录了加载前后客观散斑场的变化。根据空间散斑运动规律就可得到试件表面的位移

本文于 1986 年 12 月 11 日收到。

场。

与 P. M. Boone 在文献[1]中给出的客观散斑记录方法的主要区别是:干板并非紧贴试件表面,而是离开了一段距离 ρ , 称为离面量。这有以下优点:(1)由原来的接触式测量变为现在的非接触式测量。(2)除记录试件表面内位移场外将离面位移一阶导数场也同时记录,扩展了散斑图之信息容量。然而,在离面后散斑图上失去了试件轮廓,散斑图与试件表面不存在点对点关系,无法分析散斑图之信息。为此,本文采用了显著增强试件表面反射能力的技术措施,使离面后反射光斑中仍有试件轮廓,散斑图与试件对应关系仍然保持。例如,散斑图上 H 点的散斑运动对应于试件上 S 点之位移(图 1), H 点的位置可由反射定律确定。为了产生散斑,试件表面并非被处理成绝对镜面,而是有一定漫射。所以,严格地说,散斑图上一点并非对应试件上一个点,而是一个小范围。但当试件表面反光性能较好时,这一范围较小,用其中心点表示不会带来明显误差。

设加载前到达干板面的物光复振幅分布为:

$$\tilde{O}_1 = O(x, y)e^{i\varphi_0(x, y)}$$

$O(x, y)$ 为物光振幅, $\varphi_0(x, y)$ 为物光位相。其中, $x - y - z$ 组成右手螺旋坐标系,背景光的复振幅为:

$$\tilde{R} = R(x, y)e^{i\varphi_R(x, y)}$$

$R(x, y)$ 为背景光振幅, $\varphi_R(x, y)$ 为背景光位相。则第一次曝光干板记录的光强为:

$$I_1(x, y) = t[O(x, y)e^{i\varphi_0(x, y)} + R(x, y)e^{i\varphi_R(x, y)}] \cdot [O(x, y)e^{-i\varphi_0(x, y)} + R(x, y)e^{-i\varphi_R(x, y)}]$$

t 为曝光时间。

加载后,空间散斑场将有运动,设运动量为 $d(x, y, z)$, 在干板面内沿坐标轴的分量为 $d_x(x, y)$ 和 $d_y(x, y)$, 简写为 d_x 和 d_y 。则加载后物光复振幅为:

$$\tilde{O}_2 = O(x + d_x, y + d_y)e^{i[\varphi_0(x, y) + \Delta\varphi_0(x, y)]}$$

背景光不变。则第二次曝光干板记录的光强为:

$$I_2(x, y) = t\{O(x + d_x, y + d_y)e^{i[\varphi_0(x, y) + \Delta\varphi_0(x, y)]} + R(x, y)e^{i\varphi_R(x, y)}\} \cdot \{O(x + d_x, y + d_y)e^{-i[\varphi_0(x, y) + \Delta\varphi_0(x, y)]} + R(x, y)e^{-i\varphi_R(x, y)}\}$$

上面已假定第二次曝光与第一次曝光时间相同。两次曝光记录的总光强为 $I_1(x, y)$ 和 $I_2(x, y)$ 之和并经过化简为:

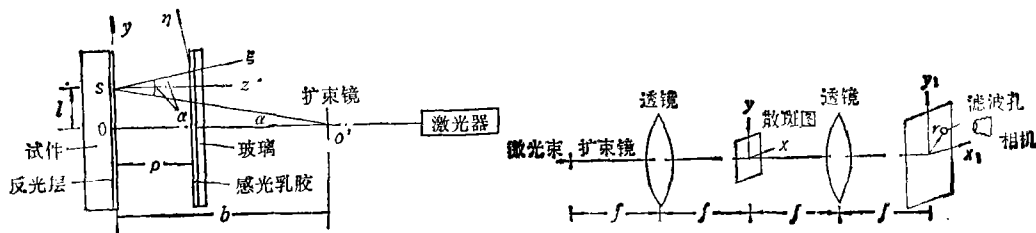


图 1

图 2

$$\begin{aligned}
 I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) = & t\{O^2(x, y) + O^2(x + d_x, y + d_y) \\
 & + O(x, y)R(x, y)\exp[\varphi_0(x, y) - \varphi_R(x, y)] \\
 & + O(x, y)R(x, y)\exp[-\varphi_0(x, y) + \varphi_R(x, y)] \\
 & + O(x + d_x, y + d_y)R(x, y)\exp[\varphi_0(x, y) \\
 & + \Delta\varphi_0(x, y) - \varphi_R(x, y)] + O(x + d_x, y + d_y) \\
 & R(x, y)\exp[-\varphi_0(x, y) - \Delta\varphi_0(x, y) + \varphi_R(x, y)] + 2R^2(x, y)\}
 \end{aligned}$$

将干板显影、定影后即成为散斑图。设干板对光强呈线性响应, 则散斑图之振幅透射率为:

$$\tilde{g}(x, y) = b - cI(x, y)$$

b 和 c 均为常数。

对于散斑图的信息分析可以采用全场分析法和逐点分析法。

(1) 全场分析法

全场分析可以采用图 2 所示的傅里叶变换系统。 f 为透镜的焦距, \mathbf{r} 为滤波孔的位置向量。若准直光在全场内是均匀的且垂直入射到散斑图上, 其复振幅为常数, 设为 B 。散斑图之后光场复振幅分布为:

$$\begin{aligned}
 \tilde{U} = B\tilde{g}(x, y) = & Bb - cBt\{O^2(x, y) + O^2(x + d_x, y + d_y) \\
 & + O(x, y)R(x, y)\exp[\varphi_0(x, y) - \varphi_R(x, y)] \\
 & + O(x, y)R(x, y)\exp[-\varphi_0(x, y) + \varphi_R(x, y)] \\
 & + O(x + d_x, y + d_y)R(x, y)\exp[\varphi_0(x, y) + \Delta\varphi_0(x, y) - \varphi_R(x, y)] \\
 & + O(x + d_x, y + d_y)R(x, y)\exp[-\varphi_0(x, y) - \Delta\varphi_0(x, y) \\
 & + \varphi_R(x, y)] + 2R^2(x, y)\}
 \end{aligned}$$

Bb 项及 $2cBtR^2(x, y)$ 项作为一个亮背景不会影响条纹分布, 略去。带有指数函数的四项对应于同轴全息的波前再现, 在散斑滤波光路中, 它们被滤去。则只剩两项与散斑干涉对应的项, 即:

$$\tilde{U}_1 = -cBt\{O^2(x, y) + O^2(x + d_x, y + d_y)\}$$

频谱面上复振幅分布为其傅氏变换:

$$\tilde{U}_2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}_1 \exp\left[-2\pi/f\lambda(xx_1 + yy_1)\right] dx dy$$

设我们在频谱面上 (x_1, y_1) 处开一小孔滤波, 且利用傅氏变换相移定理, 可得:

$$\begin{aligned}
 \tilde{U}_2 = & -cBt\{1 + \exp[-2\pi(x_1d_x + y_1d_y)/f\lambda]\} \\
 & \times \iint_{-\infty}^{+\infty} O^2(x, y) \exp\left[-\frac{2\pi}{f\lambda}(x_1x + y_1y)\right] dx dy
 \end{aligned}$$

光强分布为:

$$I'(x_1, y_1) = \tilde{U}_2 \cdot \tilde{U}_2^* = K \cos^2 k \frac{x_1d_x + y_1d_y}{2f} I_0(x_1, y_1)$$

其中, $K = c^2B^2t^2$ 为一常数, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数。

$I_0(x_1, y_1) = \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} O^2(x, y) \exp \left[-\frac{2\pi}{f\lambda} (x_1x + y_1y) \right] dx dy \right|^2$ 为变形前单曝光散斑图的衍射晕。

通过频谱面上滤波孔后相机可以记录到 $I'(x_1, y_1)$ 的变化。由表达式可见, 光强分布是一个受 \cos^2 调制的分布函数, 可见到亮暗相间的条纹。

当 $k \frac{x_1 d_x + y_1 d_y}{2f} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi$ 时, 光强最小, 出现暗纹, 当 $k \frac{x_1 d_x + y_1 d_y}{2f} = n\pi$ 时光强最大, 出现亮纹。可写成一综合形式:

$$d_r = \begin{cases} \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) f \lambda}{|\mathbf{r}|} & \text{暗纹} \\ \frac{n \lambda f}{|\mathbf{r}|} & \text{亮纹} \end{cases} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

其中, d_r 表示散斑图上散斑在滤波孔方向 \mathbf{r} 的运动分量, $|\mathbf{r}|$ 为滤波孔到坐标原点之距离。

(2) 逐点分析法

对散斑图的分析也可采用散斑法中常用的逐点分析法^[2]。

2. 散斑位移 d 与试件表面位移场的关系

如图 1 所示, 根据文献[6]所述的空间散斑运动规律, 试件上以 S 点为中心的小面元的位移及其一阶导数将引起干板上 H 点的散斑运动, 其关系如下:

$$\{d\}_{x\eta\xi} = [A]\{U\} + [B]\{E\} \quad (1)$$

$\{d\}_{x\eta\xi} = \{d_x, d_\eta, d_\xi\}^T$ 为干板上 H 点散斑颗粒在 x, η, ξ 坐标系内的运动矢量阵。

$\{U\} = \{u, v, w\}^T$ 为试件上 S 点沿 x, y, z 轴的线位移矢量阵。

$\{E\} = \left\{ \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y} \right\}^T$ 为试件上 S 点位移的一阶导数阵。

$[A] \cdot [B]$ 为系数矩阵。

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & n_H & -m_H \\ 0 & m_H & n_H \end{bmatrix} + \frac{SH}{SO'} \begin{bmatrix} 1 - l_{O'}^2 & -l_{O'} m_{O'} & -n_{O'} l_{O'} \\ -\frac{m_{O'} l_{O'}}{n_H} & \frac{1 - m_{O'}^2}{n_H} & -\frac{m_{O'} n_{O'}}{n_H} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ + \frac{SH^2}{SO'^2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ l_{O'} & m_{O'} & n_{O'} \end{bmatrix} \\ [B] = SH \begin{bmatrix} -l_{O'} & 0 & -(m_{O'} + m_H) & 0 & -(n_{O'} + n_H) & 0 \\ 0 & -\frac{l_{O'}}{n_H} & 0 & -\frac{m_{O'} + m_H}{n_H} & 0 & -\frac{n_{O'} + n_H}{n_H} \\ \left(1 + \frac{SH}{SO'}\right) & 0 & 0 & \left(1 + \frac{SH}{SO'}\right) & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

其中, (l_H, m_H, n_H) 和 $(l_{O'}, m_{O'}, n_{O'})$ 为 H 点和扩束镜位置 O' 的位置矢量的方向余弦. 由图 1, 坐标系 xyz 的原点在 S 点, $x'\eta\xi$ 坐标系的原点在 H 点, x' 与 x 轴平行, η 轴与 SH 线段垂直. 根据反射定律, $\angle O'Sz = \angle HSz$ 设其为 α . 则有:

$$l_H = l_{O'} = 0, m_H = \sin \alpha, m_{O'} = -\sin \alpha$$

$$n_H = \cos \alpha, n_{O'} = \cos \alpha, SH = \frac{\rho}{\cos \alpha}$$

$$SO' = \frac{b}{\cos \alpha}$$

代入系数阵, 得:

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$$

$$+ \frac{\rho}{b} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$+ \frac{\rho^2}{b^2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$$

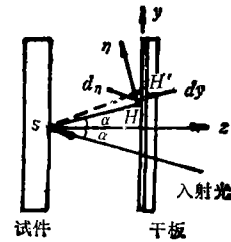


图 3

$$[B] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -2 \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 \\ \left(1 + \frac{\rho}{b}\right) & 0 & 0 & \left(1 + \frac{\rho}{b}\right) & 0 & 0 \end{bmatrix} \frac{\rho}{\cos \alpha}$$

干板记录了其面内的散斑运动, 即 d_x 、 d_y . 由图 3 的几何关系可知, d_x 、 d_y 与 d_x' 、 d_y' 存在以下关系:

$$\left. \begin{aligned} d_x &= d_x' \\ d_y &= d_y' / \cos \alpha \end{aligned} \right\}$$

将式(1)代入上式, 可得:

$$\left. \begin{aligned} d_x &= \left(1 + \frac{\rho}{b}\right) u + 2\rho \frac{\partial w}{\partial x} \\ d_y &= \left(1 + \frac{\rho}{b}\right) v + \left(\frac{\rho}{b} - 1\right) \operatorname{tg} \alpha w + \frac{2\rho}{\cos^2 \alpha} \frac{\partial w}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

如果采用平行光垂直入射, 则 $b \rightarrow \infty$, $\alpha = 0$, 式(2)可化为更加简便的形式:

$$\left. \begin{aligned} d_x &= u + 2\rho \frac{\partial w}{\partial x} \\ d_y &= v + 2\rho \frac{\partial w}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式(3)中没有离面位移 w 的影响项, 且形式更加简单.

3. 不同变形状态下的位移计算公式

(1) 平面应变(应力)问题

此时, $w \cdot \frac{\partial w}{\partial x} \cdot \frac{\partial w}{\partial y}$ 的影响较小, 可略去不计, 由式(2)易得:

$$u = \frac{b}{b + \rho} d_x, \quad v = \frac{b}{b + \rho} d_y$$

如果是平行光垂直入射, 有:

$$u = d_x, \quad v = d_y$$

(2) 弹性板的弯曲问题

对于弹性薄板的弯曲问题, 表面位移以离面位移 w 为主, 可略去面内位移的影响, 即 $u \approx v \approx 0$, 考虑平行光垂直入射的情况, 由式(3)易得:

$$\frac{\partial w}{\partial x'} = \frac{d_x}{2\rho}, \quad \frac{\partial w}{\partial y'} = \frac{d_y}{2\rho}$$

上式说明, 用此法直接获得薄板弯曲问题离面位移一阶导数。要想求出曲率只需一次数值微分即可, 比测量离面位移的方法减少一次数值微分, 使误差大大降低。

如果弹性板较厚, 面内位移不可忽略, 但中面法线假定仍成立, 可采用以下修正方法。由弹性理论知, 板的表面面内位移和离面位移一阶导数有下面近似关系:

$$u = \frac{t}{2} \frac{\partial w}{\partial x'}, \quad v = \frac{t}{2} \frac{\partial w}{\partial y'}$$

t 为板的厚度。代入式(3)易得:

$$\frac{\partial w}{\partial x'} = \frac{d_x}{2\rho + \frac{t}{2}}, \quad \frac{\partial w}{\partial y'} = \frac{d_y}{2\rho + \frac{t}{2}}$$

如被测试件面积较大, 不易采用平行光照射, 也可用点光源照射的光路。但此时离面位移也要对散斑运动产生影响。当 α 或 w 较小时, 可将这一影响略去。由式(2)得:

$$\frac{\partial w}{\partial x'} = \frac{d_x}{2\rho + \left(1 + \frac{\rho}{b}\right) \frac{t}{2}}, \quad \frac{\partial w}{\partial y'} = \frac{d_y}{\frac{2\rho}{\cos^2 \alpha} + \left(1 + \frac{\rho}{b}\right) \frac{t}{2}}$$

(3) 复杂位移场问题

对于面内位移和离面位移都存在的复杂位移场问题, 只靠一张散斑图记录的信息是不够的, 需在不同离面量位置拍摄至少两张。

设第一张散斑图的离面量为 ρ_1 , 散斑运动量为 d_{x1} 、 d_{y1} 。第二张散斑图的离面量为 ρ_2 , 散斑运动量为 d_{x2} 、 d_{y2} 。分别代入式(2), 联立求解, 并略去次要因素 w 的影响, 可得:

$$u = \frac{d_{x1}\rho_2 - d_{x2}\rho_1}{\rho_2 - \rho_1}$$

$$v = \frac{d_{y1}\rho_2 - d_{y2}\rho_1}{\rho_2 - \rho_1}$$

$$\frac{\partial w}{\partial x'} = \frac{d_{x1}(b + \rho_2) - d_{x2}(b + \rho_1)}{2\rho_1(b + \rho_2) - 2\rho_2(b + \rho_1)}$$

$$\frac{\partial w}{\partial y'} = \frac{d_{y_1}(b + \rho_2) - d_{y_2}(b + \rho_1)}{2\rho_1(b + \rho_2) - 2\rho_2(b + \rho_1)} \cos^2 \alpha$$

三、实验验证

1. 旋转圆盘的面内位移场测量

试件为直径 70mm 的有机玻璃圆盘, 两次曝光间将圆盘绕圆心旋转 0.00283 弧度, 干板离面量为 8mm。全场条纹图如图 4 所示, 条纹为等 v 线, 沿半径的理论曲线与实验值比较见图 5。

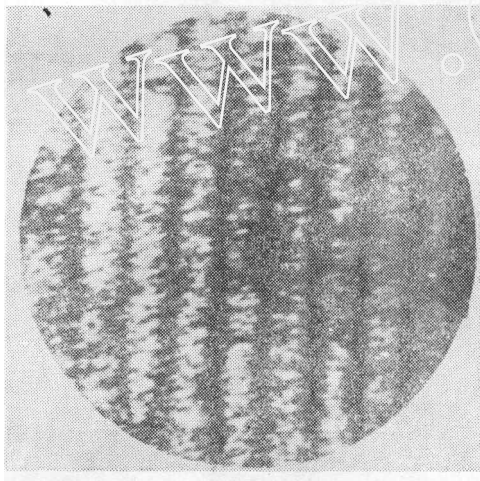


图 4

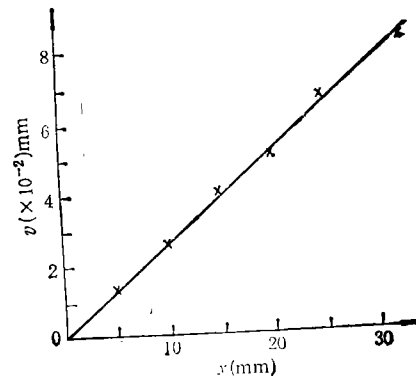


图 5

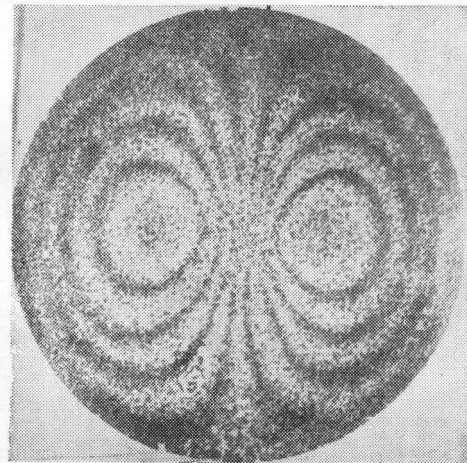


图 6

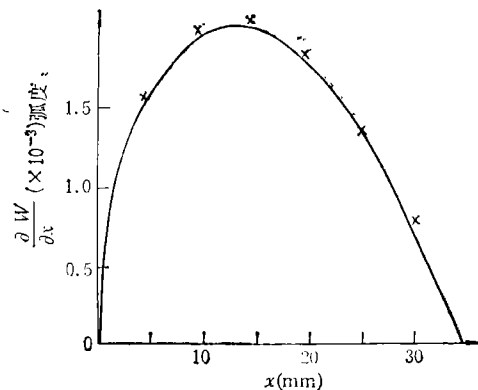


图 7

2. 中心受载固支圆板离面位移一阶导数场测量

试件为直径 70mm, 厚度 2mm 的固支有机玻璃圆板, 在其中心受集中荷载。其中点挠度为 0.0482mm, 测量时离面量为 13.14mm。全场条纹图见图 6, 为等 $\partial w / \partial x$ 线。理论

值与实验值比较见图 7。

3. 悬臂深梁的面内位移场和离面位移一阶导数场的综合测试

试件为长 68mm 宽 5mm 高 8mm 的有机玻璃深梁, 离面量为 5.3mm, 悬臂端载荷为 100g。全场条纹图见图 8, 为面内位移 u 和离面位移一阶导 $\partial w / \partial x$ 的耦合量等值线。分离后理论曲线与实验值的比较见图 9、图 10。

结果表明, 实验值与理论值是吻合较好的。



图 8

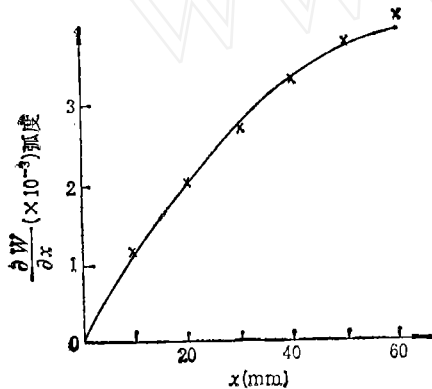


图 9

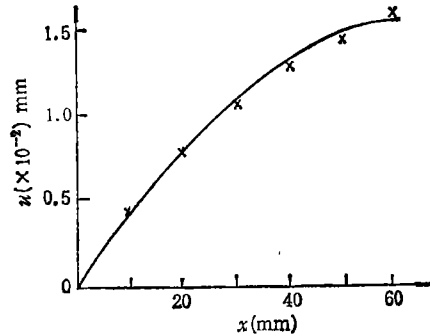


图 10

四、结 论

本方法具有以下特点:

- (1) 光路十分简单, 只需很少光学元件。
- (2) 面内位移和离面位移一阶导数可同时获得, 散斑图信息容量大。
- (3) 实验时可将干板上某点与试件上某点固结。这样, 实验过程对环境振动和刚体位移不敏感, 可以摆脱笨重的全息隔振台, 有可能向现场测量方向发展。
- (4) 表面粘贴反光锡纸的技术增强客观散斑条纹反差的效果十分明显。且操作简便、成本低, 可应用于多种工程材料。

参 考 文 献

- [1] Boone, P. M., Use of reflection holograms in holographic interferometry and speckle correlation for measurement of surface-displacement, *Opt. Acta*, **22**,7 (1975), 579—589.
- [2] 刘宝琛等, 用激光一束光反射全息和激光散斑干涉法研究有限宽中心裂纹板裂纹尖端三维位移场, **21**, 1 (1981), 21—23.
- [3] 韩金虎, 激光散斑技术和提高直接散斑法的条纹清晰度的技术途径, 第三届全国实验应力分析学术会议论文集汇编(1982, 成都).
- [4] 林绍坤, 反射全息和散斑干涉结合的技术, 第三届全国实验应力分析学术会议论文集汇编(1982, 成都).

- [5] Khetan, R. P. and Chiang, F. P., Strain analysis by one-beam laser speckle interferometry, 1: single aperture method, **15**, 9 (1976), 2205.
- [6] 伍小平等, 空间散斑的运动规律(续)——物表面位移分离的影响, 物理学报, **32**, 5(1983), 973.

OFF-PLANE OBJECTIVE SPECKLE METHOD

Xing Yunming

(Inner Mongolia Engineering Institute)

Fang Chuichang

(Chinese Institute of Mining Technology)

Abstract This paper presents a method for measuring in-plane displacement and off-plane slope—off-plane objective method. It has very simple optical set-up, but multi-functions. It is insensitive to rigid-body movement and vibration of test bench. In the paper, the formulas are derived by Fourier optics and the movement of space speckle. A treatment technique to the surface of specimen is proposed, which can largely improve the quality of the fringe of objective speckle method. The test data agree well with the theory.

Key words objective speckle, speckle interferometry, off-plane displacement