

二次波面干涉的剪切散斑干涉计量术*

程传福 姜锦虎** 刘文贤 桂维玲
(山东师范大学物理系, 济南 250014)

摘 要 提出了一种新的剪切散斑干涉方法——二次波面干涉的剪切散斑干涉计量术。这一方法将被测物体变形前后波面的第一次干涉信息分别储存在两张全息干板上, 通过光学信息处理实现波面的第二次干涉。两次波面干涉分别消除了位移和位移的一阶导数场对波面位相的影响, 得到仅反映位移二阶导数场的条纹图。

关键词 二次波面干涉, 剪切散斑。

1 引 言

两个波面干涉的剪切散斑干涉术^[1, 2]测量位移的一阶导数场已被深入研究并被广泛应用^[3~5]。采用剪切散斑多波面一次干涉又可获得位移二阶导数场的信息, 如 Sharma 的三孔剪切法和三孔离焦法^[6], Mohanty 的多孔法^[7]和顾杰的偏振相机^[8]等。在目前已有的这些干涉方法中, 都未能消除位移-阶导数场引起的位相变化, 因此所获得的条纹图把位移的一阶导数和二阶导数的条纹混合在一起, 这给信息的提取带来不便, 甚至在条纹集中区难以对条纹进行判读。为此本文提出了二次波面干涉的剪切散斑干涉计量术, 使被剪切的波面分两次进行干涉, 第一次干涉和第二次干涉分别消除位移和位移的一阶导数的影响, 最终得到独立的二阶导数场条纹图。该方法对于物体变形时弯矩和扭矩的测量有重要的实际意义。

2 实验设计与原理分析

二次波面干涉的剪切散斑干涉术在实验上分以下三步进行。

2.1 一次波面干涉

采用如图 1(a)所示的光路。物体由波长为 λ 的激光照明并置于物平面 x_0y_0 内, 物表面函数为 $O(x_0, y_0)$, 成象透镜的焦距为 f_0 , 在透镜前加一非对称的三孔光阑, 如图 1(b)所示, 孔 A_1 与 A_0 的距离为 p_1 , 孔 A_2 与 A_0 的距离为 p_2 , 且 $p_1 > p_2$ 。在 A_1 、 A_2 前分别加一个切角相同但反向放置的剪切镜, 这样透镜通过孔径 A_0 、 A_1 和 A_2 在像面上形成不错位、错位 $+A$ 和错位 $-A$

* 国家自然科学基金资助的项目。

** 苏州大学物理系, 苏州 215006。

收稿日期: 1993年6月29日; 收到修改稿日期: 1993年9月22日

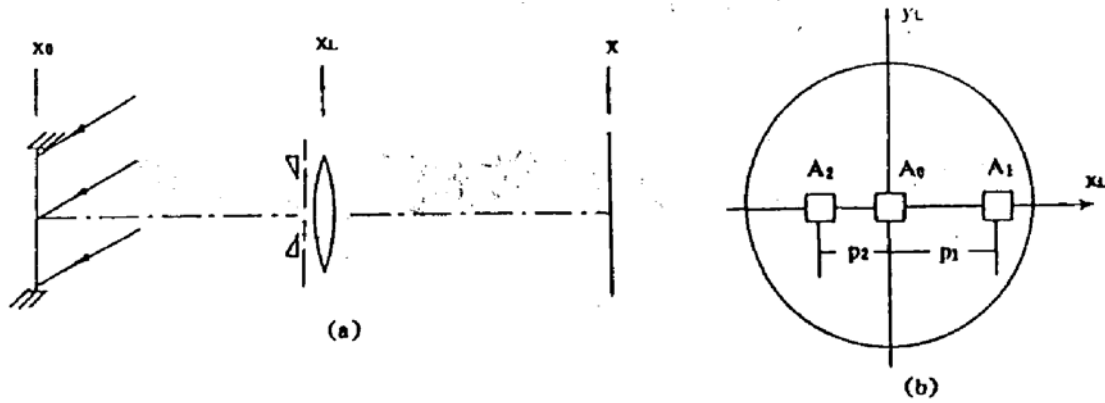


Fig. 1 (a) optical diagram for the first interference of the wave fronts, (b) shape of the imaging aperture

的三个像, 其光波分布分别用 $a_0(x, y)$ 、 $a_1(x, y)$ 和 $a_2(x, y)$ 来表示. 为简单起见, 假定成像放大率 $M = 1$. 物体变形前, 在像面放置全息干板 H_1 , 对其进行二次曝光. 第一次曝光让孔 A_0 、 A_1 通光, 遮挡 A_2 , 记录的光强用 I_{11} 表示; 第二次曝光让 A_0 、 A_2 通光, 遮挡 A_1 , 记录的光强用 I_{12} 表示. 对 H_1 进行线性处理后, 它的振幅透过率函数为:

$$t_1(x, y) \propto I_{11} + I_{12} = 2|a_0|^2 + |a_1|^2 + |a_2|^2 + B_{01} + B_{01}^* + B_{02} + B_{02}^*, \quad (1)$$

其中 $B_{01} = B_{01}(x, y) = a_0(x, y)a_1^*(x, y)$, $B_{02} = B_{02}(x, y) = a_0(x, y)a_2^*(x, y)$. 物体变形后, 物表面函数由变形前的 $O(x_0, y_0)$ 变为 $O'(x_0, y_0)$. 对于正入射照明或物体的面内位移与离面位移 $w(x_0, y_0)$ 相比可以忽略时, 则有:

$$O'(x_0, y_0) = O(x_0, y_0) \exp[-i4\pi w(x_0, y_0)/\lambda]$$

由于光波 $a_0(x, y)$ 、 $a_1(x, y)$ 、 $a_2(x, y)$ 分别与 $O(x_0, y_0)$ 、 $O(x_0 + \Lambda, y_0)$ 和 $O(x_0 - \Lambda, y_0)$ 相共轭, 变形后的像面光波分别为:

$$\begin{aligned} a_0(x, y) &= A_0(x, y) \exp[-i4\pi w(x, y)/\lambda] \\ a_1(x, y) &= a_1(x, y) \exp[-i4\pi w(x + \Lambda, y)/\lambda] \\ a_2(x, y) &= a_2(x, y) \exp[-i4\pi w(x - \Lambda, y)/\lambda] \end{aligned} \quad (2)$$

对 $w(x + \Lambda, y)$ 和 $w(x - \Lambda, y)$ 进行泰勒展开, 且保留至二次项, 则:

$$\begin{aligned} w(x + \Lambda, y) &= w(x, y) + (\partial w/\partial x)\Lambda + (1/2)(\partial^2 w/\partial x^2)\Lambda^2, \\ w(x - \Lambda, y) &= w(x, y) - (\partial w/\partial x)\Lambda + (1/2)(\partial^2 w/\partial x^2)\Lambda^2 \end{aligned} \quad (3)$$

将全息干板 H_2 置于像面上, 进行物体变形后的二次曝光, 曝光方式与 H_1 相同. 由(2)、(3)两式可知, 经处理后的干板 H_2 的振幅透过率为:

$$\begin{aligned} t_2(x, y) &\propto I_{21} + I_{22} \\ &= 2|a_0|^2 + |a_1|^2 + |a_2|^2 + B_{01} \exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\Lambda + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\Lambda^2\right)\right] \\ &\quad + B_{01}^* \exp\left[-i\frac{4\pi}{\lambda}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\Lambda + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\Lambda^2\right)\right] + B_{02} \exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}\left(-\frac{\partial w}{\partial x}\Lambda + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\Lambda^2\right)\right] \\ &\quad + B_{02}^* \exp\left[-i\frac{4\pi}{\lambda}\left(-\frac{\partial w}{\partial x}\Lambda + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\Lambda^2\right)\right] \end{aligned} \quad (4)$$

由以上的分析可知, 物体变形前后的波面干涉是分别用两张散斑图来记录的. 波面 a_0 与 a_1 、 a_2 的干涉信息通过采用偏心三孔成像, 以不同的空间频率被编码储存, 并且波面之间的干涉消除了位移零阶项 $w(x, y)$ 引起的波面位相改变, 称之为一次波面干涉. 位移的一阶导数 $\partial w/\partial x$ 引起的位相变化将在二次波面干涉中被消除.

2.2 二次波面干涉

二次波面干涉采用图 2(a)所示的 $4f$ 滤波分析光路. 将 H_1 置于输入面 xy 上, 用振幅为 1、波长为 λ 的激光照明, 则谱面上的光波为 $t_1(x, y)$ 的傅里叶变换, 它由 5 个晕块组成, 如图 2(b)所示. (1)式中的前三项形成中心晕块, 其余四项每一项形成一个晕块. 图中每一个晕块

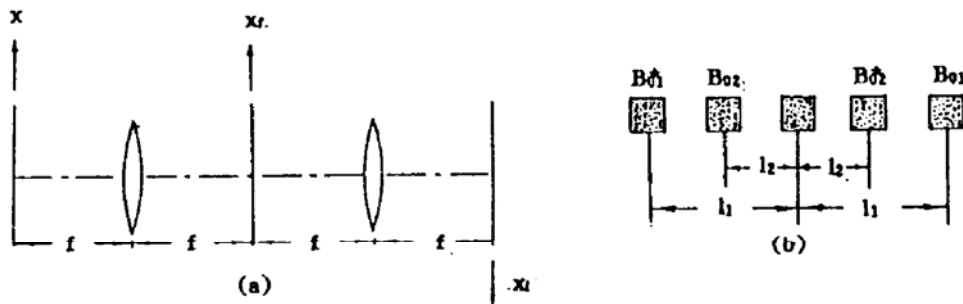


Fig. 2 (a) filtering system, (b) diffraction halo of the specklegrams

上面用与之相应的振幅透过率标出. 晕块的中心距谱面中点的距离为:

$$l_1 = \frac{2f_0}{f} p_1, \quad l_2 = \frac{2f_0}{f} p_2. \quad (5)$$

在谱面上加滤波孔径, 让 B_{01} 和 B_{02}^* 的晕块通过, 则输出面 $x_i y_i$ 上的光波是 B_{01} 和 B_{02}^* 在相干迭加:

$$U(x_i, y_i) = B_{01}(x_i, y_i) + B_{02}^*(x_i, y_i) \quad (6)$$

在输出面上放置全息干板 H_3 , 采用上述滤波对其进行第一次曝光, 记录的光强为:

$$I_{r1}(x_i, y_i) = |U(x_i, y_i)|^2 = |B_{01}(x_i, y_i)|^2 + |B_{02}(x_i, y_i)|^2 + B_{01}^*(x_i, y_i) B_{02}^*(x_i, y_i) + B_{01}(x_i, y_i) B_{02}(x_i, y_i) \quad (7)$$

由于 B_{01} 和 B_{02}^* 都是由像面光波 a_0 、 a_1 和 a_2 一次干涉后形成的, 上式的光强是像面光波的第二次干涉. 现将 H_2 置于输入平面代替 H_1 , 并保证与 H_1 相对复位, 则振幅透过率(4)式所决定的光波在谱平面上也形成 5 个晕块, 除前三项形成的中心晕块外, 其余 4 个晕块都含有位移导数场的信息. 进行与 H_1 相同的滤波, 即让与 B_{01} 和 B_{02}^* 相应的晕块通过, 使(4)式中的第 4 项与最后一项在输出面上干涉成像, 并对 H_3 进行第二次曝光, 记录光强为:

$$I_{r2}(x_i, y_i) = \left| B_{01}(x_i, y_i) \exp \left[i \frac{4\pi}{\lambda} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \Delta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Delta^2 \right) \right] + B_{02}(x_i, y_i) \exp \left[-i \frac{4\pi}{\lambda} \left(-\frac{\partial w}{\partial x} \Delta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Delta^2 \right) \right] \right|^2 = |B_{01}(x_i, y_i)|^2 + |B_{02}(x_i, y_i)|^2 + B_{01}(x_i, y_i) B_{02}(x_i, y_i) \exp \left(i \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Delta^2 \right) + B_{01}^*(x_i, y_i) B_{02}^*(x_i, y_i) \exp \left(-i \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Delta^2 \right). \quad (8)$$

由以上的分析可知, 因为 B_{01} 和 B_{02}^* 的空间频谱不同, 并且物体变形时由位移的一阶导数 $\partial w / \partial x$ 引起的它们的位相变化是相同的, 因此通过光学滤波实现了它们之间的干涉(即 a_0 、 a_1 、 a_2 的二次干涉), 消除了位移的一阶导数, 从而使物体变形对记录光强的影响只剩下位移的二阶导数. 对 H_3 进行线性处理, 其振幅透过率为

$$\begin{aligned}
 I_3(x, y) &\propto I_{r1} + I_{r2} \\
 &= 2|B_{01}|^2 + 2|B_{02}|^2 + B_{01}B_{02} \left[1 + \exp \left(i \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Lambda^2 \right) \right] \\
 &\quad + B_{01}^* B_{02}^* \left[1 + \exp \left(-i \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Lambda^2 \right) \right].
 \end{aligned} \tag{9}$$

2.3 条纹图的提取

将 H_3 放在 $4f$ 系统中, 则在谱平面上由振幅透过率(9)式中的前两项形成一个中心晕块, 互为共轭的后两项分别形成+1和-1级晕块. 仅让+1或-1级晕块通过, 输出面上的光强为:

$$I(x, y) = 2|B_{01}B_{02}|^2 \left(1 + \cos \frac{8\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \Lambda^2 \right), \tag{10}$$

即得到反映二阶导数场 $\partial^2 w / \partial x^2$ 的等位条纹图.

3 实验研究

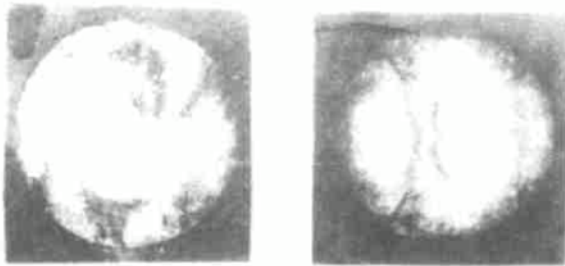


Fig. 3 Fringe patterns of a circular plate with central loading

实验中, 波面的一次干涉和二次干涉系统的光源均采用 He-Ne 激光, 试件是直径为 60 mm、厚度为 3 mm、周边固定、中心集中受载的圆形铝盘(由于加工缺陷, 试件的点载荷和严格的中心对称是难以做到的). 两剪切镜的切角均为 $30'$. 照明的三孔光阑的孔间距离 $p_1 = 25$ mm, $p_2 = 15$ mm, 三外孔均为 6×10 mm² 的矩形孔. 用海鸥座机镜头成像, 焦距为 240 mm. 由于在第一次干涉中, 试件变形前后的光波干涉是分别记

录在干板 H_1 和 H_2 上的, 因此在第二次干涉的处理时, 两张干板在输入面上要严格相对复位. 为此, 使用了一个开放式复位干片夹和两个复位支架. 两个复位支架可分别使由复位夹夹牢的干板置于照明光路的像平面和 $4f$ 系统的输入面上. 先用复位夹将 H_1 置于图 1 的像平面上, 对其进行物体变形前的二次曝光, 经显定影处理后, 放入滤波光路中进行滤波处理, 对置于输出面上的干板 H_3 曝光一次; 物体变形后用同一复位夹再将干板 H_2 放于照明光路的像平面上, 进行双曝光, 并以与 H_1 相同的处理、放置及滤波方式, 对 H_3 进行第二次曝光. 对经过线性处理后的 H_3 进行通常的全场滤波分析, 便获得二阶导数场的全场条纹图. 图 3 给出了试件 $\partial^2 w / \partial x^2$ 的全场条纹照片, 图 3(a)和图 3(b)对应的试件变形的中心位移分别为 13 μ m 和 8 μ m, 图中条纹的不对称是由于试件加工缺陷而造成的载荷不完全对称引起的.

结 论 把散斑剪切干涉术和光学信息处理的方法结合起来, 实现了粗糙表面位移二阶导数的测量, 而且为散斑干涉方法的深入研究及进一步拓展其应用范围开辟了新的途径.

参 考 文 献

- [1] J. A. Leendertz, J. N. Butters, An image shearing speckle pattern interferometer for measuring bending moments. *J. Phys. (E)*, 1973, **6**(11): 1107~1110
- [2] Y. Y. Hung, C. E. Taylor, Measurement of slope of structural deflections by speckle-shearing interferometry. *Exp. Mach.*, 1974, **18**(7): 281~285
- [3] Y. Y. Hung, C. Y. Liang, Image shearing camera for direct measurement of surface strains. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(7): 1046~1051
- [4] 何疏宁, 散斑错位照相术的空间频率成份. *光学学报*, 1985, **5**(3): 241~247
- [5] 程传福, 姜锦虎, 沈永昭等, 光源编码的白光散斑剪切干涉计量术. *光学学报*, 1990, **10**(10): 938~943
- [6] D. K. Sharma, R. S. Sirohi, M. P. Kothiyal, Simultaneous measurement of slope and curvature with a three-aperture speckle shearing interferometer. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(10): 1542
- [7] R. K. Mohanty, C. Joenathan, R. S. Sirohi, Speckle and speckle-shearing interferometers combined for the simultaneous determination of out-of-plane displacement and slope. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(18): 3106~3108
- [8] 顾杰, 偏振剪切相机直接测量曲率和扭率. *中国激光*, 1990, **17**(5): 296~300

Speckle Shearing Interferometry with Double Interferences of the Wave Fronts

Cheng Chuanfu Jiang Jinhu Liu Wenxian Gui Weiling

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

(Received 29 June 1993; revised 22 September 1993)

Abstract In this paper, we give an introduction to shearing speckle interferometry with double interferences of the wave fronts. The information of the first interference of the wave fronts before and after the deformation of the object is stored on two holographic plates. The second interference is completed by using optical processing technique. The double interferences eliminate the influences of displacement and its first order derivative respectively, and so that the whole-field fringe pattern for second order derivative of the displacement is obtained.

Key words double interference of wave fronts, speckle shearing.