

一种改进的载波电子散斑干涉处理方法*

刘 诚 阎长春 高淑梅

(徐州师范大学物理系, 徐州 221009)

摘 要 提出了一种新的载波电子散斑干涉的处理方法, 该方法将载波所形成的直条纹和包含物体变形信息的弯曲条纹在频域直接比较, 避免了传统载波干涉方法中的载波频率计算和由此带来的误差. 因此在准确程度和方便性方面都有明显改进. 本文在给出理论分析的同时进行了实验验证.

关键词 散斑干涉; 载波干涉; 相移干涉

中图分类号 TB92; TN911.73

文献标识码 A

0 引言

电子散斑用现代电子技术和图像处理方法来实现在散斑干涉测量^[1-3], 常用的相移散斑干涉方法^[4,5]和载波散斑干涉^[6]方法可以提供数值化的测量信息, 测量精度较普通散斑干涉有较大的提高. 其中载波方法在实验环境和实验装置两方面要求都比较低, 使用起来非常方便, 但实际测量的准确程度往往不太理想^[7]. 其原因有两个方面, 首先傅里叶频谱旁瓣中心的准确位置实际很难确定, 实验中一般只能靠估计来定位; 其次是利用快速傅里叶变换算法对条纹进行处理时, 所得到的条纹的空间频谱是离散的而不是连续的, 旁瓣的中心往往并不会正好在采样点上, 实际至多只能将靠近中心的采样点当作真正的中心来处理. 这样做的结果是在物体真正变形的基础上加上一个转动量, 从而形成误差. 另外, 当我们采用空间滤波的方法将旁瓣单独取出并做反傅里叶变换时, 由于衍射效应会在图像的边界附近区域形成相位波动^[7], 特别是在所选取的旁瓣面积很小的时候, 影响更加明显, 这也是造成载波干涉精度不理想的另一个原因.

针对这两方面的原因, 本文提出一种新的处理方法, 这种方法不需要精确确定旁瓣的中心点, 同时也可以在一定程度上降低衍射效应所造成的影响, 所以在实验的方便程度和测量精度方面都有明显的改进.

1 基本原理

1.1 载波电子散斑干涉原理简介

测量离面位移的载波电子散斑干涉光路如图 1 所示. 激光通过半透半反棱镜后分别照射被测量物

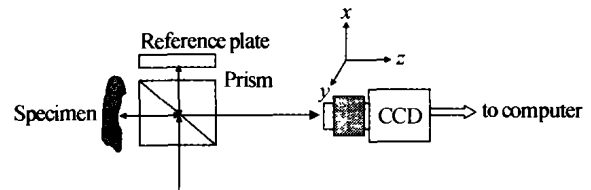


图 1 普通散斑干涉装置图

Fig. 1 Usually used setup for ESPI

体和参考物体, 被测量物体和参考物体所反射的光通过棱镜后皆成像于 CCD 靶面上, 且二者发生相干叠加. 若设被测量物体像的振幅分布为 $O(x, y) \cdot \exp[i\phi_0(x, y)]$, 参考物体像的振幅分布为 $R(x, y) \cdot \exp[i\Phi(x, y)]$. 则 CCD 靶面上的总的亮度分布为

$$I_0(x, y) = O^2(x, y) + R^2(x, y) + 2R(x, y) \cdot O(x, y) \cos[\phi_0(x, y) - \Phi(x, y)] \quad (1)$$

一般情况下物体表面为粗糙表面, $O^2(x, y)$ 和 $R^2(x, y)$ 为随机散斑分布. 若被测量物体发生一个很小的离面变形 $d(x, y)$, 且参考物体保持不变, 则 CCD 靶面上的参考物体的像将保持不变, 而被测量物体的像可以近似认为只发生一个相位的改变, 变为 $O(x, y) \exp\{i[\phi_0(x, y) + \phi(x, y)]\}$, $\phi(x, y) = 4\pi d(x, y)/\lambda$. 若同时将参考物体绕 y 轴旋转一个很小的角度 θ , 则形成的干涉图的亮度 $I_1(x, y)$ 为

$$I_1(x, y) = O^2(x, y) + R^2(x, y) + 2R(x, y) O(x, y) \cos[\phi_0(x, y) + \phi(x, y) - \Phi(x, y) - kx] \quad (2)$$

式中 $k = 4\pi \theta / \lambda$, kx 表示由于旋转而带来的参考像相位的改变.

将 $I_1(x, y)$ 减去 $I_0(x, y)$, 并化简得

$$\Delta I_1(x, y) = 4O(x, y)R(x, y) \cos[\phi_0(x, y) + \phi(x, y)/2 - kx/2 - \Phi(x, y)] \cos[\phi(x, y)/2 - kx/2] = 2B(x, y) \cos[\phi(x, y)/2 - kx/2] \quad (3)$$

式中 $B(x, y)$ 为 $2O(x, y)R(x, y) \cos[\phi_0(x, y) + \phi(x, y)/2 - kx/2 - \Phi(x, y)]$. 将上式进一步改写为 $\Delta I_1(x, y) = B(x, y) \exp[i\phi(x, y)/2] \exp[-ikx/2] + B(x, y) \exp[-i\phi(x, y)/2] \exp[ikx/2] \quad (4)$

很明显, 若 k 足够大, 则上式中两项的傅里叶变换在频谱空间上可以彼此完全分开. 因此只要将式

*江苏省教委基金(03KJA140138, 02Ax1003 和 Hx0227) 资助项目

Tel: 0516-3500485 Email: liucheng96@hotmail.com

收稿日期: 2003-12-04

(4) 进行傅里叶变换, 并将它的一个旁瓣取出, 然后将此旁瓣的中心到原点 (移动距离 $k/2$), 然后再进行反傅里叶变换, 就可以得到 $B(x, y) \exp[i\phi(x, y)/2]$ 的数值表达式, 从而计算出关于物体变形的相位分布 $\phi(x, y)$.

从上面的推导过程中可以看出, 利用载波干涉的方法从一幅干涉条纹图就可以得到和物体变形相关的相位 $\phi(x, y)$, 测量过程非常简单, 推导过程中也没有采用任何近似, 所以载波电子散斑干涉理论本身不会产生误差. 误差的来源存在于从式(4)计算 $\phi(x, y)$ 的计算过程本身. 由于转角 θ 一般非常小 (远小于 1 度), 因此它的方向和大小对实际的实验来讲都是很难准确测定的, 实际操作中一般都是根据条纹的走向和密度作粗略地估计, 所以式(4)中的 k 的大小和方向都是不精确的, 即使它理论上可以精确测量, 但由于离散运算的原因, 旁瓣的中心点往往并不在采样点上, 这种原因造成的谱点位置的误差约最小为 $\frac{1}{N\Delta x}$, N 为图像采样点的数量, Δx 为 CCD 像元的尺寸. 所以实际的实验中, 旁瓣的中心以及需要平移的大小一般都不是精确的, 这是载波干涉的误差的主要来源.

1.2 新的载波干涉处理方法

本文提出的处理方法, 是先将参考物体转动一个小的角度, 被测量物体未发生形变时采集一幅图像 $I'(x, y)$, 然后使物体发生形变并采集另外一幅图像 $I_1(x, y)$. 也就是说这种方法比传统的方法需要多采集一幅图像. $I'(x, y)$ 的数学表达式为

$$I'(x, y) = O^2(x, y) + R^2(x, y) + 2R(x, y) \cdot O(x, y) \cos[\phi_0(x, y) - \Phi(x, y) - kx] \quad (5)$$

式中 $k = 4\pi\theta/\lambda$, kx 表示由于旋转而带来的参考像相位的改变. 将 $I'(x, y)$ 减去 $I_0(x, y)$, 并化简得

$$\Delta I'(x, y) = 4O(x, y)R(x, y) \cos[\phi_0(x, y) - kx/2 - \Phi(x, y)] \cos(kx/2) = 2O(x, y)R(x, y) \cdot \cos[\phi_0(x, y) - kx/2 - \Phi(x, y)] [\exp(ikx/2) + \exp(-ikx/2)] \quad (6)$$

可以看出式(6)是一组平行条纹. 根据载波干涉的原理, 对式(6)进行傅里叶变换, 然后取出一个旁瓣并对它做反傅里叶变换可以得到一个复振幅分布

$$A_1(x, y) = 2O(x, y)R(x, y) \cos[\phi_0(x, y) - kx/2 - \Phi(x, y)] \exp(ikx/2) \quad (7)$$

将式(4)进行傅里叶变换, 也取出同样大小的一个旁瓣进行反变换, 可以得到另外一个复振幅分布

$$A_2(x, y) = B(x, y) \exp[i\phi(x, y)/2] \exp[ikx/2] \quad (8)$$

将式(8)乘以式(7)的共轭得

$$H(x, y) = A_1^*(x, y)A_2(x, y) = 2B(x, y) \cdot$$

$$O(x, y)R(x, y) \cos[\phi_0(x, y) - kx/2 - \Phi(x, y)] \cdot \exp[i\phi(x, y)/2] \quad (9)$$

容易看出式(9)的复数部分仅仅含有物体的变形量 $\phi(x, y)$, 所以只要计算出式(9)的相位, 就可以直接得到物体的变形量, 从而达到测量的目的.

从式(9)的推导过程中可以看出, 这里既不需要知道旁瓣中心的准确位置, 也不需要知道旁瓣的平移量, 因此使传统载波干涉产生误差的主要原因在这里已经不存在, 准确性得以提高. 同时由于式(9)是式(8)和式(7)复共轭的乘积, 频谱率波所带来的衍射效应可以在一定程度上得以抵消, 所以在这种处理方法中, 谱点的面积可以选择的很小, 从而可以得到更好的图像质量.

利用式(9)中的复数场分布, 还可以进行进一步的后续处理, 求出物体变形场的各种导数, 为分析物体的受力情况提供直接参数, 下面简单地介绍一下其具体方法.

若将式(9)中的 $H(x, y)$ 在 x 方向上平移 δ_x 后并乘以 $H(x, y)$ 的共轭, 可得

$$H_1(x, y) = H(x + \delta_x, y)H^*(x, y) = |H(x + \delta_x, y)H(x, y)| \exp\{i[\phi(x + \delta_x, y) - \phi(x, y)]/2\} \quad (10)$$

在 δ_x 较小的情况下, 上式可以化减为

$$H_1(x, y) = |H(x + \delta_x, y)H(x, y)| \cdot \exp\{i \frac{1}{2} [\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \delta_x]\} \quad (11)$$

同理, 若将 $H(x, y)$ 在 x 方向上向左右分别平移 δ_x 后并乘以 $H(x, y)$ 平方的共轭, 可得

$$H_2(x, y) = H_0(x + \delta_x, y)H_0(x - \delta_x, y)[H_0^2(x, y)]^* = B(x - \delta_x, y)B(x + \delta_x, y)B(x, y) \exp\{i[\phi(x - \delta_x, y) + \phi(x + \delta_x, y) - 2\phi(x, y)]/2\} \approx B(x - \delta_x, y)B(x + \delta_x, y)B(x, y) \exp\{i \frac{1}{2} [\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} \delta_x^2]\} \quad (12)$$

若分别在 x, y 方向上将 $H(x, y)$ 平移 δ_x 和 δ_y , 并和 $H(x, y)$ 平方的共轭相乘, 可得

$$H_3(x, y) = H_0(x + \delta_x, y)H_0(x, y + \delta_y)[H_0^2(x, y)]^* = B(x + \delta_x, y)B(x, y + \delta_y)B(x, y) \exp\{i[\phi(x + \delta_x, y) + \phi(x, y + \delta_y) - 2\phi(x, y)]/2\} \approx B(x - \delta_x, y)B(x + \delta_x, y)B(x, y) \exp\{i \frac{1}{2} [\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y \partial x} \delta_x \delta_y]\} \quad (13)$$

容易看出, 只要计算出式(11)、(12)、(13)的相位, 我们就能得到物体在任意时刻变形场的一阶导数、曲率、和扭曲率等参数, 从这些参数可以直接分析出物体在任意变形时刻的受力情况.

2 实验验证

为了对上述的分析进行验证, 我们利用离面位移

典型试件进行了实验. 实验光路图如 1 图所示, 被测量试件为直径为 6 cm、厚度为 3 mm 的有机玻璃板, 板的表面用 3 号铜粉进行斑化处理; 参考物体为同样斑化处理的一平板; 光源为 30 毫瓦的 He-Ne 激光, CCD 为敏通 350. 实验步骤为: 在未施加变形以前, 将 CCD 精确调焦后采集一幅干涉图; 然后将参考物体绕 y 轴转动一个很小的角度 (远小于 1 度), 采集第二幅干涉图; 最后利用气体对被测量有机玻璃板施加均布载荷, 使其发生离面变形, 采集第三幅干涉图. 将第二幅干涉图和第一幅干涉图相减, 获得图 2(a) 所示的干涉条纹图; 将第三幅干涉图和第一幅干涉图相减, 获得图 2(b) 所示的干涉条纹图.

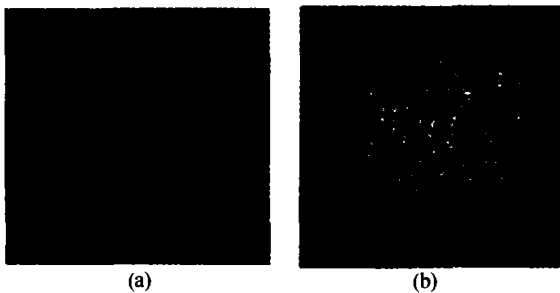


图 2 载波干涉条纹图
Fig. 2 Carrier-wave fringe patterns

利用传统的载波处理方法可以从图 2(b) 条纹图得到物体的变形情况. 为了便于比较, 图 3 给出了传统方法的处理结果, 其中图 3(a) 是在频谱面上将右旁瓣向左平移 126 个象元后反变换所得到的结果, 由于真正的旁瓣中心并没有移到原点, 从图中可以看出所得到的相位等高线是被测量物体的变形和一个转动的叠加. 图 3(b) 是在频谱面上将右旁瓣向左平移 127 个象元后反变换所得到的结果, 此时

真正的旁瓣中心已经移过了原点, 和图 3(a) 相比, 所得到的相位等高线是被测量物体的变形和一个反向转动的叠加. 造成这种情况的根本原因是, 旁瓣的真正中心并没有刚好在离散傅里叶频谱的采样点上, 以至于 126 个象元的移动量太小, 而 127 个象元的移动量又太大, 利用传统的方法不能精确得到物体的真正变形.

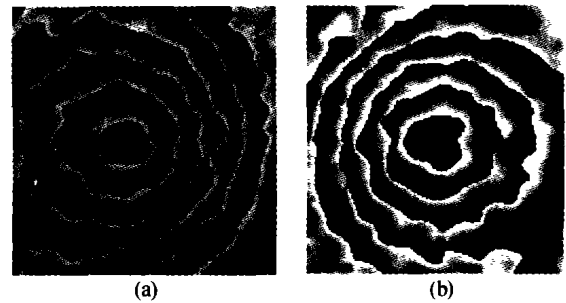


图 3 传统方法的测量结果
Fig. 3 Experimental result with traditional method

利用本文提出的方法, 将图 2 中的两幅条纹图联合应用, 即先将两幅条纹图进行傅里叶变换, 然后将二者的右旁瓣取出 (取出相同的面积) 并分别作傅里叶反变换, 然后利用式 (9) 进行运算, 并求出其相位就直接得到了物体变形的相位登高线, 所得到的结果在图 4(a) 中给出. 和图 (3) 中的结果相比较, 明显可以看出, 传统方法中由于频谱位移不准确所造成的附加相位分布已经完全消除. 在此基础上, 利用式 (11) (12) (13) 可以得出其相应的导数场分布. 图 4 中的 (b)、(c)、(d) 分别是利用本文所述方法得到的被测量物体的变形场导数、曲率和常扭曲率的位相等高线. 从图中可以明显看出, 图像质量非常令人满意.

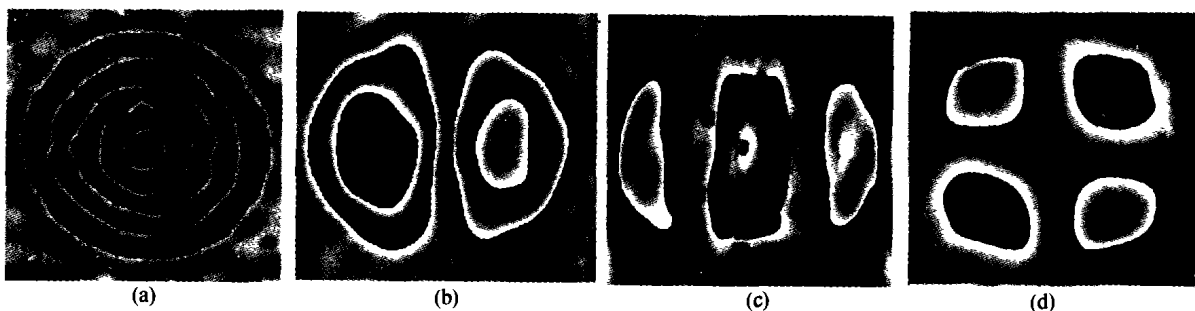


图 4 新的载波干涉方法的结果
Fig. 4 Experimental result with our proposed method

3 结论

本文提出并验证一种改进的载波电子散斑干涉方法. 和传统的电子散斑干涉方法相比, 这种方法不需要知道频谱旁瓣的真正中心和需要移动的确切位移, 因此可以弥补由于旁瓣移动不准确而带来的测量误差. 该方法还可以在不增加测量过程复杂性的情况下, 得到物体变形的各阶导数场, 在光测量领

域有较强的实际意义.

参考文献

- 程传福, 姜锦虎. 编码光源白光散斑剪切干涉. 光学学报, 1990, 10(10): 938 ~ 943
Cheng C F, Jiang J H. *Acta Optica Sinica*, 1990, 10(10): 938 ~ 943
- Sirohi R S, Burke J, Helmers H, et al. Spatial phase shifting for pure in-plane displacement and displacement-derivative measurements in electronic speckle pattern interferometry.

- 1997, **36**(23): 5787 ~ 5791
- 3 陈基勇. 自动控制的偏转反射镜式剪切电子散斑干涉相移系统研究. 光子学报, 2003, **32**(6): 742 ~ 744
Chen J Y. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(6): 742 ~ 744
- 4 Jin Guanchang. Electronic speckle pattern interferometer with a polarization phase-shift technique. *Opt Eng*, 1992, **31**(4): 857 ~ 860
- 5 王冬梅, 方如华, 张修银. 载波相移去纹干涉法. 光子学报, 2001, **30**(11): 1376 ~ 1380
Wang D M, Fang R H, Zhang X Y. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(11): 1376 ~ 1380
- 6 Mitsuo Takeda, Hideki Ina and Seiji Kobayashi, Fourier-transform method of fringe pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *J Opt Soc Am*, 1982, **72**(1): 156 ~ 160
- 7 Antonio F, Guillermo H K, Angel F D, *et al.* Comparison of carrier removal methods in the analysis of TV holography fringes by the Fourier transform method. *Opt Eng*, 1998, **37**: 2899

Improved Carrier-Wave Electric Speckle Interferometry

Liu Cheng, Yan Changchun, Gao Shumei

Physics Department of XuZhou Normal University, Xuzhou 221009

Received date: 2003-12-04

Abstract A new carrier-wave electronic speckle method for deformation measurement was proposed. In this method, the deformation was measured by comparing the straight parallel fringes to the carrier-wave interferometric fringes in the spatial frequency domain. The calculation of the carrier-wave frequency and its induced measurement error are avoided, thus obtaining a higher accuracy. Both the theory and the verifying experiment were presented in this paper.

Keywords Carrier wave; Speckle pattern interferometry; Phase-shifting interferometry



Liu Cheng an associate professor, was born in Jan 1971. He received his Master degree in optics from Suzhou University in 1996 and received his Ph. D. degree in optical engineering from Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics in 2003. His research interests include optical measurement, optical information, and near-field optics. Now, he is a teacher and a researcher of Physics Department of Xuzhou Normal University.