

应用散斑照相法测量三维非对称温度场*

马力 王鸣 潘传康

(南昌大学基础部, 南昌 330029)

提要 提出一种光线偏折角放大方法用于提高散斑照相测量灵敏度。应用散斑照相法测定了三维非对称温度场,通过卷积背投影公式得到了 z 为常数的某个层面的温度分布。实验表明此方法适用于几何尺度较小或温度梯度较小的三维位相物体温度场的散斑照相测量。

关键词 位相物体,散斑照相,三维温度场

1 引言

随着激光散斑计量技术用于研究位相物体的深入扩展,该技术已成为热物理参数测试中的一种光学测量有效方法^[1]。在该技术的应用中,当位相物体的测量几何尺度较短或温度梯度较小时,通常采用反射式散斑照相和附加位移两种方法来提高测量灵敏度^[2]。但是,当位相物体的温度场(或折射率场)处于三维非对称分布且测量几何尺度较短或温度梯度较小时,由于各方向的测量几何尺度和梯度变化差异较大,采用上述两种方法进行多方向散斑照相测试存在很大的不便,以致难以实施。本文针对上述情况提出一种新的方法用以提高测量灵敏度,并将其用于三维非对称温度场的测试。

2 理论

对于三维分布的位相物体,可以在一组从 J 个方向记录的散斑图的基础上,通过层析法来再现三维场的分布。即将三维场视为一系列平行的二维场堆积而成,而二维场可以从由散斑图获得的关于光线偏转角的一维线积分数据中求得。这种再现方法的数学反演,可采用由傅氏变换得到的卷积背投影公式进行计算。

设位相物体内的折射率为 $n(x, y, z)$,环境折射率为 n_∞ 。当平行光通过该温度场时,由于存在温度梯度,即存在折射率梯度,使平行光发生偏折。当光线受位相物体折射率扰动引起的偏折(尤其是 z 方向的偏折)很小时,可忽略光线在 z 方向的偏折影响。为此,考虑 z 为定值的一个平面,见图1。图中 $x-y$ 坐标固定于位相物体, $x'-y'$ 坐标固定于光学装置。当光线沿 x' 方向,从 y'_m 入射位相区域引起光线偏折的角度可由下式确定

$$\varphi(y', 0) = \int \frac{\partial N}{\partial y'} dx' \quad (1)$$

* 江西省自然科学基金资助项目。

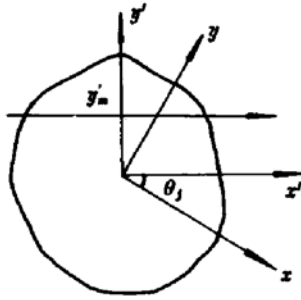


Fig. 1 Schematic diagram of coordinates at a measured layer ($z = \text{const}$)

式中

$$N(x, y) = [n(x, y) - n_{\infty}] / n_{\infty},$$

$$y' = -x \cos \theta + y \sin \theta$$

该偏折角也可通过该方向的散斑图测得的散斑位移和光学系统参数确定。

对方程(1)两边进行傅里叶变换,经重新整理后,再进行傅里叶逆变换可得卷积背投影公式^[3]

$$N(x, y) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \varphi(y', \theta) * q(y') d\theta \quad (2)$$

式中 $q(y')$ 为滤波函数。

当以等角间隔 $\Delta\theta$ 对位相物体从 $-\pi/2 \sim \pi/2$ 进行 J 个方向的散斑照相,并对散斑图再现在 y' 方向取 M 个等间距 $\Delta y'$ 点计算时,根据数值积分的梯形法则,方程(2)成为和式形式

$$N(k\Delta x, s\Delta y) = (J\pi)^{-1} \sum_{j=-\frac{(J-1)}{2}}^{\frac{(J-1)}{2}} \sum_{m'=-\frac{(M-1)}{2}}^{\frac{(M-1)}{2}} \varphi(m' \Delta y', j\Delta\theta) q(m - m') \quad (3)$$

式中 k, s, j, m 和 m' 均为整数, $\Delta x - \Delta y$ 为 $x - y$ 坐标面的网格尺寸。此时的滤波函数变为

$$q(m) = \begin{cases} \frac{1}{m} & m \text{ 为奇数} \\ 0 & m \text{ 为偶数} \end{cases} \quad (4)$$

式中 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \frac{(M-1)}{2}$ 。

通过测定各方向散斑图上记录的散斑位移,求得 φ 值就可由式(3)计算出对应的 $N(k\Delta x, s\Delta y)$,即折射率分布。

再根据格拉德斯通 - 戴尔 (Gladston-Dale) 公式

$$n = Gp + 1 \quad (5)$$

及理想气体方程,可得到温度分布的计算式

$$T/T_{\infty} = \frac{G\mu p}{RT_{\infty}(n-1)} \quad (6)$$

式中 T_{∞} 为环境温度, G 为格 - 戴常数, μ 为气体分子量, p 为压强, R 为普适气体常数。

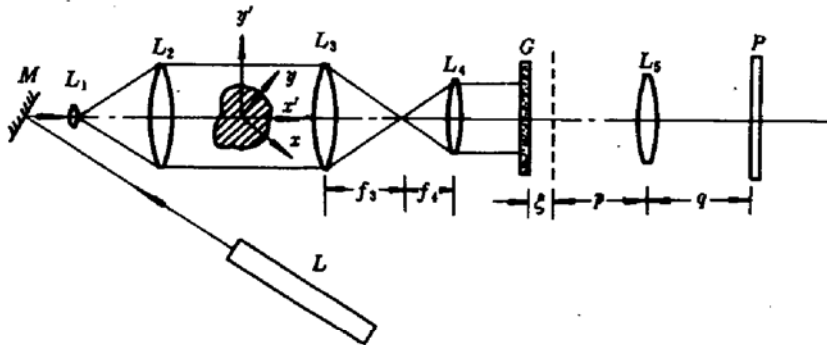


Fig. 2 Optical arrangement for speckle photography

L_2 : 35 mW He-Ne laser; L_1 : light beam expander; L_2 : collimating lens; L_3, L_4 : lens; G : ground glass; L_5 : imaging lens; P : holographic plate

3 散斑照相光学系统

为了提高散斑照相的测量灵敏度,我们从增大光线偏折角着手,借助于开普勒望远镜的光学原理,采用图2所示的离焦散斑照相光学系统。

图2中, L_3 和 L_4 构成一个无焦系统,其对通过测试区光线的偏折角有角放大作用,放大率为 $\gamma = f_3/f_4$ 。即当入射光与光轴成 φ 角到透镜 L_3 时,经透镜 L_4 出射的光与光轴的夹角变为: $\varphi f_3/f_4$ 。因此采用图2的装置经二次曝光记录的散斑位移为

$$\varepsilon = M_i \xi \gamma \varphi \tag{7}$$

式中 ξ 为离焦量, $M_i = q/P$ 为成像放大率。这与没有 L_3 和 L_4 的光学系统相比散斑位移 ε 增大了 γ 倍。因此,通过适当选择 γ , 可以达到测试对灵敏度的要求。另一方面,根据 L_3 与 L_4 构成系统的成像特点,该系统不存在单一透镜的成像对焦问题,因此, L_3 可以尽可能靠近测试区。

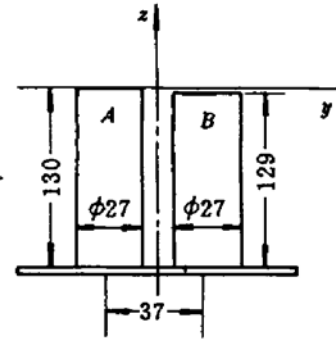


Fig. 3 Heating specimen used for producing temperature field (size unit: mm)

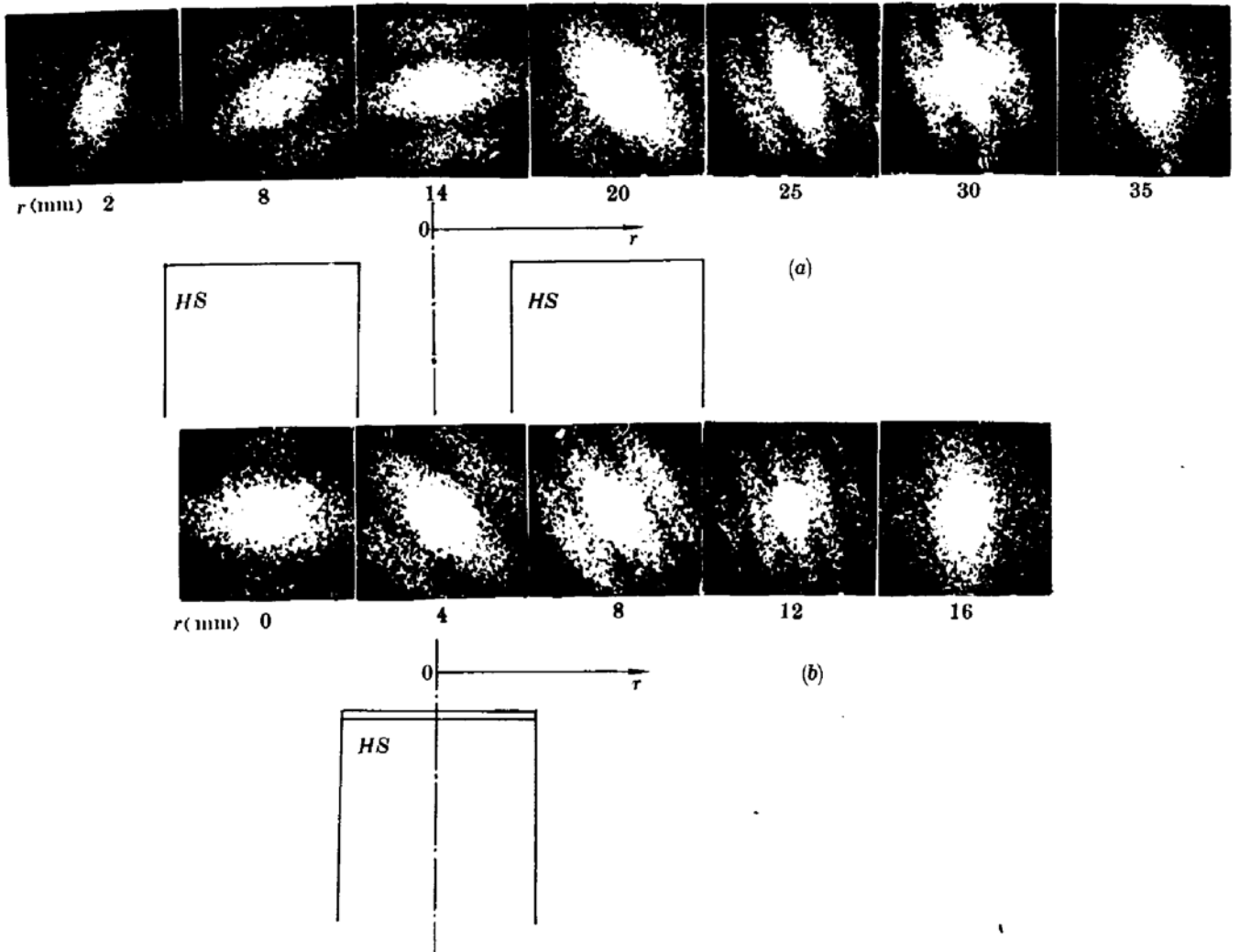


Fig. 4 Reconstructed fringe pattern of specklegram at the different position ($z = 6$ mm)
(a) $\theta = 0^\circ$; (b) $\theta = 90^\circ$

4 三维温度场的测试

图 3 为测试所用的发热体平面图(x 坐标垂直纸面向外), 其由两根圆柱形铜棒组成, 棒内装有电热丝, 两棒固定在旋转平台上。实验是对棒的上部空间形成的温度场进行测量。 A 棒和 B 棒的温度分别为 $T_A = 379 \text{ K}$, $T_B = 371 \text{ K}$, 室温 $T_\infty = 289 \text{ K}$ 。

采用图 2 的光学装置选择 $\gamma = 3$, 对温度场从 $-\pi/2 \sim \pi/2$ 每旋转 15° 拍摄一张散斑图(二次曝光), 共 13 张。然后, 对散斑图进行层析再现采集数据, 获得对应层面($z = \text{Const}$)的偏折角 $\varphi(m' \Delta y', j \Delta \theta)$ 的数据, 由方程(3) 及(6) 式即可求得温度场分布。

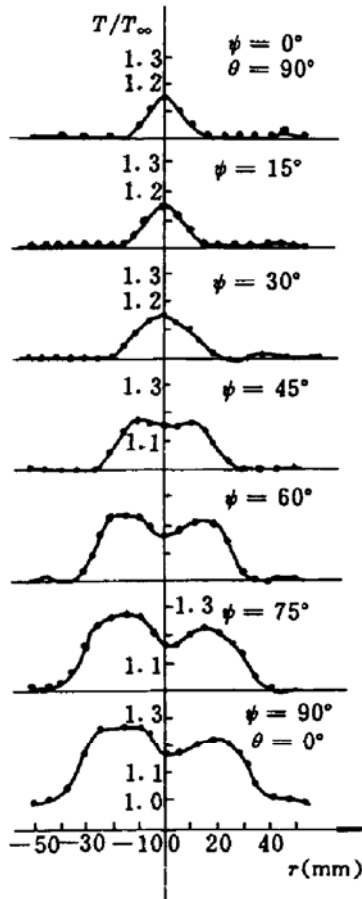


Fig. 5 Radial temperature profiles at 7 viewing angles ($z = 6 \text{ mm}$, $T_\infty = 289 \text{ K}$)

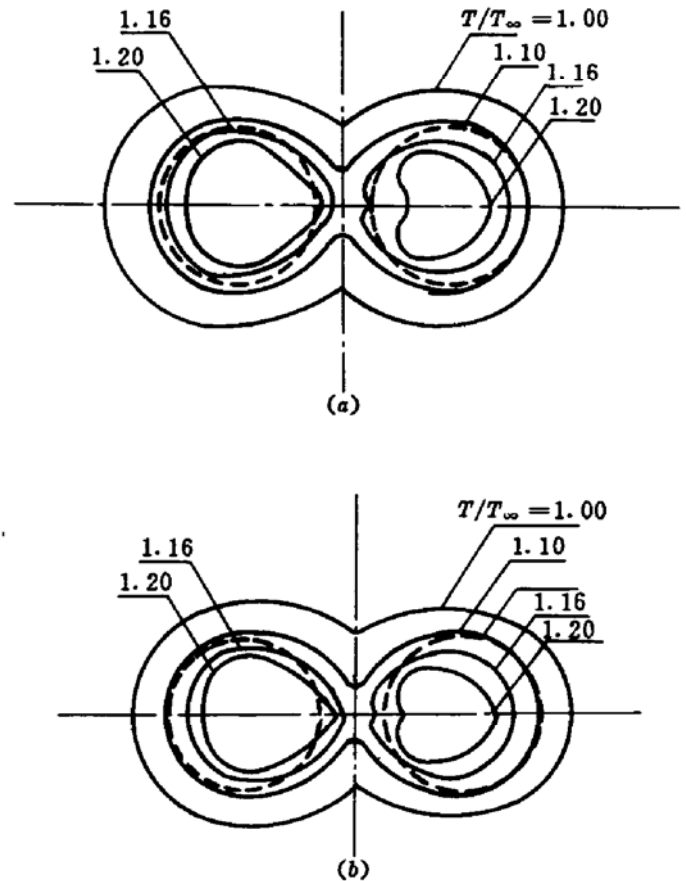


Fig. 6 Reconstructed temperature contour map (a) $z = 6 \text{ mm}$, $T_\infty = 289 \text{ K}$; (b) $z = 9 \text{ mm}$, $T_\infty = 289 \text{ K}$

5 结果与讨论

5.1 用本文提出的光学系统拍摄的各方向散斑图再现效果很好, 条纹清晰。图 4(a) 和 (b) 分别为 $\theta = 0^\circ$ 和 90° 时在 $z = 6 \text{ mm}$ 高度, 部份位置点散斑再现的杨氏条纹图。

5.2 根据散斑图再现数据, 计算了棒上方 $z = 6 \text{ mm}$ 层面的温度场。取 $-36 \text{ mm} \leq y' \leq 36 \text{ mm}$, $\Delta y' = 3 \text{ mm}$, 在 $\theta = 0^\circ, \pm 15^\circ, \pm 30^\circ, \dots, \pm 90^\circ$ 十三个方向上, 共取 351 个数据点。图 5 为计算得出 $\psi = 0^\circ \sim 90^\circ$, 即 $\theta = 90^\circ \sim 0^\circ$ 七个方向的 $T/T_\infty \sim r$ 曲线。计算中已将 $N(k\Delta x, s\Delta y)$ 转化为柱面坐标形式 $N(k\Delta r, s\Delta \psi)$, 角间隔 $\Delta \psi = 15^\circ$ 。根据 13 个方向的 $T/T_\infty \sim r$ 曲线绘出的 $z = 6 \text{ mm}$ 层面的等温线分布, 如图 6(a) 所示。 z 为其它值层面的温度分布可同理求出。图 6(b) 为

用同一方法计算绘出的 $z = 9 \text{ mm}$ 层面的等温线分布图。

5.3 得到的温度场与用铜 - 康铜微型热电偶(线径 $\phi = 0.125 \text{ mm}$)测量部份位置的温度符合较好。由于扰动因素,所以无法做到对整个层面的温度场进行测量比较。

参 考 文 献

- 1 U. Köpf. Application of speckling for measuring the deflection of laser light by phase objects. *Opt. Commun.*, 1972, 5 : 347
- 2 朱德忠. 热物理激光测试技术. 北京: 科学教育出版社, 1990. 223
- 3 T. C. Liu, W. Merzkirch, K. Oberste-Lehn. Optical tomography applied to speckle photographic measurement of asymmetric flows with variable density experiments in fluids. 1989, 7 : 157

Speckle Photography for Measuring the 3-D Asymmetric Temperature Field

Ma Li Wang Ming Pan Chuankang

(Basic Department, Nanchang University, Nanchang 330029)

Abstract A method of magnifying the deflective angle of a light beam is proposed, in which the measurement sensitivity of speckle photography can be raised. By speckle photography, a 3-D asymmetric temperature field for the phase object is measured. And the temperature distribution for a giving layer ($z = \text{const}$) is obtained by convolution backprojection algorithm. The experiment shows that this method is suitable for the measurement of the phase object with the small sectional size and the small temperature gradient.

Key words phase object, speckle photography, 3-D temperature field