

应用云纹法确定三维非对称的温度场

丁健生 宋福海 李靖生 高福昌 徐丽桂

(扬州师范学院物理系)

凌德洪

(苏州大学激光研究室)

摘要: 本文应用 Moire 法确定三维非对称的温度场。平行光通过折射率存在梯度的场, 光线产生偏转, 即产生云纹效应。在十三个方向上, 测量了 182 个数据点, 用 Radon 数值逆变换, 得到了 Z 为常数的某个平面的折射率分布(即温度场)。

关键词: 相物体, 云纹偏转法, 温度场

Analysis of 3-D asymmetric temperature field by moire deflectometry

Ding Jiansheng, Song Fuhai, Li Jingsheng, Gao Fuchang, Xu Ligui

(Department of Physics, Yangzhou Teachers' College, Yangzhou)

Lin Dehong

(Laser Research Lab., Suzhou University, Suzhou)

Abstract: The paper describes the analyses of 3-D asymmetric temperature field by moire deflectometry. The method is based on measuring the deflection of rays from a collimated light beam due to gradients in refractive index. The deflection data were reduced from the deflectograms at 182 positions of 13 viewing angles, and the temperature field in a particular plane ($Z=\text{constant}$) was obtained by solving the inverse Radon transform.

Key words: Phase object, moire deflectometry, temperature field.

一、引言

应用云纹技术, 测量二维不对称的相物体, 方法简单、容易, 已有大量的报道^[1], 但用于三维相物体的测量, 则报道较少。本文应用云纹图的弯曲, 定量地确定了三维温度场。方法的要点是: 沿着光传播的路径, 折射率的变化将引起光线传播方向的偏转, 从而产生云纹效应。实验测出, 三维相物体不同方位的各组数据点的偏转值, 依据 Radon 逆变换^[2], 计算出三维相物体的折射率分布, 即确定了三维温度场。该方法确定的温度场, 与用温度计直接测定比较, 符合较好。

二、实 验

实验装置如图 1 所示, G_1 和 G_2 为 Ronchi 刻线光栅, 两光栅间距相等 ($p=0.2\text{ mm}$), G_1 与 G_2 相距为 Δ ($\Delta=400\text{ mm}$), 参考栅 G_2 的刻线方向为 z' 方向, G_1 刻线方向与 z' 的夹角为 α 。

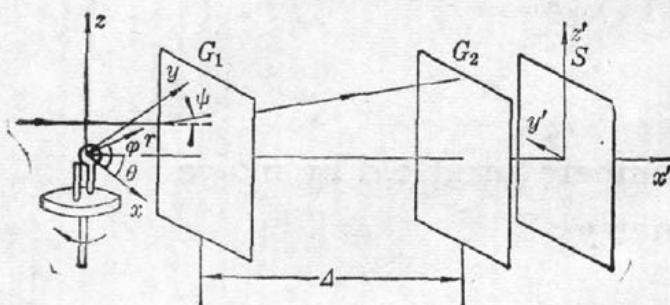


图 1

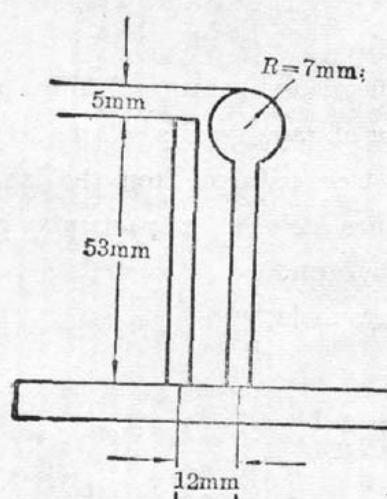


图 2

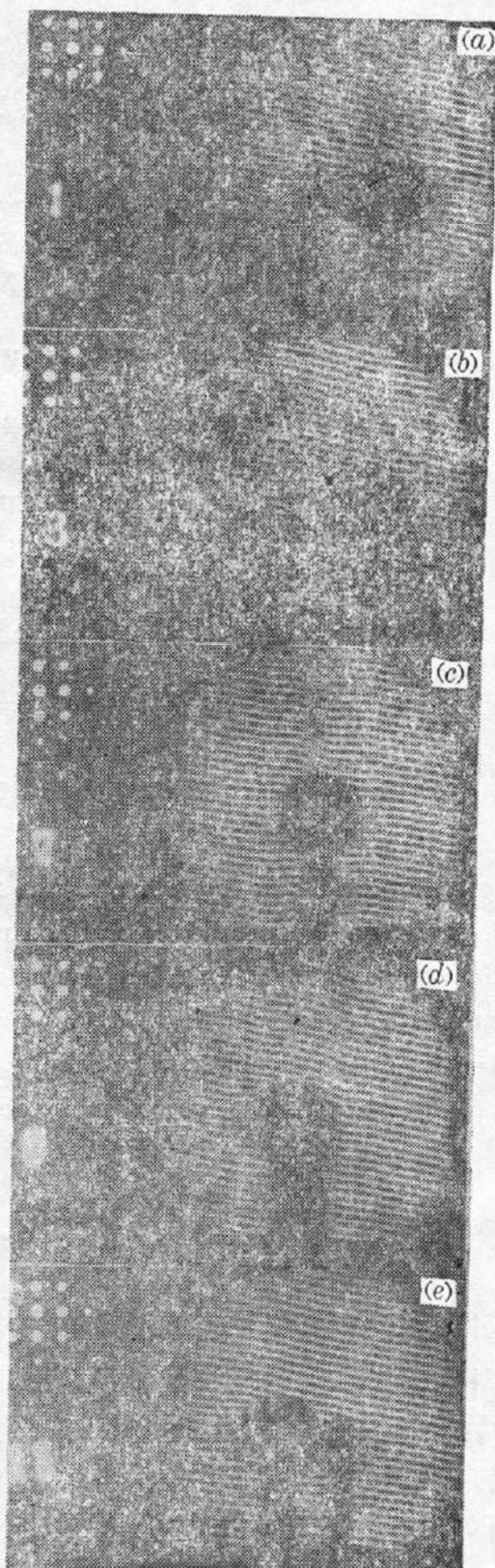


图 3

(a) $\theta=0^\circ$; (b) $\theta=30^\circ$; (c) $\theta=90^\circ$; (d) $\theta=30^\circ$
(e) $\theta=60^\circ$

用 7 mW 的 He-Ne 激光器作平行光光源, 准直镜 $D=55 \text{ mm}$, $f=550 \text{ mm}$, S 为感光底片。三维相物体是由铜球和瓷棒组成, 由于内装电热丝, 通电加热之后便形成了三维温度场。铜球和瓷棒的尺寸、位置详见图 2, 球和棒的温度分别为 367 K、362 K, 室温 290 K, 压强 $P=758 \text{ mmHg}$ 。

为测量三维的温度场, 旋转发热体的平台, 以代替旋转整个光路, 见图 1。令 x 轴与 x' 轴的夹角为 θ , 对于非对称的场, θ 从 $\pi/2$ 转到 $-\pi/2$, 每旋转 15° , 待系统达到热平稳后拍一张云纹图。曝光时间为 18 s, 图 3 给出了 θ 分别为 0° 、 -30° 、 -90° 、 30° 、 60° 的云纹图。为了便于定位测量, 在拍摄每张云纹图的同时, 在底片的左上角摄下正交光栅的衍射花样。

三、理 论

平行光通过 Ronchi 光栅 G_1 和 G_2 , 在屏上形成云纹, 云纹直条纹间距为

$$p' = \frac{p}{2\sin(\alpha/2)} \quad (1)$$

测量出 $p'=1.5 \text{ mm}$, 由(1)式求出 G_1 刻线方向与 z' 的夹角 $\alpha=-7.6^\circ$ 。

设待测温度场的折射率分布为 $n(x, y, z)$, 当平行光束通过该温度场时, 由于空气密度存在梯度, 故折射率存在梯度, 使平行光发生偏转, 从而导致云纹发生弯曲。一般偏转角很小, y' 方向的偏转角 φ 与该方向上折射率的梯度有关。

$$\varphi = \frac{1}{n_\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y'} \right| dx' \quad (2)$$

式中, n_∞ 为远离加热体的空气折射率。

另外, 偏转角 φ 亦可根据云纹图得到^[3],

$$\varphi = \alpha h / \Delta \quad (3)$$

式中, h 是加热前后云纹条纹位置的偏差, 可以通过云纹弯曲情况得到。

这样, 为求 $n(x, y, z)$, 就必须求出偏转积分方程(2)的数学逆变换。

实验发现, 球的上方附近, z 方向折射率梯度近似不变, 为讨论方便, 考虑 z 等于某个常数的确定平面, 折射率分布为 $n(x, y)$ 。换用柱坐标, 并考虑折射率的差值, 令

$$N(r, \psi) = n(r, \psi) - n_\infty$$

在给定观察方向 θ 上, 光程的长度差可表示为^[2]

$$F(y'\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} N(r, \psi) \delta[y' - r \sin(\psi - \theta)] dx dy \quad (5)$$

在此情况下, 方程(5)的逆变换即为 Radon 逆变换^[2]

$$N(r, \psi) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\partial F}{\partial y'}}{r \sin(\psi - \theta) - y'} dy' \quad (6)$$

式中, $\frac{\partial F}{\partial y'}$ 与 φ 成正比, 因为根据(2)式有

$$\frac{\partial F}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y'} \int [n(x, y, z) - n_\infty] dx' = n_\infty \varphi \quad (7)$$

所以, 当温度场为有限大时, 测出不同观察方向上的各组数据点的 φ 值, 即可求解方程(6), 得

到 $N(r, \psi)$

再根据空气折射率与密度的关系^[4], $n - 1 = 0.226 \rho$, 以及熟知的空气密度与温度的关系, 即可得到温度场。

四、结果与讨论

1. 根据云纹图, 计算了铜球顶部上方 $z=4\text{ mm}$ 的平面的折射率分布(即温度场)。取 $-2.6\text{ cm} \leq y' \leq 2.8\text{ cm}$, $\theta = 0^\circ, \pm 15^\circ, \pm 30^\circ, \dots, \pm 90^\circ$, 在十三个方向上, 共取 182 个数据点, 表 1 中列出 $\theta = 0^\circ$ 时各个 h 值, 方程(6)的解列于图 4, 并根据图 4 描出温度场(见图 5(a))。同理, z 为其它值的温度场亦可求。此外还得到了 $T_{\#} = 386\text{ K}$, $T_{\#} = 377\text{ K}$, $T_{\infty} = 280\text{ K}$, $P = 774\text{ mmHg}$, $z = 4\text{ mm}$ 的平面的温度场, 如图 5(b)所示。

2. 得到的温度场与用 DM 801 热电偶温度计测量的外围的几个点的温度符合较好。由于没有点接触温度计, 不扰动地测量整个温度场是不可能的。在本实验装置中, 转动平台的轴

表 1 (单位 mm)

| y' | -21 | -18 | -15 | -12 | -9 | -6 | -3 | 0 | 3 | 6 | 9 | 12 | 15 | 18 | 21 | 24 |
|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|----|----|
| h | 0 | 0 | 0.1 | 0.1 | 0.3 | 0.2 | 0.3 | 0.1 | 0.1 | -0.1 | -0.3 | -0.4 | -0.2 | -0.1 | 0 | 0 |

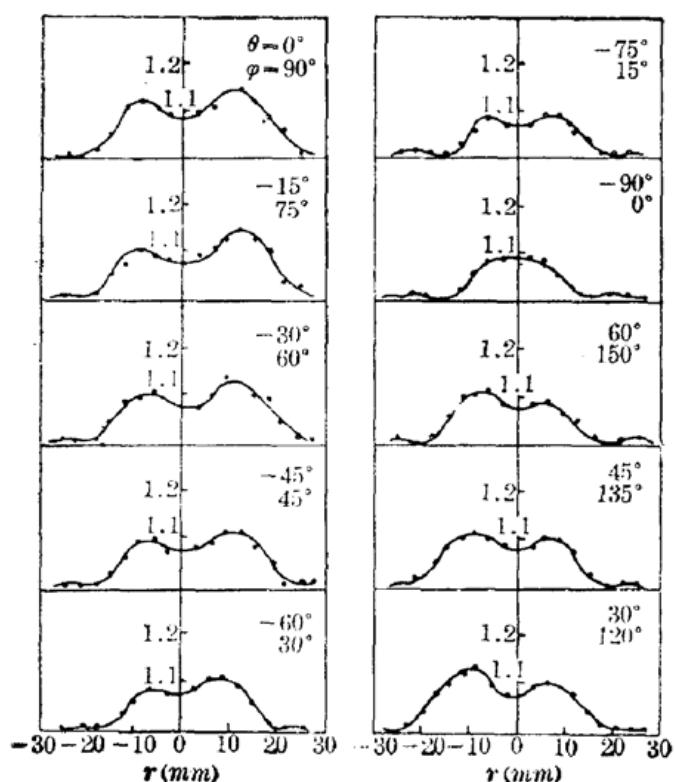
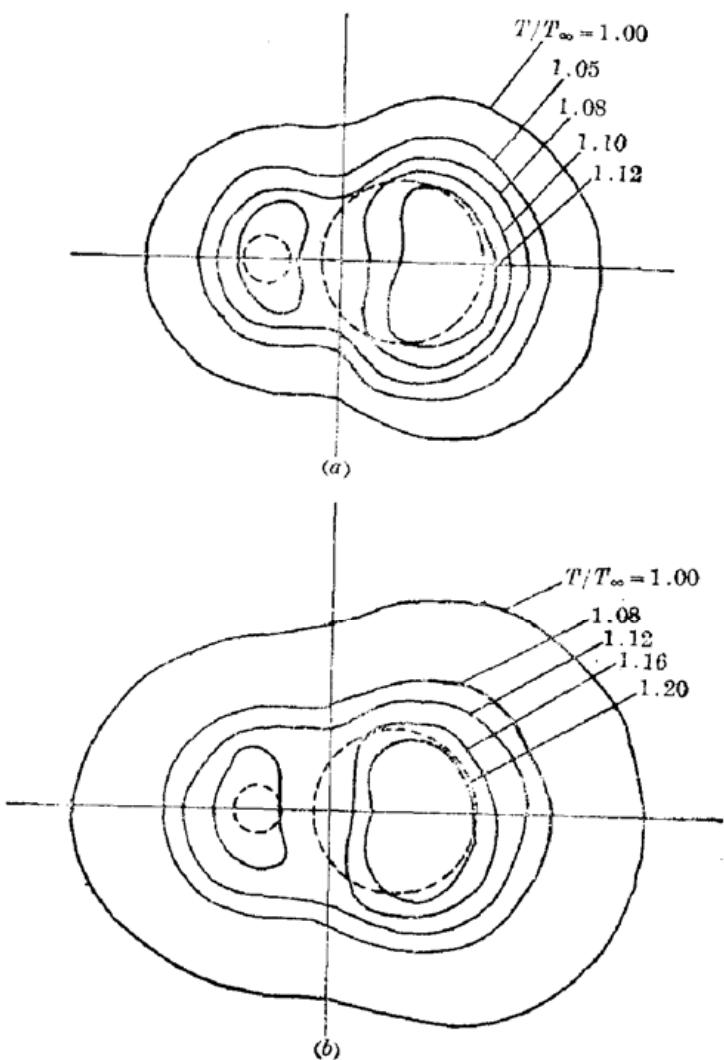


图 4



(下转第 17 页)

图 5

论和实验表明, 利用材料的特征频率 f_c , 描述涡流耗是可行的。由[6]可知

$$f_c = 10^3 \rho_e / 2\pi^2 \mu t^2 \quad (4-1)$$

这里 ρ_e 为材料的电阻系数 ($\Omega \cdot \text{cm}$)。 μ 为恒定张力下的可逆性磁导率。 t 为层厚 (cm)，由[6]中的实验结果表明：当调制频率 $f \leq 2f_c$ 涡流耗是可容忍的。由[7]可知 Ni 的工作频率不大于 100 kHz。现采用最坏情况估计, 取 $f = 100 \text{ kHz}$, 则 $f_c = 50 \text{ kHz}$, 由(4-1)可得

$$t = \sqrt{\frac{10^6 \times \rho_e}{f_c 2\pi^2 \mu}} \quad (4-2)$$

代入 Ni 的有关参数^[6], 即 $\rho_e = 9.8$, $\mu = 19$, 由(4-2)可得:

$$t = \sqrt{\frac{10^6 \times 9.8}{50 \times 10^3 \times 2 \times 3.14^2 \times 19}} \approx 0.72 (\text{cm})。$$

也即采用纯镍为磁敏材料, 厚度至多是毫米级。当然 f 的降低, 可使 t 增厚。所以常采用小于或等于毫米级的厚度^[4]。

参 考 文 献

- 1 A. Yariv et al., *Opt. Lett.*, **5**(3), 87 (1980)
- 2 J. Jarzynski et al., *Appl. Opt.*, **19** (22), 3476 (1980)
- 3 Thoms G. Giallorenzi et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-18**(4), 626 (1982)
- 4 United States Patent 4, 587, 487; May 6, 1986
- 5 United States Patent 4, 591, 786; May 27, 1986
- 6 H. Sussman et al., *J. Acoustical Soc. of Am.*, **22** (4), 499 (1950)
- 7 C. M. Davis et al., *J. Acoustical Soc. of Am.*, **28** (2), 286 (1956)
- 8 H. I. Heaton, *Appl. Opt.*, **19** (22), 3719 (1980)

(上接第12页)

线, 与加热体的对称轴两轴线不完全重合, 所以在计算中, 应选择转动平台的轴线为柱坐标轴, 来描述温度场。

3. 等温线($T/T_\infty = 1.12$), 对铜球和瓷棒不对称, 这是由于球和棒内安装的电热丝都不在各自的中心轴线上, 球和棒的温度也不同。

五、小 结

本文测量加热前后云纹条纹的偏差, 应用 Radon 数值逆变换, 定量地确定三维不对称的密度场(即温度场)。该方法的主要优点, 一是对稳定性的要求不苛刻, 不需要防震台, 二是选用大尺寸的 Ronchi 刻线光栅, 就可以确定大尺寸的三维温度场。不足之处和云纹图的其它用法一样, 测量精度不如一般全息干涉计量。

参 考 文 献

- 1 E. Keren et al., *Appl. Opt.*, **20**, 4263 (1981)
- 2 C. M. Vest, *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, 1215 (1974)
- 3 O. Kafri, *Opt. Lett.*, **5**, 555 (1980)
- 4 R. C. Weast, Ed CRC Handbook of Chemistry and Physics (CRC Press, Ohio, 1973)