

高梯度密度场的定量测量

靳 刚 夏生杰 崔德华

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文提出采用空气隙错位平晶^[1]干涉仪测量高密度梯度场,并测量了空气中高温等温热板自然对流的高温度梯度场,计算出折射率的分布。

关键词 干涉仪,密度场,流场显示

1. 引言

高密度梯度场,如气体激光的放电区,高压开关的弧区以及高温热板等的光学干涉显示,由于场中介质受到强烈的扰动,介质折射率变化很大,当用 M-Z 干涉仪或双镜干涉仪^[2]去显示密度场时,干涉条纹的变化将达到几十到几百波长,使干涉条纹过密,给干涉图的判读带来很大困难。为了能判别条纹的位移量以确定高密度梯度场的密度分布,必须相应地降低干涉仪的灵敏度。通常的方法是采用较长波长的探测光或是减小相位体在光束方向上的长度来实现;还可以用测量密度梯度的纹影法,如图版 IV 照片 1 所示热杆温度场的纹影显示,但是纹影法难于进行定量计算。

错位干涉法兼有纹影法对密度梯度敏感和干涉法定量计算方便的优点;同一光束错位相干,抗震性能好;可以用改变错位距的方法来改变它的灵敏度。错位干涉图直接显示出等密度差曲线,当错位距较小时,干涉图近似于等密度梯度曲线,这为测量高密度梯度场提供了可能性。本文讨论了用两块平晶为干涉元件组成的可调空气间隙的错位干涉仪,用以显示并定量测量了 500°C 左右高温等温热板的高温度梯度场。

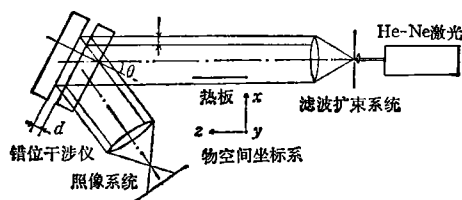


图 1 错位干涉仪显示高温度梯度流场的实验装置

2. 仪器的描述

实验装置示于图 1,本装置是一个以空气隙双平晶为干涉元件的错位激光干涉仪。以 He-Ne 激光器为光源,光束经空间滤波和扩束系统后成为口径 $\phi 100$ 的平行光,沿 Z 方

本文 1987 年 3 月 9 日收到。

向传播。光线经过待测的扰动场后,入射到有空气间隙的双平晶,使光束产生错位干涉,平晶的平面度小于 $1/20$ 波长,其干涉图由成像系统记录。

此种空气隙双平晶错位干涉仪的错位距由下式给出:

$$\Delta = d\alpha \sin \theta \quad (1)$$

从式(1)中改变平晶之间的间隙 α 和光线入射角 θ , 可以调节和控制干涉仪的错位距。错位干涉图的条纹方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \varphi}{2\pi} &= \frac{2}{\lambda} [x(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) + y(\cos \beta_2 - \cos \beta_1) + z(\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1)] \\ &\quad + \frac{2d \cos \theta}{\lambda} + \frac{2}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} [n(x + \Delta, y, z) - n(x, y, z)] dz \\ &= m(x, y, z) \end{aligned} \quad (2)$$

这里假定错位方向为 x 见图 1; $z_1 \rightarrow z_2$ 是沿光线方向的扰动区范围; $n(x, y, z)$ 是光学折射率; $m(x, y, z)$ 是条纹级数; d 和 λ 是空气隙间距和探测光波长; (α, β, γ) 是相干波波面法向, 脚标 1 和 2 代表通过扰动场 (x, y, z) 点和 $(x + \Delta, y, z)$ 点的光线。由条纹方程可知: 1. 当扰动场一定, 光线经过扰动场时, 条纹级数的变化取决于错位方向上折射率的变化, 错位距越大, 则条纹级数的变化就越大; 反之, 则越小。故改变错位距的大小, 可起到调节干涉灵敏度的作用。2. 在错位方向上仪器的探测灵敏度最高, 在垂直错位方向上, 灵敏度为 0。3. 干涉图的定量计算, 依赖于干涉条纹级数变化, 即条纹位移量的判读。(2)式说明, 可以从干涉图计算出折射率的分布。因为:

$$n(x, y, z) = K\rho(x, y, z) + 1 \quad (3)$$

K 是 Glastone-Dale 常数, $\rho(x, y, z)$ 是介质密度, 进而可以由折射率的分布和 K 求出密度场的分布。

由上分析可见, 通过改变错位距的大小, 可以改变空气隙双平晶错位干涉仪的灵敏度, 通过调节间隙倾角, 可以选择适当的条纹数目, 取向和条纹位移量, 便于干涉图的判读和定量计算。因此适合于显示高密度梯度场。另外, 本装置还有干涉元件紧凑、结构简单、调节方便和抗震动等优点。

3. 实验结果及其定量计算

测试对象选择 500°C 左右高温等温垂直热板 ($160 \times 82\text{mm}^2$) 的自然对流场, 板底部位于座标原点, 加热面法线沿 x 轴, 处于水平面内垂直于光线。图版 IV 照片 2 是此热板自然对流温度场的错位干涉图。为了便于判读和定量计算, 条纹取为水平方向, 与温度梯度方向平行, 与错位方向一致。错位距为 0.44mm 。照片中右侧为热板, 左侧为温度场的干涉条纹分布, 黑影物体是引入视场的空间坐标参照物。从热板面沿 x 方向看, 有一条垂直亮线, 宽度为一个错位距, 这是波面错位后, 在此区域内无相干波所致。然后干涉条纹沿 y 向位移, 在距板几毫米处出现条纹位移的极大值, 在距板约 10 毫米处条纹成为水平态。极大值点和弯曲条纹与水平条纹交点的空间位置, 随 y 坐标增加而沿 x 轴远离热板方向位移。由于错位距很小, 所以干涉图可以近似地看成是折射率梯度曲线的干涉条纹; 其变化反映出温度场密度梯度的分布规律。

在自然对流系统中, 葛拉晓夫无量纲准则^[4]:

$$G_{r,y} = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)y^3}{\nu^2} \quad (4)$$

的物理意义是浮升力与粘滞力之比,它是判断边界层内流动由层流转变为湍流的主要准则。文献[5]中提出了:竖板空气自然对流的临界葛拉晓夫数约为 4×10^8 。在本实验的测量条件下, $G_{r,y}$ 约为 10^6 ,故干涉图中所显示的流场仍属层流场。

由干涉图定量计算流场中折射率的分布是以(2)式为基础的。设折射率分布于 x - y 平面内。在 z 方向折射率不变。定量计算本身并不要求条纹与错位方向平行,一般情况二者之间有一个夹角。为了简化计算,把错位方向与温度梯度方向及背景条纹方向调成一致,这样(2)式将简化成:

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\lambda} [y(\cos \beta_2 - \cos \beta_1) + z(\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1)] \\ & + \frac{2d \cos \theta}{\lambda} + \frac{2L}{\lambda} [n(x + \Delta, y) \\ & + n(x, y)] = m(x, y, z) \end{aligned}$$

计算过程是沿错位方向进行的。首先选

择非扰动区为参考点,固定 y 坐标,然后分别读出干涉图中间隔为 Δ 的各计算点在非扰动时的条纹级数及扰动后的条纹级数,便可算出 $y = y_i$ 平面内的折射率分布。当参考点在一个 Δ 内平移,然后重复上述计算过程,便可以算出 $y = y_i$ 平面内折射率的连续分布。其次,使 y 连续变化,重复上面的整个计算过程,即可得出整个流场的折射率分布。从上述数据采集和计算过程可见,对二维图象的定量处理中,数据量很大,计算和绘制图表都很繁琐。本文采用读数显微镜进行数据采集,然后输入计算机,通过自行设计的、针对处理干涉图的计算程序进行处理并绘图。图 2 的计算结果仅示出热板上三个 y 值处的折射率分布,表明从热板沿 x 向折射率逐渐增加,然后变为水平。对比干涉图图版 IV 照片 2 条纹位移的极大值点对应于折射率曲线上上升段的拐点。从 $y = 95\text{mm}$ 的折射率曲线上看,拐点位置约在 $x = 3.5\text{mm}$ 处; y 越小,拐点位置越接近热板。从(3)式折射率和密度的关系可知,密度与折射率的变化是线性的。这个热边界层内密度沿 x 方向上升,但在边界层的两端变化较缓,而中间部分变化较陡,即中间部分是高密度梯度区。对比文献[5]中热板自然对流速度分布曲线可知,热边界层的中间速度最大,对应此处的密度梯度亦最大,而热边界层两边的速度减小,对应此处的密度梯度亦下降。热边界层以外,干涉条纹趋于水平态,说明这个区域折射率和密度为常数。热板边界层上端的厚度大于下端,这正是垂直热板自然对流所致。在误差分析中,热板的干涉测量误差主要有两个方面,即边缘效应误差和折射误差。前者是由于扰动区边缘处不是理想的二维分布;后者是由于扰动区边缘处温度梯度有非法向分量存在,使得扰动区界面不是垂直于光路,造成光线在界面处有一定的折射。从这两个误差综合起来看,都是边界效应所致。

4. 结论

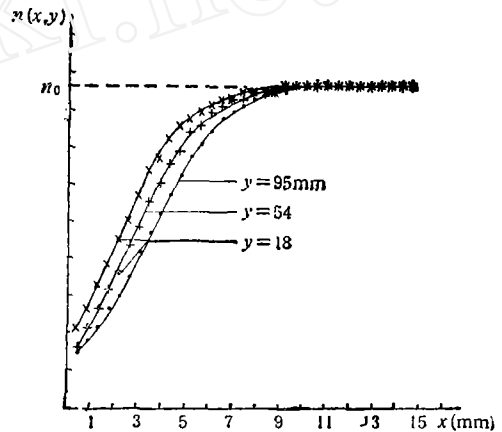


图 2 热板自然对流场的折射率分布

实验和计算以及分析的结果说明, 错位干涉法可以定量计算折射率场分布. 当确定了 Glastone-Dale 常数和温度与密度的对应关系之后, 还可以推算出温度场的定量分布. 这为非接触光学干涉显示和测量较高温度下高温梯度场提供了有效的方法.

参 考 文 献

- [1] 刘建邦, 夏生杰, 力学学报, 2(1978), 147—152.
- [2] 夏生杰, 吴宝根, 谢邦力, 空气动力学学报, 2(1985), 74—82.
- [3] Yao, Yongqing et al, The measurement of two-dimensional free convection temperature field by laser double-mirror interferometer, 4th International Symposium on Flow Visualization, Paris (1986).
- [4] Holman, J. P., Heat Transfer, 4th Edition, New York, McGraw-Hill (1976).
- [5] Eckert, E. R. G. and Soehngen, Proc. Gen. Discuss Heat Transfer, ASME-IME, London (1951).

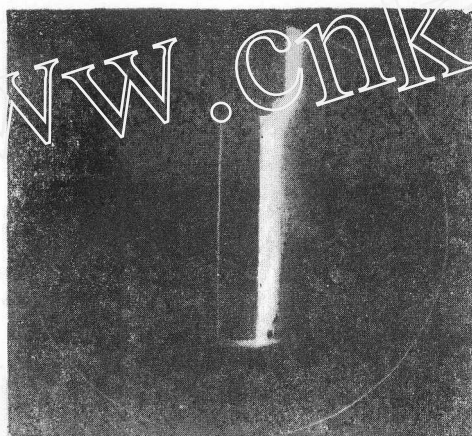
QUANTITATIVE MEASUREMENT OF FLOW FIELD WITH HIGH DENSITY GRADIENT

Jin Gang Xia Shengjie Cui Dehua

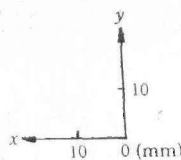
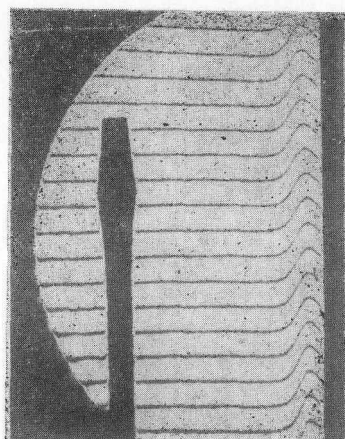
(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences)

Abstract The shearing interferometer with air-gapp between two plano-plates is used to measure both the flow field with high density gradient, and the flow field of natural convection with high temperature gradient beside an isothermal hot plate. The distribution of the refraction index in the field is calculated.

Key words interferometer, density field, visualization of flow field



照片 1 热杆温度梯度场的纹影显示



照片 2 高温垂直热板自然对流的错位干涉图