

瞬态三维温度场的莫尔偏折层析

苗鹏程 阎大鹏 倪晓武

(华东工学院应用物理系, 南京)

摘要: 本文讨论了莫尔偏折法层析三维温度场的原理; 提出了一种多通道(多方向)莫尔偏折的方法来获得多方向光线经过温度场后偏折的数据, 然后利用计算机层析再现三维温度场的方法; 并分析了最佳通道采样角间隔的选取问题, 得到了角间隔与角频率之间的关系。采用YAG脉冲激光光源, 测量了非对称火焰的三维空间温度分布, 并与干涉法测量的结果比较, 得到一致的结果。

Tomography of transient three-dimensional temperature field by moire deflectometry

Miao Pengcheng, Yan Dapeng, Ni Xiaowu

(Department of Applied Physics, East China Institute of Technology)

Abstract: The tomography principle of 3-D temperature field by moire deflectometry is discussed. A multipth moire deflectometry is presented which is used to obtain multi-direction deflectometric data of a transient field and then to reconstruct the 3-D temperature distribution by computer tomography. The problem of sampling angle for asymmetric field is analyzed in theory, and the relation between angle interval and angle frequency is presented. In this paper a space 3-D temperature distribution of asymmetric flame is measured by using pulse YAG laser as source in this method, and the accuracy of measured result is consist with that obtained by interferometry.

一、引言

三维温度场的层析, 目前所采用的方法有漫射全息干涉法^[1], 多方向象面全息干涉法^[2]和多通道 F-P干涉法^[3]。实验结果表明, 漫射全息干涉法采样角度小(小于180°), 无法进行完全数据采集, 精度不高, 由于受到全息干版和测试区域的限制只能用于一些实验

室的模拟实验，多方向象面全息干涉法能在 180° 范围内取样，得到的干涉图比漫射全息法清晰并能够在白光下再现，但光路复杂，难于用在真实场的测量；多通道F-P干涉仪是一种较为理想的三维流场定量测试工具，但造价较高。本文提出了一种多通道莫尔偏折法层析三维温度场的方法，这种方法具有全息及干涉法可以定量测试的优点，且光路非常简单，容易使用，计算也比干涉法简单，可用白光或相干性较差的激光光源。本文分析了非对称场的采样角间隔与角频率之间的关系。我们利用这种方法，以高密度光栅来提高灵敏度，用滤波法来消除衍射影响；以脉冲YAG激光作为光源，对非稳定非对称火焰温度场进行定量层析，得到了三维温度场的空间温度分布，并对测量精度进行了验证。

二、莫尔偏折层析理论

1. 偏折测量原理

莫尔偏折法是根据莫尔效应，测量平行探测光线沿着光路经过折射率变化场所引起的偏折，一般光线的偏折角是很小的，产生莫尔图的两块朗奇光栅就象一个放大器一样，把微小的角偏折放大在莫尔图上，形成莫尔偏折图。莫尔偏折层析是在同时获得几个不同方向的莫尔偏折图的基础上，把待测场分成一组平行的截面，用计算机对不同的截面分析，然后再再现一个三维场的折射率（或温度，密度）空间分布。

如图1所示， G_1 和 G_2 为两个常数为 d 的光栅，其相距为 Δ ，两光栅刻线相对 z 轴 $\alpha/2$ 和 $-\alpha/2$ 夹角，当光栅常数比波长长大得多时，没有衍射现象出现。如果扰动场不存在，平行光通过两光栅，产生平行于 y 轴的莫尔条纹，莫尔条纹的间距 d' 与光栅常数 d 和两光栅之间的夹角 α 的关系为：

$$d' = d / (2 \cdot \sin \alpha / 2) \quad (1)$$

如果扰动场存在，平行光线经过扰动场引起光线偏折，则光线偏折引起的莫尔条纹位移量是

$$h_1 = \Delta \cdot \varphi / (2 \cdot \sin \alpha / 2) \quad (2)$$

(2)式可写成

$$h_1 = (d' / d) \Delta \cdot \varphi = M \cdot \Delta \cdot \varphi \quad (3)$$

式中， $M = d' / d$ ，称为莫尔条纹的放大率， $\Delta \cdot \varphi$ 为光线偏折引起的光栅 G_1 的变形量，由

(1)式可见 $M = \frac{1}{2 \sin \alpha / 2}$ ， α 越小放大倍数越大，但不同的 d 会影响到测量的空间分辨率，选择较小的 d ，可有高的空间分辨率，但很小的 d 会引起衍射现象，我们采用滤波的方法来消除衍射的影响。

2. 非对称场的处理

考虑 $Z = \text{常数}$ 的某一截面，见图2，对于小角偏折，在 y 方向上光线的偏折角 φ 与折射率

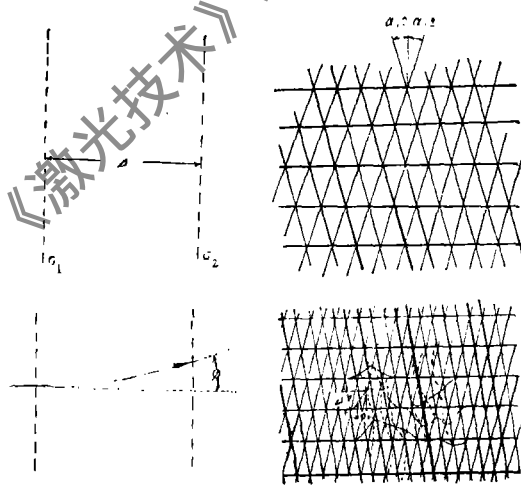


图1 朗奇光栅和莫尔条纹

梯度的关系是

$$\psi = \frac{1}{n_{\infty}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial n(x, y', z)}{\partial y'} dx \quad (4)$$

式中, $n(x, y', z)$ 是扰动非对称场的折射率, n_{∞} 是周围环境的折射率, 采用柱坐标, 令

$$N(r, \psi) = n(r, \psi) - n_{\infty} \quad (5)$$

在特定的观察方向, 光程差为

$$F(y, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} N(r, \psi) \delta[y' - r \sin(\psi - \theta)] dx dy \quad (6)$$

利用诺当变换^[4], (6) 式可写成

$$N(r, \psi) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\alpha F / \partial y') dy'}{r \sin(\psi - \theta) - y'} \quad (7)$$

因为光程差在 $x'y'$ 坐标系里可表示为

$$F(x', y') = \int_{\text{沿光线}} [n(x, y, z) - n_{\infty}] dx' \quad (8)$$

则有

$$\frac{\partial F(y', \theta)}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y'} \int [n(x, y, z) - n_{\infty}] dx' = \int \frac{\partial [n(x, y, z) - n_{\infty}]}{\partial y'} dx' \quad (9)$$

由 (4) 式和 (9) 式有

$$N(r, \psi) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi dy'}{r \sin(\psi - \theta) - y'} \quad (10)$$

(10) 式把扰动场的折射率变化与光线的偏折角联系起来, 而(2) 式把光线的偏折角与莫尔条纹的位移量联系起来, 由(2) 式和 (10) 式通过测量莫尔图上的变形量就可给出扰动场的折射率变化值。

3. 采样角间隔的选择

显然要再现一个非对称场, 需要多方向的莫尔偏折数据, 一些文献^[5, 6]给出了采样角的间隔, 下面我们讨论诺当变换求原场的采样角间隔的确定问题。

假定已知 $F(y, \theta)$ 是一个极坐标的标量场。必须以一定的采样角间隔去采 $F(y, \theta)$ 的样本值, 才能精确地得到 $F(y, \theta)$, 从而正确地反演出 $N(r, \varphi)$ 。实际上的采样过程就是实验上获得数据的过程。实验上只能在 $\theta_1, \theta_2 \dots \theta_n$ 等几个角度上各获得 m 个数据 $F(y_i, \theta_j)$, $i=1, 2 \dots m; j=1, 2 \dots n$ 即得到 $n \times m$ 个离散数据, 把这 $n \times m$ 个数据放在以 y 轴的极坐标系上就构成了 $F(y, \theta)$ 的离散谱, 如图3所示, 设 $F(y, \theta)$ 是带限函数, 对于给定的 y , $F(y, \theta)$ 是 θ 的函数, 该函数定义在半径为 y 的圆周上, 由采样定理可知, 在这个圆周上

只有以 $\Delta\theta \leq \frac{\pi}{\omega(y)}$ 的采样角间隔采样, 才有可能准确地得到 $F(y, \theta)$, $\omega(y)$ 表示半径

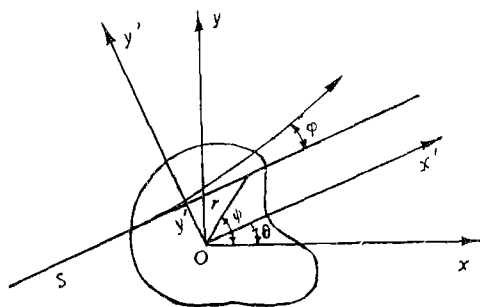


图2 光束偏折

为 y 的圆周上函数的带宽, 对于任意给定的 θ , 只有以 $\Delta r \leq \frac{\pi}{\omega(\theta)}$ 的间隔采样才能满足要求, $\omega(\theta)$ 是 θ 方向上的 $F(y, \theta)$ 的带宽。要使对于任意的 y 都有 $\Delta \theta \leq \pi / \omega(y)$ 成立, 必须有 $\Delta \theta \leq \frac{\pi}{\omega(y)_{\max}}$, 这就是角间隔与角频率之间的关系。

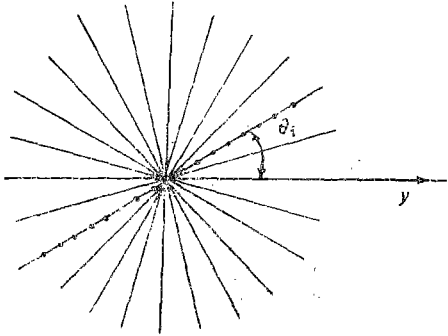


图3 诺当变换离散光谱

三、实验装置和结果分析

1. 实验装置和光路

本文利用多通道莫尔偏折法层析三维温度场, 被测对象为三芯火焰, 它具有平面对称性, 适当地选取坐标系和安排光路后, 只要在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 的范围内获得偏折数据, 就可由 90° 范围内的数据推出 $90^\circ \sim 180^\circ$ 内的数据, 从计算工作量和计算精度考虑, 光路安排如图4所示, 各个通道的夹角为

$$\Delta \theta = 30^\circ$$

所用光源为脉冲YAG激光, 脉冲宽度为30ns, 经倍频后获得 $0.53 \mu\text{m}$, 20mJ的绿光输出, G 为20条/mm的郎奇光栅, 两光栅的间距 Δ 和夹角可根据需要定量调节, 用光栏(小孔光栏)进行滤波, 以滤出高灵敏度清晰的莫尔图。

2. 实验结果

实验上得到三芯火焰温度场的四个方向的莫尔偏折图如图5所示。由莫尔偏折图我们可以判读出莫尔偏折量 $h(y_i, \theta_i)$, 这是一组离散数值。本文在每个方向上采集70个点, 利用三次样条函数来拟合离散数值, 由(2)式和(10)式, 我们可得到三维温度场的折射率分布。由Gladstone-Dale公式

$$n - 1 = k\rho$$

式中, k 是G-D常数, ρ 是气体的密度, 并利用理想气体状态方程可得

$$T = \frac{7.9654 \times 10^{-2}}{n - 1} \quad (11)$$

一般地, 若待测场有理论模型, 则可利用上述讨论的角间隔与角频率之间的关系来确定采样角间隔, 若待测场无模型, 则可根据对称性的物理分析, 利用计算机模拟确定采样角, 以保证再现精度和减少计算工作量。

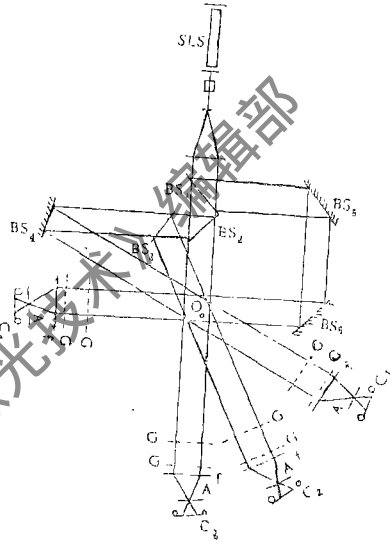


图4 用于实验的光路示意图

S, LS—激光源 BS1, BS2, BS3—束偏转板 G—光栅 f—棱镜 A—光栏 C—摄像机 BS4, BS5, BS6—镀膜反射镜

由(11)式可求出温度分布, 本文把(10)式和(11)式编成程序在mV/8000计算机上完成了三维温度场的层析再现, 图6表示了几个不同截面上的温度分布。

为了验证莫尔偏折法的测量精度, 我们利用单通道莫尔偏折法测量了轴对称火焰的温度分布, 并与单通道F-P干涉法测量的结果进行比较, 如图7所示, 获得一致的结果, 显然尔莫尔偏折法可用于代替干涉法进行温度场的测量。

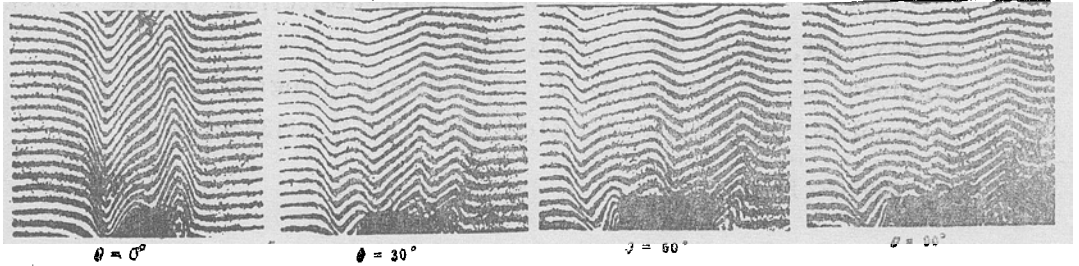


图5 火焰形变莫尔干涉条纹

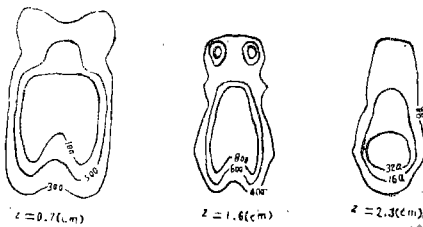


图6 不同截面的温度分布

四、结 论

本文介绍的莫尔偏折法与全息法或干涉法比较, 具有下述优点:

1. 光路简单, 光学元件少, 实验上容易实现。
2. 系统稳定性能好, 无特殊防震要求, 适应于恶劣环境下的流场测量。
3. 可以简单地通过调节光栅的间距和两光栅刻线间的夹角提高灵敏度。
4. 计算简单, 不象全息和干涉法中需要对数据微分。

本文所采用的高密度光栅和滤波法, 既可提高系统的灵敏度, 又可得到清晰的莫尔偏折图。实验表明该方法的测量精度与干涉法是一致的。该方法可作为瞬态三维温度场测量的有力工具。

感谢贺安之教授对本文的指导。

参 考 文 献

- [1] Vest, C M, J.O.S.A., 1974; 64: 1215
- [2] 贺安之, 阎大鹏, 三维温度场的多通道干涉层析, 华东工学院学报(自然科学)

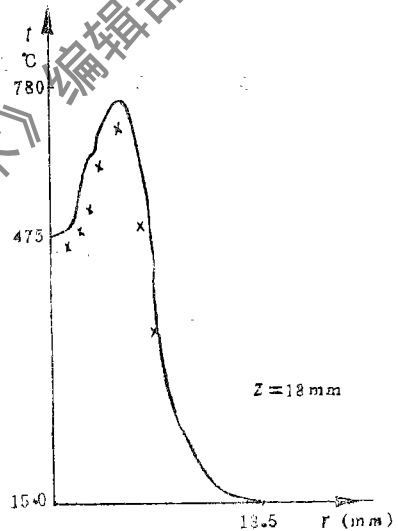


图7 莫尔法和干涉测量法的结果比较

版), 1987; (3): 1

- [3] 贺安之, 阎大鹏, 倪晓武等, 三维温度场的激光全息与干涉层析, 光学学报, 1988, 8(6): 543
- [4] Radon J, On the determination of functions from their integration along certain manifolds, Vol.69, 262~277
- [5] Gregory W Faris, Rboert L Byer, Beam-deflection optical tomography, Opt.Lett., 1987, 12(1): 55~57
- [6] Sanloro R J, Semerjian H G, Optical tomography for field diagnostics, Heat Mass Transfer, 1981, 24(7): 1139~1150

收稿日期: 1990年2月22日。

· 简 讯 ·

西物所喇曼频移激光测距机研制获新的进展

——原理样机测程达11.27km

西南技术物理研究所自1988年6月在国内首次实现 $1.54\mu\text{m}$ 喇曼频移激光测距后, 该项研究工作最近又取得新的进展。新研制原理样机测程达11.27km, 测得精度 $\pm 5\text{m}$, 重频为每分钟10次, 首创国内最高水平, 为军用 $1.54\mu\text{m}$ 喇曼频移激光测距机型号研制开通了道路。

(钟 鸣 供稿)

西物所研制出 $10.6\mu\text{m}$ 超宽截止窄带滤光片

西南技术物理研究所镀膜组经过两年时间的探索和研究, 于1990年底在国内首次研制出 $10.6\mu\text{m}$ 超宽截止窄带滤光片产品。该窄带滤光片的主要技术指标均已达到国外80年代中期水平, 其中 $10.6\mu\text{m}$ 处最大透过率 $T_{\text{max}} \geq 81.5\%$, 半带宽度 $\Delta\lambda_{0.5} = 2400\text{\AA}$, 特别是短波方向的截止波长已达到软X射线光区。这种超宽截止窄带滤光片的研制成功, 将促进我国 CO_2 激光技术应用的发展。

(周 明 李复蝉 供稿)