

# 实时大口径高灵敏度、高精度 莫尔偏折仪的设计和应用

贺安之 阎大鹏 倪晓武 王海林

(华东工学院应用物理系, 南京 210014)

**提要:** 本文介绍了利用 Talbot 效应制作自成像光栅和泰曼干涉仪实时制作光栅来形成消除系统误差的大口径、高灵敏度、高精度莫尔偏折仪的设计方法和原理; 并利用这种偏折仪获得了火箭燃气射流冲击效应场的莫尔偏折图和高超音速激波风洞中非对称流场的多方向莫尔偏折图, 为定量计算瞬态流场打下了基础。

**关键词:** 莫尔偏折法, 测量, 显示

## Design and application of real-time holographic large-aperture moire deflector with high sensitivity and high precision

He Anzhi, Yan Dapeng, Ni Xiaowu, Wang Hailin

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

**Abstract:** This paper presents the principles and design of large-aperture moire deflector, with high sensitivity and high precision, which uses two methods of real-time holography to make grating for eliminating system errors. With this moire deflector some successful results were obtained including moire deflectograms of shock effect field generated by real rocket exhaust plumes and the multi-directional deflectogram of asymmetric flow, field induced in high ultrasonic speed wind tunnel.

**Key words:** holography, Moire deflectometry, measurement

### 一、引言

莫尔偏折法由于结构简单、调节方便、计算容易、抗干扰性好等优点而广泛地被应用于相位物体的测试中<sup>[1~3]</sup>。但由于口径受到光栅的限制不易做大; 探测光线直接经过光栅检测, 灵敏度低; 光学元件及光栅的缺陷等给系统带来较大的误差, 精度不高; 一般只局限于实验室小口径模拟测试。本文提出了一种增大光线通过相位物体偏折角的方法大大地提高了莫尔偏折仪的灵敏度; 同时提出了两种实时制作光栅的方法, 一是利用 Talbot 效应制作自成像光栅, 二是用泰曼干涉仪实时制作光栅; 来消除系统误差, 使莫尔偏折仪能够直接利用质量较差的光学元件, 口径做成  $\phi 500$  mm 以上, 系统的灵敏度提高了10倍, 精度达1/10条纹间距。我们利用这

收稿日期: 1989年9月28日。

收修改稿日期: 1989年11月27日。

种实时大口径、高灵敏度、高精度的莫尔偏折仪,获得了火箭燃气射流冲击效应场莫尔偏折图,获得了高超音速( $M=10.29$ )激波风洞中非对称流场的多方向莫尔偏折图。为定量研究瞬态流场打下了基础。

## 二、仪器装置、特点和原理

### 2.1 仪器装置

仪器装置如图 1 所示,  $M_1$  和  $M_2$  为大口径凹面镜, 由于对其精度要求不高(低于 1 个光 $\mu$ ), 口径可做成  $\phi 500$  mm 以上; 激光光源经  $L_1$  扩束后, 在  $M_1$  和  $M_2$  之间形成  $\phi 500$  mm 的大口径平行光, 并作为探测光经过被测相位物体,  $M_1$  和  $M_2$  是分离的, 相距 30 m;  $L_2$  是会聚透镜, 缩束形成  $\phi 50$  mm 的小平行光;  $G_1$  和  $G_2$  是光栅, 下面我们将介绍利用 Talbot 效应和泰曼干涉仪实时制作的方法;  $L_3$  为频谱滤波透镜;  $S$  为照相系统。

### 2.2 大口径、高灵敏度

在莫尔偏折法中, 直接利用探测光线经过光栅偏折检测, 由于受光栅大小的限制, 口径难于做大。我们采用如图 1 所示的方法, 形成大口径的平行探测光, 经相位物体后缩成小口径平行光再由光栅检测, 这样, 既克服了光栅大小的限制, 做成了大口径的莫尔偏折仪, 又提高了系统的灵敏度。

对于双光栅系统, 光线经过位相场引起莫尔条纹形变的表达式是

$$h = \varphi \cdot \frac{\Delta}{2 \sin(\theta/2)} \approx \frac{\varphi \cdot \Delta}{\theta} \quad (1)$$

其中  $\varphi$  是光线经过相位场的偏折角,  $\Delta$  为两光栅之间的距离,  $\theta$  是两光栅的夹角。由(1)式可知, 提高莫尔偏折法的灵敏度可通过增大偏折角  $\varphi$  和双光栅的间隔  $\Delta$  来实现。但实际上, 由于受光栅衍射和自身缺陷的限制, 很难通过增大双光栅间隔的方法来提高灵敏度。

假定在大口径准直光束中, 光线经过位相物体产生的偏折角为  $\varphi$ , 缩束后经过光栅时的偏折角为  $\varphi'$ , 由于

$$M = f_2/f_1 \quad (2)$$

所以

$$\varphi' = M\varphi = f_2/f_1 \cdot \varphi \quad (3)$$

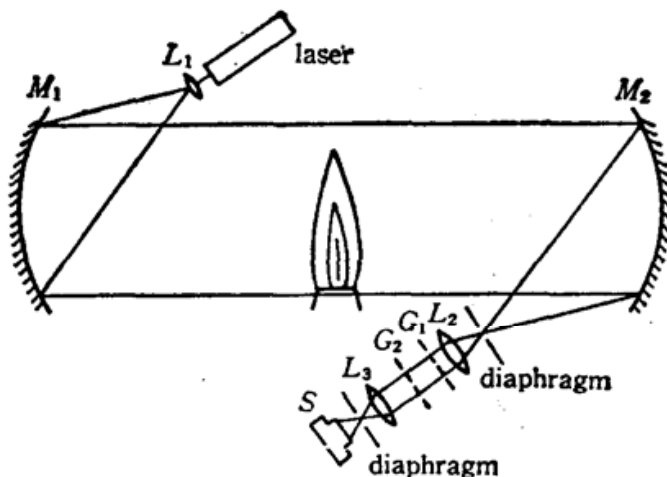


Fig. 1 Schematic diagram of device

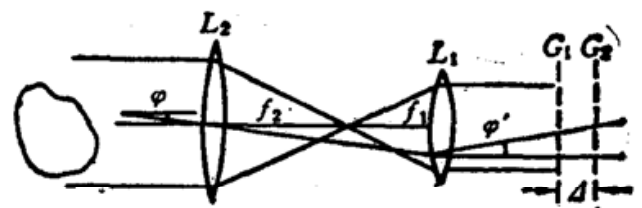


Fig. 2 Schematic diagram of increasing deflection angle

即光线的偏折角增大了  $f_2/f_1$  倍。例如大口径探测光为  $\phi 500$  mm, 缩束后为  $\phi 50$  mm, 则  $M=10$ , 即系统的灵敏度提高了 10 倍。

在这种用倒置望远镜增大偏折角的方案中, 根据成像关系, 可以推出

$$\varphi = \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{P}{\Delta} \cdot \frac{h''}{P''} \quad (4)$$

其中  $P$  为光栅的条纹间距,  $P''$  为放大照片上的莫尔条纹间距,  $h''$  为放大照片上莫尔条纹的位移量。(4)式说明, 确定光线经过扰动场的偏折角  $\varphi$ , 只需从放大照片上的莫尔图中判读条纹的位移量和条纹的间距即可, 与系统的缩束、照片的放大过程无关。

### 2.3 高精度

在图 1 所示的仪器装置中, 为了便于做成大口径, 所用的光学元件质量不高, 大口径扩束和小口径缩束后, 很难得到好的平行光, 同时探测光线经过待测场的窗口玻璃也会产生畸变, 加上光栅本身的缺陷, 这些系统误差使莫尔条纹不平直。我们采用 Talbot 效应制作自成像光栅和泰曼干涉仪实时制作光栅, 消除系统误差, 提高仪器的测量精度。

(1) 利用 Talbot 效应实时制作  $G_1$  的自成像光栅

如图 3 所示,  $G_1$  为朗奇光栅(20 条/mm), 在 Talbot 效应距  $G_1$  为  $\Delta$  ( $\Delta=7$  cm) 处拍摄  $G_1$  的自成像光栅, 经显影定影后复位于原处, 这样形成的莫尔条纹直线性好, 只反映被测相位物体引起的条纹变形, 而将系统误差消除。

设光栅  $G_1$  的周期为  $d$ , 光栅本身的误差为  $f_1$ , 则其刻线方程为

$$x = dm_1 + k_1 f_1 \quad (5)$$

其中  $k_1$  为常数。当用含有误差为  $f_2$  的准平行光束照明  $G_1$  制作  $G_1$  的自成像光栅  $G'_1$ , 复位后与  $G_1$  有相对夹角  $\theta$  时,  $G'_1$  的刻线方程应表示为

$$x \cos \theta - y \sin \theta = d m_2 + k_1 f_1 + k_2 f_2 \quad (6)$$

其中  $k_2$  也是常数。若位相物体引起的变化为  $D(x, y)$ , 当误差为  $f_2$  的准平行光束经过位相物体照明  $G_1$ , 由(5)式, 其刻线方程应改为

$$x = dm_1 + k_1 f_1 + k_2 f_2 + k_3 D(x, y) \quad (7)$$

(7)式减去(6)式得到这两光栅的等差条纹方程:

$$x(1 - \cos \theta) + y \sin \theta = dq + k_3 D(x, y) \quad (8)$$

式中  $q = m_1 - m_2$ , 当  $\theta$  很小时, 有

$$\cos \theta \approx 1, \quad \sin \theta \approx \theta \quad (9)$$

则

$$\theta y = dq + k_3 D(x, y) \quad (10)$$

即

$$y = \frac{dq}{\theta} + \frac{k_3}{\theta} D(x, y) \quad (11)$$

其中  $k_3$  也是常数。(11)式说明, 这时的莫尔条纹只反映位相物体的变化, 而消除了系统误差, 图 4 是利用这种方法得到的莫尔偏折图, 其中图 4(a)是没有消除系统误差的莫尔偏折图。虽然, 这种方法能消除系统误差, 得到只反映位相物体变化的莫尔条纹, 提高了仪器的测量精度, 但这种方法不方便, 改换其它常数的光栅需更换  $G_1$ 。为此我们提出了另外一种消除系统误差提高精度的办法。

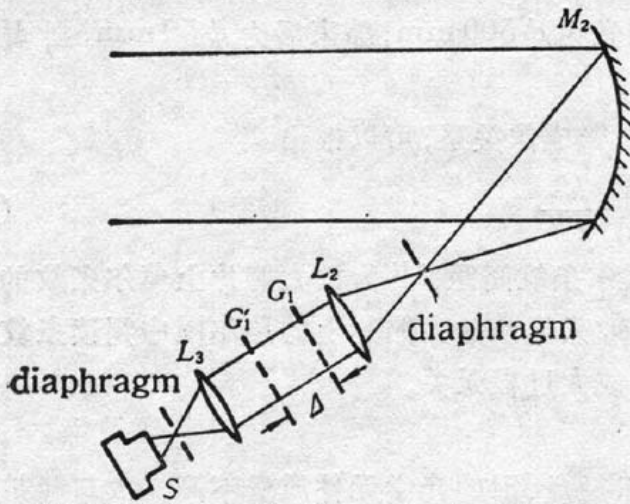


Fig. 3 Schematic diagram of making projective grating of  $G_1$  in real time

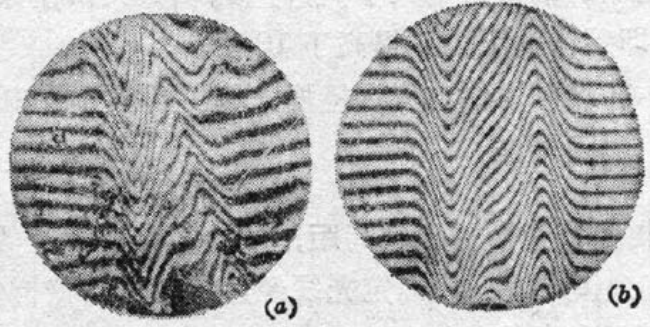


Fig. 4

(a) Moire deflectogram of temperature field using two gratings directly; (b) Moire deflectogram of temperature field with system errors eliminated

(2) 泰曼干涉仪代替  $G_1$ , 用干涉条纹实时制作光栅  $G_2$

如图 5 所示, 经过大口径扩束的平行光缩成小口径平行光后通过泰曼干涉仪, 各光学元件及光路中的误差都反映在泰曼干涉仪的干涉条纹上, 干涉条纹很不平直。在探测光路中没有被测位相物体时, 在  $G_2$  处拍摄一张干涉图 (20 条/mm 左右), 经显影定影处理后复位于原处。当被测位相物体放入探测光路中, 由于光线经过位相物体产生偏折, 使泰曼干涉仪产生的条纹变形, 图 6(a) 为探测光路中放入酒精灯火焰后使泰曼干涉仪条纹变形的照片, 其中图 6(b) 为探测光路中没有位相物体的泰曼干涉图。这种变形的干涉图和  $G_2$  处不变形的干涉图产生莫尔条纹, 莫尔条纹的形状和间距只反映待测位相物体的变化, 而将系统误差消除。

这种方法和实时全息法消系统误差相似, 优点在于不但能够消除系统误差, 得到高精度 (1/10 条纹间距) 的莫尔偏折系统, 而且容易利用泰曼干涉仪来获得不同条纹间距的实时制作光栅。

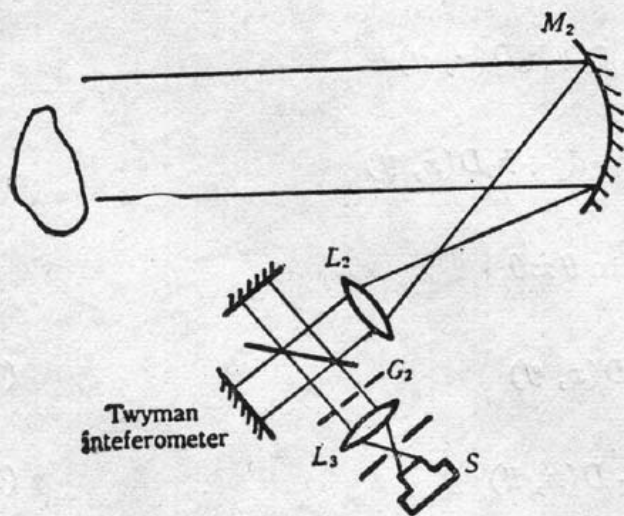


Fig. 5 Schematic diagram of making grating by using Twyman interferometer in real time

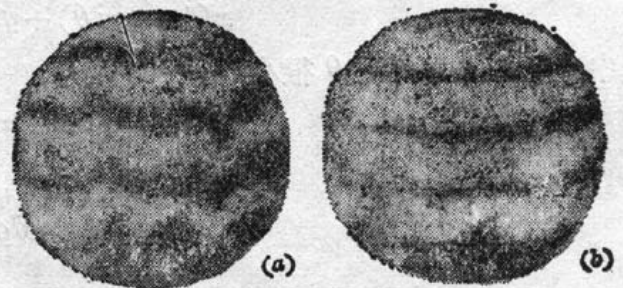


Fig. 6 (a) The photography of distorted fringes produced by Twyman interferometer with flame in test light beam; (b) The photography of fringes produced by Twyman interferometer without flame in test light beam



### 三、应 用

我们利用上述介绍的方法,做成了一种口径为 $\phi 500\text{ mm}$ ,精度为 $1/10$ 条纹间距的实时高灵敏度、高精度的莫尔偏折仪。并把它用于火箭燃气射流冲击效应场和高超音速激波风洞中非对称流场的测量。火箭燃气射流场环境恶劣,流场范围大,烟尘浓厚,至今尚无能够显示其冲击效应场的仪器;马赫数高达10以上的大口径高超音速激波风洞中非对称流场的显示和三维定量测试工作正急待解决。我们利用上述仪器,对圆锥(a)和尖锥(b)冲击,获得火箭燃气射流冲击效应场近场结构的莫尔偏折图见图7所示,并获得了马赫数为10.29高超音速激波风洞中非对称流场的多方向莫尔偏折图。这些结果成功地首次获得,不仅可定性地观察流场的冲击波结构,为有关课题研究提供了试验依据,而且为下一步的定量分析和三维层析工作打下了基础。

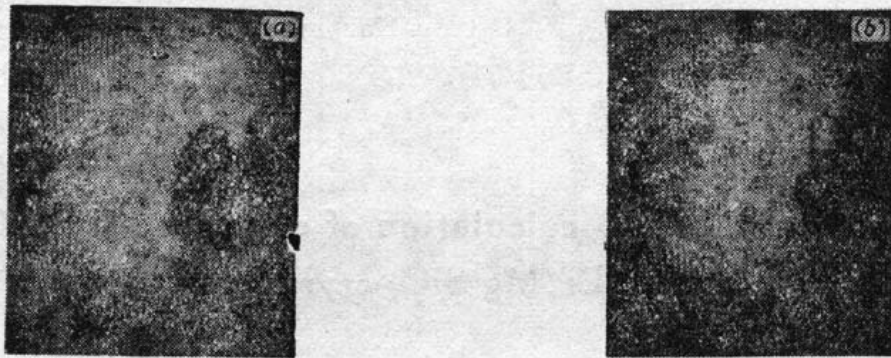


Fig. 7 Moiré deflectograms of shock effect field from real rocket exhausted jet. (a) impinged upon  $\alpha=60^\circ$  cylinder; (b) impinged upon  $\alpha=45^\circ$  cone

本文的应用工作得到了华东工学院火箭发动机研究所张福祥教授和中国气动中心超音速研究所杨祖清高工的大力支持和帮助,在此表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- 1 O. Kafri, *Opt. Lett.*, **5**(12), 555(1980)
- 2 J. Stricker, *Appl. Opt.* **23**(20), 3657(1984)
- 3 J. C. Bhattacharya, *Appl. Opt.*, **28**(13), 2600(1989)