

Twyman-Green 型横向剪切干涉仪的原理和应用

贺安之 王海林 苗鹏程 阎大鹏

(华东工学院应用物理系, 南京 210014)

提要: 本文介绍了一种新型横向剪切干涉仪的工作原理。该干涉仪使用 Twyman-Green 干涉仪作为分束器, 光栅作为检测元件, 并利用实时 Moire 差分法消除干涉仪的系统误差。这种干涉仪的优点在于灵敏度可调, 抗振性强, 易做成大口径。利用这种干涉仪检测超音速风洞中的流场和真实火箭燃气射流, 取得了一些重要结果。

关键词: 剪切干涉仪, 流场显示

Principle and application of a Twyman-Green lateral shearing interferometer

He Anzhi, Wang Hailin, Miao Pengcheng, Yan Depeng

(Department of Appl. Phys., East China Institute of Technology, Nanjing)

Abstract: This paper presents the operating principle of a new lateral shearing interferometer. It uses a Twyman-Green interferometer as a splitter, a grating obtained from interference fringes with a tested phase object as a detective element to eliminate system errors. The merits of this interferometer are adjustable sensitivity, antivibration and very large aperture. We used the interferometer with large-aperture to detect flow fields in supersonic wind tunnels and rocket exhaust plumes and obtained important results.

Key words: shearing interferometer, flow visualization

一、引 言

横向剪切干涉仪是共光路干涉仪, 对光源的相干性、环境温度的变化、环境的振动等要求不高, 可用对一些瞬态流场进行测试。所谓瞬态流场是指过程变化极为迅速的流场, 如风洞中的超音速流场、弹箭火炮发射时的高速膛口流场等等。常用的剪切干涉仪有平行板式^[1]、Wollaston 棱镜式^[2]、光栅式^[3]等。本文介绍一种长程、大口径、高精度横向剪切干涉仪的工作原理及应用情况。该干涉仪由一台大口径纹影仪改装, 使用小口径 Twyman-Green 干涉仪作为分束器, 光栅作为检测元件, 实时 Moire 差分法消除系统误差。我们利用这种干涉仪, 获

得了高超音速($M=10.29$)激波风洞中流场的剪切干涉图, 获得了真实火箭燃气射流的剪切干涉图。

二、原 理

Twyman-Green 型横向剪切干涉仪的原理光路如图 1 所示。 M_1 和 M_2 为平面反射镜, BS 为分光镜, 它们组成等臂的 Twyman-Green 干涉仪。 M'_1 等效于 M_1 , M'_1 与 M_2 的夹角为 $\theta/2$ 。当波长为 λ 的准直光 CB 通过被测相位物体 PO 进入 Twyman-Green 干涉仪时, 由 M_1 和 M_2 反射的两束光经 BS 透射和反射后在相遇区域内发生横向剪切干涉。按图 1 所示的坐标系, M_1 和 M_2 位于坐标系原点, 观察屏(毛玻璃) P 位于平面 $z=z_p$ 上, 从 M_1 反射的光束平行 z 轴, 设此光束在观察屏上的复振幅为 $A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} g(x, y, z_p) \right]$ 。 M_2 的反射光束在 XZ 平面内与 z 轴的夹角为 θ , 显然此光束在 P 上的复振幅为 $A_0 \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta x + g(x - \theta z_p, y, z_p)] \right\}$ 。这样 P 上总的复振幅为

$$U(x, y, z_p) = A_0 \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} g(x, y, z_p) \right] + A_0 \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta x + g(x - \theta z_p, y, z_p)] \right\} \quad (1)$$

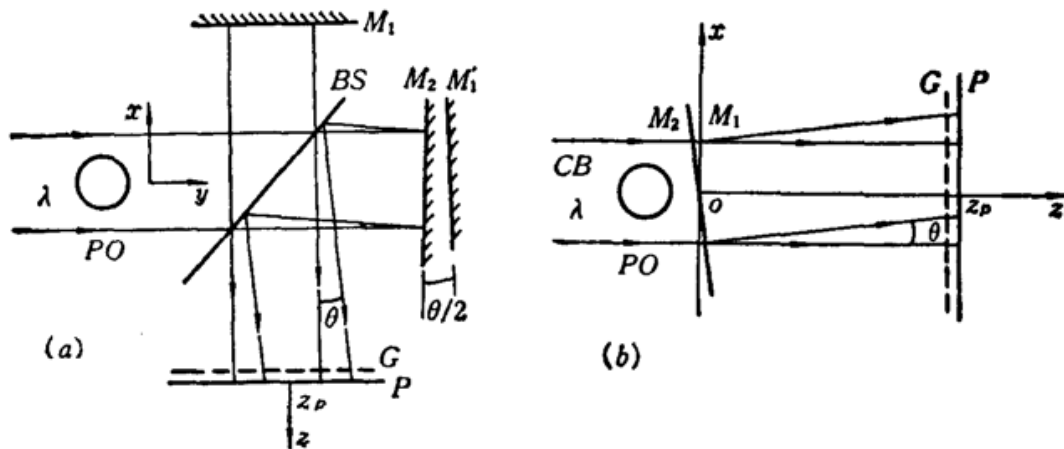


Fig. 1 (a) Layout of the Twyman-Green lateral shearing interferometer; (b) Equivalent optical layout of (a)

当 $g(x, y, z_p)$ 随坐标变化较慢, 且 θz_p 比较小时, 有

$$g(x - \theta z_p, y, z_p) \approx g(x, y, z_p) - \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x} \theta z_p$$

所以 P 上光强分布为

$$I(x, y, z_p) = U(x, y, z_p) U^*(x, y, z_p) \approx 2A_0^2 + 2A_0^2 \left\{ \frac{2\pi\theta}{\lambda} \left[x - z_p \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x} \right] \right\}, \quad (2)$$

如没有 PO , 即 $\partial g(x, y, z_p) / \partial x = 0$, 上式描述的是一组周期为 $d = \lambda / \theta$ 的干涉条纹; 如有 PO ,

我们可以看到, 这组干涉条纹的位置偏离了 $z_p \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x}$

设一个透射系数为

$$t(x, y) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \frac{2\pi}{d'} (x + y + g\alpha) \right] \quad (3)$$

的检测光栅 G 位于平面 $z = z_p$ 上(即与 P 重合)。这里 $d' = d/\cos \alpha$, α 为光栅栅线与没有 PO 时 P 上的干涉条纹之间的夹角。这样 P 上的光强分布为(2)、(3)两式的乘积, 即

$$\begin{aligned} I'(x, y, z_p) &= I(x, y, z_p) t(x, y) \\ &= A_0^2 + A_0^2 \cos \frac{2\pi}{d'} (x + y \operatorname{tg} \alpha) + A_0^2 \cos \left\{ \frac{2\pi}{d} \left[x - z_p \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x} \right] \right\} \\ &\quad + \frac{A_0^2}{2} \cos 2\pi \left\{ x \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{d'} \right) - \left[\frac{z_p}{d} \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x} + \frac{y}{d'} \operatorname{tg} \alpha \right] \right\} \\ &\quad + \frac{A_0^2}{2} \cos 2\pi \left\{ x \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} \right) - \left[\frac{z_p}{d} \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x} - \frac{y}{d'} + g\alpha \right] \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

当 $\partial g(x, y, z_p)/\partial x$ 和 α 很小时, (4)式右边各项的空间频率依次是 $f_1 = 0$, $f_2 \approx 1/d$, $f_3 \approx 1/d$, $f_4 \ll 1/d$, $f_5 \approx 2/d$, 第 1 和第 4 两项具有较低的空间频率, 为 Moire 条纹(人眼可分辨)^[4], 其它项由于空间频率较高(人眼不可分辨)为背景存在于 P 上。所以 Moire 条纹的强度分布为

$$I_M(x, y) = A_0^2 + \frac{A_0^2}{2} \cos \left\{ \frac{2\pi}{d} \left[x(1 - \cos \alpha) - z_p \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x} - y \sin \alpha \right] \right\} \quad (5)$$

由(5)式得 Moire 条纹(亮纹)方程为

$$J = \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} x - \frac{z_p}{\sin \alpha} \frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x} - \frac{d}{\sin \alpha} m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (6)$$

从(6)式可以看出, Moire 条纹的位移直接反映被测波阵面函数的变化率。干涉仪的灵敏度与 z_p 和 α 有关。

三、实验和应用结果

图 2 为用于瞬态流场测试的剪切干涉仪装置图。 L_1 为扩束镜。 L_2 和 L_3 为大口径凹球面反射镜。 W 为对瞬态流场测试时使用的保护或密封窗口, 或装被测相位物体的容器器壁。 L_3 和透镜 L_4 组成缩束系统。作为分束器的小口径($\phi 60$ mm) Twyman-Green 干涉仪安装在一块厚 10 mm 的 250 mm \times 250 mm 小钢板上, 有较强的抗振能力。按排 PO 和 P 为物像共轭关系, 则上面使用的函数 $g(x, y, z_p)$ 为准直光刚刚通过 PO 后的波阵面方程(不考虑物像之间的线性放大系数)。

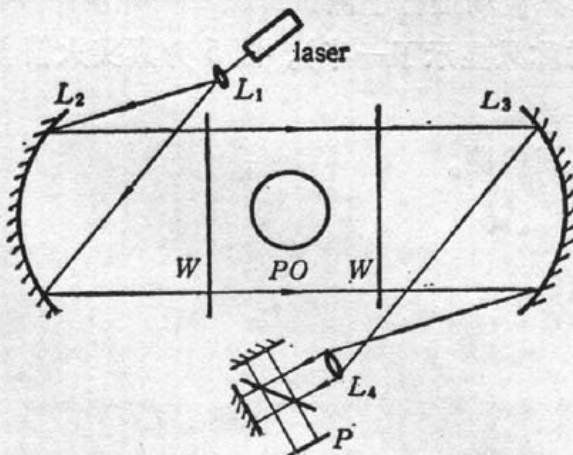


Fig. 2 Layout of the lateral shearing interferometer for flow visualization

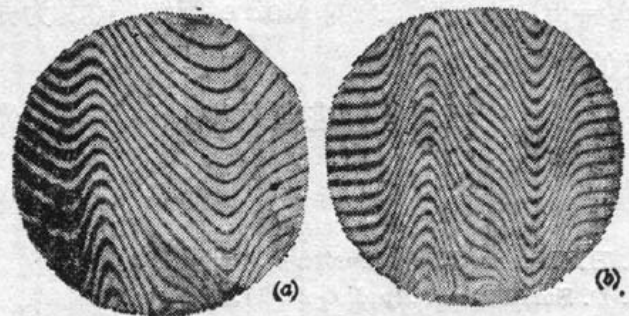


Fig. 3 Moire fringes of an alcohol-lamp flame. (a) without eliminating system errors; (b) eliminating system errors

如 PO 为轴对称流场(对称轴为 y 轴), 由光线传播的基本方程得 PO 的折射率分布为^[5]

$$n(r, y) - n_f = \frac{-n_f}{n} \int_r^{r_f} \frac{\frac{\partial g(x, y, z_p)}{\partial x}}{(r^2 - x^2)^{1/2}} dx \quad (7)$$

这里 n_f 为环境的折射率, r_f 为 PO 的半径。所以由(6)式描述的 Moire 条纹方程通过(7)式可很容易计算出轴对称相位物体的折射率分布。

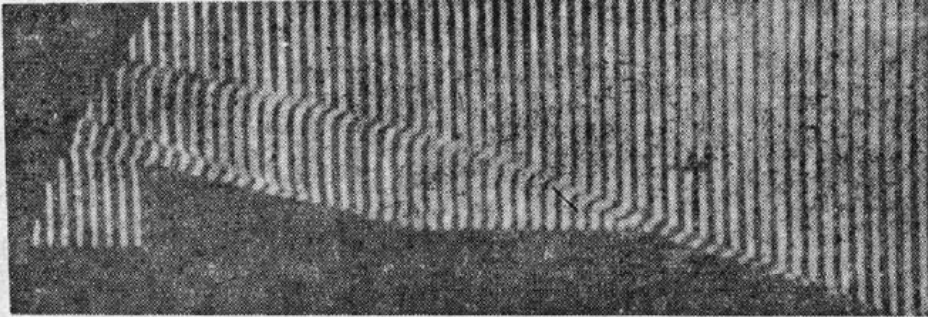


Fig. 4 Moire fringes of a flow field in a supersonic wind tunnel

一般情况下, W 的质量较差。考虑造价问题, 当干涉仪口径很大时, L_2 和 L_3 的质量也较差。

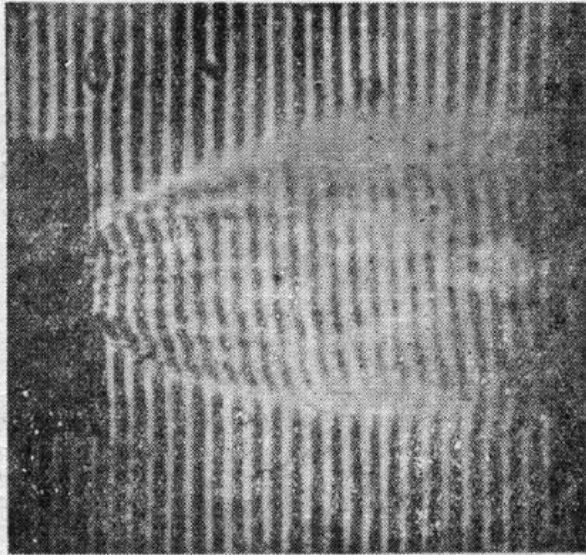


Fig. 5 Moire fringes of a rocket exhaust plume

为了消除干涉仪的系统误差, 检测光栅应这样获得, 当无 PO 时, 放置一块全息干版在平面 $z = z_p$ 上, 经干涉条纹(密度为 10~30 条/mm)曝光, 处理后的干版为检测光栅(振幅型)。当此光栅精确复位后(不需特殊的复位装置, 手动就行了), 以后有 PO 时出现的由干涉条纹与光栅差分产生的 Moire 条纹不包含干涉仪的系统误差——实时消系统误差^[6]。Moire 条纹的密度和方向由调节 M_1 或 M_2 改变。

由图 1(a) 所示的装置首先对酒精灯火焰场进行了模拟实验, 获得的 Moire 条纹图如图 3 所示。其中图 3(a) 为没有消干涉仪系统误差情况下的 Moire 条纹, 图 3(b) 为消系统误差后得到的

Moire 条纹。我们利用由图 2 所示的装置对一些瞬态流场进行了测试, 图 4 为风洞中高超音速 ($M = 10.29$) 气流场的 Moire 条纹图(因为是轴对称只显示了一半)。图 5 为真实火箭燃气射流的 Moire 条纹图。

对图 2 所示的装置进行适当改进可进行光学车间检测。

参 考 文 献

- 1 L. H. Tanner, *J. Sci. Instrum.*, **42**, 834(1965)
- 2 R. D. Small *et al.*, *Appl. Opt.*, **11**, 858(1972)
- 3 D. E. Silva, *Appl. Opt.*, **11**, 2613(1972)
- 4 S. Yokozeki *et al.*, *Appl. Opt.*, **9**, 1011(1970)
- 5 E. Keren *et al.*, *Appl. Opt.*, **20**, 4263(1981)
- 6 于美文, 光学全息及信息处理, 国防工业出版社, 1984