

用大口径、高灵敏度莫尔偏折法测量 高超音速激波风洞中非对称流场

阎大鹏 贺安之

(华东工学院 应用物理系, 南京)

提 要

本文介绍了利用大口径、高灵敏度莫尔偏折法达得了大口径($\phi 500\text{ mm}$),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;提出了一种基于对莫尔偏折角积分和双三次多结点插值样条有限级数展开的非对称流场三维再现方法,定量地计算了这种非对称流场的三维非对称流场的三维密度分布。

关键词: 莫尔偏折法; 光学测量; 流场显示。

一、引 言

特种激波风洞,主要用于模拟外层空间流场,口径大($\phi 500\text{ mm}$),马赫数高($M > 10$),流场密度变化甚弱。纹影和阴影法既不能定性地显示其流场精细结构,更不能三维定量测试;干涉法虽能定量但尚没有这么大的口径。莫尔偏折法已广泛地应用于流场显示和定量测试^[1~3]。但由于口径受到光栅的限制,系统灵敏度低,光学元件及光栅衍射、缺陷等带来系统误差使测量精度不高,所以目前只局限于实验室小口径低马赫数的风洞流场等模拟测量。本文提出了一种大口径、高灵敏度的实时莫尔偏折法,即采用大口径平行光($\phi 500\text{ mm}$)探测流场,然后缩成小口径平行光($\phi 50\text{ mm}$)经过光栅检测,灵敏度提高了十倍,并利用 Talbot 效应,实时制作自成象光栅,消除了系统误差,使测量结果的精度达 6%。利用这种方法,测量了大口径高超音速激波风洞中非对称流场,获得了带有凸起物模型,马赫数为 10.29 的非对称流场的多方向莫尔偏折图。在此基础上,提出了一种当流场中有模型遮挡时,对莫尔偏折角积分,双三次多结点插值样条有限级数展开的三维流场再现方法,定量计算出流场的密度分布。

二、仪器装置和工作原理

仪器装置如图 1 所示, M_1, M_2 为凹面镜,精度为 1 个光圈,口径 $\phi 500\text{ mm}$; 激光光束径 L_1 扩束,在 M_1 和 M_2 之间形成大口径平行光,并作为探测光经过流场,由于 M_1 和 M_2 是分离的,其间距可达 30 m 以上; L_2 是会聚透镜,形成 $\phi 50\text{ mm}$ 的小口径平行光; G_1 是高密度光栅(20 l/mm); G_2 是 G_1 在相距为 Δ ($\Delta=30\text{ mm}$) 处的自成象光栅,利用 Talbot 效应,

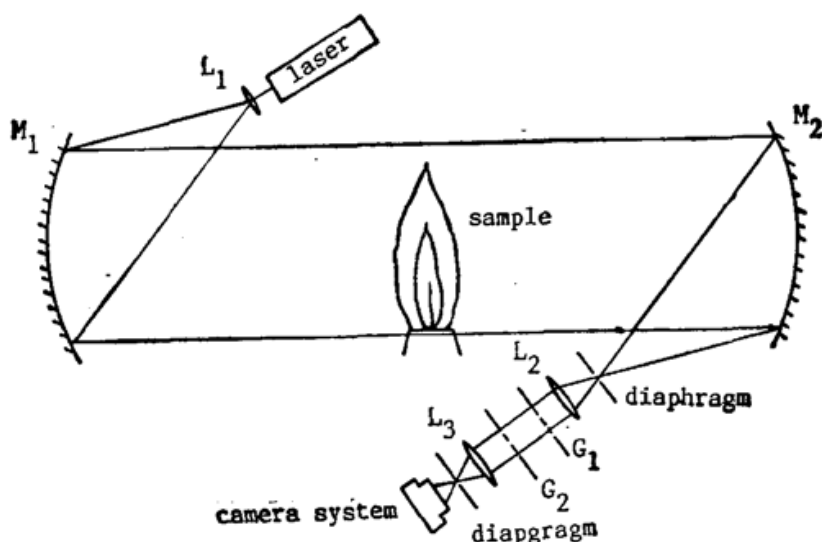


Fig. 1 Optical schematic diagram of instrument device

实时拍摄, 显定影后复位于原位; L_3 是滤波透镜; S 是照相系统。

如果扰动场不存在, 得到一组平行等间距的莫尔条纹, 莫尔条纹间距 P' 与光栅间距 P 及两光栅之间的夹角 α 的关系是:

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

若扰动场存在, 平行光线经扰动场引起光线偏折, 莫尔条纹的位移量 h 为

$$h = \frac{\varphi \cdot \Delta}{2 \sin(\alpha/2)} \simeq \frac{\varphi \cdot \Delta}{\alpha} \quad (2)$$

式中 Δ 为两光栅之间的距离, φ 为光线的偏折角; 由 (2) 式可知, 当 α 不变时, 莫尔条纹的变形量与偏折角及双光栅的距离有关。原则上莫尔偏折法的灵敏度可通过增大双光栅的间距 Δ 来提高, 但 Δ 不是任意选取的, 它应符合 Talbot 间隔 $Z = \frac{2nP^2}{\lambda}$, 当 P 选定后, 只可以增大 n 来提高灵敏度。实验证明, 由于受到光栅衍射和光栅本身的缺陷限制, 难于通过这一方法来实现。作者用如图 2 所示的方法来提高其灵敏度。假定在大口径准直探测光中, 光线经过扰动场后偏折角为 φ , 缩束后经过光栅时偏折角为 φ' ,

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

式中 M 为放大倍率, (3) 式表示光线的偏折角增大了 (f_2/f_1) 倍, 说明光栅间距 P 值选定后, 放在小光束中的莫尔条纹得到 M 倍灵敏度*。

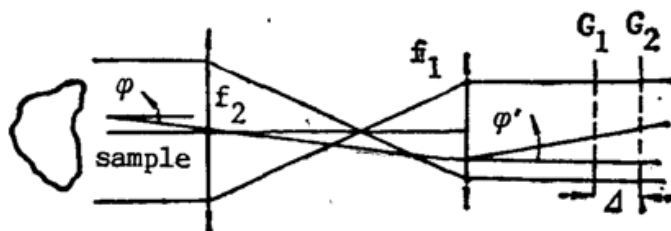


Fig. 2 Schematic diagram of increasing deflection angle

在图 1 的装置中, 如果采用的光学元件质量较差, 那末, 经大口径扩束和小口径缩束后很难得到好的平行光, 再加以光栅的缺陷及测试窗口的玻璃等给测量带来系统误差。本文

* 若光束缩小后, 光栅的线距相应选小, 例如 $P' = (1/M)P$, 就得不到灵敏度提高了。

利用 Talbot 效应, 在距 G_1 为 Δ 处, 实时制作 G_1 的自成像光栅 G_2 , 以消除系统误差, 得到的莫尔条纹线性很好。作者利用这种消除系统误差的方法测量了火焰温度, 结果和干涉法及热电偶的测量相比较, 精度达 6%。

采用高密度光栅和 L_3 作为滤波透镜, 取其频谱的一级衍射, 得到对比度较好的莫尔条纹。由于 Talbot 效应, 光栅的密度也不能过高*。作者在本文实验中选用了 201/mm 的光栅。

可以推得, 经过扩束和缩束后以及照片放大, 确定光线经过扰动场的偏折角 φ 只需从放大的照片上的莫尔偏振图直接判读条纹的偏移量, 而与系统的缩束和照片的放大过程无关

三、测量原理和计算方法

特种高超音速激波风洞中带有凸起物模型的流场是非对称的, 需要三维层析的方法, 即把三维空间分成一组截面, 通过求出每一截面上流场的折射率分布再恢复整个流场的折射率分布。如图 3 所示, 假定某一截面上的折射率分布为

$$n(x, y) = n_0 + \hat{n}(x, y). \quad (4)$$

当距 X 轴为 y' 的光线通过流场时, 对于小角偏折, 光线沿 Y' 方向的偏折角为^[4]

$$\varphi(y', \theta) = \frac{1}{n_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \hat{n}(x', y')}{\partial y'} dx'. \quad (5)$$

光程差为

$$\begin{aligned} \Phi(y', \theta) &= \int_L \hat{n}(x, y) dL \\ &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{n}(x, y) \delta[y' - r \sin(\psi - \theta)] dx dy. \end{aligned} \quad (6)$$

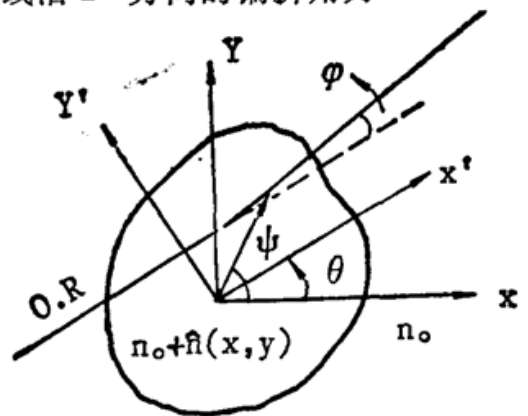


Fig. 3 Schematics of ray deflection

求(6)式 Radon 变换之逆有^[5]

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

式中 $\hat{N}(r, \psi)$ 为 $\hat{n}(x, y)$ 的极坐标表示。由(6)式有

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y'} \int_L \hat{n}(x, y) dL = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \hat{n}(x, y)}{\partial y'} dx'. \quad (8)$$

则由(7)式有

$$\hat{N}(r, \psi) = \frac{1}{2n^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi(y', \theta)}{r \sin(\psi - \theta) - y'} dy'. \quad (9)$$

(9)式是求逆的基础, 对(9)式右边定积分计算的方法不同, 可得到不同的再现方法。由(9)式还可知, 直接求逆需要 $[-(\pi/2), (\pi/2)]$ 范围内取多个方向莫尔偏折图, 以便对每一观察角 θ , $\varphi(y', \theta)$ 能够对 y' 的整个区域进行采样, 这种方法适用于莫尔偏折图方向数多, 且流场中不存在模型遮挡的情况。目前, 对有限的观察角和流场中含有遮挡模型的三维层折, 尚未见有报道。本文从实际应用出发, 提出了一种对莫尔偏折角积分的流场三维再现方法。如

* 这是因为移动莫尔条纹数 $N = (h/P') = (2nP/\lambda)\varphi$, 即 N 与 P 成正比, 若 P 过小, 对 N 就不利。

图 4 所示,当流场中有遮挡物时,由(5)式和(8)式得

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y'} = n_0 \varphi(y', \theta) \quad (10)$$

对(10)式两边同时作如下积分,当 $\rho < \rho_1$ 时

$$\Phi(\rho, \theta) = \int_{-\rho_2}^{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} d\rho = n_0 \int_{-\rho_2}^{\rho} \varphi(\rho, \theta) d\rho; \quad (11)$$

当 $\rho > \rho_2$ 时

$$\Phi(\rho, \theta) = -n_0 \int_{\rho}^{\rho_1} \varphi(\rho, \theta) d\rho \quad (12)$$

则就把莫尔的三维再现归纳为含有遮挡物时的干涉再现问题。

在干涉法三维再现中,如图 5 所示,有

$$\int_L \hat{n}(x, y) dL = \Phi(\rho, \theta) \quad (13)$$

(13)式有两种解法:(1)利用积分变换法,适用于完全数据,并作为连续问题处理;(2)有限级数展开,适用于含遮挡物模型的不完全数据。作者用双三次多结点插值样条函数进行有限级数展开来再现三维流场分布。

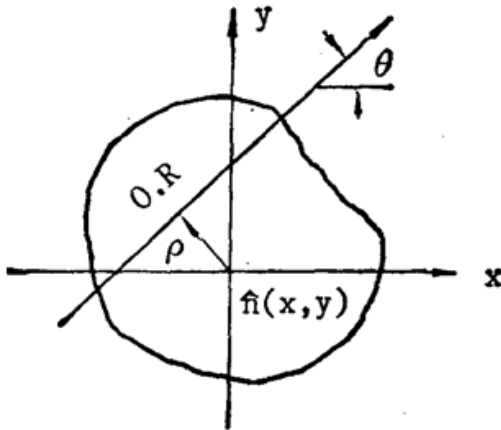


Fig. 5

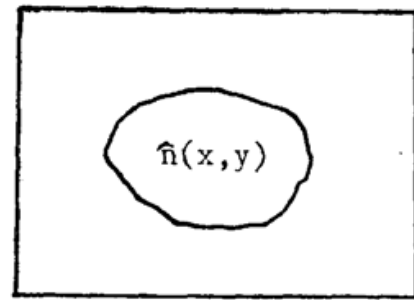


Fig. 6 Sketch map for image function

对给定的 $h(h > 0)$, 可选择适当的坐标系以及足够大的 N 和 M , 使图像函数的支撑区域包含在矩形 $h < x < Mh, h < y < Nh$ 中,如图 6 所示。由双三次多结点插值样条函数^[3]

$$Q_3(u, v) = \sum_{m=-2}^{M+2} \sum_{n=-2}^{N+2} r_{m,n} q_3(u-m) q_3(v-n), \quad 0 \leq u \leq M, \quad 0 \leq v \leq N \quad (14)$$

由于矩形外图像函数为 0, 则令(14)式中的 $r_{-2,n}, r_{-1,n}, r_{0,n}, r_{m+1,n}, r_{m+2,n} (n=0, 1, 2, \dots, N)$ 以及 $r_{m,-2}, r_{m,-1}, r_{m,0}, r_{m,N+1}, r_{m,N+2} (m=0, 1, 2, \dots, M)$ 均为 0, 从而得到

$$Q_3(x, y) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N r_{m,n} q_3\left(\frac{x-mh}{h}\right) q_3\left(\frac{y-nh}{h}\right), \quad h \leq x \leq Mh, \quad h \leq y \leq Nh \quad (15)$$

令

$$i = (m-1) \times N + n \quad (1 < m < M, \quad 1 < n < N)$$

$$L = M \times N$$

$$b_i(x, y) = \begin{cases} q_3\left(\frac{x-mh}{h}\right) q_3\left(\frac{y-nh}{h}\right), & \text{当 } h \leq x \leq Mh, \quad h \leq y \leq Nh \\ 0, & \text{其它。} \end{cases}$$

则

$$\widehat{n}(x, y) = \sum x_i b_i(x, y) \quad (16)$$

是图像函数基于双三次多结点插值样条的有限级数展开式。对给定的积分投影数据 $g_i = s(f, \rho_i, \theta_i)$, $i=1, 2, \dots, k$, 令

$$P = [P_{ij}] = [s(b_j, \rho_i, \theta_i)],$$

$$X = (x_1, x_2, \dots, x_N)^T,$$

$$Y = (g_1, g_2, \dots, g_k)^T.$$

可得到

$$PX \cong Y. \quad (17)$$

选用叠代法 $ART_4^{[7]}$, 求解(17)式, 因为该算法便于引进干涉再现问题中的各种约束条件。

四、结果与分析

利用图 1 所示的装置对特种激波风洞中非对称流场进行测试, 光源为脉冲红宝石激光, 曝光时间为 50 ns, 通过转动模型与试验时间同步, 获得了观察角分别为 -90° , -60° , -30° , 0° , 30° , 60° , 90° 时的瞬态(整个流场持续时间为 ms 级)多方向莫尔偏折图, 如图 7 所示。从这些偏折图, 可直接观察到超音速激波风洞中带有凸起物模型后流场的精细结构, 如图 8 所示。这是利用纹影或阴影技术无法得到的结果。从这些莫尔偏折图, 根据本文所提出的三维再现方法和格拉斯通-代尔的密度与折射率的关系式, 在 MV/8000 计算机上直接由摄像机把莫尔偏折图输入, 由计算机锐化和自动判读莫尔条纹的偏折量, 得到了该流场的三维密度分布, 如图 9 所示。

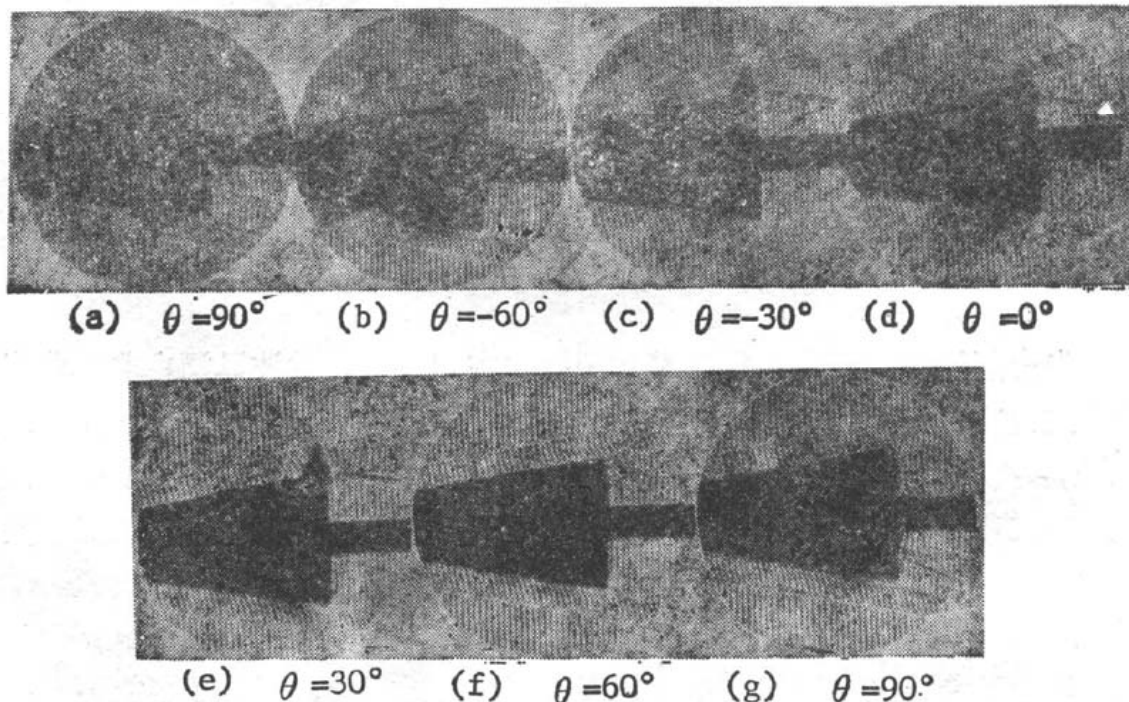


Fig. 7 Multidirectional deflectograms of flow field generated by convex model in large-aperture and high ultrasonic speed shock wind tunnel ($M=10.27$), where θ is viewing angle

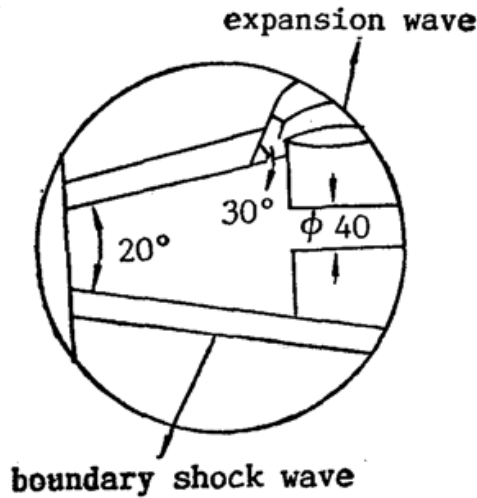


Fig. 8 Test model and fine structure of flow field from viewing angle of ($\theta=0^\circ$)

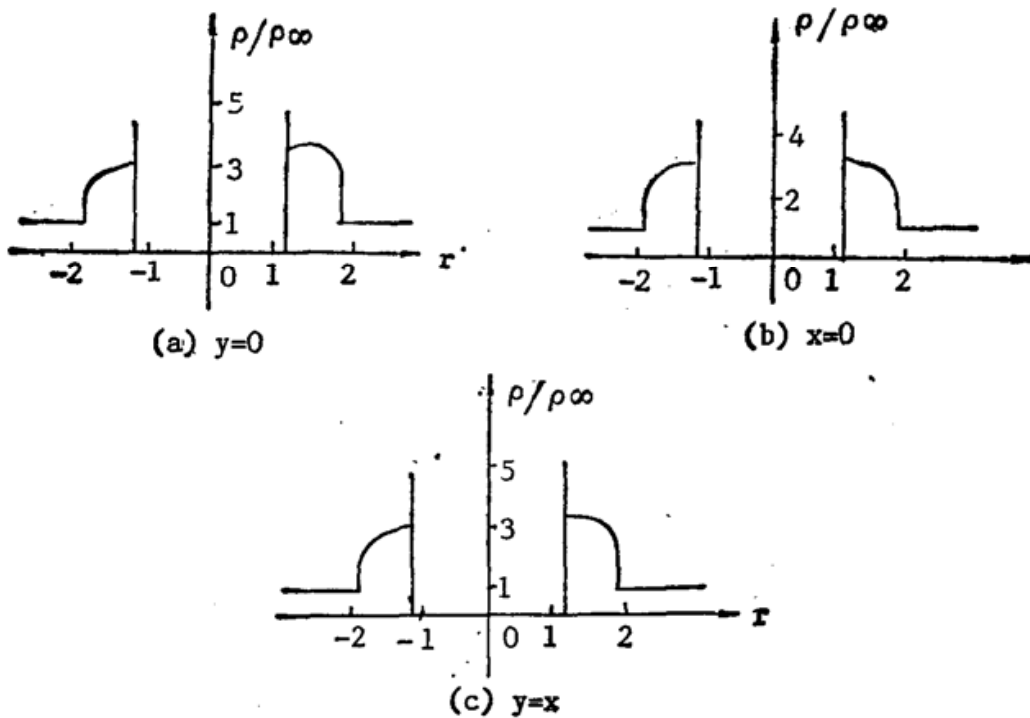


Fig. 9 Density distribution vs r on $s=2.5$ cm cross section

五、结 论

本文首先介绍了大口径高灵敏度莫尔偏折法在高超音速激波风洞中非对称流场三维测试的应用。这次方法灵敏度高，能够显示高马赫数、密度变化甚弱流场的精细结构；利用 Talbot 效应，实时制作自成象光栅，消除了系统误差，使莫尔条纹直线性好，测量结果的精度达 6%。本文所提出的对莫尔偏折角积分，双三次多结点插值样条有限级数展开的三维层析计算方法，从实际应用上，解决了有模型遮挡的非对称流场定量计算问题。

本文的试验工作是在中国气动中心超高速研究所进行的，得到了杨祖清高级工程师的大力支持和帮助；在计算机图像处理方面得到了华东工学院刘克博士的帮助，在此一并表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] J. Stricker, O. Kafri; *AIAA J.*, 1982, **20**, No. 6 (Jun), 820~823.
- [2] J. Stricker, E. Keren *et al.*; *AIAA J.*, 1983, **21**, No. 12 (Dec), 1767~1769.
- [3] E. Keren, E. Bar-Ziv; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 24 (Dec), 4263~4266.
- [4] J. Stricker; *Appl. Opt.*, 1984, **23**, No. 20 (Oct), 3657~3659.
- [5] C. M. Vest, *J. O. S. A.*, 1974, **64**, No. 9 (Sep), 1215~1220.
- [6] 齐东旭;《计算数学》, 1982, **4**, No. 3 (Aug), 244~252.
- [7] G. T. Herman, A. Leht; *Math. Prog. Stud.*, 1973, No. 9 (Sep), 15~29.

**Measurement of asymmetric flow field in high ultrasonic
speed shock wave wind tunnel by using large-aperture
and high sensitivity moire deflectometry**

YAN DAPENG AND HE ANZHI

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

(Received 25 September 1989; revised 5 January 1990)

Abstract

In this paper, a method of large-aperture ($\phi 500$ mm) and high sensitivity moire deflectometry is presented and used to obtain the multidirectional deflectograms of asymmetric flow field in high ultrasonic speed shock wave wind tunnel ($M=10.29$). At the same time, a 3-D reconstructive method of asymmetric flow field is presented which is based on the integration of moire deflective angle and double cubic many-Knot interpolating splines, and is used to calculate the 3-D density distribution of the asymmetric flow field.

Key words: Moire deflectometry; optical measurement; visualization.