

全息技术在风洞 应用中的若干问题初探

中国科学院力学研究所 全息任务协作组
中国科学院安徽光机所

一 前 言

风洞实验是模拟飞行器（导弹、飞机等）飞行的实验，也是空气动力学研究的有力实验手段之一。它研究的对象是飞行体和空气的作用。在可压缩流中飞行体干扰周围流场，引起物理量的变化是相当剧烈的，例如：激波、膨胀波系、尾迹流、边界层等等。了解这些现象，对空气动力学的研究，是重要的和不可缺少的。

飞行体对流场的这种扰动是分布在一定空间范围中的，是个空间分布的信息量。对于这样的测量对象，最合理的方法是采用空间采集和处理的手段。

光学方法可在一瞬间采集到大量的空间信息，同时还具有不干扰流场等优点。因此它是风洞实验中重要和不可缺少的显示方法和测量手段。近一个世纪以来，常用的光学方法有：阴影法，它采集的是流场中气流密度二阶导数 $\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2}$ 量的分布；纹影法，它采集的是流场中的气流密度一阶导数 $\frac{\partial \rho}{\partial x}$ 量的分布；而干涉法则直接采集气流密度 ρ 的分布。这些方法的特点是：记录平面上记录的是沿光程方向上所有信息量的总和，失去了三维效果。

全息技术为风洞实验提供了一种新的光学方法。全息照相可以存储流场的全部光波信息，通过再现取出并可用多种光学手段进行处理。从而，一张全息图就可以得到阴影图、各种纹影图以及各种干涉图，不需再去一次次地重复这个实验。

全息干涉技术是实现干涉计量简便而有效的方法，得到的干涉图与Mach-Zehnder干涉仪（以后简称为M-Z干涉仪）基本一致，但全息干涉还有一些特点：

1. 全息干涉是包含着信息的再现光波间的干涉，再现光波具有三维特性，是物体光波的重现。因此全息干涉技术为解决三维流场的定量计算提供了可能性。目前已能对某些三维流场进行数值计算，例如，轴对称的飞行体在非零攻角下飞行的流场计算^[1]。

2. 全息干涉技术可以消除光学系统中的固有误差。在实验过程中必然会有的一

些误差,有时也能加以消除。例如,风洞窗内外压差和温差产生变形而引入的光程变化。这些变化有时可能超过要测量的信息,古典的干涉技术就无法处理这类问题。但利用全息干涉的相减技术,可把这类干扰消除或减至最小^[2]。特别值得提出注意的是近半年来发展的双全息图技术^[3],它可以消除光学元件的固有误差,并且还能有效地消除振动的影响。

3.全息干涉技术所用装置一般不需高质量的光学元件,高精度的调节机构。因而它易于实现,使用方便,造价低廉。

近年来,全息技术在风洞上的应用十分活跃,与上述特点有关,我们是今年(77年)5月开始在风洞上进行全息实验,初次实验的目的,一是掌握全息技术,二是通过实验探讨全息照相机设计方案问题。实验是在两种类型的三个超音速风洞上进行,对全息光路进行了多种类型的实验研究,风洞吹风共达二百多次。本文把5—7月的工作进行小结,在全息光路全息图再现手段和弱小位相测量方面提出一些看法,供从事这方面工作的同志参考,并望得到指正。

二 实验装置和结果

I、风洞

为了全面了解全息技术在风洞实验中存在的问题和特点,在两种类型的风洞上进行了试验。现将风洞条件简介如下:

①激波管风洞:它是用氢氧燃烧来驱动的。驱动段直径为 $\phi 80\text{mm}$,长 6000mm ,充有 300 毫巴的空气。气流经锥形喷管膨胀加速到 $M = 6$ (M 为马赫数),实验段抽成真空,其压力为 10^{-3}mm 汞柱,它的直径为 600mm 。这类型风洞建立准定常流的时间较短,一般仅为 10 毫秒左右。它的流场密度较低,物体干扰引起的光程变化也较小。

②下吹式超音速风洞:储在 8 个大气压常温容器中的干燥压缩空气为风洞能源,吹风时用快速阀门开闭。这类风洞有两个,其一 $M = 4$,气流经喷管后排入真空罐;另一 $M = 2.5$,气流经喷管后排入大气。这两个风洞实验段截面尺寸均为 $200 \times 200\text{mm}$ 。这类风洞流场密度较高,物体干扰引起的光程变化较大,建立准定常流的时间也较长。

I、全息光路

我们曾试验过数种光路,企图找出一种比较适合于风洞实验用的光路,为设计全息照相机提供依据。

对光路主要有下述要求:成象清晰、无象差和畸变,条纹对比度强,能够按需产生平直均匀的背景条纹,布置尽可能简单……等等。

由于试验段模型前来流仍然保持均匀的超音速流场特性,(风洞来流均匀度达千分之几量级。)我们在光路上采取参考光以小光束形式穿越试验段气流均匀区的措施。这样做有两个好处:一、光路可方便地布置在平面上,避免了复杂的立体光路布置。二、这样做的结果仅是使参考光在两次曝光间改变一个常数,其影响仅是使背景条纹发生平移。而在无限条纹干涉则是使模型前流场均匀区成为零级条纹区,给计算带来了方便。

(参见本文附录中的分析。)

为了简洁, 本文只讨论三种典型光路:

第一种光路如图 3 所示, 漫射板 P (毛玻璃) 与全息干板 H, 分别位于透镜 L_2 的前后距离 $2f_2$ (f_2 为透镜焦距) 的平面上形成共轭关系, 漫射板成象于干板上。通过实验段的光束为漫射光。再现时物象衬托在明亮的背景上, 物象对比度较高并有三维感。从不同的视角观察得到的象不同, 甚至可在某视角看到正视时被挡住的地方, 这是古典的流场显示技术所办不到的。

这种光路所得到的全息干涉图, 再现时不能得到一张任何部分清楚的再现照片, 这是由于它的条纹定位面是个空间曲面, 不能同时聚焦的缘故。但眼睛却可以十分清楚地看到各部分条纹的细节。(参看图 1)

第二种光路采用平行光通过实验段, (如图 4 所示) 并采用一个放在 L_4 前面的漫射板, 实验模型投影在它上面。因此全息图只是照的这个投影象, 再现时不再有立体感。得到的干涉图和 M—Z 干涉仪得到的相同。平行光通过试验段有两个优点: ①定量计算方便。②容易得到各部分清楚的再现照片。(参看图 2 和图 5)

漫射板上投影象的清晰度影响再现图象的质量。投影象边界由于弥散而变得不锐利是影响清晰度的主因, 弥散程度随物体到漫射板的距离增大变得更严重。文献 [4] 认为, 在距离 100mm 以内这个缺点是不明显的, 经我们试验, 这个限制可以放宽数倍。这个缺点的克服方法是: 在物和漫射板间放一透镜, 使物成象于漫射板上。^[4] 此透镜要求象差要小。这种光路适用于大口径的风洞。

漫射照明的全息图有如下特点:

1. 物体上每点的信息都分布在整个全息图上, 再现时可不藉助任何光学仪器清晰地看到全部再现象不受全息干板上缺陷的影响。

2. 光学元件中的局部缺陷和污痕、灰尘等, 不再明显地干扰再现图象, 图象因此比较清晰。非漫射照明全息图则颇受这些缺陷的影响, 形成十分讨厌的花纹, 严重干扰图象。由此看来漫射照明全息图信噪比较高。

3. 再现象的视角大, 为解决三维流场显示和定量计算提供了可能性。

第三种是不用漫射板的光路, 它是图 4 所示光路撤去漫射板而成, 这种光路可以做普通的两次曝光, 得到类似于 M—Z 干涉仪得到的干涉图 (参看图 6)。但这种光路更主要的用途是单曝光得到起光波储存器作用的全息图。它把试验时全部光波信息冻结下来, 再现时完全把原来的光波复原出来, 可以慢慢地仔细进行研究。一张这样的全息图可以进行多种类型的光学处理, 得到多种阴影图、纹影图、干涉图, 这也是古典的流场显示技术所不能想象的。显然带有漫射板的光路也不可能有这样的作用。

在这里需要注意的是: 由于没有应用全息干涉的相减技术, 再现光波包含着光学元件的缺陷和其他影响因素, 使用时必需避免。例如, 如果说纹影法可从分辨 $\lambda/10$ (λ 为光波波长) 的变化量, 那末, 组成全息机所有光学元件引起误差的总和不得大于 $\lambda/10$ 。

双全息图技术也要使用这第三种光路, 它用两张单曝光全息图 (例如一张风洞吹风但没有模型, 另一张则是模型时风洞吹风) 叠合进行再现, 由于这也是全息相减技

术,所以能抵销一些相同因素部分引起的影响(例如上例的两张全息图就可抵销光学元件固有缺陷和风洞窗温、压差的影响)。又由于它可以调节相互位置,振动的影响也大体可以消除。由于两张全息图的光路并不严格相同,因此严格来说,全息相减技术达不到完全相减的程度,因而不能把误差完全去除,此外,全息片基(玻璃)的不平度也会对光波进行调制,带入新的误差。

II、关于振动的影响

由于红宝石激光器发出的光脉冲脉宽度很窄(约50~100毫微秒),振动对单曝光全息图几乎没有影响。但双曝光全息图,特别是无限条纹干涉图,对振动相当敏感。振动造成光学元件间的相对位移,就破坏了无限条纹的干涉条件。通常采用消极隔振的方法减少外界振动的影响,我们用充气轮胎作隔振器,光学元件用磁性座吸附在两块钢板上。虽然远未解决隔振问题,但获得无限条纹干涉图的几率就大大增加了。

对室内空气对流等随机干扰未采取措施,它们给背景带来一些雾状物,损害了干涉图。在灵敏度最高的无限条纹干涉时,这些虽然只有几分之一波长量的干扰,影响就相当明显。

有限条纹状态对振动较不敏感,一般振动产生的影响多是使这组条纹整体地移动和转动,这种影响并不影响对干涉图的定量计算。

我们采用液楔的方法^[2]产生有限条纹,在使用的盐液较稀时,有不引入误差的优点。

三 关于低密度场(弱相位变化)的显示技术

在风洞实验中,随着气流速度(马赫数M)的增加,流场中的密度是逐渐下降的,因而扰动产生的光程差也逐渐变小。在前述激波风洞中M=6时驻点前正激波所引起的光程变化只有 $\frac{1}{4}$ 波长的量。在无限条纹干涉条件下,这个变化不足以产生一个条纹,只能在图象中得到一个亮度差,形成的图象和纹影图相似,如图7所示。

在M数更高的流场中,这种变化量可能只有几十分之一的波长量(M=13),甚至几百分之一的波长量(M=17)。这些弱位相变化的测量和显示,是人们很关心的问题。我们在这方面做了一些调研和实验,兹简述如下,希望得到讨论和指教:

1.在光路布置方面,使测量光束往返实验区各一次的所谓双光程全息光路^[5],可以使灵敏度提高一倍。

2.用双参考光束再现单曝光全息图,使物光波和纵向反演的物光波重叠,产生剪切干涉图^[6],这样灵敏度可以提高一倍。但要注意,此时光波中包含的干涉和缺陷引入的误差也被加倍了。

3.利用全息图的非线性效应,使单曝光全息图的高阶衍射象互相重叠产生干涉。由于第i阶衍射象中含有i倍相位变化的信息,可以由双光束再现和空间滤波技术的结合,使两个同阶的衍射象重叠相干,得到相位变化增至2i倍的干涉图^[7]。这种技术得到10倍的灵敏度(即i=5)是并不困难的。缺点是误差也将放大2i倍。

4.在两次曝光间,使参考光束相位改变 $\pi/2$ 可以大大提高显示灵敏度^[8]。对这个工作我们作了一些分析和实验^[9],指出相位改变 $\pi/2$ 时,使理论上的分辨率提高到 $\frac{1}{1000}$ 波长量级,这时的显示灵敏度为普通两次曝光法(参考光相位保持不变)的26倍。实验表明,仪器的最佳状态易被外来干扰(例如振动、对流等)破坏。达不到预期效果。使用这一技术,必须对仪器安装的稳定性、隔振、对流等扰动的防止等问题加以解决。这个技术或者可以和双全息图等单次曝光全息技术结合起来,克服固有的缺点,达到可用的地步。

5.相衬法(Phase Contrast)和单曝光全息技术的结合,理论上可以使分辨率提高到 $\frac{1}{2000}$ 波长以上。相衬法^[10]是Eernike为在显微镜内观察透明的相位物体发展出来的一种方法,方法的特征是在光学系统中引入了复数空间滤波器(由于这一方法使他获得了1953年度诺贝尔物理奖金)。这一方法移植到纹影仪中,对低密度流场的显示获得显著的作用^[11]。与全息技术结合,亦得到显著的效果^[12]。我们认为,这是很值得注意发展的一种高灵敏度方法。

在高超音速风洞实验中遇到的弱位相问题,在很多低速流动中更是大量存在,这类问题的光学测量技术的解决,具有很大的现实意义。值得我们努力研究。

四 结束语

全息技术在风洞实验中肯定是一种有用的测量和显示手段,其中某些技术(例如两次曝光法)和古典的干涉技术相比有很多优点:结构简单、不需精度高的机械装置和光学零件,但却可得到高质量的干涉图象,为定量计算提供了精度高、误差小的实验手段。

全息图在光波信息存储方面,给风洞光学测量方法带来了革命的作用。最近发展起来的双全息图技术值得特别注意。

全息技术和移相技术、空间复数滤波技术的结合,是无限条纹干涉条件下提高测量灵敏度的值得注意的方法。

利用全息图的非线性效应,用双光束再现和空间滤波技术得到的干涉图,则是有限条纹干涉条件下提高测量灵敏度值得注意的方法。

风洞测量采用光学方法是较合理的,但能否取代其他测量方法(例如压力测量),其关键则在于测量精度。目前实验方法上还存在不少问题。但全息技术的三维特性,提供了解决三维流场测量的希望,如能在这方面有所突破,这门技术就达到了较高的阶段,在应用上就会有飞跃的发展。

附录 两次曝光全息图两次曝光间参考光位相发生变化的影响

I) 两次曝光全息图的振幅透射率

按一般处理方法, 全息图的振幅透射率可表示为:

$$T = T(E) \quad (1)$$

式中E是全息图的曝光量。

将式(1)在平均曝光量E附近作台劳展开得到:

$$T(E) = T(E_0) + \left. \frac{dT}{dE} \right|_{E_0} (E - E_0) + \left. \frac{d^2T}{dE^2} \right|_{E_0} (E - E_0)^2 + \dots \quad (2)$$

按线性记录介质假定知: $\left. \frac{d^2T}{dE^2} \right|_{E_0} = \left. \frac{d^3T}{dE^3} \right|_{E_0} = \dots = 0$

(2)式就简化成:

$$T(E) = T(E_0) + \left. \frac{dT}{dE} \right|_{E_0} (E - E_0) \quad (3)$$

实际上记录介质的非线性并不影响下面的讨论, 因为非线性项的影响仅在再现时产生高阶衍射象, 这些象在离轴法全息照象中和一阶衍射象在空间中是分离的。

在一般两次曝光中, 两次曝光的时间是相同的, 物光、参考光的振幅分布不变, 故有:

$$E = E_1 + E_2 \quad E_0 = 2E_{10} = 2E_{20}$$

E_1 、 E_2 分别是第一、二次曝光量, E_{10} 、 E_{20} 分别是第一、二次平均曝光量。

(3)式就变为:

$$\begin{aligned} T(E) &= T(E_1 + E_2) \\ &= T(E_0) + \left. \frac{dT}{dE} \right|_{E_0} (E_1 - E_{10}) + \left. \frac{dT}{dE} \right|_{E_0} (E_2 - E_{20}) \end{aligned} \quad (4)$$

(4)式表明, 两次曝光的全息图, 等价于两张单次曝光全息图的简单叠加。

I) 第一次曝光时的全息图:

设: 物光为: $a_0(x, y)e^{i\phi_0(x, y)}$ 简写为 $a_0e^{i\phi_0}$

参考光为: $a_R(x, y)e^{i\phi_R(x, y)}$ 简写为 $a_Re^{i\phi_R}$

全息图的曝光量 E_1 可表示如下:

$$\begin{aligned} E_1/t_1 &= |a_0e^{i\phi_0} + a_Re^{i\phi_R}|^2 = (a_0^2 + a_R^2) + a_0a_Re^{i(\phi_0 - \phi_R)} + a_0a_Re^{-i(\phi_0 - \phi_R)} \\ E_{10}/t_1 &= (a_0^2 + a_R^2) \end{aligned} \quad (5)$$

其振幅透射率可表示为:

$$\begin{aligned} T(E_1) &= T(E_{10}) + \left. \frac{dT}{dE_1} \right|_{E_{10}} (E_1 - E_{10}) \\ &= T(E_{10}) + \beta_1 a_0 a_R e^{i(\phi_0 - \phi_R)} + \beta_1 a_0 a_R e^{-i(\phi_0 - \phi_R)} \end{aligned} \quad (6)$$

若用参考光 $a_Re^{i\phi_R}$ 照明此全息图, 其物光再现现象为:

$$\beta_1 a_0 a_R^2 e^{i\phi_0}$$

这是 $a_R e^{iR}$ 乘(6)式的第三项得到的结果。

Ⅱ) 第二次曝光时的全息图

设: 物光改变为: $a_0(x,y)e^{i[\phi_0(x,y)+\phi(x,y)]}$

参考光变为: $a_R(x,y)e^{i[R(x,y)+\Delta(x,y)]}$

同理, 其振幅透射率可表示为:

$$T(E_i) = T(E_{20}) + \beta_1 a_0 a_R e^{i(R+\Delta-\phi-\phi_0)} + \beta_1 a_0 a_R e^{-i(R+\Delta-\phi-\phi_0)} \quad (7)$$

用参考光 $a_R e^{iR}$ 照明此全息图, 则由(7)第三项得到再现象为:

$$\beta_1 a_0 a_R^2 e^{i(\phi+\phi_0-\Delta)}$$

Ⅳ) 两次曝光间参考光位相发生变化对全息图再现象的影响

由以上讨论可知, 参考光位相若在第二次曝光时增加 $\Delta(x,y)$, 则等价于第二次曝光时物光变化的位相减去 $\Delta(x,y)$ 。

若 $\Delta(x,y) = 0$, 这相当于普通两次曝光情况, 产生的干涉图形为无限宽条纹干涉图。

若 $\Delta(x,y)$ 为线性分布, (例如 $\Delta = ax + b$)产生的干涉图形为有限条纹干涉图。(在 $\Delta = ax + b$ 的情况下, 就产生竖直即Y向的平行背景条纹族)

若 $\Delta(x,y)$ 为常数, 在处理实验数据时, 注意扣除此部分的影响即可, 得到的干涉图仍然是无限宽条纹干涉图。若很好地选择 Δ 的数值, 可以使较小值的 ϕ 得到较好的显示。

参 考 文 献

- [1] Tanner, L.H., J.Phys.E., 3 (1970) 987—990.
- [2] 中国科学院力学所射流组, 力学, 3 (1977), 222.
- [3] AIAA Paper No 73—210.
- [4] Surget, J., 力学参考资料(二), 激光技术在流体力学中的应用(中国科学技术情报研究所重庆分所编), 48~59.
- [5] Tanner, L.H., Optics and Laser Technology, 4, 6 (1972), 281.
- [6] Bryngdub, O., J.Opt Soc.Amer., 59, 2 (1969) 142.
- [7] Sayanagi, K., Matsumoto, K., J.Opt.Soc.Amer., 60, 1 (1970), 30.
- [8] Velzel, C.H.F., Applications De L'Holographic (1970), Proc.of the Inter.Symp of Hojo.
- [9] 中国科学院力学所全息协作组, 力学所工作报告(即将发表).
- [10] Zernike, Z.Tech.Phys., 16 (1935), 454.
- [11] Philbert, M., Rech.Aerosp., 99 (1964), 39.
- [12] Tsuruta, T., Jap.J.Appl.Phys., 8, 1 (1969), 96.

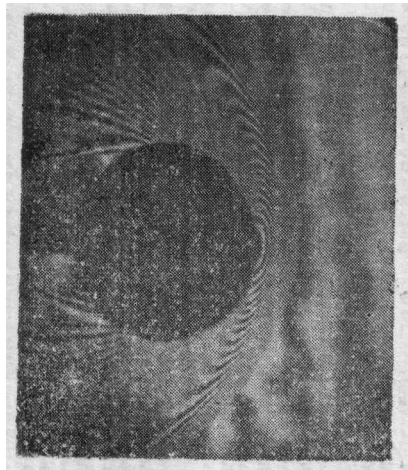


图1 采用漫射板与全息片共轭的光路(图3)拍摄的流场照片 ($M=2.5$)



图2 采用平行光穿越实验区的光路(物投影在漫射板上)如图4所示拍摄的流场照片 ($M=2.5$)

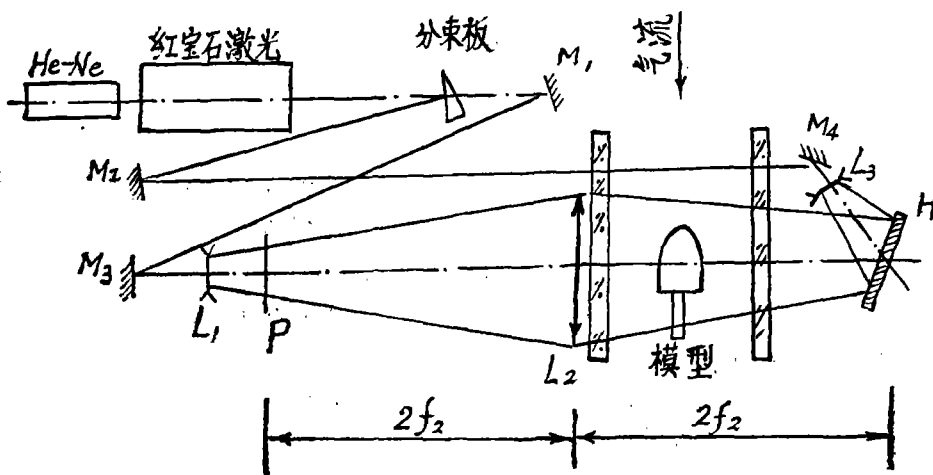


图3 漫射板P与全息片H共轭的光路

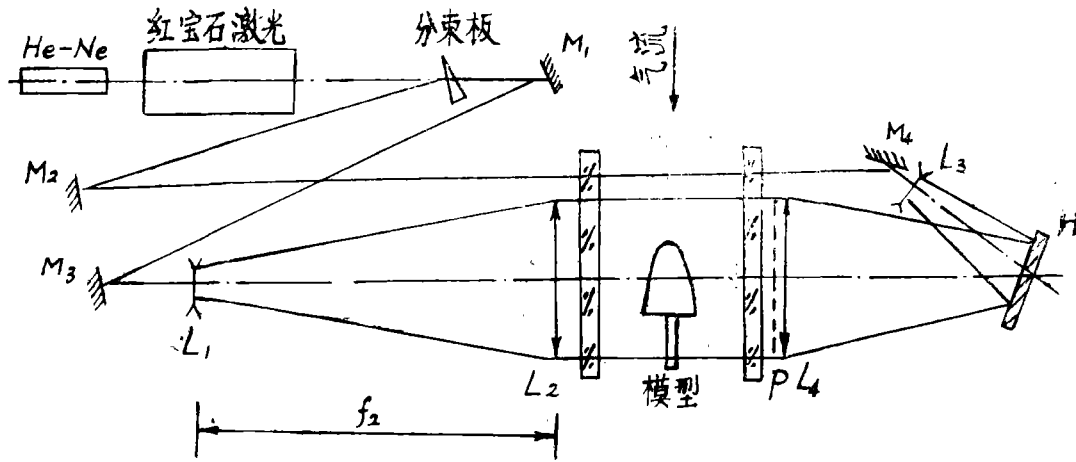


图4 平行光穿越实验区模型投影在漫射板P上的光路

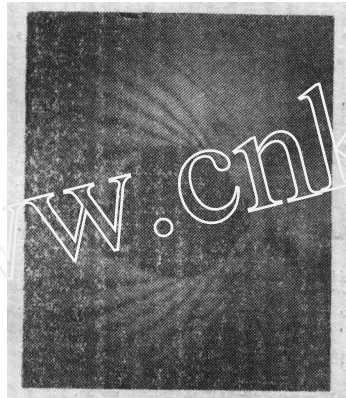


图5 光路同图2（图4）拍摄的 $M = 4$ 的流场照片

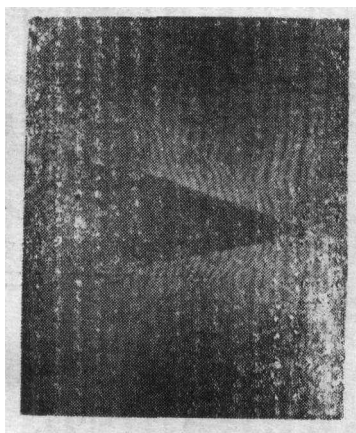


图6 不用漫射板的透射式光路拍摄的有限条纹干涉 ($M = 2.5$)



图7 光路同图1（图3）拍摄的 $M = 6$ （激波风洞）的流场照片