

观测射流元件内部流动的全息干涉技术的初步研究

中国科学院北京力学研究所射流组

一、消除有机玻璃观察窗热应变影响的全息差分干涉方法

1. 全息干涉技术所用的观察窗需要注意的一个问题 观察窗加工要求低是全息干涉著名特点之一。过去文献多强调其光学质量无关重要的一面(例如文献[1]217页),但对观察窗不可避免地发生微变形,因而引进测量误差的另一面,则往往略而不提。所举出的应用例子中也多未讨论此类误差,易于使人忽略这种因素。但近来有些文献已经触及此类问题^[9]。

在实际工作中,观察窗因受热、受力等原因变形而引入了测量误差。这类误差可能是不重要的,也可能是不能容许的,要看它相对于被测量的大小而定。这类误差有时仍然可以利用全息技术的特点加以消除。

为了引起重视,重新表述一下观察窗要满足的条件也许是必要的:被比较的两个物态中,观察窗不得引起穿越光线的光程有任何变化,满足这条件,观察窗的质量才是无关重要的。

2. 有机玻璃作观察窗的优缺点 本文研究文献[2]研究过的两个射流元件,观察窗就是元件的盖板,在约30厘米²的面积上要打十七、八个孔,如使用光学玻璃做盖板,加工就非常麻烦。为避免打孔,文献[2]使用了较为复杂的夹具。

有机玻璃具有透光性能好,容易加工,不易碎裂等优点,虽然光学性质很不均匀,不能用于纹影仪观测,但全息干涉则可克服此困

难。但是有机玻璃有一个弱点,它的线膨胀系数比光学玻璃大得多($\alpha_{\text{有机玻璃}} = 1.2 \times 10^{-4}$, $\alpha_{\text{光学玻璃}} = 0.091 \times 10^{-4}$),因此它对热非常敏感。本文工作证明,这个弱点不能满足前述观察窗所需满足的条件。

3. 有机玻璃的热应变是本文测量工作主要误差来源的判定 用后面图5所示光路,用条纹位移法观测射流元件流场时,发现了几个异常现象: i) 条纹位移量远远大于理论估计值。ii) 条纹的位移量与观察窗(有机玻璃)的厚度有关,并且差别颇大。iii) 用实时法观察时,若将射流元件气源突然切断,条纹位移非常缓慢地消失,几十秒后才能恢复平直。由于气源开始切断至元件内恢复无气状态只有约14.3毫秒(参见图1),故可断定,上述条纹位移的主要部分与流场无关,而肯定是由于盖板产生的。



图1 元件气源突然切断后的压力变化测量的示波器照片

为了寻找条纹位移产生的原因,我们做了一系列试验,除上述试验外,还有: i) 常规测振试验和全息测振试验(时间平均法): 结果排除了元件振动产生条纹的可能。ii) 流场温度测量: 流场内有1.2—4.4℃的微小不均

匀温降,iii) 盖板上应变与突然停气的关系测量: 盖板上应变恢复的规律与条纹位移恢复平直的规律大体相同, 应变由突然停气时的最大值经 0.1 秒后下降不到 2% (参见图 2)。

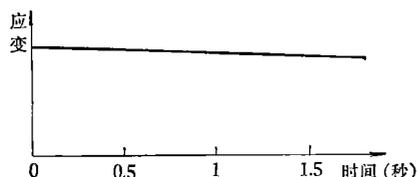


图 2 突然停气后热应变变化曲线

通过这些试验, 再经仔细分析, 最后判明: 有机玻璃作观察窗, 流场使它产生的热变形就是上述条纹位移产生的主要原因。因而, 严重破坏了前节提到的观察窗必须满足的条件, 成为主要的、不能容许的误差来源 (指在采用常规的全息干涉方法时)。

4. 消除观察窗热应变影响的全息差分干涉方法 上节所述的试验中有两个事实为我们所注意: i) 突然停气使流场发生突变。ii) 突然停气使热应变发生缓慢变化。根据全息差分干涉原理, 消除观察窗热变形影响就有可能实现。下面就是本文提出的方法。

使射流元件在通气的状态进行全息图的曝光, 全息干板原地冲洗、晾干后, 使射流元件再在通气状态进行实时观察, 然后使气源突然切断, 利用同步装置在停气后 0.1 秒内照下流场的干涉条纹。拍得的干涉条纹即代表射流元件内流场的密度分布。方法的原理是: 实时观察到的干涉图案是被比较的两个状态的光程差形成的, 两个状态中观察窗都包含了热应变, 于是在本文的方法中, 观察窗再次满足了全息干涉要求的条件, 于是观察窗的影响便被差分除去。

现在我们讨论流场中任一点光程的变化。全息图曝光时某点的光程 L_1 可以写为

$$L_1 = n_{\text{有}}(d_1)_T + n_{\text{有}}(d_2)_T + n_{\text{气}}d_3 \quad (1)$$

式中 $n_{\text{有}}$ 为有机玻璃的折射率, $n_{\text{气}}$ 为该点气流折射率, $(d_1)_T$ 为该点温度为 T 时的上盖板

厚度, $(d_2)_T$ 为该点温度为 T 时的下盖板厚度, d_3 为流场厚度。

实时拍摄干涉条纹时同一点的光程 L_2 为

$$L_2 = n_{\text{有}}(d_1)_{T'} + n_{\text{有}}(d_2)_{T'} + n_{\text{无气}}d_3 \quad (2)$$

式中 $(d_1)_{T'}$ 和 $(d_2)_{T'}$ 代表同一点在温度 T' 时的上、下盖板厚度, T' 是拍摄时刻盖板温度, 故有 $T \approx T'$; $n_{\text{无气}}$ 为该点无气流时空气折射率。

因此构成干涉图的光程差为

$$L_1 - L_2 = (n_{\text{气}} - n_{\text{无气}})d_3 + n_{\text{有}}[(d_1)_T + (d_2)_T - (d_1)_{T'} - (d_2)_{T'}] \quad (3)$$

在本文工作的灵敏度内, 式(3)右端第二项将被证明可以忽略不计。因此式(3)表明, 观察窗的不均匀性和热应变的影响, 将被差分除去。

由于热应变比气流产生的条纹位移大十多倍, 又由于光学方法的高灵敏度, 式(3)右端第二项是否可忽略不计, 还需实验证明。调整同步装置, 对同一射流元件在同一工作状态下, 分别拍摄两张干涉图案的照片, 其一是停气开始后约 50 毫秒, 其二则是约 100 毫秒, 我们发现这两张照片没有可以分辨的差异, 见图 3, 4。这样的工作重复多次后, 我们确认, 停气 50 毫秒到 100 毫秒这个时区内热应变没有可以察觉的变化, 应用线性外推原理, 可以推论, 停气 0 到 50 毫秒时区内, 热应变

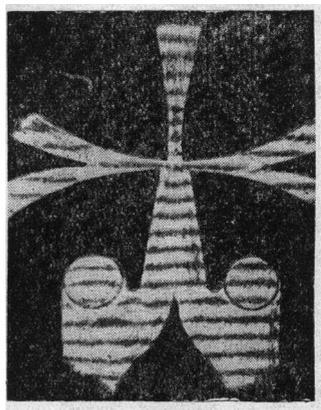


图 3 元件突然停气

57 毫秒后的实时照片 曝光时间 10 毫秒 (后同)

的变化亦近于零。这样，就证明了本文方法的确屏除了热应变的影响。

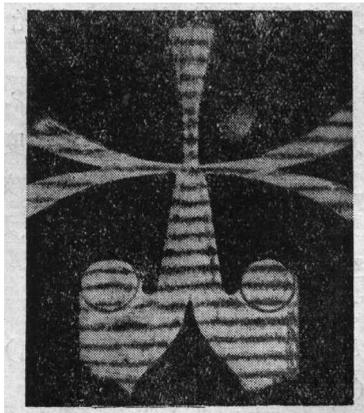
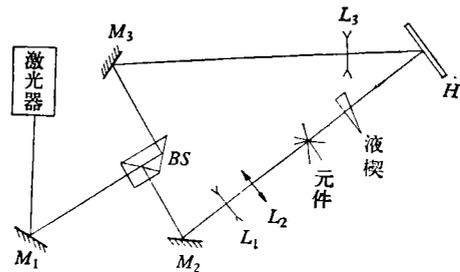


图4 元件突然停气
99.3 毫秒后的实时照片

所用的光路如图5所示。同步装置示意图如图6所示。同步装置的工作过程如下：堵2#单稳射流元件负压孔发出讯号，中继器断开被研究元件的气源，此元件右输出经压电晶体向示波器一线给出停气讯号；此输出经延时后加给1#单稳射流元件，再经压电晶体、同步装置使电磁铁吸合，电磁铁驱动压块压下照相机快门，用1/100秒的速度进行实时照相。电磁铁吸合时两个触点接合，向示波器二线给出快门开启时刻讯号（电脉冲）。示波器两条线的信号被另一照相机记录下来，如图7所示。在图7上测量，就可得到停气开始至快门开启间的时间间隔。

最后，本文的试验还有一种可能的做法：射流元件不通气时照全息图，

实时观察时突然加气，在0.1秒内拍下实时条纹位移。我们的器件突然加气的性能较差，所以本文没有采用这种方法。此外，这种方法或许可以推广到纹影仪观察和古典的干涉



M_1, M_2, M_3 : 全反镜 BS : 分光镜 L_1, L_3 : 扩束镜
 L_2 : 准直透镜 H : 全息底片

图5 光路布置

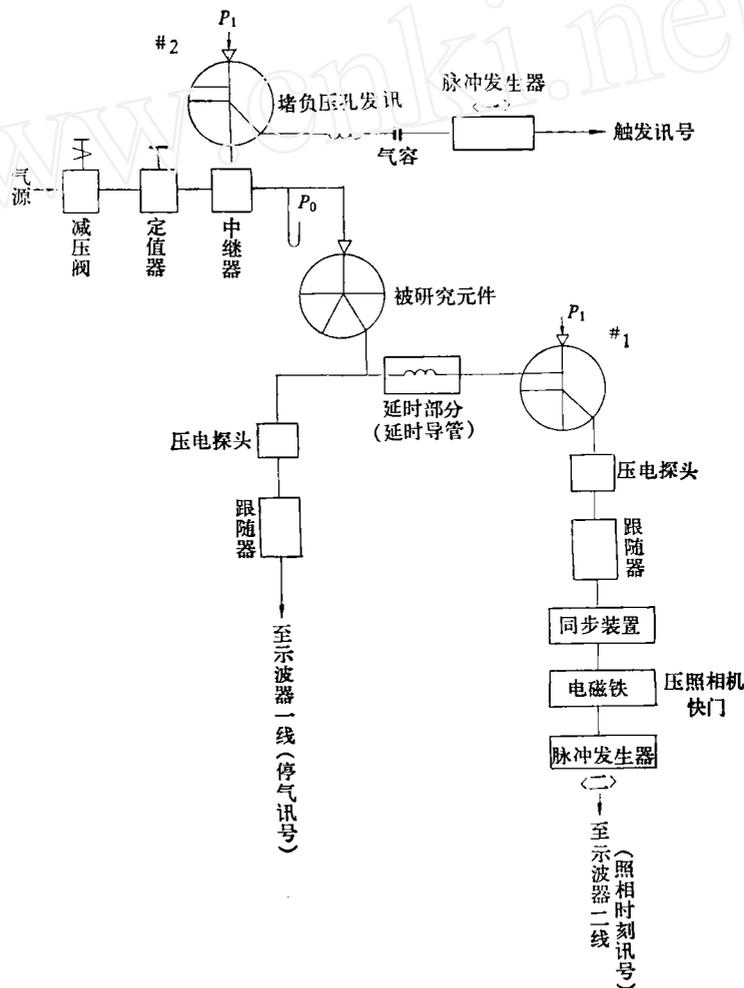


图6 同步装置方框图

方法，不过有机玻璃仍需挑选光学均匀的坯料并经光学精磨。

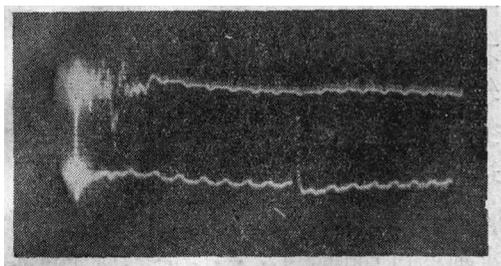


图7 停气开始至照相时刻的时间测量示波器照片

图8是凹劈元件的测量结果。为了展示热应变随时间而变的事实，本文附有元件突然停气后数秒至数分钟后的实时条纹照片(见图9—14所示)。

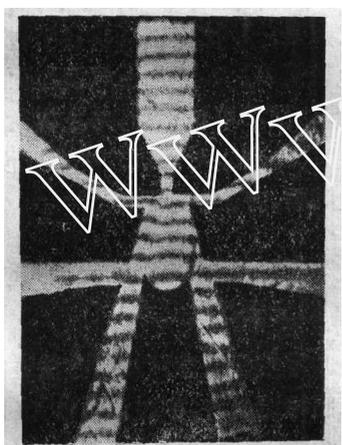


图8 元件突然停气85毫秒的实时照片

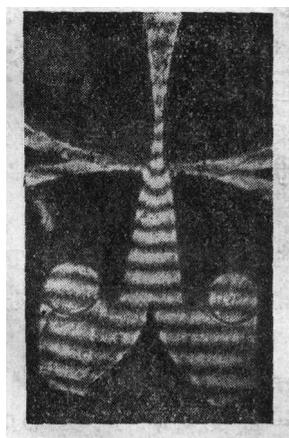


图9 元件突然停气7秒后的实时照片

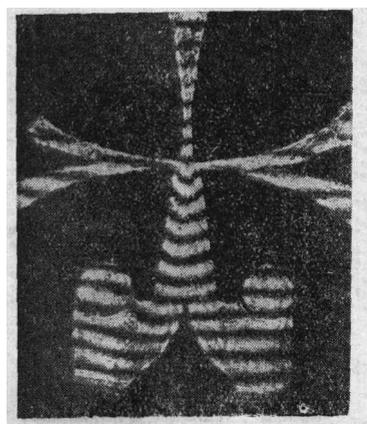


图10 元件突然停气20秒后的实时照片

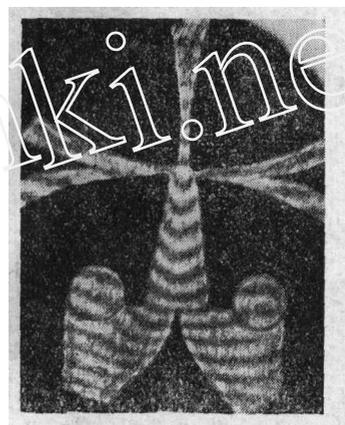


图11 元件突然停气数分钟后的实时照片



图12 元件突然停气7秒后的实时照片



图 13 元件突然停气 15 秒后的实时照片



图 14 元件突然停气数分钟后的实时照片

二、等间距平行条纹的产生技术

古典的干涉技术通常用转动干涉仪中某一平面镜来产生所需的线性分布光程差^[3],从而产生平行条纹。但微小的转动量和转动方向不易控制和重复。对本文工作来说,由于流场小而形状复杂,所以要求对平行条纹的方位和间距进行严格的控制。全息干涉技术由于可使用光学质量差的插入物,给解决上述问题开辟了全新的道路。F. C. Jahoda 用气楔原则上解决了这个问题,气楔在全息图第一次曝光时充以空气,在第二次曝光时则换充氦气。气楔的几何形状和两种气体的折射率差构成了所需的线性分布光程差,从而形成了平行条纹。这个方法换气时操作麻

烦,并且氦气价格昂贵。

我们曾经企图用加压的空气来代替氦气,但未获成功,原因可能是所需加的压力太大,气楔面玻璃移动而破坏了相干条件。此外,即使可以产生条纹,气楔玻璃内产生的应变也不会是线性分布的,后来我们就舍弃了这一方案。

经过摸索,本文用液楔的方案,方便而经济地达到了同样的效果。第一次曝光时液楔充以稀的食盐水(用 6.7‰ 的浓度),第二次曝光(或实时观察)时换充以水。这样就可以严格控制 and 重现所需的平行条纹。盐水浓度决定了条纹的间距,液楔的几何方位则决定了条纹的方向(详见附录)。经实际使用,效果良好。本文所附照片都是用液楔时拍摄的。它的优点是: 1. 比换氦气楔经济,操作方便,密封也较简单。2. 比加压气楔楔面玻璃应力小,从而楔面不可能移动,并且楔面玻璃应力先、后基本一致,对条纹的平直度没有影响。3. 条纹间距、方位易于调节。

三、“实时法”中再现物光与实时物光的光强匹配技术

用通常拍摄全息照相的方法进行实时法观察或照相记录时,实时透射物光(即物光通过全息图的零级衍射光波)的强度,往往比再现物光(即参考光通过全息图的一级衍射光波)强得多,因此这二者产生的条纹反差很弱,甚至很难分辨。为提高条纹反差,必须对光强进行匹配处理。

按照文献[1]第17页,全息图的振幅透射率可表示为

$$t(x) = f[E(x)] \quad (4)$$

按线性记录介质的假定,并忽略式(4)在平均曝光量 E_0 附近展开的泰勒展开式中的常数项,振幅透射率可以表示为

$$\begin{aligned} t(x) &= \beta E(x) = \beta |O + R|^2 \\ &= \beta (|O|^2 + |R|^2 + OR^* \\ &\quad + O^*R) \end{aligned} \quad (5)$$

参考光照射全息图的透射光波为

$$\begin{aligned}\phi(x) &= R(x) \cdot t(x) \\ &= \beta[|R|^2 + |R|^2] \\ &\quad + |R|^2 O + R^2 O^* \end{aligned} \quad (6)$$

其中再现物光,即一级衍射光波之一为

$$M(x) = \beta |R|^2 O \quad (7)$$

同理,改变了的物光 $O'(x)$ 照射全息图的透射光波为

$$\begin{aligned}\phi_1(x) &= O'(x) \cdot t(x) \\ &= \beta[|O|^2 + |R|^2] O' \\ &\quad + O O' R^* + O' O^* R \end{aligned} \quad (8)$$

其中透射的实时物光,即零级光波为

$$M'(x) = \beta[|O|^2 + |R|^2] O' \quad (9)$$

通常,为得到高效率的再现, R/O 值常使接近于 1 (也就是使全息图的微条纹具有最大的反差)。按这个理论:

$$\begin{aligned}\frac{|M'(x)|^2}{|M(x)|^2} &= \frac{\beta^2(|O|^2 + |R|^2)^2 |O'|^2}{\beta^2 |R|^4 \cdot |O|^2} \\ &\approx 4:1 \end{aligned} \quad (10)$$

这说明了得到的干涉条纹反差很弱的原因。但实际上,反差并没有弱到式(10)所指示的地步,原因可能是上述处理忽略了常数项引起的结果。

对这一问题,国内外大体有两种解决方法。第一种是使 $R/O \gg 1$, 这样,常数因子 $|R|^2$ 和 $(|R|^2 + |O|^2)$ 就比较接近,干涉条纹反差就得以改善。但这种方法使全息图的效率大降,激光器的输出不大时采用有困难。第二种办法是在作实时观察时,对 $M'(x)$ 再加以人工衰减,常用的方法是变换物光的滤光片及旋转在物光中的偏振片等方法,对被测量小于半个波长量级的测量,上述器件要求加工非常精密。

限于条件,上述方法都很难在本文工作中采用。经过摸索,我们使用了下述的两种方法,实践证明可行,并以第二种为满意。

1. 过量曝光法 式(8)加上上节处理时忽略的常数项就成为

$$t(x) = \beta E(x) + [f(E_0) - \beta E_0] \quad (11)$$

这一改变,对 $M(x)$ 的表达式没有影响,因式(6)的附加项 $R[f(E_0) - \beta E_0]$ 在空间上是与 $M(x)$ 分离的。但对 $M'(x)$, 则改变为

$$\begin{aligned}M'(x) &= \beta[|O|^2 + |R|^2] O' \\ &\quad + [f(E_0) - \beta E_0] O' \end{aligned} \quad (12)$$

考察式(12)可知,新的附加项 $[f(E_0) - \beta E_0] O'$ 仅对 $M'(x)$ 起均匀衰减的作用,而且它仅仅是平均曝光量 E_0 的函数。适当增大 E_0 , 对 $M(x)$ 的影响很小,对 $M'(x)$ 则能有适当的衰减。

本文仍然采用 $R/O \approx 1$ 的光比,但应用上述分析,延长了曝光时间(如把平时的 2 秒增至 4 秒),就能使 $M(x)$ 和 $M'(x)$ 得到近于 1:1 的光强匹配,得到了很好的条纹反差。这个方法有两个缺点: i) 对全息图的效率仍有影响(理论上是降低了 β 值),得到的像亮度较暗,但仍较提高 R/O 比的方法为好。ii) 曝光后匹配效果就完全固定,不再能调节,在被照物不固定及底片质量不固定的情况下,使用不便。优点是:不须添加附件,不会引进误差。

本文凹劈元件的照片就是用这方法照的。

2. 高锰酸钾水溶液衰减法 利用全息干涉可插入精度不高的光学元件特性,本文提出高锰酸钾水溶液来置换水,作为不影响测量精度的衰减方法。

高锰酸钾的特性对本文用途来说相当理想。1% 的溶液的折射率为 1.3335 (对波长 0.656μ) 或是 1.3343 (对波长 0.617μ), 而水的折射率为 1.3333, 二者相差甚微^[6]。但对氩氛激光强度的衰减则相当大,经试验,厚 30 毫米的 0.67% 高锰酸钾溶液,即能衰减氩氛激光强度的 90% (仅通过 10%)。

本文所使用的方法是: 录制全息图时,光比 $R/O \approx 1$, 液楔中充盐水,正常曝光 2 秒。实时观察时,液楔换以 0.11% 高锰酸钾水溶液。得到的条纹反差很好。本文的尖劈元件就是用这种方法拍的。经过实验考核,

这样稀的高锰酸钾溶液的折射率和水的折射率比,在本文工作精度内,可以认为没有差别(高锰酸钾溶液浓度增至 0.67‰,仍然可以认为和水的折射率一样)。

这个方法的优点在于光强匹配可调,使用方便。但由于使用液楔,整个画面的光强匹配不一致,但本文流场很小,这个“不一致”察觉不出来。对于大的流场,用平行液板就可消除这一弊病。这个方法能最合理地使用激光的能量,操作简单,加工要求不高。

四、实验结果的分析

本文研究文献 [2] 研究过的两个射流元件,主喷嘴宽 1 毫米,深宽比为 2。气源总压为 756 毫米汞柱。

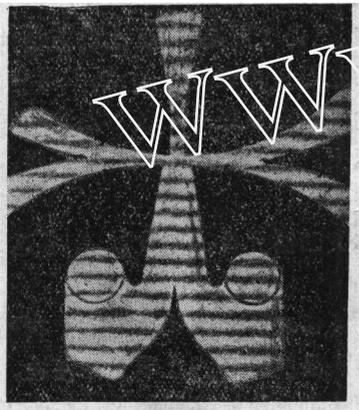


图 15 元件通气时的平行条纹实时照片



图 16 元件通气时的平行条纹实时照片

拍得的干涉条纹见图 3, 8。相应的平行条纹照片见图 15, 16。

经投影仪放大,把平行条纹中心线和位移后的条纹中心线叠画在一张图上,就可测出条纹位移值,并换算出条纹所在点的流场静压。

换算方法如下:条纹通过点流场密度由下式表示^[3]:

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\lambda}{\kappa d_3} \frac{h}{d} \quad (13)$$

式中 d_3 为流场厚度,本文 $d_3 = 2$ 毫米; h 为条纹位移值; d 为平行条纹间距; ρ 为流场密度; ρ_0 为流场无气流时密度; κ 为无量纲常数; $\kappa = 2.94 \times 10^{-4}$; λ 为光波波长。若忽略流场中湿度的不均匀性,则有 $\rho \propto p$, p 是流场静压。令无流动时流场静压为 1 大气压,并把诸已知值代入式(13),得

$$(p - 1) = \frac{\lambda}{\kappa d_3} \cdot \frac{h}{d} = 1.076 \frac{h}{d} \cdot \text{大气压} \quad (14)$$

上式算出的值 $(p - 1)$ 为条纹所过点流场静压的表压值。

由得到的照片可见,对本文工作来说,灵敏度虽嫌不够,但仍然能显示出流场某些压力分布的特点。对凹劈元件来说,附壁侧的抽负(其测值与用常规方法实测元件控制道负压相近),垂直于元件喷嘴轴线上的压力分布,附壁侧侧壁压力的大致分布,元件输出道静压(其测值与实测元件输出压力很接近),等等,可以大致看到。对尖劈元件来说,流场静压很小,流场特性的显示就较差,但元件喷嘴两侧数值较小的不同抽负也仍清楚地显示出来,元件输出道压力也可测出,并与实测值相近。

本文工作可与文献 [2] 互相印证。例如确证了元件主射流中心线两侧具有异向的压力梯度;凹劈元件的静压梯度较大,因而可在较低气源下用纹影仪观察到流动状态;热应变的影响在几十毫秒内反应不出来,而纹

影仪观察所用的玻璃窗可在几毫秒内反映元件的切换过程,所以可反证玻璃盖板热应变的影响不大。

由得到的实验结果还可证明,在本文的情况下,气流压力引起盖板变形对测量结果影响很小。因为整个流场压力最高的地方在元件主喷口前的整流段处,在压力作用下,盖板的变形以此处为最大,而且是不均匀的;但得到的干涉图案却可见到,条纹仍然是等间距和平行的,说明实验结果不能反映盖板的这种不均匀变形,亦即这些变形引起的影响很小。

由尖劈元件的平行条纹照片可见,条纹的平直度不大好,使用的液楔表面过于粗糙可能是原因之一(见附录)。

附录:关于液楔的分析

1. 液楔的几何位置与平行条纹方向的关系

本文液楔由两块互成 15° 的平面玻璃,嵌在固定架上,缝隙加以密封而成。

令水楔的一个面作为坐标面 xoz , 水楔两个面的交线作为 x 轴, 准直光束中的一根光线以任意方向透射水楔, 与水楔二面相交于 A, B 两点, 如图 17 所示。水楔两个面的方程如下:

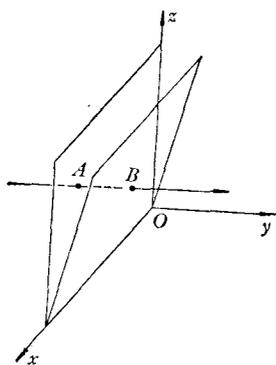


图 17 液楔的分析

$$y = 0 \quad (15)$$

$$Ay + z = 0 \quad (16)$$

A 点坐标设为 $(x_0, 0, z_0)$, 光线的方程就是

$$\frac{x - x_0}{m} = \frac{y}{n} = \frac{z - z_0}{p} \quad (17)$$

m, n, p , 为上述光线的方向余弦, 为任意常数。求解式(16),(17),得到 B 点坐标为

$$\left(x_0 - \frac{z_0 m}{p + An}, -\frac{z_0 n}{p + An}, \frac{An z_0}{p + An} \right)$$

于是 \overline{AB} 的长度由下式决定:

$$\overline{AB} = \frac{z_0}{p + An} \quad (18)$$

显然, \overline{AB} 值代表光线穿越水楔的路程长度。 $z_0 = \text{常数}$ 便是等光程线的轨迹。在此,证明了下述事实:条纹均平行于液楔两个平面的交线。

这一证明明确了条纹方向的控制方法,并指出液楔无须精密地定位。

2. 盐水溶液特性

盐水透明无色,对光衰减很小,其折射率特性可按下式估算^[9]:

$$n = 1.3532 + 0.00176c - 0.0000088c^2 \quad (19)$$

c 是溶液浓度参数,为每 100 毫升溶液中含盐克数。对 6.7% 浓度的盐水,与水的折射率差仅为 0.0012 [按式(19)估算]。

3. 平行条纹间距的计算

在某条纹上光线两次通过的光程差为

$$(n_{\text{盐水}} - n_{\text{水}}) L_1 = (k + 1/2) \lambda \quad (20)$$

式中 L_1 是光线穿越路程, k 是整数, λ 是光波波长, n 是折射率。相邻条纹之一光程的相应关系为

$$(n_{\text{盐水}} - n_{\text{水}}) L_2 = (k - 1/2) \lambda \quad (21)$$

式(20),(21)联立,并令 $\Delta n = n_{\text{盐水}} - n_{\text{水}}$, 得到

$$\Delta n (L_1 - L_2) = \lambda \quad (22)$$

现设光线垂直入射液楔的 $y = 0$ 平面, 则有

$$L_1 - L_2 = (z_1 - z_2) \operatorname{tg} \alpha \quad (23)$$

这里 z 是光线在 $y = 0$ 面上交点的坐标, α 是液楔夹角。式(22),(23)联立得

$$z_1 - z_2 = \frac{\lambda}{\Delta n \operatorname{tg} \alpha} \quad (24)$$

式(24)中 $(z_1 - z_2)$ 就是条纹间距。若 $\Delta n = 0.0012$, $\lambda = 6.328 \times 10^{-4}$ 毫米, $\alpha = 15^\circ$, 就有

$$z_1 - z_2 = \frac{6.328 \times 10^{-4}}{1.2 \times 10^{-3} \times \operatorname{tg} 15^\circ} \text{ 毫米} = 1.97 \text{ 毫米}$$

4. 液楔光学玻璃的加工要求

液楔的光学窗仅在装液一面有要求,另一面虽粗糙,其影响也能自动消除。条纹位移法的最小可测量约为 $\lambda/20$, 若希望液楔引入的误差小于 $\lambda/50$, 液楔表面的不平度就应小于 $\lambda/(50 \cdot \Delta n)$, 取 Δn 约

(下转第 221 页)

图47是部分试样的实物照片。表8给出3种双金属板的粘结强度和抗剪强度。

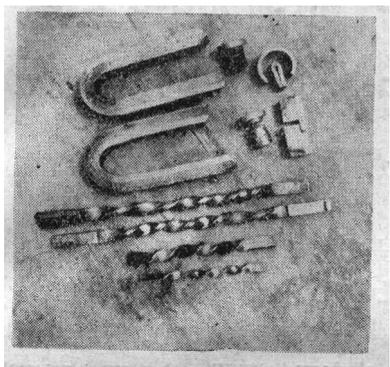


图47 爆炸焊接部分试样的实物照片

除了上述的检验项目之外，还要根据不同产品的实际情况定出具体的试验项目。例如铜-铝接头，由于它是一种导电体，因此需要测定其复合面的电阻，作大电流冲击、温升、老化等试验。对于低温容器用的双金属管接头还需要作真空探漏等试验。

结 语

爆炸焊接新工艺在我厂的应用及其发展，是毛主席“独立自主、自力更生”方针的胜利，是辩证唯物主义自然观的胜利。它是一种很有发展前途的新工艺；推广采用这种新工艺是符合伟大领袖毛主席亲自制订的多快好省建设社会主义总路线的精神的。

我们对爆炸焊接的认识是在马列主义、毛泽东思想指引下，在推广使用的多次反复实践过程中逐步加深的。但是，我们对许多问题的认识仍有局限性，特别是关于爆炸焊接的机理，仍然没有搞清；对覆板的加载及运动、基覆板间的碰撞问题和锯齿波的形成等的认识还是很粗浅的，有些概念可能是错误的。我们认为这些问题是必须搞清的，而且相信一定能够搞清。今天把问题提出来，正是为着明天去认识它，以便反过来指导我们的实践。

(上接第229页)

为2/1000时，这个不平度为 10λ ，这一要求不算太高。

5. 流场压力正负的确定

流场压力的正负可由条纹位移方向方便地决定，其原理如下。

在本文情况下，流场有流动时，条纹为平行直线族，某条纹处的光程关系如下：

$$\Delta n \cdot L_1 = (k + 1/2) \lambda \quad (25)$$

式中 L_1 为穿越液楔的路程，其它符号同前。

流场突然停气时，条纹位移发生弯曲，上述条纹中的一点处光程关系如下：

$$(n_{\text{气}} - n_{\text{液}})d_3 + \Delta n \cdot L_2 = (k + 1/2)\lambda \quad (26)$$

式中 d_3 为流场厚度， L_2 为所讨论点处光线穿越液楔的路程。式(25)、(26)联立，得

$$(n_{\text{气}} - n_{\text{液}})d_3 = \Delta n(L_1 - L_2) \quad (27)$$

本文实验时液楔窄端在下，且 $\Delta n > 0$ ，故条纹下移时 $L_2 < L_1$ ，于是就有 $n_{\text{气}} > n_{\text{液}}$ 。又由于 $n_{\text{气}} \propto \rho_{\text{气}} \propto p_{\text{气}}$ ，所以此点流场为正压。反之，条纹上移时，

该点压力为负压。

参 考 文 献

- [1] Smith, H. M., 全息学原理(中国科学院物理研究所全息学原理翻译组译校), 科学出版社(1973).
- [2] 中国科学院北京力学研究所射流组, 利用纹影仪对亚音速附壁射流的初步研究, 力学, 1 (1976).
- [3] 夏皮罗, A. H., 可压缩流的动力学与热力学, 上册(陈立子等译), 科学出版社(1966).
- [4] Nakatani, N., Kawata K., et al., Flow visualization by improved double exposure method in holography, Optics & Laser Technology (April 1974).
- [5] Jahoda, F. C., Pulse laser holographic interferometry, in Modern Optical Methods in Gas Dynamic Research, D. S. Dosanjh 编(1971).
- [6] Forsythe, W. E., Smithsonian Physical Tables, 9th ed. (1956).
- [7] 中谷登等, Observation of jet flow of fluidics by some optical methods, 纯流体素子シンポジウム资料第五回(1970).
- [8] Childs, W. H. J., 物理常数(翟佩英、李华海译)(1964).
- [9] Surget, J., 用全息干涉测量法定量研究空气动力流动, La Recherche Aérospatiale, 3 (1973), 154.