

实验技术与实验方法

平晶型激光错位干涉仪及其在流场测量中的应用

中国科学院力学研究所 刘建邦 夏生杰

提要 仪器的原理是将一束激光经扩束后通过被测系统,然后在平晶前后表面反射而获得干涉图。仪器防振性能好,可以方便地对横向与纵向尺寸都较大的流场进行测量,光源亮度高,结构简单,调整使用方便,有希望在流场测量特别是超声速流场测量中获得广泛的应用。

一、前言

干涉仪是有效的流场测量仪。常用的马赫-陈德尔干涉仪(简称M-C干涉仪)比较怕振,视场小,测量深度小,光沉亮度低,因而对测量环境要求较高,对被测流场的横向与纵向尺寸限制较大,连续记录高速流动过程也有一定困难。产生这些缺点的原因:1)除光沉及记录部分外,起干涉作用的主要光学元件多达四个,产生了三方面问题:曝光时四个元件相对位置不能有波长量级的相对位移(这也是一般干涉仪的重大缺点),克服的办法是采用防振的基座,但这往往使仪器庞大笨重,制造和使用都不方便;光学元件间的相对位置需要精密调整,元件越多,调整过程就越复杂,对调整机构的设计与制造的要求就越高;光学元件要求精密的光学加工,元件越多,光学加工量就越大,对于制作大视场的干涉仪来说更是如此。2)激光器问世以前,干涉仪的光沉亮度低,相干性差,不能适应高速摄影的需要,也限制了被测流场的纵向尺寸。

本文探讨一种平晶型激光错位干涉仪(简称平晶干涉仪),主要构造特点是除光沉及记录部分外只用一个光学元件即平晶的前后表面来产生干涉图,其次是采用激光器作光沉。我们的工作证明,平晶干涉仪在很大程度上克服了上述M-C干涉仪的缺点,有希望成为实用价值较高、便于推广的干涉仪,可以在流场测量中得到广泛的应用。

各类错位干涉仪的一般原理与应用可参阅文献[1]。文献[2,3]曾用平晶作为错位干涉仪的基本元件,但文献[2]方法得到的干涉条纹明暗对比较差,而文献[3]实质上只是引用了文献[2]的结果。本文分析了平晶干涉仪的原理,阐明了它的优缺点及其产生原因,定量分析了干涉条纹的形成,并列举了我们的实验结果。

二、基本原理

1. 概述 如图1所示,激光器发出方向性与相干性都良好的激光束,经扩束平行光

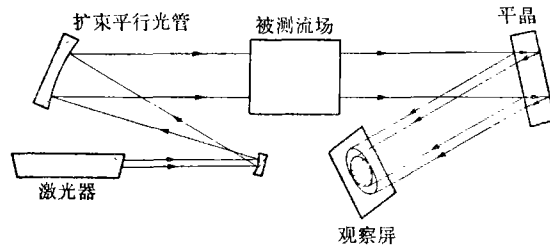


图 1 平晶干涉仪原理图

管后变成一束截面积大、方向性更好的平面波，通过被测系统后，依次在平晶前后表面反射，形成位置稍稍错开的两束光，其重叠部分相互干涉，在观察屏上现出干涉条纹。如果被测流场是理想均匀的，则一束理想平面波经过被测流场后，将仍旧是理想平面波。以下将证明，理想平面波经平晶前后表面反射后，其干涉图是一组等间距平行直线。于是，由被测流场的干涉图与等间距平行直线图的差异，可以直观地对被测流场密度分布作出定性的判断，也可以通过计算对它们作出定量的结论。

2. 干涉图的理论分析 设直角坐标系 xyz 随光束沿 z 轴方向传播 (图 2)，截面 A

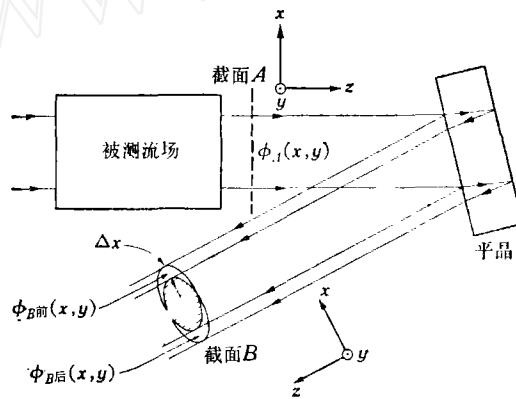


图 2

上相位分布函数为 $\phi_A(x, y)$ 。经平晶反射后两束光沿 x 轴方向错开 Δx 。称 Δx 为错位距， x 轴为错位轴。截面 B 上两束光的相位分布函数分别是 $\phi_{B前}(x, y)$ 、 $\phi_{B后}(x, y)$ 。下标“前”“后”表明是经哪个表面反射的。反射后，坐标系随前表面反射的光束传播，于是有

$$\phi_{B前}(x, y) = \phi_A(x, y), \quad \phi_{B后}(x, y) = \phi_{B前}(x + \Delta x, y) + a + bx \quad (1)$$

其中 $a + bx$ 是光在平晶后表面反射带来的相位变化。常数 a, b 不难由平晶的结构、位置与材料性质求得，其中 b 值显然与平晶前后表面间的夹角 (即平晶的楔角) 成正比。在 B 截面上， $\phi_{B前}(x, y)$ 与 $\phi_{B后}(x, y)$ 间的相位差

$$\begin{aligned} \Phi_B(x, y) &\equiv \phi_{B后}(x, y) - \phi_{B前}(x, y) \\ &= \phi_{B前}(x + \Delta x, y) + a + bx - \phi_{B前}(x, y) \end{aligned}$$

定义
$$\Delta\phi_A(x, y) \equiv \phi_A(x + \Delta x, y) - \phi_A(x, y) \quad (2)$$

则
$$\Phi_B(x, y) = \Delta\phi_A(x, y) + a + bx \quad (3)$$

理想均匀流场输出光波的等相面是 xy 平面, 于是 $\Delta\phi_A(x, y)|_{\text{理}} = 0$, 故有

$$\Phi_B(x, y)|_{\text{理}} = a + bx \quad (4)$$

$$\Delta\phi_A(x, y) = \Phi_B(x, y) - \Phi_B(x, y)|_{\text{理}} \quad (5)$$

现在求 A 截面上某两点 (x_0, y) , (x_N, y) 间的相位差 $\phi_A(x_N, y) - \phi_A(x_0, y)$, 其中 x_N 与 x_0 之差为错位距的整数倍, 即 $x_N - x_0 = N\Delta x$, $N = 1, 2, \dots$. 先将线段 $x_N - x_0$ 分成 N 等分, 各分点的坐标为 x_n , $n = 0, 1, 2, \dots, N$ (图 3). 由式 (2) 及 (5) 即可求得

$$\phi_A(x_N, y) - \phi_A(x_0, y) = \sum_{n=0}^{N-1} [\Phi_B(x_n, y) - \Phi_B(x_n, y)|_{\text{理}}] \quad (6)$$

对以上结果讨论如下: 1) 式 (4) 表明, 对于理想均匀流场, 平晶前后表面反射的两束光的相位差与 x 成正比. 故理想均匀流场干涉图是一组垂直于错位轴的等间距平行直线, 其间距为 $2\pi/b$. 由此可知条纹间距与平晶楔角成反比. 实际被测流场与理想均匀流场的干涉图的差异是相应区域内介质密度不均匀造成的. 由此不难定性判断被测流场的密度分布.

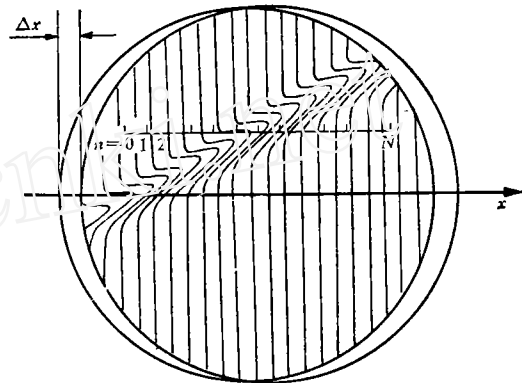


图 3

2) 用式 (6) 可以定量计算被测流场中平行于光轴的某两条直线上密度平均值之差:

$$\bar{\rho}(x_N, y) - \bar{\rho}(x_0, y) = \frac{1}{l} \int_0^l [\rho(x_N, y, z) - \rho(x_0, y, z)] dz$$

此两条直线在观察屏上投影的坐标是 (x_N, y) , (x_0, y) , 而被测流场两端面分别假定是 $z = 0$ 与 $z = l$ 平面. 具体步骤如下: 选定待测的两条直线在观察屏上投影的坐标 (x_0, y) , (x_N, y) , 它们应满足 $x_N - x_0 = N\Delta x$, $N = 1, 2, \dots$. 绕平晶中心轴转动平晶, 使错位轴方向与此两点连线平行. 摄得干涉图后, 以 (x_0, y) 处为零点, 由干涉图读出 $n = 0, 1, \dots, N - 1$ 处 $\Phi_B(x_n, y)$ 值. 然后量出 (x_0, y) 点附近干涉条纹的间距, 求得式 (4) 中的 b 值. 仍以 (x_0, y) 处为零点, 由式 (4) 求得 $n = 0, 1, \dots, N - 1$ 处的 $\Phi_B(x_n, y)|_{\text{理}}$ 值, 用式 (6) 即可求得 A 截面上 (x_N, y) 与 (x_0, y) 点间的相位差, 最后求得

$$\bar{\rho}(x_N, y) - \bar{\rho}(x_0, y) = \frac{\lambda}{2\pi l K} [\phi_A(x_N, y) - \phi_A(x_0, y)] \quad (7)$$

其中 λ 为波长, K 为格列斯顿-德尔常数^[4].

3) 式 (3) 表明, 射在观察屏某一点上的两条光线的相位差 $\Phi_B(x, y)$, 等于在被测流场输出截面上相应两点 (它们间的距离等于错位距 Δx) 的相位差 $\Delta\phi_A(x, y)$ 加上两条光线分别在平晶前后表面反射而产生的相位差 $a + bx$. 沿光轴方向长度及平均密度不同的各种被测流场, 其 $\Delta\phi_A(x, y)$ 值变化并不大, 因为在被测流场部分光线尚未分成两束. 数

值上看, $(\lambda/2\pi)\Delta\phi_A(x, y)$ 一般为波长量级, $(\lambda/2\pi)(a + bx)$ 一般为厘米量级, 即 $(a + bx) \gg \Delta\phi_A(x, y)$. 于是在平晶干涉仪中, 相干两束光的光程差在数值上基本上由 $(\lambda/2\pi)(a + bx)$ 决定, 即基本上由平晶的特性决定, 其数值约为几厘米. 因此, 平晶干涉仪不需要 M-C 干涉仪中常用的按被测流场光程长短不同而调整的补偿器, 对作为光源的激光器的相干距离要求也不高.

3. 优缺点 1) M-C 干涉仪产生干涉作用的主要光学元件是两个分束器和两个反射镜. 这四个光学元件相对位置若稍有变动, 就会影响相干两束光的光程差; 平晶干涉仪仅用一个光学元件来产生干涉, 即使在强烈振动下, 平晶前后表面间相对位置的稳定性仍是毋庸置疑的. 这就是平晶干涉仪有很强抗振能力的原因.

2) 被测流场置于扩束平行光管与平晶之间, 此时光线尚未分成两束, 因此扩束平行光管、被测系统与平晶间的相对振动实际上并不影响相干两束光的光程差. 从观察屏上看, 干涉图的视场可以有明显的晃动, 但干涉条纹本身却是稳定的. 实践表明, 扩束平行光管、被测系统与平晶可以分别使用三个相互独立的支架, 各支架也无需采用专门的防振措施. 这大大简化了实验装置, 并为纵向 (即沿光路方向) 尺寸较大的流场测量提供了方便条件 (至少对长达几米的流场进行测量是完全可行的). 此外, M-C 干涉仪中起干涉作用的四个光学元件与光轴成 45° 角, 所以它们的直径应为光束直径的 $\sqrt{2}$ 倍, 另外还需直径略大于光束直径的补偿器窗口两个. 平晶干涉仪中起干涉作用的光学元件仅一个, 它与入射光线间夹角近于垂直, 所以它的直径比光束直径略大一些即可. 平晶干涉仪不需要补偿器, 因而对光学元件毛坯的要求及光学加工量比 M-C 干涉仪低得多.

3) 用激光器作光源, 亮度高, 可以用高速摄影机对高速过程作连续记录.

4) 结构简单, 调整使用方便. 这表现在光学元件少, 支架简单, 对用作光沉的激光器相干距离要求不高, 不要补偿器, 各元件间相对位置不需要精密调整, 测量结果直观等等.

5) 缺点是定量计算流场中某两条直线上的平均密度差时, 要将若干次测量结果相加, 这比 M-C 干涉仪要麻烦些; 视场中存在不透明物体时, 在观察屏上此物体边缘会有“重影”, 虽然可以用缩短错位距的办法减轻, 但一般不能完全消除. 必须指出, 干涉条纹本身并不重影, 因此重影现象一般并不影响测量结果, 仅给观察带来一些不舒适的感觉.

三、实验装置与实验结果

平晶干涉仪共分平行光沉、平晶与记录三部分. 平行光沉包括激光器及扩束平行光管. 激光器可用普通单模连续或脉冲输出的激光管. 扩束平行光管可用透射式或反射式的, 其作用是将光束直径扩大到所需大小, 同时减小发散角以得到较好的平面波. 扩束平行光管应调焦到无限远, 射在物镜上的光束直径应比物镜直径大些, 即仅输出光束的中心部分以保证光强比较均匀. 激光器与扩束平行光管的位置安排要适当, 以免激光管产生的热气流影响输出光束质量. 激光器与扩束平行光管应装在共同的底坐上, 以减少振动引起的视场晃动. 我们采用单模、连续输出、功率为 1mW 的氦氖激光器作光源. 扩束平行光管采用反射式光路, 目镜焦距为 15mm, 物镜焦距为 1m, 直径 120mm. 输出光束强度均匀, 效果良好. 扩束平行光管及支架的具体结构见图版 I 照片 1.

平晶的前后表面应是良好的光学平面,不镀膜。楔角约在几秒至几十秒之间,能使干涉条纹间距适当即可,并无严格要求,我们使用的为 $6''$ 。不镀膜的玻璃平晶前后表面的第一、二次反射光强很相近,而第三次以上的反射都很弱,因此相干图明暗对比很好,并且第三次以上反射光实际上并不干扰干涉图。例如,若平晶由 K_9 玻璃制造,其反射率为 0.042,则平晶的入射光强与前几次反射、透射光强的比例如图 4 所示。不难求得,第一、二次反射光产生的干涉图中,最暗处光强仅为最亮处的 0.006 倍。因此,相干图的明暗对比是接近于理想的。透射部分约占 92%,尚可作其他测量之用。

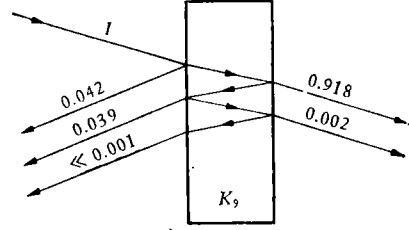


图4 K_9 玻璃制的平晶入射光与前几次反射、透射光强度比例

记录可用观察屏直接观察或用照相机、高速摄影机拍摄干涉图。观察屏为平坦白色漫反射面,或用毛玻璃从背面观察。干涉条纹过密时可在观察屏前加放大系统。若用照相机或高速摄影机时可取去观察屏,不用镜头直接在底片上曝光即得干涉图。

上述三部分分别装三个相互独立的支架上(图版 I 照片 1)。支架无需专门的隔振措施。

仪器的三部分安装就绪后观察屏上即可出现干涉图。此时被测部分为均匀空气,故干涉图应为垂直于错位轴的等间距平行直线。由此可检查扩束平行光管与平晶质量是否合用。视实验需要,可绕平晶中心轴旋转平晶以获得所需的条纹取向;再绕 y 轴旋转平晶以调整错位距。最后调整记录部分。除记录部分外,整个调整过程可在几分钟内完成。

实验结果如下:图版 I 照片 2 是被测部分为均匀空气时的干涉条纹图,它十分接近由式(4)算出的垂直于错位轴的等间距平行直线。图版 I 照片 3 是超声速实验强烈振动下高速摄影机连续摄得的斜激波干涉图中的一张。这种测量方法的测量精度与干涉条纹间距的测量方法有关。图版 I 照片 4 是手掌上热气流流场的干涉图,手心中的干涉条纹明显弯曲,可见平晶干涉仪是比较灵敏的。

由于平晶的厚度和入射角引起两束反射光错位,因而在干涉图上出现重影。平晶厚度越大,入射角越大,重影分离也越大。这对有模型的流场干涉图是不很理想的。克服这个缺点的办法是减小平晶厚度,使重影接近重合。为此,采用了一个稜镜与一块平面镜组合的干涉元件(图 5)。稜镜与平面镜贴合,稜镜底面与平面镜之间有一薄层空气隙。平行光束经被测系统后,以近于垂直的角度进入稜镜入射面,然后在空气隙前后两个表面上反射至稜镜另一面出射,由两个表面的反射光间的相位不同而产生干涉,这基本上是一种多光束干涉,与前述平晶干涉仪有些区别。因为空气隙很薄,气隙两面反射光的错位亦很小。如果空气隙薄至微米量级,则错位距也是微米量级。这时在干涉图中,模型的轮廓模糊度尺寸也是微米量级。摄影学认为,在记录底片上,模糊元直径小于 $0.1\text{--}0.05\text{mm}$ 时图象是清晰的。错位距为微米量级的干涉图象是分辨不出模型轮廓的重影的。这就消除了重影现象。与此同时,还显出了比前述平晶干涉仪的干涉图象更细、对比更好的条纹。这有利于提高干涉条纹位置测量的精度。另外,由于稜镜底面近于全反射,干涉图的亮度亦远大于前述平晶干涉仪的干涉图亮度。这非常有利于快速过程的高速摄影记录,曝光时

间可以 shorter. 从图版 I 照片 5, 6 可以作出比较. 前者是用平晶干涉仪摄得的一个热的钉子的照片, 后者是同一现象在改进装置中摄得的干涉照片. 可以看出重影实际上已消除, 且亮度大、线条细. 这在超声速风洞等有模型的流场测量中是适用的.

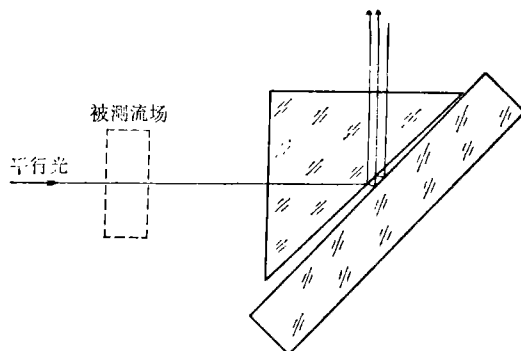


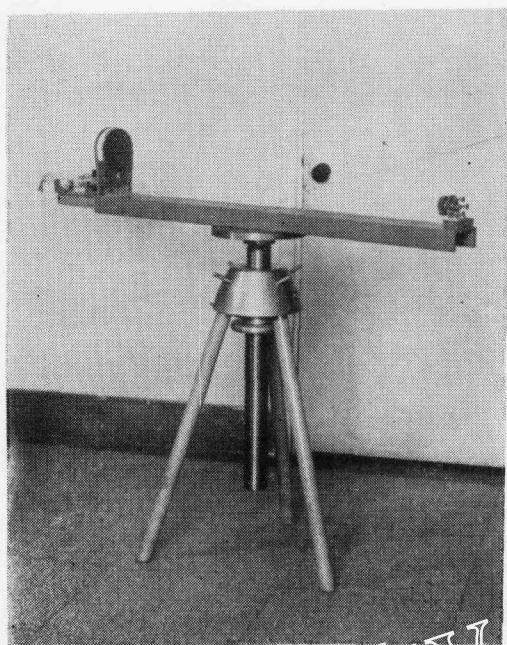
图 5 空气隙干涉元件

四、结 语

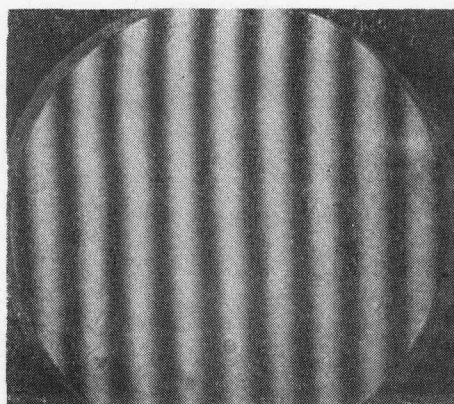
平晶干涉仪能较好适用于多种被测流场, 如空气动力学、流体力学、爆炸物理、传热学、激光物理等领域内的流场测量; 能适应较恶劣的测量环境, 有较高的实用性; 设计与制造比较简单, 使用与调整容易; 特别适合于超声速流场测量. 它还很适合于作光学元件质量检验之用.

参 考 文 献

- [1] Byngdahl, O., *Progress in Optics*, E. Wolf, Ed., Vol. 4 (1965), 39.
- [2] Kelley, J. G., *Appl. Opt.*, 9, 4 (1970), 948.
- [3] Merzkirch, W., *Appl. Opt.*, 13, 2 (1974), 409.
- [4] Ladenburg, R., *Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion*, Princeton University Press. (1954), 47.



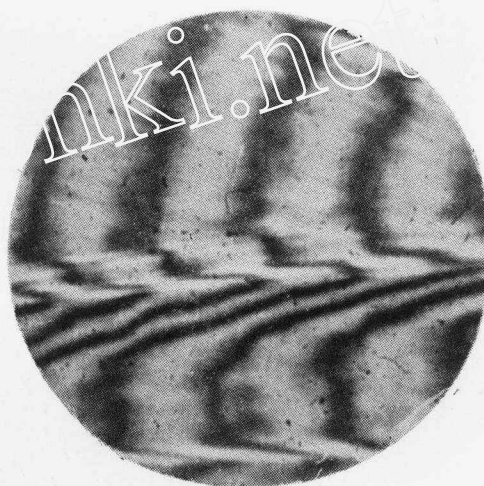
1



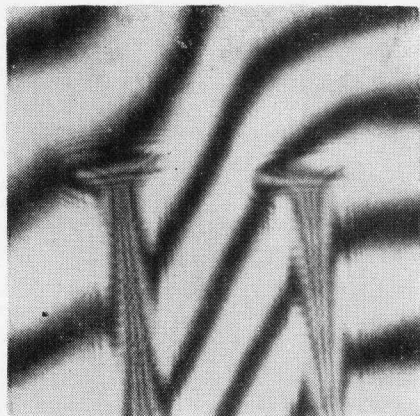
2



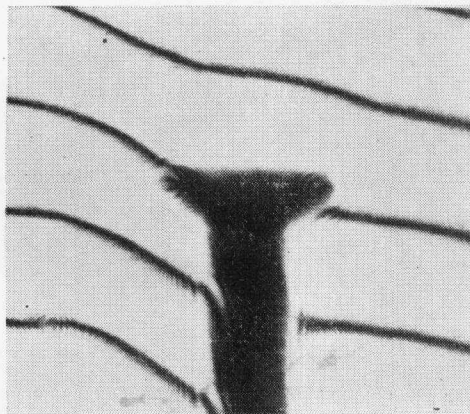
4



3



5



6