气 体	氩	氮	氦	氢	氧	空气	乙烷	甲烷
k	0.00028	0.00029	0.00003	0.00014	0.00027	0.00029	0.00074	0.00043

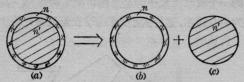


图 3 充气空心球的分解

作厚度为 2R 的厚透镜,则它的焦距为

$$F_{\mathcal{C}} = \frac{n'R}{2(n'-1)},$$

而 F_B 由公式(1)给出,于是得:

$$\frac{1}{F_{A}} = -\frac{2(n-1)\Delta}{nR^{2}} + \frac{2(n'-1)}{n'R}$$

当 $S\gg S'$ 时, $(-F_A)$ 就是象距 S', 于是上式化为

$$\Delta = \frac{nR^2}{2(n-1)S'} + \frac{n(n'-1)R}{n'(n-1)}$$
 (4)

或者写成如下形式:

其中δ为:

$$\delta = \frac{n(n'-1)R}{n'(n-1)} \tag{4}$$

δ是因充气而引起的壁厚修正量。若微球不充气,则 n'=1, δ=0, 公式(4)即转化成公式(3)。

这里折射率 n' 与所充气体种类有关,也与所充气体的气压、温度有关:

$$n' = 1 + \Delta n = 1 + kP \frac{273}{T} \tag{5}$$

上式中P、T 分别为所充气体的压强和温度,k 为所充气体在 0° C(T_0 =273 K) 和 P=1 大气压情况下的折射率修正数,对于氢气而言,k=0.00014,不同气体有不同的 k 值,见上表。

考虑到室温下($T\approx 293$ K),即使P为百大气压数量级, $\Delta n = kP \frac{273}{T}$ 也远小于 1,所以将 (4) 式分母中的 $n'\approx 1$ 略去,则得到:

$$\Delta = \frac{nR^2}{2(n-1)S'} + \frac{nkPR}{(n-1)} \frac{273}{T}$$
 (6)

或者充气修正量δ为:

$$\delta = \frac{knRP}{(n-1)} \frac{273}{T} \tag{6}$$

公式(6)就是已知充气空心球所充气体(k)及所充气压(P)和温度(T)的情况下,由测得的象距 S' 求充气空心球壁厚的公式。

测象距 8'的关键在于精确的判定 象点。 因为不同的波长有不同的成象位置(色差),所以在测象距时,在测量显微镜视场里光斑大小的变化中,难以判定哪一个位置是光斑最小的象点。 经验指出,选定由微球自身清楚开始,向象点方向调焦,光斑中心出现第一个红色最小光点时,将这个位置作为象点位置,可以减少不同微球测量中的相对误差,由于对比度高,甚至比单色光源还要准确些。 用这种办法测定象距,误差可在 10 微米以内,相应的壁厚测量误差小于十分之一微米。

为检验所用测量方法的准确性,可以对已测壁 厚的光球,进行剖球,做电子显微照象,实际量出壁 厚。

喷射现象的全息照相术

为了观测喷射现象中各个粒子在空间的分布以及粒子的形状和大小,我们应用了几种不同的全息 照相光路,进行了实验分析。

(1) 透射式离轴全息照相光路

照相时,把激光分为两束,一束用来照明物场,另一束则充作参考光,如图1所示,由物场中粒子散

射的光(物光)和那東离轴参考光发生干涉,并记录 在全息干板上,便形成了一幅喷射粒子场的离轴全 息图。

拍摄粒子场的全息图时,物场可以直接用激光 束来照明,也可以用经过漫射介质层的激光束来照 明。 当用漫射激光束照明物场时,其再现象可以容

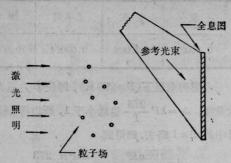


图 1 透射式离轴全息照相光路示意图

易地观察到全貌。

我们用漫射激光照明光路,对一个喷泉(图 2(a))喷出的粒子场摄取了全息图。其再现象是在明亮的背景上,看到一颗颗清彻透明的微滴悬浮在空中,前后层次分明。图 2(b)就是这幅全息图再现时摄得的一张照片。根据其再现象测得该喷泉粒子的直径在 340 微米至 2330 微米之间。





(b) 由喷泉全息图再现时摄得的一张照片 图 2

这种全息照相光路,由于漫射的影响,其背景亮 度呈斑纹图样。 所以当粒子较小时,就无法从背景 斑纹中分辨出来。为了提高这种照相光路的分辨能力,照相时可以在粒子和全息干板之间,放置一个相对孔径较大的高分辨率透镜,将粒子放大后成象于全息干板前附近,见图 3。图 4 就是用上述方法记录的一个被放大粒子的全息图再现象的照片。其直径为 150 微米,这样大小的粒子,在无透镜光路中是难于辨认的。

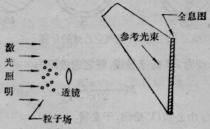


图 3 有透镜系统的光路示意图

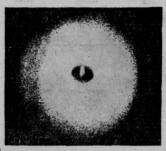


图 4 被放大粒子的再现象的照片

(2) 散射式离轴全息照相光路

我们用这种散射式离轴全息照相光路,摄制了喷雾器的雾锥粒子场的全息图。其再现象是在黑暗的背景上,散布着许多大小不等、亮度不同的光点,就象在晴朗的夜空里布满点点繁星一样。在这里,每一个光点就是一个雾滴,它们在空间呈锥状分布,前后层次分明。图5就是这幅全息图再现时摄得的一张雾锥粒子场的照片。



图 5 由雾锥全息图得到的一张再现象的照片

这种照相光路的优点是,可以记录很小的粒子 (亚微米到微米数量级),同时其视野宽广,只要激光 器的能量足够,便可记录下雾锥粒子场的整体分布。 其缺点是粒子的再现象的表面细节不清楚。

(3) 同轴全息照相光路

其光路如图 6 所示。一束平行的相干光直接照明粒子场,照射到粒子上的光通过粒子发生衍射,即为物光;未碰到粒子的光直接透射过去,即为同轴参考光。 这时物光和参考光发生干涉,记录在全息干板上即为全息图,称为同轴夫琅和费全息图。



图 6 同轴全息照相光路示意图

粒子场的参量通常表达为远场数 $N=\frac{Z\lambda}{D^2}$ 。 这里 Z 是粒子离开全息干板的距离, λ 为入射光的 波长,D 是粒子的直径。一般在远场数小于 100 时,摄取的全息图才能再现出较为清晰的粒子象。 例如一个 10 微米的粒子,当它离开全息干板 1 厘米 以外时,就不能得到一个清晰的再现象。

图 7 就是我们用这种光路记录的一个喷雾器雾滴的全息图摄得的一张照片。 根据其再现象,我们测得粒子直径在 30 微米到 240 微米之间。



图 7 由雾锥同轴全息图得到的一张再现象

若要测量较小的粒子,同样可以采用有透镜系 统。

同轴全息照相光路,虽然有光路简单、使用方便等优点,但是当粒子密度很大或粒子场的深度很大时,同轴全息术就不适用了。 因为要想获得一幅好的同轴全息图,必须要有足够的光通量未受粒子所调制来作参考光。一般约为总通量的 80% 左右。

(哈尔滨科学技术大学 激光教研室喷射现象研究小组)

激光全息减振平台系统研究

本文对激光全息实验常用的块体式 减振平台,用理论力学描述,经过简化处理,给出非耦合振动方程组和相应的减振曲线理论公式。 利用海绵的非线性实验曲线讨论了自振频率的最佳值问题。 利用原有的平台和海绵,建成了 $f_{0x}=1.90$ 赫, $f_{0x}=1.11$ 赫, $f_{0y}=0.97$ 赫的减振平台。

由文献[1]的公式(18)

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{\sigma h M g/S}},$$

得知自振频率 f_0 是由海绵的压缩系数 σ 、海绵高度 h、平台质量 M 及海绵截面积 S 四个参数决定的,g

为重力加速度。 工作点 $\Delta h/h$ 的选取是与压缩系数 σ 的非线性及相应的 Mg/8 值有关,也就是说非线性对决定自振频率 f_0 大小是涉及到 σ 与 Mg/8。 $\Delta h/h$ 选取小些,Mg/8 也要小些,但由于非线性, σ 值增大,使 f_0 仍有可能降低。由表 1 的计算结果可见, f_0 有最佳值(极小值),平台重量也不是越重越好。 计算中未考虑海绵本身的质量和弹性后效等问题,表 1 中数值只说明有最佳值的规律性,而不是给出定量结果。 海绵高度 h 不受非线性影响,但 h 太大系统机械稳定性不好,从我们的实验情况,h 可达 80 厘米机械稳定性还是可以的。

表 1 自振频率的计算值

N	1	2	3	4	5	6	7	8
$\Delta h/h$	0.045	0.230	0.371	0.390	0.530	0.630	0.682	0.716
Mg/S	0.010	0.050	0.100	0.110	0.240	0.544	0.854	1.170
σ	4.95	3.67	2.04	1.82	0.643	0.219	0.131	0.0538
h (厘米)	76.5	76.5	76.5	76.5	76.5	76.5	76.5	76.5
fo (赫)	2.56	1.33	1.26	1.27	1.45	1.65	1.71	2.27