

单渥拉斯顿棱镜激光差分干涉仪

束继祖 李华煜 刘方 胡金铭

(中国科学院力学研究所)

激光具有高度的时间和空间相干性, 如果用它作为光源, 可用一块渥拉斯顿棱镜(Wollaston Prism)代替纹影系统中的刀口机构, 这样就形成了一台所谓的单渥拉斯顿棱镜(以下简称W棱镜)激光差分干涉仪^[1]. 根据实验结果, 这种干涉仪具有下述特点:

1. 易于调节, 不需要高精度的调节机构, 总体结构简单.

2. 由于在整个系统中只有一个干涉元件, 所以抗震性能良好.

3. 可给出流场定量的测量参数.

4. 可实现移相干涉技术^[2], 从而可以把测量灵敏度提高一个数量级(文献[2]中指出为1/500波长).

因此, 这是一项具有实际意义应该推广的流场显示技术.

一、单渥拉斯顿棱镜激光差分干涉仪简介及其原理

这种干涉仪的基本光路如图1所示. 由脉冲氩离子激光器^[3]产生一束平面偏振光, 经扩束镜(1)使光束聚焦于反射镜(2)的焦平面上, 并将光束充满反射镜(2)的整个口径. 反射镜(2)把光反射成一束垂直于风洞轴线的准直光, 它穿过实验段后射到反射镜(3)上. 反射镜(3)再将光束重新聚焦于W棱镜上. W棱镜把入射光分裂成两束偏振面互相垂直的偏振光, 经偏振片(5)校正后, 在照相机(6)的底片平面(或投影屏)上形成干涉图案.

在图1中所示的全部光学元件中起干涉作用的只是W棱镜, 它是由两块经光学抛光的楔形元件胶合而成(图2), 其材料为石英或方解

石等双折射晶体. 它们的晶轴取向如图2所

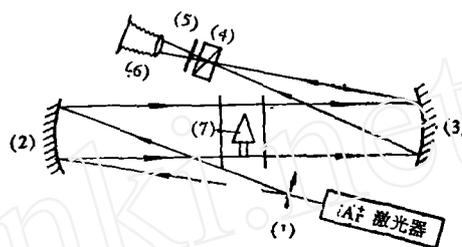


图1 差分干涉仪光路图

- | | |
|-------------|-------------|
| (1) 扩束透镜 | (2) 纹影准直反射镜 |
| (3) 纹影观察反射镜 | (4) W棱镜 |
| (5) 偏振片 | (6) 照相机 |
| (7) 风洞测试模型 | |

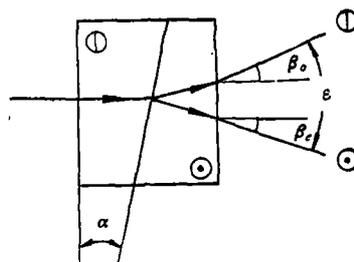


图2 W棱镜的分光性能示意图

示. 图中符号⊙和⊗分别表示晶体光轴平行和垂直纸面. 当一束入射光进入W棱镜后, 就被分裂为两束偏振面相互垂直的平面偏振光, 它们的传播方向相对于入射光的夹角分别为 β_o 和 β_e . 如果W棱镜是由石英晶体制成, 其 $n_o = 1.5442$, $n_e = 1.5553$, 因 $n_e > n_o$, 故称为正晶体. 对于由正晶体制成的W棱镜, 在入射光垂直于棱镜通光面入射时, 输出光的分离角 β_e 和 β_o 可由下式计算^[4]

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta_e &= n_e \sin \left[\alpha - \sin^{-1} \left(\frac{n_o}{n_e} \sin \alpha \right) \right] \\ \sin \beta_o &= n_o \sin \left[\sin^{-1} \left(\frac{n_o}{n_e} \sin \alpha \right) - \alpha \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

一般 $\beta_e \approx \beta_0$, 但数值相近. 如果 $\sin \alpha \approx \alpha$, 则 (1) 式可写成

$$\beta_0 = \beta_e = \alpha(n_e - n_o) \quad (2)$$

分光角 $\varepsilon = \beta_0 + \beta_e$, 于是

$$\varepsilon = 2\alpha(n_e - n_o) \quad (3)$$

α 为楔形光学元件的楔角, 在一级近似的情况下, (3) 式也可用于入射光倾斜角较小的情形. 被 W 稜镜分裂出来的两束偏振光偏离原始入射光线的方向分别为 $\pm \varepsilon/2$ 的角度. 我们选用的 W 稜镜的稜角 $\alpha = 3^\circ$, 由石英晶体制成, 因而 $\varepsilon = 0.0666^\circ$.

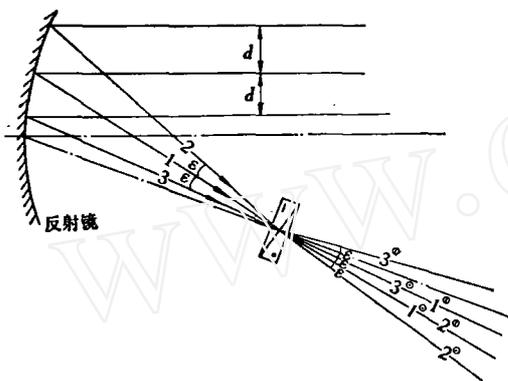


图 3 W 稜镜在光路中的作用

单 W 稜镜差分干涉仪的原理如图 3 所示.

图 1 中的反射镜 (3) 将光束聚焦在 W 稜镜的中心部位. 入射光线 1 被稜镜分裂为 1⊙和 1⊙两束偏振光 (⊙和⊙分别表示其偏振面与图面平行和垂直). 光线 2 与光线 1 的夹角为 ε , 光线 2 入射到 W 稜镜后, 同样被分为 2⊙和 2⊙两束偏振光, 2⊙与 1⊙必然重合, 如其偏振方向一致, 就能相互干涉 (由图 1 中的偏振片 (5) 来实现). 同理, 与光线 1 成 $-\varepsilon$ 角的光线 3 被 W 稜镜分裂后, 形成又一对可干涉的光线 1⊙和 3⊙. 以此类推, 与光线 2、光线 3、……成 $\pm \varepsilon$ 角的都能分裂出一对相干的光线. 这些相互对应的光线分别在实验段的不同点上穿过, 它们的相对位置由下式确定

$$d = \varepsilon f_2 \quad (4)$$

这里 f_2 为反射镜 (3) 的焦距. 若相互干涉的一对光线穿过实验段中不同折射率区 n_1 和 n_2 , 它们就带有相位差, 并反映在干涉图上.

由于这种干涉图是在小分离角情况下由临近的两束光线相干形成的, 因此是剪切干涉. 又因显示出的是流场中的密度梯度, 流体力学工作者习惯称之为差分干涉.

W 稜镜若沿轴向离焦时, 干涉图上将出现一簇平行的背景条纹, 条纹间距 S 为^[1]

$$S = \lambda f_2 / \varepsilon u \quad (5)$$

式中 λ 是光波波长 (我们使用的 $\lambda = 0.51 \mu$), u 为轴向位移量. 当 $u = 1 \text{ mm}$ 时, $S = 860 \text{ mm}$. 由此可见, 要把干涉仪调到无限条纹宽度的干涉状态是不困难的.

当 W 稜镜垂直轴离焦时, 在有限条纹宽度干涉的情况下, 只改变干涉条纹的阶次而不改变它们的间隔. 在无限条纹宽度干涉的情况下, 只改变全场的亮度, 这是因为垂直位移量 v 所产生的光程变化在整个干涉场中是均一的, 从而可实现移相干涉技术, 并具有极高的测量灵敏度^[2,5].

移相值 $\Delta\varphi$ 与 W 稜镜垂直位移量 v 的关系式为

$$\Delta\varphi / 2\pi = \varepsilon v / \lambda \quad (6)$$

当 $\Delta\varphi / 2\pi = 0.25$ 时, $v = 0.0111 \text{ mm}$. 为了达到某个精确的移相值, W 稜镜的垂直位移调节机构必须具有一定的精度.

二、差分干涉仪的测量灵敏度

差分干涉仪的测量灵敏度定义为可辨别的最小干涉条纹变化量所对应的密度变化值. 文献 [1] 给出

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial x}\right)_{\min} \approx \left(\frac{\Delta\rho}{d}\right)_{\min} = \frac{\lambda}{KLd} \left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{\min} \quad (7)$$

式中 ρ 是二维流场中气流某点的密度值, x 是光束错位方向, L 是流场在光线传播方向上的尺寸, K 是 Gladston-Dale 常数, ΔS 为条纹位移量. 由 (7) 式可定出 $(\partial\rho/\partial x)_{\min}$ 的数值, 一般认为 $(\partial\rho/\partial x)_{\min} = 1/20$ 是有限条纹宽度法的灵敏度极限值. 在文献 [1] 中认为可测量到的 $(\partial\rho/\partial x)_{\min}$ 随 d 值的增加而减少, d 增加则仪器的灵敏度一定增加. 事实上这只是在 d 充分小时方近似地正确, 推广到 d 较大时就不一

定正确. 我们将(7)式写为

$$(\Delta\rho)_{\min} = (\lambda/KL)(\Delta S/S)_{\min} \quad (8)$$

由(8)式可看出灵敏度取决于 $(\Delta\rho)_{\min}$,而 $(\Delta\rho)_{\min}$ 和 d 并无解析关系. d 是相干的两束光线穿过流场不同区域的几何坐标尺寸.干涉图中所表示的条纹变化量是这两束光线分别穿过流场区域 A 和 B 所带有的相位之差,即 $\phi_{A-B} = \phi_A - \phi_B$, $|\phi_{A-B}|$ 的大小决定于流场的特征和 d 值,是随机的关系.如对边界层的观察,若取 d 与边界层厚度相当时,测量到的 $\Delta\rho$ 值为最大, d 增加, $\Delta\rho$ 值不再变化.又如对于激波观察,无论 d 值多大,所测得的 $\Delta\rho$ 值不变,这是因为激波面厚度是无穷小的突跃界面.以上即是很好的说明.但要注意到 d 值是差分干涉仪的基本参数之一, d 若为零,就不成其干涉仪了, d 若过大,将造成对干涉图分析的困难.因此 d 是由各种因素综合考虑的结果.

根据上述,我们认为差分干涉仪在有限条纹宽度的干涉状态下,其灵敏度和一般干涉仪一样,为 $1/20$ 波长.

文献[5]指出,在无限干涉条纹宽度的干涉状态下,移相值为零时,肉眼观察灵敏度为 $1/30$ 波长;移相值为 $\pi/2$ 时则增至 $1/600$ 波长;移相值接近于 π 时,灵敏度进一步提高.如配用高反差($\gamma = 4$)胶片记录,对上述两种移相值,灵敏度分别达到 $1/40$ 波长和 $1/1000$ 波长.以上我们认为只是理论分析的最佳结果.在实际中,由于光学元件的误差而不可能实现均匀移相,这就影响了灵敏度的提高.文献[2]为克服光学元件误差的影响,用两次相位互补的曝光方法来消除这些固有的误差,获得了质量较好、视场背景亮度均匀的干涉图.但因是在同一底片上进行了两次曝光,使对比度(灵敏度)下降了一半.

此外,记录胶片的 γ 值若小于2.31时,记录灵敏度将低于观察灵敏度.

三、消除光学系统中误差的方法

对于单W稜镜激光干涉仪,本文根据文献[2]原理提出三种方法,并对文献[2]做较详

细的分析.

方法一 在有流场时对胶片曝光一次后,将图1中的偏振片(5)旋转 90° ,以获得与上次曝光互补的光场分布,再对同一胶片在无流场时作第二次曝光.这样除偏振片(5)以外的各个光学元件的误差都可消除.

为说明其原理,假设两次曝光都是在无流场时进行的,偏振片的相位是均匀的.透过W稜镜出射的两束偏振光可表示为

$$\left. \begin{aligned} A_y &= a(x, y) \sin [\omega t + \varphi_y(x, y)] \\ A_x &= a(x, y) \sin [\omega t + \varphi_x(x, y)] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

A_x 、 A_y 分别是 x 、 y 方向上的偏振光(见图4).由于W稜镜分裂光束的结果,一般情况 φ_x 与 φ_y 不相等,如没有加工误差,这两束光是同心的球面波,故 $\varphi_x = \varphi_y$ (见图5).(9)式表示的两束光,经偏振片后,其偏振方向都与偏振片的起偏轴一致,其光场可分别表示为

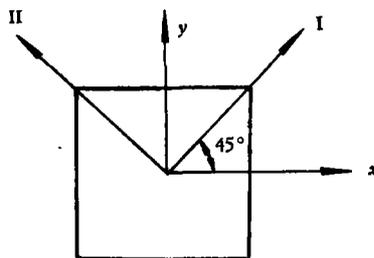


图4 消除光学元件误差原理图(方法一)

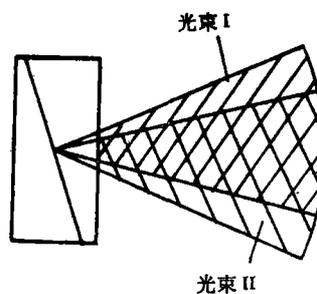


图5 光束经W稜镜后被分裂成两束光

$$\left. \begin{aligned} A_I &= a(x, y) \cos 45^\circ \{ \sin [\omega t + \varphi_x(x, y)] \\ &\quad + \sin [\omega t + \varphi_y(x, y)] \} \\ A_{II} &= a(x, y) \cos 45^\circ \{ \sin [\omega t + \varphi_x(x, y)] \\ &\quad - \sin [\omega t + \varphi_y(x, y)] \} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

A_I 表示偏振片起偏轴置于I处的光场振幅; A_{II}

则相应于偏振片起偏轴位于 II 处的光场振幅。它们在干涉图上所形成的亮度(光强)分布分别为

$$\left. \begin{aligned} I_I &= A_I^2 = 2a^2(x, y) \cos^2 \\ &\quad \times \left[\frac{\varphi_x(x, y) - \varphi_y(x, y)}{2} \right] \\ I_{II} &= A_{II}^2 = 2a^2(x, y) \sin^2 \\ &\quad \times \left[\frac{\varphi_x(x, y) - \varphi_y(x, y)}{2} \right] \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

如果把 I_I 和 I_{II} 都记录在一张底片上(精确地重迭在一起)时,底片接收到总的光强分布为

$$I_0 = I_I + I_{II} = 2a^2(x, y) \quad (12)$$

由 φ_x 和 φ_y 的差别引起的视场亮度不均匀被完全消除了。

在有限条纹宽度的干涉状态,由 I_I 和 I_{II} 形成的干涉图,黑白条纹完全倒易,形状完全相同。 I_I 和 I_{II} 迭加的结果,同样得到的一张背景亮度均匀的干涉图。

方法二 见图 6,与文献 [2] 设计相似,但改用一个激光光源。该方法的优点是连同偏振片引起的误差也一并消除。仍然采用双曝光,两次曝光之间不需旋转偏振片,因为光束 I 和 II 通过 W 棱镜 (3) 后,能通过光栏 (2) 的两束光偏振方向是互相正交的。

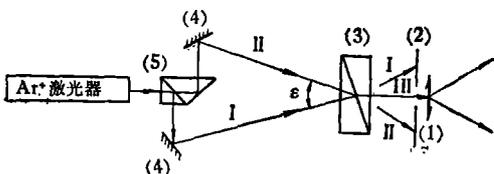


图 6 消除光学元件误差(方法二)原理图
(1) 扩束透镜 (2) 光栏 (3) 大分光角 W 棱镜
(扩束透镜 (1) 以后与图 1 相同)

方法三 采用电-光晶体(如 KDP 等)作光相位调制器,对光束进行相位调制(图 7)。第一次曝光时电-光调制器 PM 上不加电压,光的偏振方向保持不变,第二次曝光时,在电-光调制器上施加半波电压 $V_{\lambda/2}$,使光的偏振方向旋转 90° 而获得与第一次曝光互补的光强分布。这种方法除具有方法二的优点外,其最大特点是便于实现自动化、同步性好、可以在几十微秒内完成两次曝光的目的,光能利用率高并可省去一个 W 棱镜。

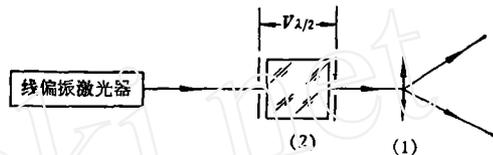
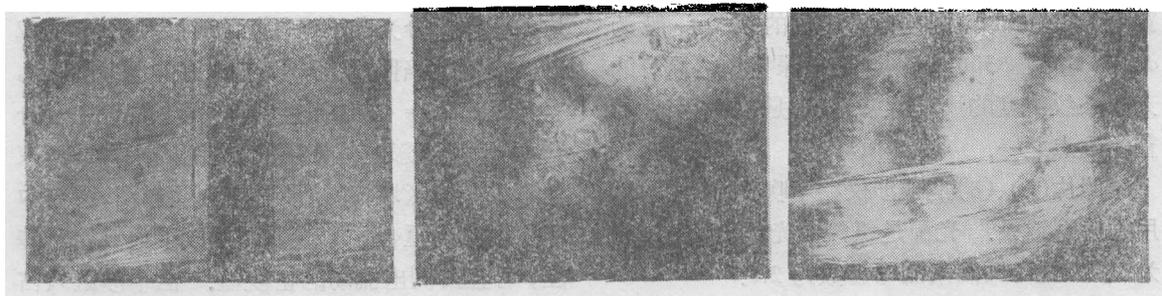


图 7 消除光学元件误差(方法三)原理图
(1) 扩束透镜 (2) 电光调制器 PM
(扩束透镜 (1) 以后与图 1 相同)

四、实验结果

试验光路如图 1 所示,光源是氩离子激光器,曝光时间 2.5 微秒,记录介质为微航 II 型胶片。激波风洞来流马赫数为 6.6。照片 (3) 是平板上台阶周围的流场,整个视场有四条近于垂直方向的黑条纹。照片 (4) 是平板上一圆柱周围的流场。照片 (6) 是此情况下无流场时的照片。照片 (5) 是平板上台阶周围的流场,整个视场中只有一条倾角约 45° 的黑条纹。

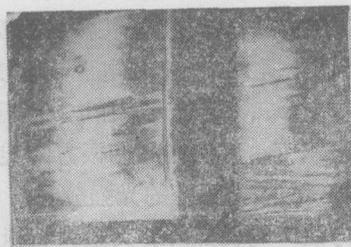
照片 (1)、(2) 是与照片 (4)、(5) 对照的纹影照片,光路与图 1 相似,只是用一根直径为 0.16mm 的隔线代替 W 棱镜和偏振片机构,两者光源相同。从两组照片中可以看出,干涉仪能



照片 (1)

照片 (2)

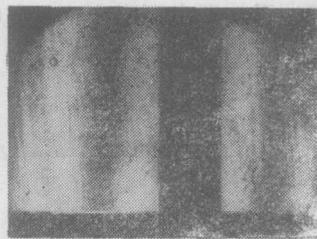
照片 (3)



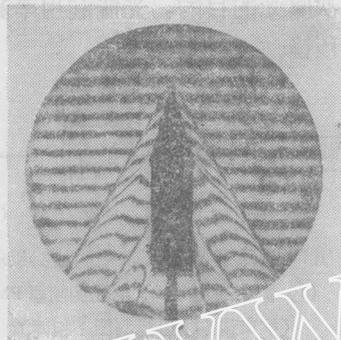
照片(4)



照片(5)



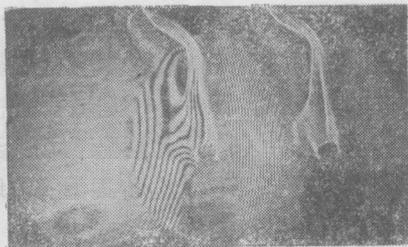
照片(6)



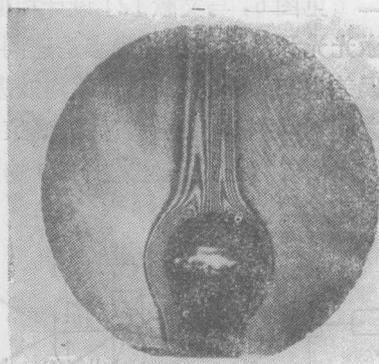
照片(7)



照片(8)



照片(9)



照片(10)

更多地反映流场细节。

使用脉宽仅为 2.5 微秒的激光脉冲进行照相,固然是不怕震动的主要原因,但式(5)表明的事实是, W 稜镜位移 1mm 时,相应的条纹宽度为 860mm,而差分干涉仪的视场一般为 $\phi 200\text{mm}$ 到 $\phi 300\text{mm}$ 时,仍能保持仪器原有的无限条纹宽度的调整状态。这是本干涉仪的重要优点之一。

照片(7)、(8)是干涉仪在下吹式风洞中试用的典型结果。光源是氦氖激光器,曝光时间为 1/250 秒,风洞来流马赫数为 2.5。

为观察 W 稜镜的性能及使用效果,我们做

了些原理性试验。照片(9)、(10)是原理性试验结果。光路如图 1,光源为 1mw 的氦氖激光器,纹影反射镜焦距为 1 米,不用照相机记录,使光束直接打到底片上进行 1/1000 秒曝光。照片(9)用大分光角 ($2^{\circ}41'$) 的 W 稜镜分光拍摄的酒精灯火焰照片。W 稜镜是用方解石制成,差分距离 $d = 42.1\text{mm}$ 。此时两个图像完全分开,由于流场影响范围不大,在图的右方是两束光不重合的区域,构成了火焰的阴影图,图的中部是两束光重合的区域,而形成了火焰的干涉图,可直接测出流场的密度值。但干涉区只占整个视场的一部分,不能充分利用视场有效尺

寸。

照片(10)是用小分光角的W稜鏡,并把仪器调在无限条纹宽度状态下,移相值约为 $\pi/2$ 所摄取的电灯泡热流干涉图。证明了在光学元件加工良好时,此种干涉仪在移相干涉状态下工作是可能的。

单W稜鏡激光差分干涉仪的结构简单,很容易在纹影仪的基础上实现,从而可获得流场的干涉图。特别是可在差分干涉仪上实现移相干涉技术。因其测量灵敏度高,是解决显示低密度流场的重要途径之一。

感谢中国科学院长春光机所顾去吾在原理方面对我们的指导。

参 考 文 献

- [1] Merzkirch, W., Flow Visualization, Academic Press Inc., New York & London (1974), 115—126.
- [2] Smeets, G., et al., Proc. of the 10th International Congress on High Speed Photography (1972), 244.
- [3] 束继祖,刘方,激光,4(1977),31.
- [4] C. Э. 福里斯等,普通物理学,第三卷一分册(东北人民大学物理系译),高等教育出版社(1956),140.
- [5] 李华煜,徐朝仪等,力学学报,2(1979),171.

(本文于1980年5月26日收到)

氢气泡显示技术的应用

李秉录 呼和敖德 罗明辉 阎明山

(中国科学院力学研究所)

一、引 言

流场显示主要是把流体(如水、气、油)在流动过程中或物体绕流时所产生的流动图案(即流谱)用某些特定的方法以直观的形式显现、记录下来,从而为建立数学模型、理论分析以及直接定性、定量测量提供实验资料。

氢气泡显示技术就是用于水介质设备(水洞、水槽、水池等)流场显示的一种电控方法。一般适于水速为1cm/s—1m/s。但也有成功地使用在低于5mm/s和高于7m/s的水速中。这种方法不污染水介质、操作容易,尤其是可以进行定量测量。

二、氢气泡显示技术的原理和设备

水经过电解可在阳极得到氧气,在阴极得到氢气,且氢气的体积是氧气的两倍。在流动的水中放入一根极细的金属丝作为阴极,在另一适当的地方置一阳极,并在两极间施加电压,则在阴极丝上产生大量细小的氢气泡随水流动,

从而清晰地显示出流场形态。

根据电解定律,在1个大气压下 $t^{\circ}\text{C}$ 纯水中,单位时间产生的氢气体积是:

$$Q = 0.396 \times 10^{-3} \times (273 + t) \times I \quad (1)$$

式中: I 为电解电流强度(安培), Q 为电解产生的氢气体积(cm^3/min) 产生氢气泡的装置如图1所示。

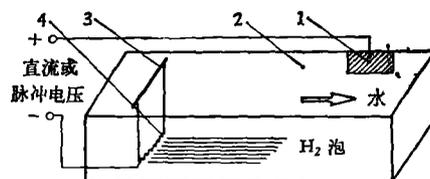


图1 氢气泡技术示意图

1. 阳极板 2. 水槽 3. 支架 4. 阴极丝

电极

阳极板可以用任何金属板制成,一般用铜箔,阴极丝也可用任何材料和任意直径的金属丝。实验表明氢气泡的大小和丝的直径相当。当氢气泡直径在60—150 μm 时,跟随性较好,