光学真空镀膜技术

主编：石澎 马平

副主编：王丽荣 沈燕君

摘要

光学镀膜是指在真空状态下，将材料以蒸发沉积的方式在光学零件表面上镀制一层(或多层)薄膜的工艺过程，是光学镜片制造的关键环节。其主要作用是根据光学系统的要求调控镜片在不同光谱波段的光能量透过以及偏振等性能，镀膜后的光学镜片是光学系统发挥性能的根本保障。本教材根据光学镀膜的三个主要环节：光学薄膜的膜系设计、光学薄膜镀制以及光学薄膜检测，将内容整合为三个相应的学习项目，包括：光学镀膜基础、光学薄膜制备技术以及光学薄膜检测技术，每个项目中又将相关的知识点分配到几个典型工作任务中。根据需要，配备了一些有针对性的实训任务，为实训环节的教学提供一定的参考。

《光学镀膜技术》可用作高职高专光电制造类专业的教材，也可作为相关工程技术人员的参考资料。

目　录

项目 1 光学镀膜基础 1
任务 1.1 光学薄膜理论基础 1
1.1.1 平面电磁波在单一界面上的反射和折射 1
1.1.2 菲涅尔公式 3
1.1.3 光学薄膜特性的理论计算 11
任务 1.2 光学薄膜设计 18
1.2.1 增透膜设计 18
1.2.2 高反膜的设计 23
1.2.3 其他类型光学薄膜设计 25
实训 1.2 光学增透膜设计 27
任务 1.3 光学薄膜材料 33
1.3.1 金属薄膜材料 33
1.3.2 介质和半导体薄膜材料 37
1.3.3 金属膜与介质膜的比较 42
项目 2 光学薄膜制备技术 43
任务 2.1 真空及真空设备 43
2.1.1 真空技术知识及主要术语定义 43
2.1.2 真空的获得所需设备 52
2.1.3 真空的测量 63
实训 2.1 镀膜机真空系统抽真空 67
任务 2.2 热蒸发镀膜工艺 70
2.2.1 热蒸发镀膜机理介绍 70
2.2.2 热蒸发镀膜工艺分类 82

2.2.3 离子束辅助工艺介绍 94
2.2.4 影响热蒸发镀膜质量的工艺参数..... 96
实训 2.2 电子束蒸发制备高反射薄膜..... 109
任务 2.3 溅射镀膜工艺.....112
2.3.1 溅射镀膜机理介绍 112
2.3.2 溅射镀膜工艺分类 113
2.3.3 影响溅射镀膜质量的工艺参数..... 151
2.3 实训 离子束溅射制备高反射薄膜..... 155
项目 3 光学薄膜检测技术..... 157
任务 3.1 光学薄膜反射率和透过率测量..... 157
3.1.1 光谱分析测试系统原理 157
3.1.2 薄膜透过率测量 161
3.1.3 薄膜反射率测量 161
3.1.4 影响测量精度的因素 163
任务 3.2 光学薄膜厚度的测量..... 164
3.2.1 干涉法测量薄膜厚度..... 164
3.2.2 轮廓法测量薄膜厚度..... 166
3.2.3 其他测量方法..... 166
任务 3.3 光学薄膜激光损伤阈值测量..... 166
3.3.1 光学薄膜损伤测量标准及判定..... 166
3.3.2 几类激光损伤阈值测量方法介绍..... 167
3.3.3 激光损伤测试装置..... 167
3.3.4 1-on-1 损伤测试标准过程 168
任务 3.4 光学薄膜其他参数测量..... 170
3.4.1 薄膜的吸收和散射测量 170
3.4.2.薄膜材料折射率测量 174
实训 3.4 椭偏光法测量薄膜的厚度和折射率..... 177
3.4.3 薄膜散射测量 179

3.4.4 薄膜折射率测量 182

项目 1 光学镀膜基础

任务 1.1 光学薄膜理论基础

1.1.1 平面电磁波在单一界面上的反射和折射

通常光学多层膜涉及到很多界面，我们首先讨论最简单的单一界面的情况，然后将之扩展到多层薄膜、很多界面的复杂情况。

1) 反射定律和折射定律

下面讨论光在两种不同介质的分界面上所发生的反射和折射现象。为方便起见，假定两种介质都是各向同性的均匀介质。位于图 1.1.1-1 所示的 x-z 平面（入射平面）内的一束单色线偏振的平行光以角度入射在分界面上。和各为两个介质的光学导纳。入射波在界面上分解为一个反射波和一个折射或透射波。设和分别为入射波、反射波和透射波单位矢量的方向余弦，则入射波的位相因子为

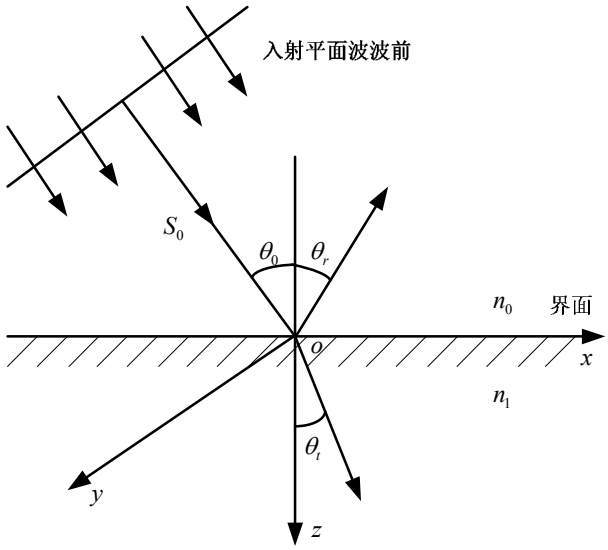


图 1.1.1-1 平面波的反射和折射

$$\exp\left\{i\left[\omega_i t-\frac{2\pi N_0}{\lambda}\left(x\sin\theta_0+z\cos\theta_0\right)\right]\right\}$$

反射波的位相因子为

$$\exp\left\{i\left[\omega_r t-\frac{2\pi N_0}{\lambda}\left(x\alpha_r+x\beta_r+x\gamma_r\right)\right]\right\}$$

透射波的位相因子为

$$\exp\left\{i\left[\omega_t t-\frac{2\pi N_0}{\lambda}\left(x\alpha_t+x\beta_t+x\gamma_t\right)\right]\right\}$$

根据边界条件，在 z=0 处 E 和 H 的切向分量是连续的

$$E_t^{\mathrm{i}}+E_t^{\mathrm{r}}=E_t^{\mathrm{t}}$$

$$H_t^{\mathrm{i}}+H_t^{\mathrm{r}}=H_t^{\mathrm{t}}$$

若在任何时刻 ,对与边界上的任意一点，上式始终成立，则 。它表示从一种介质到另一种介质，波的频率是不变的。同时若满足边界条件还必须使上述三个位相因子表达式中对应的的系数相等，即

$$N_0\alpha_i=N_0\alpha_r=N_0\alpha_t \qquad (1.1.1\text{-}1)$$

$$N_0\beta_i=N_0\beta_r=N_0\beta_t \qquad (1.1.1\text{-}2)$$

从图 1.1.1-1 可见

$$\alpha_i=\sin\theta_{0,}\ \ \alpha_r=\sin\theta_r,\ \ \alpha_t=\sin\theta_t$$

则式（1.1.1-2）

$$\beta_{\mathrm{i}}=\beta_r=\beta_t=0$$

$$N_0\beta_i=N_0\beta_r=N_0\beta_t=0$$

这表示在反射、折射时，光束固定在入射平面（XZ 平面）内。

由式（1.1.1-2）得，$N_0\alpha_i=N_0\alpha_r$，因而

$$\theta_0 = \theta_{\mathrm{r}} \tag{1.1.1-3}$$

上式表示光从两个介质的分界面上反射时，入射角等于反射角，此即反射定律。

从式（1.1.1-3）又有

$$N_0 \sin\theta_0 = N_1 \sin\theta_t \tag{1.1.1-4}$$

若用θ_1代替θ_t，则上式更加对称

$$N_0 \sin\theta_0 = N_1 \sin\theta_1$$

式（1.1.1-4）称为斯涅耳折射定律，它对透明的或吸收的介质都同样适用。

1.1.2 菲涅尔公式

我们可以进一步讨论反射波和透射波振幅的大小以及反射相位的变化。为了避免混淆，我们必须首先规定电场矢量的正方向。最容易处理的是垂直入射的情况。在垂直入射时，我们选择如图 1.1.2-1 所示的符号规则。通常取z轴垂直于界面，正方向沿着入射波方向。x和y轴位于界面内。规定入射波、反射波和透射波的电矢量的正方向相同（例如都从纸面向外）。对于电场我们选择最简单的约定，但是由于这些矢量形成右手系，所以也就包含了对磁场矢量的隐含约定。

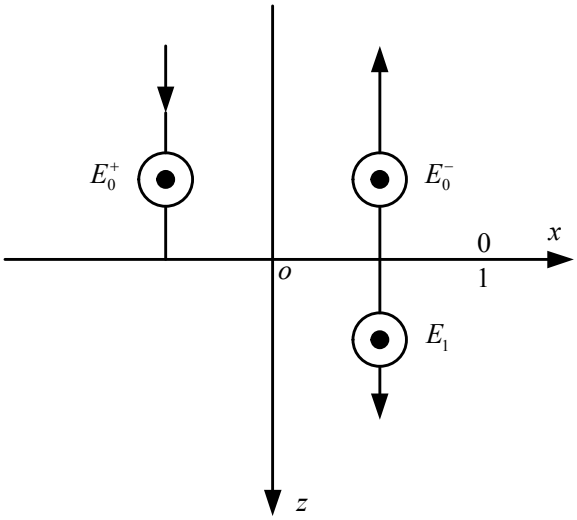


图 1.1.2-2 垂直入射时所取的电矢量的正方向

因为波是垂直入射的，所以E和H两者平行于界面，并且在界面两边它们都是连续的。由于在第二介质中显然没有反射波，故

$$H_1 = H_t, E_1 = E_t$$

由式$\dfrac{N\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}}{\mu_r}\left(S_0 \times E\right) = H$ 得

$$H_1 = N_1\left(S_0 \times E_1\right) \tag{1.1.2-5}$$

在入射介质中，有正方向行进和负方向行进的两种波。用符号E_0^+, E_0^- H_0^+ H_0^-,分别表示E和H在第一介质中的各个分量，它们之间有下列关系：

$$\left.\begin{aligned} H_0^+ &= N_0\left(S_0 \times E_0^+\right) \\ H_0^- &= N_0\left(-S_0 \times E_0^-\right) \end{aligned}\right\} \tag{1.1.2-6}$$

应用边界条件

$$\left.\begin{aligned} E_1 = E_1^{+} = E_0^{+} = E_0^{-} \qquad & (\text{在} z=0) \\ H_1 = H_1^{+} = H_0^{+} = H_0^{-} \qquad & (\text{在} z=0) \end{aligned}\right\} \tag{1.1.2-7}$$

将式（1.1.2-7）得第二式和（1-6）式代入式（1-5），得

$$N_1\left(S_0 \times E_1\right) = N_0\left(S_0 \times E_0^{+} - S_0 \times E_0^{-}\right)$$

即

$$N_1 E_1 = N_0\left(E_0^{+} - E_0^{-}\right)$$

故有

$$E_0^{-} = \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} E_0^{+}$$

$$\left.\begin{aligned} r &= \frac{E_0^{-}}{E_0^{+}} = \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} \\ t &= \frac{E_1}{E_0^{+}} = \frac{2N_0}{\left(N_0 + N_1\right)} \end{aligned}\right\} \tag{1.1.2-8}$$

r，t 称为振幅反射系数和透射系数，或称菲涅尔反射系数和透射系数。从波印廷矢量平均值的表示式中可知，强度反射率 R 为

$$R = rr^{*} = \left(\frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1}\right)\left(\frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1}\right)^{*} \tag{1.1.2-9}$$

上面讨论的是垂直入射的情况，但其结果不难推广到倾斜入射的情况。这时我们需分别对 p^{-} 偏振和 s^{-} 偏振规定电矢量的正方向，符号如图 1.1.2-3 所示，这和垂直入射时所取的约定规则是一致的。

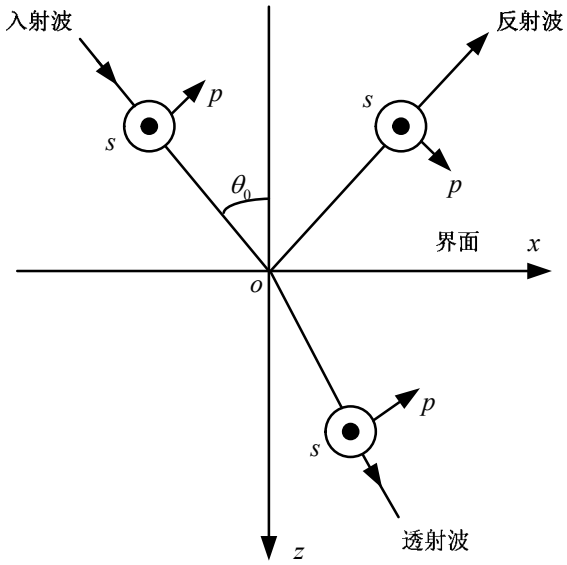


图 1.1.2-3 倾斜入射时所取的电矢量的方向

只要引进有效导纳η，用和η_0和η_1代替式（1.1.2-8）和（1.1.2-9）中的N_0和N_1，便可求得倾斜入射时的反射率。类似于式（$\frac{N\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}}{\mu_r}\left(S_0\times E\right)=H$），$\eta$可定义为磁场强度的切向分量与电场强度的切向分量之比

$$\eta=H_t^+\Big/\left(S_0\times E_t^+\right)$$
$$\eta=-H_t^-\Big/\left(S_0\times E_t^-\right)$$

η不仅与入射角有关，而且依赖于E和H相对于入射平面的方位。可以证明，任何特定方位都可以归纳为两个标准方位的组合：

E在入射面内，这个波称为TM波（横磁波）或称p^-偏振波；

E垂直于入射面，这个波称为TE波（横电波）或称s^-偏振波。

下面分别讨论TM波和TE波的反射系数和透射系数。

TM波（p^-偏振）：H垂直于入射面，故H与界面平行，因此

$$H=H_t$$

而E与界面成θ倾角，故

$$E_t = E\cos\theta$$

因为

$$H = H_t = N\left(S_0 \times E\right) = N\left(S_0 \times E_t/\cos\theta\right) = \frac{N}{\cos\theta}\left(r_0 \times E_t\right)$$

r_0为垂直于界面的单位波矢量。由η的定义，有

$$\eta_p = N/\cos\theta$$

TE波（s^-偏振）：E与界面平行，而H成一θ倾角。用与上面相似的证明得到

$$\eta_s = N\cos\theta$$

现在菲涅尔反射系数可以写成

$$r_p = \left(\frac{E_0^-}{E_0^+}\right)_p = \frac{E_{0t}^-/\cos\theta_0}{E_{0t}^+/\cos\theta_0} = \frac{E_{0t}^-}{E_{0t}^+} = \frac{\eta_{0p} - \eta_{1p}}{\eta_{0p} + \eta_{1p}} = \frac{N_0\cos\theta_1 - N_1\cos\theta_0}{N_0\cos\theta_1 + N_1\cos\theta_0} \quad (1.1.2\text{-}10)$$

$$r_s = \left(\frac{E_0^-}{E_0^+}\right)_s = \frac{E_{0t}^-}{E_{0t}^+} = \frac{\eta_{0s} - \eta_{1s}}{\eta_{0s} + \eta_{1s}} = \frac{N_0\cos\theta_0 - N_1\cos\theta_1}{N_0\cos\theta_0 + N_1\cos\theta_1} \quad (1.1.2\text{-}11)$$

同样，透射系数可以写成

$$t_p = \left(\frac{E_1}{E_0^+}\right)_p = \frac{E_{1t}^-/\cos\theta_1}{E_{0t}^+/\cos\theta_0} = \frac{2\eta_{0p}}{\eta_{0p} + \eta_{1p}} \cdot \frac{\cos\theta_0}{\cos\theta_t} = \frac{2N_0\cos\theta_0}{N_0\cos\theta_1 + N_1\cos\theta_0} \quad (1.1.2\text{-}12)$$

$$t_s = \left(\frac{E_1}{E_0^+}\right)_s = \frac{E_{1t}}{E_{0t}^+} = \frac{2\eta_{0s}}{\eta_{0s} + \eta_{1s}} = \frac{2N_0\cos\theta_0}{N_0\cos\theta_0 + N_1\cos\theta_1} \quad (1.1.2\text{-}13)$$

强度反射率是

$$R=\left(\frac{\eta_0-\eta_1}{\eta_0+\eta_1}\right)^2=\begin{cases}(\dfrac{N_0\cos\theta_1-N_1\cos\theta_0}{N_0\cos\theta_1+N_1\cos\theta_0})^2\\(\dfrac{N_0\cos\theta_0-N_1\cos\theta_1}{N_0\cos\theta_0+N_1\cos\theta_1})^2\end{cases}\qquad(1.1.2\text{-}14)$$

正如前面所述，由于透射光束和入射光束的截面积不同，所以透射率定义为透射光强度的垂直分量与入射光强度垂直分量之比。故透射率为

$$T=\frac{N_1\cos\theta_1}{N_0\cos\theta_0}|t|^2=\begin{cases}\dfrac{4N_0N_1\cos\theta_0\cos\theta_1}{\left(N_0\cos\theta_1+N_1\cos\theta_0\right)^2}\\\dfrac{4N_0N_1\cos\theta_0\cos\theta_1}{\left(N_0\cos\theta_0+N_1\cos\theta_1\right)^2}\end{cases}\qquad(1.1.2\text{-}15)$$

式（1.1.2-10）至（1.1.2-13）就是菲涅尔公式，是薄膜光学中最基本的公式之一。因为光在薄膜中的行为，实际上是光波在分层介质的诸界面上的菲涅尔系数相互叠加的结果，所以可借助这些系数分析多层膜的特性。

第二介质是吸收介质的情况

上面讨论了两种介质都是非吸收介质的情况，但即使第二介质是吸收介质，菲涅尔公式也是有效的。与上述情况不同的只是这种介质的折射率 N_1 为复数，$N_1=n_1-ik_i$。由折射定律

$$n_0\sin\theta_0=\left(n_1-ik_1\right)\sin\theta_1$$

得

$$\sin\theta_0=\frac{n_0\sin\theta_0}{\left(n_1-ik_1\right)}\qquad(1.1.2\text{-}16)$$

可见 θ_1 为复数，并且除了 $\theta_0=\theta_1=0$，即垂直入射的特殊情况外，θ_1 不再代表折射角。在 $\theta_0=\theta_1=0$ 这种特殊情况下，菲涅尔反射系数的表达式有如下简单的形式：

$$r_p=r_s=\frac{n_0-n_1+ik_1}{n_0+n_1-ik_1}\qquad(1.1.2\text{-}17)$$

反射率则为

$$R_p = R_s = \frac{\left(n_0 - n_1\right)^2 + k_1{}^2}{\left(n_0 + n_1\right)^2 + k_1{}^2} \qquad (1.1.2\text{-}18)$$

当光束倾斜入射时，情况要复杂得多。这时菲涅尔反射系数为

我们必须记住 $N_1 \cos\theta_1$ 值是一个复数值

$$N_1 \cos\theta_1 = \left(n_1{}^2 - k_1^2 - n_0^2 \sin^2\theta_0 - 2in_1k_1\right)^{1/2}$$

它必须在第四象限。如令

$$N_1 \cos\theta_1 \equiv u_1 + iv_1$$

则必须有 $u_1 > 0, v_1 >$ 。这可以容易地得到证明。在吸收介质中传播的波可以写成如下形式：

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \exp\left\{ i\left[\omega t - \frac{2\pi N_1}{\lambda}\left(x\sin\theta_1 + z\cos\theta_1\right)\right]\right\} \\ &= E_{01} \exp\left(\frac{2\pi}{\lambda} z v_1\right) \exp\left\{ i\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\left(xN_1\sin\theta_1 + zu_1\right)\right]\right\} \end{aligned}$$

只有当 $v_1 < 0$，才表示电场强度沿着 z 方向按指数衰减。同时由于 $n_1 > 0, k_1 >$ ，而且通常 $k_1 > n_1$，所以 $\left(n_1{}^2 - k_1^2 - n_0^2 \sin^2\theta_0 - 2in_1k_1\right)$ 必须在第三象限，而它的平方根则在第二或第四象限。因为 $v_1 < 0$，所以 u_1 必须大于零。

于是菲涅尔反射系数可以改写成如下形式

$$r_s = \frac{n_0 \cos\theta_0 - \left(u_1 + iv_1\right)}{n_0 \cos\theta_0 + \left(u_1 + iv_1\right)} \qquad (1.1.2-19)$$

$$r_p = \frac{n_0\left(u_1 + iv_1\right) - \left[\left(u_1 + iv_1\right)^2 + n_0{}^2 \sin^2\theta_0\right]\cos\theta_0}{n_0\left(u_1 + iv_1\right) + \left[\left(u_1 + iv_1\right)^2 + n_0{}^2 \sin^2\theta_0\right]\cos\theta_0} \qquad (1.1.2-20)$$

对在吸收介质中传播的波，菲涅尔透射系数没有实际意义，因为波的衰

减取决于他在介质中的行进路程。复数 $r_p = |r_p| e^{i\varphi_p}$ 和 $r_s = |r_s| e^{i\varphi_s}$ 的幅角是反射波的位相变化，反射率由模的平方确定。

全反射

全反射是值得专门叙述一下的。在这里，在这里，虽然第二介质是透明介质，我们仍然要利用复数折射角的概念。全反射反射在光从光密媒质传播到光疏媒质，即 $n_0 > n_1$ 的时候，而且要入射角 θ_0 超过上式所给定的临界角 $\overline{\theta_0}$（全反射角）

$$\sin\overline{\theta_0} = n_1/n_0$$

由斯涅尔定律得

$$\sin\theta_1 = \frac{n_0}{n_1}\sin\theta_0$$

当 $\theta_0 = \overline{\theta_0}$ 时，$\sin\theta_1 = 1$，即 $\theta_1 = 90^\circ$，因而光沿着和界面相切的方向射出。现在我们要讨论的是当入射角超过临界角时反射位相的变化。在 $\theta_0 > \overline{\theta_0}$ 的情况下

$$n_1\cos\theta_1 = \pm n_1\left(1-\sin^2\theta_1\right)^{1/2} = \pm i n_1\left(n_0{}^2\sin^2\theta_0/n_1{}^2 - 1\right)^{1/2}$$

令 $n_1\cos\theta_1 \equiv i v_1$，只有 $v_1 < 0$ 才符合物理模型。

写出光波在第二介质中的位相因子

$$\exp\left\{i\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\left(i v_1 z + x\sin\theta_1 n_1\right)\right]\right\} = \exp\left(\frac{2\pi z}{\lambda}v_1\right)\exp\left[i\left(\omega t - \frac{2\pi n_1}{\lambda}x\sin\theta_1\right)\right]$$

可见 v_1 取负值才表示电场在第二介质中是一按指数衰减的衰减场。同时上式也说明全反射条件下，在第二介质中电场的等幅面和等位相面是不一致的。等幅面垂直于 z 轴，而等位相面垂直于 x 轴。

为了把菲涅尔公式（1.1.2-19）和（1.1.2-20）应用到全反射情况，只需

作如下修改，即使 $xu_1 = 0$， $iv_1 = n_1 \cos\theta_1$，于是有

$$r_s = \frac{n_0 \cos\theta_0 - iv_1}{n_0 \cos\theta_0 + iv_1} \equiv |r_s| e^{i\varphi_s} \qquad (1.1.2-21)$$

$$r_p = \frac{in_0 v_1 - n_1^2 \cos\theta_0}{in_0 v_1 + n_1^2 \cos\theta_0} = \frac{n_0 v_1 + in_1^2 \cos\theta_0}{n_0 v_1 - in_1^2 \cos\theta_0} \equiv |r_p| e^{i\varphi_p} \qquad (1.1.2-22)$$

在全反射情况下，反射光将发生位相变化。式（1.1.2-21）（1.1.2-22）中，$|r_s| = |r_p| = 1$。两式都具有 $\tilde{z}\left(\tilde{z}^*\right)^{-1}$ 这种形式，因此 α 是 $\tilde{z}$ 的幅角（即 $\tilde{z} = ae^{i\alpha}$，其中 a 和 α 都是实数），则

$$e^{i\alpha} = \tilde{z}\left(\tilde{z}^*\right)^{-1} = e^{2i\alpha}$$

即

$$\tan\frac{\varphi}{2} = \tan\alpha$$

因此

$$\tan\frac{1}{2}\varphi_s = \frac{-\upsilon_1}{n_0 \cos\theta_0} = \frac{\left(\sin^2\theta_0 - n_1^2/n_0^2\right)^{1/2}}{\cos\theta_0} \qquad (1.1.2-23)$$

$$\tan\frac{1}{2}\varphi_p = \frac{n_1^2 \cos\theta_0}{n_0 \upsilon_1} = \frac{n_1^2/n_0^2 \bullet \cos\theta_0}{\left(\sin^2\theta_0 - n_1^2/n_0^2\right)^{1/2}} \qquad (1.1.2-24)$$

由此可见，两个分量受到不同的位相跃变，因此线偏振光经全反射后通常也变成椭圆偏振光。

对相对位相差 $\Delta = \varphi_s - \varphi_p$，有

$$\tan\frac{\Delta}{2} = \frac{\tan\varphi_s/2 - \tan\varphi_p/2}{1 + \tan\varphi_s/2 \bullet \tan\varphi_p/2} = \frac{\sin^2\theta_0}{\cos\theta_0\left(\sin^2\theta_0 - n_1^2/n_0^2\right)^{1/2}} \qquad (1.1.2-25)$$

1.1.3 光学薄膜特性的理论计算

单层介质薄膜的反射率

在上一节中我们曾讨论了平面电磁波在单一界面上的反射和折射。在界面上应用边界条件可以写出

$$\eta_1 E_1 = \eta_0 E_0^+ - \eta_0 E_0^- = H_0 \qquad (1.1.3-26)$$

$$E_1 = E_0^+ + E_0^- = E_0 \qquad (1.1.3\text{-}27)$$

因为应用边界条件写出的p^-分量和s^-分量的等式形式是相同的，所以不再分别p^-分量和s^-分量的情形。同时除了另作说明外，E和H都是指电场或磁场的切向分量，不再指明下标t。

在光学上，处于两个均匀媒质之间的均匀介质膜的性质特别重要，因此我们将比较详细地来研究这一情况。我们假定，所有媒质都是非磁性的（$\mu_r = 1$）。

如图 1.1.4 所示，单层薄膜的两个界面在数学上可以用一个等效的界面来表示。膜层和基底组合的导纳是Y，由式（1.1.2-26）和（1.1.2-27），可以知道

$$Y = H_0 / E_0$$

式中，$Y = H_0 / E_0$，$E_0 = E_0^+ + E_0^-$。

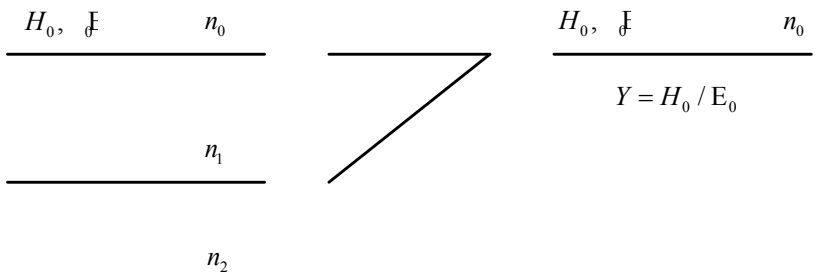


图 1.1.3-4 单层薄膜的等效界面

于是如同单一界面的情形，单层膜的反射系数可表示为

$$r = (\eta_0 - Y)/(\eta_0 + Y)$$

只要确定了组合导纳Y，就可以方便地计算单层膜的反射和透射特性。因此问题就归纳为求取入射界面上H_0和E_0的比值。上面我们推到组合导纳Y的

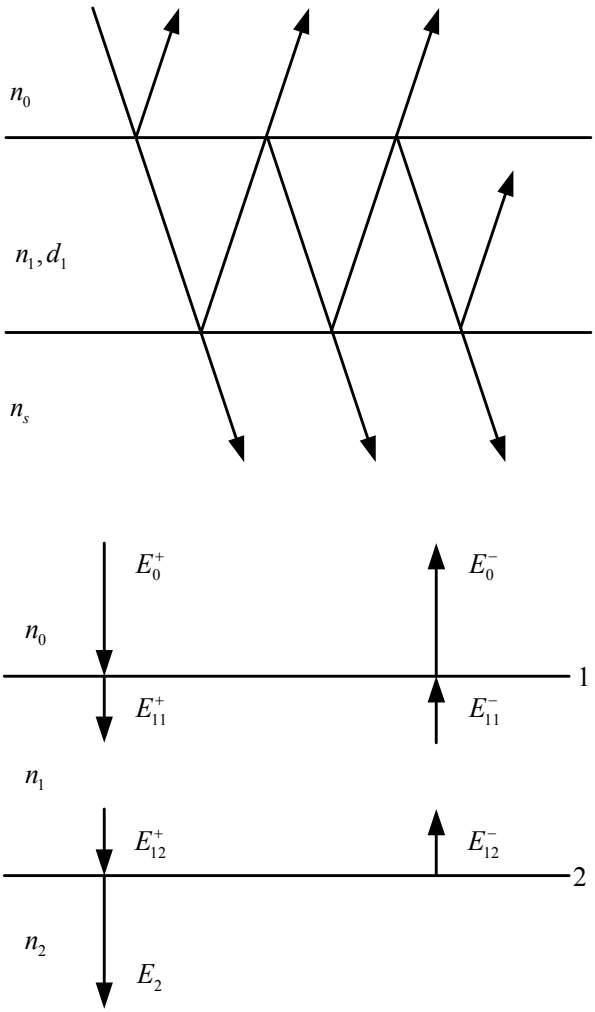


图 1.1.3-5 单层膜的电场

如图 1.1.3-5 所示，薄膜上下界面上都有无数次反射，为便于处理，我们归并所有同方向的波，正方向取 + 号，负方向取 – 号。E_{11}^+ 和 E_{12}^+ 是指在界面 1 和 2 上的 E_1^+，符号 E_{11}^-，E_{12}^-，E_{12}^- 和 H_{12}^+ 等具有同样的意义。

现在在界面 1，应用 E 和 H 的切向分量界面两侧连续的边界条件写出：

$$E_0 = E_0^+ + E_0^- = E_{11}^+ + E_{11}^-$$

$$H_0 = H_0^+ + H_0^- = \eta_1 E_{11}^+ - \eta_1 E_{11}^-$$

对于另一界面2上具有相同坐标的点，只要改变波的位相因子，就可确定它们在同一瞬时的状况。正向行进的波的位相因子应乘以$e^{-i\delta_1}$，而负向行进的波的位相因子应乘以$e^{i\delta_1}$。其中

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos\theta_1$$

即

$$E_{12}^{+} = E_{11}^{+} e^{-i\delta_1}, E_{12}^{-} = E_{11}^{-} e^{i\delta_1}$$

所以

$$E_0 = E_{12}^{+} e^{i\delta_1} + E_{12}^{-} e^{-i\delta_1}$$

$$H_0 = \eta_1 e^{i\delta_1} E_{12}^{+} - \eta_1 e^{-i\delta_1} E_{12}^{-}$$

这可用矩阵的形式写成

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\delta_1} & e^{-i\delta_1} \\ \eta_1 e^{i\delta_1} & -\eta_1 e^{-i\delta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{12}^{+} \\ E_{12}^{-} \end{bmatrix} \qquad (1.1.3\text{-}28)$$

在基片中没有负向行进的波，于是在界面2应用边界条件可以写成

$$E_2 = E_{12}^{+} + E_{12}^{-}$$
$$H_2 = \eta_1 E_{12}^{+} - \eta_1 E_{12}^{-}$$

因此

$$E_{12}^{+} = \frac{1}{2} E_2 + \frac{1}{2\eta_1} H_2$$
$$E_{12}^{-} = \frac{1}{2} E_2 - \frac{1}{2\eta_1} H_2$$

写成矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} E_{12}^{+} \\ E_{12}^{-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2\eta_1} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2\eta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix}$$

将此式代入式（1.1.3-28），得

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\delta_1} & e^{-i\delta_1} \\ \eta_1 e^{i\delta_1} & -\eta_1 e^{-i\delta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2\eta_1} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2\eta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \tag{1.1.3-29}$$

$$= \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & \frac{i}{\eta_1}\sin\delta_1 \\ i\eta_1 \sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix}$$

因为E和H的切向分量在界面两侧是连续的，而且由于在基片中仅有一正向行进的波，所以式（1.1.3-29）就把入射界面的E和H的切向分量与透过最后界面的E和H的切向分量联系起来。又因为

$$H_0 = YE_0$$
$$H_2 = \eta_2 E_2$$

于是式（1.1.3-29）可以写成

$$E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & \frac{i}{\eta_1}\sin\delta_1 \\ i\eta_1 \sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} E_2$$

令

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & \frac{i}{\eta_1}\sin\delta_1 \\ i\eta_1 \sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} \tag{1.1.3-30}$$

$$\text{矩阵} \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & \frac{i}{\eta_1}\sin\delta_1 \\ i\eta_1 \sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix}$$

称为薄膜的特征矩阵。它包含了薄膜的全部有用的参数。其中$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos\theta_1$；对$p^-$分量，$\eta_1 = n_1/\cos\theta_1$，而对$s^-$分量，$\eta_1 = n_1 \cos\theta_1$。后面我们将会看到，在分析薄膜特性时，这一矩阵式非常有用的。

矩阵$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$定义为基片和薄膜组合的特征矩阵。显然，由

$$Y = C/B \tag{1.1.3-31}$$

得

$$Y = \frac{\eta_2 \cos\delta_1 + i\eta_1 \cos\delta_1}{\cos\delta_1 + i\left(\eta_2/\eta_1\right)\sin\delta_1} \tag{1.1.3-32}$$

故振幅反射系数为

$$r = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} = \frac{\left(\eta_0 - \eta_2\right)\cos\delta_1 + i\left(\eta_0\eta_2/\eta_1 - \eta_1\right)\sin\delta_1}{\left(\eta_0 + \eta_2\right)\cos\delta_1 + i\left(\eta_0\eta_2/\eta_1 + \eta_1\right)\sin\delta_1}$$

能量反射率为

$$R = rr^* = \frac{\left(\eta_0 - \eta_2\right)^2 \cos^2\delta_1 + \left(\eta_0\eta_2/\eta_1 - \eta_1\right)^2 \sin^2\delta_1}{\left(\eta_0 + \eta_2\right)^2 \cos^2\delta_1 + \left(\eta_0\eta_2/\eta_1 + \eta_1\right)^2 \sin^2\delta_1} \tag{1.1.3-33}$$

由$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$矩阵的表达式可以知道，当薄膜的有效光学厚度为$1/4$波长的整数倍时，即

$$nd\cos\theta = m\frac{\lambda_0}{4}$$

或其位相厚度为$\frac{\pi}{2}$的整数倍，即

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \bullet nd\cos\theta = m\frac{\pi}{2}$$

$$\left(m = 1,\quad 2, \cdots\right)$$

在参考波长处会出现一系列的极值。

对于厚度为$\lambda_0/4$奇数倍，即$m = 1,\quad 3, \cdots$的情形，有

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \pm i/\eta_1 \\ \pm i\eta_1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix}$$

$Y = C/B = \eta_1^{\ 2}/\eta_s$，这通常称为四分之一波长法则。

$$R_{ext} = \left[\left(\eta_0 - \eta_1^{\ 2}/\eta_s\right)/\left(\eta_0 + \eta_1^{\ 2}/\eta_s\right)\right]^2$$

而对于厚度为$\lambda_0/4$偶数倍，即$m=2,\quad 4,\cdots$的情形，

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \pm 1 & 0 \\ 0 & \pm 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix}$$

$$Y = C/B = \eta_s$$

$$R_{ext} = \left[(\eta_0 - \eta_s)/(\eta_0 + \eta_s) \right]^2$$

在参考波长λ_0处，它对于膜系的反射或透射特性没有任何影响，因此被称为“虚设层”。当然在其他波长上，薄膜的特征矩阵不再是单位矩阵，对膜系的特性是具有影响的。因而半波长厚度的虚设层通常用于平滑膜系的分光特性。当厚度为$1/4$波长的奇数倍时，反射率是极大还是极小，视薄膜的折射率是大于还是小于基片的折射率而定。当膜的光学厚度取$\lambda_0/2$的整数倍时，反射率也是极值，且视它们的折射率而定，只是情况恰巧相反。这些结果表示在图 1.1.3-6 上。

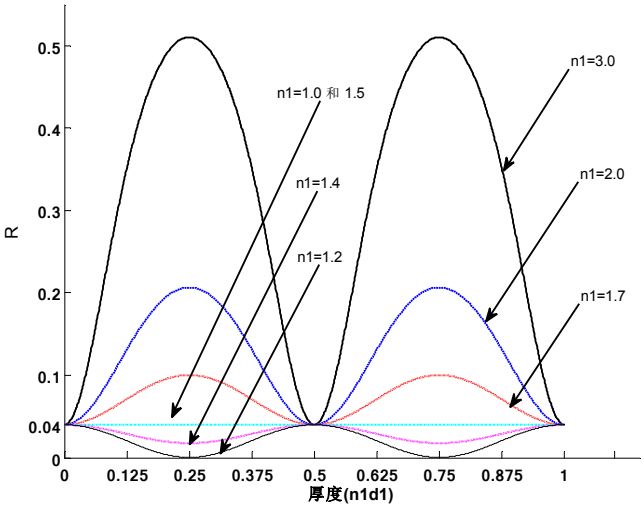


图 1. 1. 3-6 单层介质膜的反射率随其光学厚度的变化关系

膜的折射率为$n_1, n_0 = \quad 1.0, n_2 = \qquad$入射角$\theta_0 = 0$

由于$1/4$波长厚度的薄膜在多层膜设计中用得非常广泛，因而有一些简便的速写符号。

任务 1.2 光学薄膜设计

1.2.1 增透膜设计

20 世纪 30 年代发现的增透膜促进了薄膜光学的早期发展。对于推动光学技术发展来说，在所有的光学薄膜中，增透膜起着最重要的作用。直至今天，就其生产的总量来说，它仍然超过所有其他类型的薄膜。因此，研究增透膜的设计和制备技术，对于生产实践有着重要的意义。

1.2.1.1 单层增透膜

对于最简单的增透膜，使在玻璃表面上镀一层低折射率的薄膜，如图 1.2.1-1 所示，

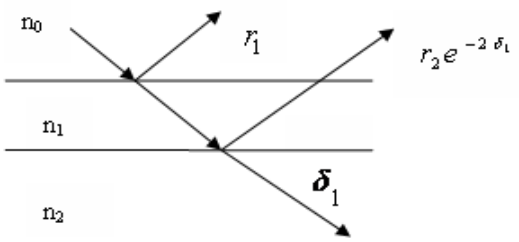


图 1.2.1-1 单层减反射膜矢量图

在界面 1 和 2 上的振幅反射系数r_1和r_2为

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \qquad (1.2.1\text{-}1)$$

从矢量图上可以看到，合振幅矢量随着r_1和r_2之间的夹角$2\delta_1$而变化，合矢量端点的轨迹为一圆周。当膜层的光学厚度为某一波长的 1/4 时，则两个矢量的方向完全相反，合矢量成为最小

$$r = |r_1 - r_2|, \quad R = r^2 \qquad (1.2.1\text{-}2)$$

这时如果矢量的模相等，即$|r_1| = |r_2|$，则对该波长而言，两个矢量将完全抵消，出现零反射率。

欲使$|r_1| = |r_2|$，必须使

$$\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \qquad (1.2.1\text{-}3)$$

即$n_1 = \sqrt{n_0 n_2}$，如$n_0 = 1$，则$n_1 = \sqrt{n_2}$。

因此，理想的单层增透膜的条件是，膜层的光学厚度为 1/4 波长，其折射率为入射介质和基片折射率的乘积的平方根。

单层增透膜的出现，在历史上是一个重大的进展。直至今天仍广泛地用来满足一些简单的用途。但是它存在两个主要的缺陷，首先，对大多数应用来说，剩余反射还显得太高;此外，从未镀膜表面反射的光线，在色彩上仍保持中性，而从镀膜表面反射的光线破坏了色的平衡。作为变焦距镜头、超广角镜头和大相对孔径等复杂的透镜系统中的增透镀层，是不能符合要求的。

基本上有两个途径可以提高单层膜的性能，即或者采用变折射率的所谓非均匀膜，它的折射率随着厚度的增加呈连续的变化，或者采用几种折射率不同的均匀膜构成增透膜，即所谓多层增透膜。

在玻璃表面上，可用化学蚀刻方法制备折射率连续变化的耐久的增透膜。在波长从 0.35μm 到 2.5μ m 范围内，能有效地消除玻璃表面的反射，使反射率从 8%左右(两个表面)减少到小于 0.5%。这种方法是利用了碱性硼硅酸盐中的相分离现象，采用合理的热处理条件，碱性硼硅酸盐相应地分离成两个玻璃相。在一个相中，二氧化硅浓度高达 96%左右，即不溶解的浓二氧化硅相；在另一个相中，氧化硼浓度较高，即可溶解的低二氧化硅相。这个可溶解的相，用许多材料(包括大多数无机酸)能够很容易地溶解，留下二氧化硅含量高的相作为多孔骨架的表面薄膜。由于这种薄膜的多孔性和毛细孔尺

寸小(半径小于 4.0nm)，所以其有效折射率比凝聚的二氧化硅薄膜的折射率低得多。这种多孔薄膜的折射率梯度，在利用相分离方法和化学蚀刻方法时是容易控制的。利用这种独特的技术制备的
微孔性薄膜，不仅在宽光谱范围内有低的反射率，而且具有惊人的耐久力。这种薄膜在太阳能的应用中是有价值的，在高能量应用(如激光)中也颇有潜力。

2.2.1.2 双层增透膜

对于高透射要求增透膜来说，使用任何一种基片以及常见的中红外薄膜材料，均很难达到接近 100%透射率的要求。为此，我们可以在基片上镀一层 $\lambda_0/4$ 厚的、折射率为 n_2 的薄膜，这时对于波长 λ_0 来说，薄膜和基片组合的系统可以用以折射率为 $Y=n_2^2/n_g$ 的假想基片来等价。显然，当 $n_2>n_g$ 时，有 $Y>n_g$ 。也就是说，在玻璃基片上先镀一层高折射率的 $\lambda_0/4$ 厚的膜层后，基片的折射率好像从 n_g 提高到 n_2^2/n_g ，然后再镀上 $\lambda_0/4$ 厚的低折射率膜层就能起到更好的增透效果。

从上面的讨论可以知道，在限定两层膜的厚度都是 $\lambda_0/4$ 的前提下，欲使波长 λ_0 的反射光减至零，它们的折射率应满足如下关系

$$n_1=\sqrt{Yn_0}=\sqrt{(n_2^2/n_g)n_0} \qquad (1.2.1\text{-}4)$$

或

$$n_2=n_1\sqrt{n_g/n_0} \qquad (1.2.1\text{-}5)$$

如果外层膜确定用折射率为 1.38 的氟化镁，则内层膜的折射率取决于基片材料。当 n_g =1.52 时，有 n_2 =1.70；当 n_g =1.60 时，有 n_2 =1.75。由于能作镀层用的材料是有限的，因而选择折射率的余地也不大。这时我们也可以先确定能够实现的两层膜的折射率，然后通过调整膜层厚度实现零反射。确定膜层厚度的一个方便可行的方法是矢量法。

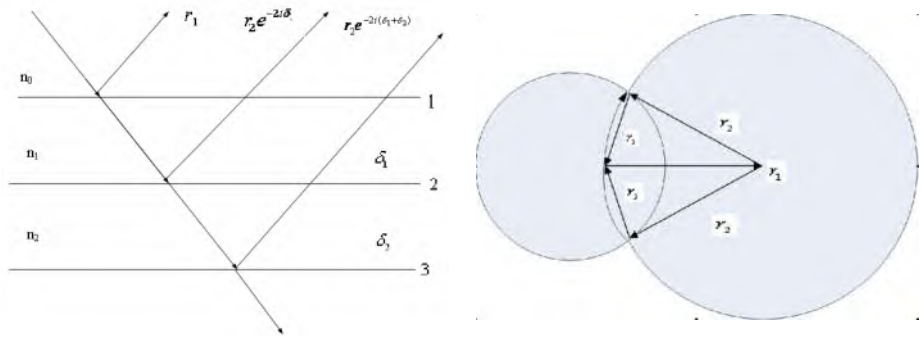


图 1.2.1-2 矢量法确定双层增透膜厚度的图解

图 1.2.1-2 所示，n_0 和 n_g 分别为入射介质和基片的折射率。n_1 和 n_2 为折射率已确定的低折射率和高折射率材料的膜层，δ_1 和 δ_2 便是特定的膜层位相厚度，以使波长 λ_0 的反射光能减至零。已知各界面上的振幅反射系数分别为

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad （通常 r_1 < 0）$$

$$r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad （r_2 < 0）$$

$$r_3 = \frac{n_2 - n_g}{n_2 + n_g} \quad （r_3 > 0）$$

只有当矢量模 r_1，r_2，r_3 以及其幅角组成封闭三角形，才能使合矢量为零。因此只需以 r_1 的始点和终点为圆心，分别以 r_2 和 r_3 为半径作两个圆，两个圆的交点就是满足合矢量为零这一条件的 r_2 和 r_3 头尾相接的点，然后从矢量图上即可量得 $2\delta_1$ 和 $2\delta_2$ 的值。

根据以上设计思想，求解 δ_1 和 δ_2，别可以确定双层增透膜系。

对于双层见反膜系，若不考虑膜层的吸收，设计的双层增透膜在参考波长处的透射率可达 100%。

双层增透膜的减反射性能比单层增透膜要优越得多。但它并没有克服单

层增透膜的上述两个主要缺陷，尤其是对于冕牌玻璃更是如此。

2.2.1.3 多层增透膜

正如上面所说的，双层增透膜的特性比单层膜要优越得多。但是，在许多应用例子里，即使是一个理想的双层膜，还是会形成过大的反射率或不适宜的光谱带宽度。因此在这些例子中都要用三层或者更多层的增透膜。许多多层增透膜是由 1/4 波长层或半波长层构成的，可以看作是 $\lambda_0/4$-$\lambda_0/2$ W 形膜和 $\lambda_0/4$-$\lambda_0/4$ V 形膜的改进形式。

$\lambda_0/4$-$\lambda_0/2$ W 型膜在低反射区的中央有一个反射率的凸峰，它相应于单层减反射膜的反射率极小值。为了降低这个反射率的凸峰，又要保持半波长层的光滑光谱特性的作用，可以将半波长层分成折射率稍稍不同的两个 1/4 波长层。例如对于下图所示的一个结构

$$1.0 \left| \begin{array}{c} 1.38 \\ \frac{\lambda_0}{4} \end{array} \right| \begin{array}{c} 1.90 \\ \frac{\lambda_0}{2} \end{array} \left| 1.52 \right.$$

可以改变成

$$1.0 \left| \begin{array}{c} 1.38 \\ \frac{\lambda_0}{4} \end{array} \right| \begin{array}{c} 2.0 \\ \frac{\lambda_0}{4} \end{array} \left| \begin{array}{c} 1.90 \\ \frac{\lambda_0}{4} \end{array} \right| 1.52$$

于是在参考波长 λ_0 处的反射率由 1.26%减少至 0.38%，当然，低反射区的宽度也显著地减小了。

为了增加低反射区的宽度，可以在基底上附加一层低折射率的半波长层。也可以在双层 V 形膜的基础上构造多层增透膜，例如在 $\lambda_0/4$-$\lambda_0/4$ V 形膜的中间插入半波长的光滑层，可以得到典型的 $\lambda_0/4$-$\lambda_0/2$-$\lambda_0/4$ 三层增透膜结构。

总的说来，多层组合的各个参数对反射特性的影响可归纳为:调节间隔层的厚度，即变化|π-θ|曲线的位置和形状，可以使反射率极小值移到不同的波数位置上。改变第一层或第二层的厚度，可以使 R_1 曲线相对于 R_2 作水平移动，其结果就是改变低反射光谱的宽度以及反射率 R；利用不同的折射率值 n_1 和 n_3，可以使 R_1 和 R_2 曲线作相对的垂直移动。

1.2.2 高反膜的设计

对于光学仪器中的反射镜来说，单纯金属膜的特性已能满足常用要求，在某些应用中，若要求的反射率高于金属膜所能达到的数值，则可在金属膜上加镀额外的介质层，以提高他们的反射率，文献[28]报道了金属增强型中红外高反膜。但为了得到更高抗激光损伤阈值的薄膜，介质增强型金属膜很难达到要求，这就需要镀制全介质高反膜，由于这种介质高反膜具有最大的反射率和最小的吸收系数，因而光学薄膜的制备中得到了广泛应用。全介质高反膜的设计方法如下：

在折射率为n_g的基片上镀以光学厚度为$\lambda_0/4$的高折射率（n_1）的膜层后由于空气/膜层和膜层/基片界面的反射光同位相，使反射率大大增加。对于中心波长λ_0单层膜和基片组合的导纳为n_1^2/n_g，垂直入射的反射率为

$$R=\left(\frac{n_0-n_l^{\ 2}/n_g}{n_0+n_l^{\ 2}/n_g}\right)^2 \tag{1.2.2-6}$$

用高、低折射率交替的，每层$\lambda_0/4$厚的介质多层膜能够得到更高的反射率。这是因为从膜系所有界面上反射的光束，当它们回到前表面时具有相同位相，从而产生相长干涉。对这样一组介质膜系，在理论上可望得到接近于 100%的反射率。

如果n_H和n_L是高、低折射率层的折射率，并使介质膜系两边的最外层为高折射率层，其每层的厚度均为$\lambda_0/4$，则对于中心波长λ_0有

$$Y=\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2S}\frac{n_H^{\ 2}}{n_g} \tag{1.2.2-7}$$

式中，n_g 是基片的折射率，2S+1 是多层膜的层数，因而，在空气中垂直入射时，中心波长λ0 的反射率，也即极大值的反射率为

$$R=\left[\frac{1-(n_H/n_L)^{2S}(n_H^{\ 2}/n_g)}{1+(n_H/n_L)^{2S}(n_H^{\ 2}/n_g)}\right]^2 \tag{1.2.2-8}$$

n_H/n_L的值越大或层数越多，则反射率越高，如果

$$(n_H / n_L)^{2S}(n_H{}^2 / n_g) \gg 1 \qquad (1.2.2\text{-}9)$$

则

$$R \approx 1 - 4(n_L / n_H)^{2S}(n_g{}^2 / n_H)$$

$$T \approx 4(n_L / n_H)^{2S}(n_g{}^2 / n_H) \qquad (1.2.2\text{-}9)$$

这说明当膜系的反射率很高的，额外加镀两层将使膜系的透射率缩小 $\left(n_L / n_H\right)^2$ 倍。理论上只要增加膜系的层数，反射率可无限地接近 100%。实际上由于膜层中的吸收，散射损失，当膜系达到一定的层数时，继续加镀两层并不能提高其反射率，相反由于吸收、散射损失的增加，而使反射率下降。因此，膜系中的吸收和散射损耗限制了介质膜系的最大层数，在设计膜系时要综合考虑吸收和散射带来的影响。

对于高反膜的设计，一般应用多层规整膜系就能满足实际要求。图 2.1 为设计的膜系 G/（HL）^{n}H/AIR 的理论反射率曲线，平均理论反射率可以达 99.99%以上。

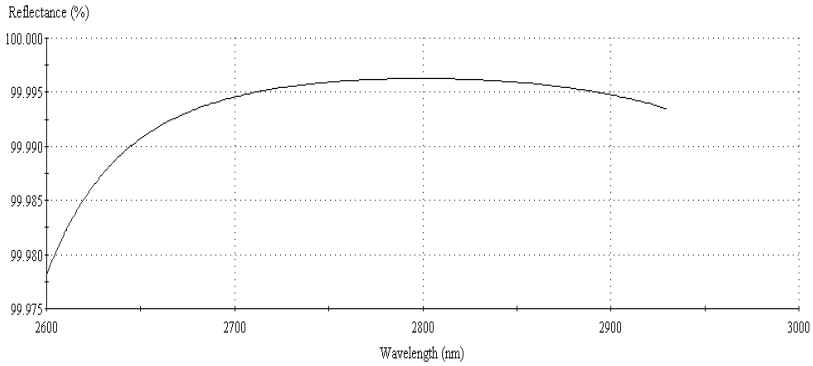


图 1.2.2-3 膜系 G/（HL）^{n}H/AIR 的理论反射率及吸收率曲线

（未考虑消光系数）

但实际镀制的薄膜，尤其是常规热蒸发下制备的光学薄膜会存在一定的吸收，消光系数不可忽略，因此在薄膜设计为了得到更优膜系，需要引入薄膜消光系。引入消光系数后设计的膜 G/（HL）^{n}H/AIR 反射率及吸收率曲线如图 1.2.2-4 所示，可见实际反射率有所下降。

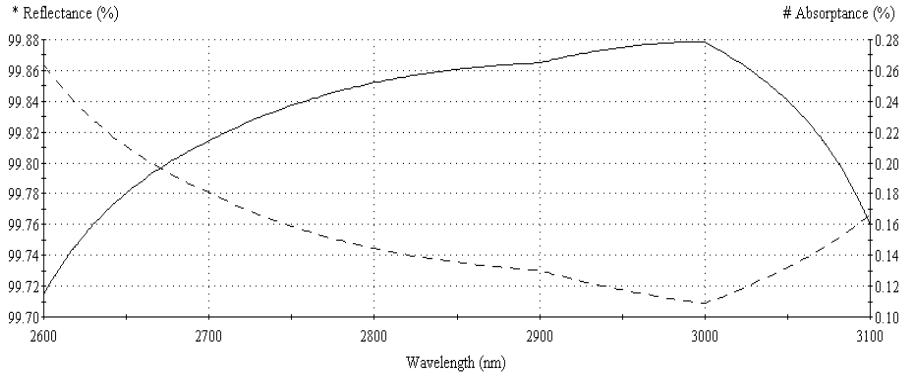


图 11.2.2-4 膜系 G/（HL）^{14}H/AIR 的理论反射率及吸收率曲线

（考虑消光系数）

1.2.3 其他类型光学薄膜设计

1、干涉滤光片

要求某一波长范围的光束高透射，而偏离这一波长区域的光束骤然变化为高反射(或称抑制)的干涉截止滤光片有着广泛的应用。通常我们把抑制短波区、透射长波区的滤光片称为长波通滤光片。相反，抑制长波区、透射短波区的截止滤光片称为短波通滤光片。

图 1.2.3-5 和 1.2.3--6 表示长波通和短波通滤光片的典型特性。滤光片的特性通常由下列参数确定：

（1)透射曲线开始上升(或下降)时的波长，以及此曲线上升(或下降)的许可斜率。

（2）高透射带的光谱宽度、平均透射率以及在此透射带内许可的最小透射率。

（3）反射带(或称抑制带)的光谱宽度以及在此范围内所许可的最大透射率。

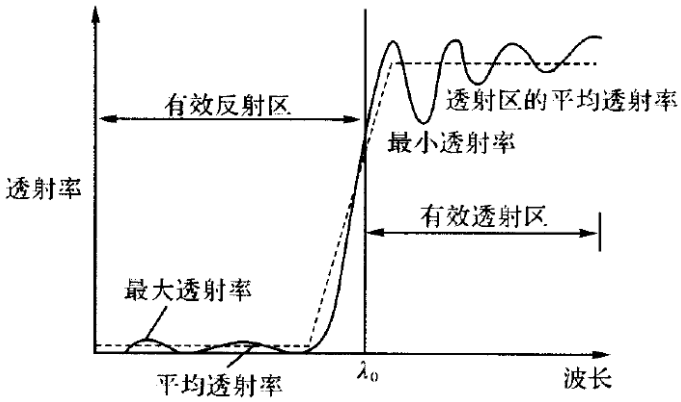


图 1.2.3-5 长波通滤光片的典型特性

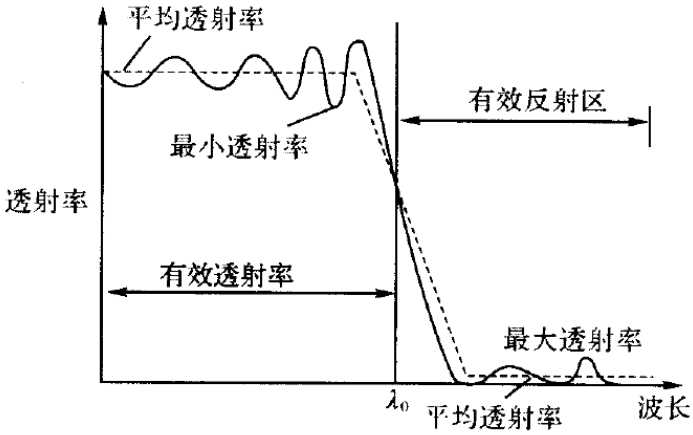


图 1.2.3--6 短波通滤光片的典型特性

2、分束镜

分束镜通常总是倾斜着使用，它能方便地把人射光分离成反射光和透射光两部分。如果反射光和透射光有不同的光谱成分，或者说有不同的颜色，这种分束镜通常称作为二向色镜。本节着重介绍的是中性分束镜，它把一束光分成光谱

成分相同的两束光，也即它在一定的波长区域内，如可见光区内，对各波长具有相同的透射率和反射率比，因而反射光和透射光呈中性。透射和反射比为 50/50 的中性分束镜最为常用。

常用的中性分束镜有两种结构，一种是把膜层镀在透明的平板上，如图 1.2.3--7(a)所示;另一种是把膜层镀在 45“的直角棱镜斜面上，再胶合一个同

样形状的棱镜，构成胶合立方体，如图 3-49(b)所示。平板分束镜，由于不可避免的象散，通常应用在中、低级光学装置上。对于性能要求较高的光学系统，可以采用棱镜分束镜。胶合立方体分束镜的优点是，在仪器中装调方便，而且由于膜层不是暴露在空气中，不易损坏和腐蚀，因而对膜层材料的机械、化学稳定性要求较低。但是胶合立方体分束镜的偏振效应较大也是显而易见的。

在一定的波长区域内的反射率几乎不变的薄膜或薄膜组合，都可以起中性分束的作用。常用的有金属分束镜和介质分束镜两类。

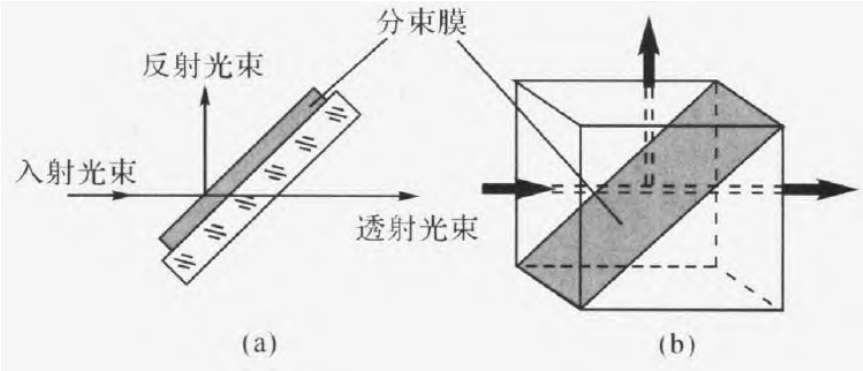


图 1.2.3--7 两种分束镜的结构

实训 1.2 光学增透膜设计

一、实训目的

1、 学习并初步掌握 Macleod 光学薄膜设计、分析软件的功能与使用方法。

2、 用常用材料设计远红外增透膜。

二、实训设备

计算机一台，Macleod 光学薄膜设计软件一套。

三、实训内容

1、选择材料，了解相应的光学常数（折射率等）；

2、按一定顺序和一定要求在介质上镀两层膜，观察在远红外范围内的

透射曲线，保存曲线；

3、对该膜层进行优化处理，得出经优化后的透射曲线与相应膜系，保存设计结果（曲线图形与膜系数据）；

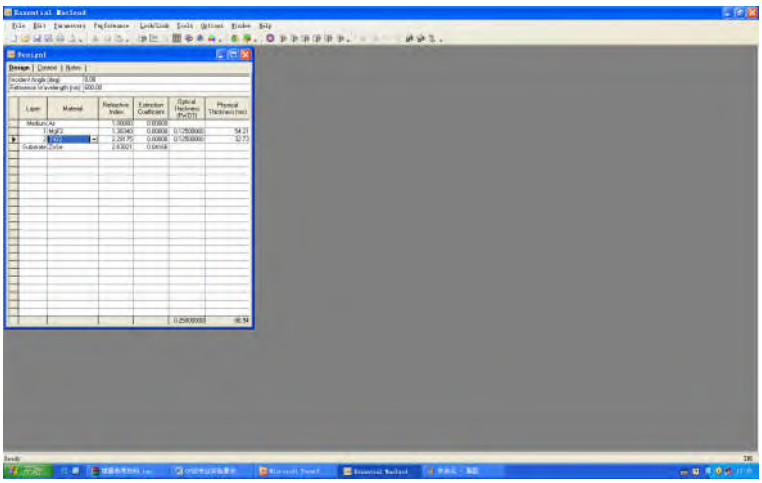
4、再用上述设计好的膜系创建一个膜堆。在基底两边都镀上前面设计的膜系，进行优化，得出经优化后的透射曲线，保存结果。

5、所有设计数据与曲线均以屏幕截图形式保存。图形也可用 origin 生成。

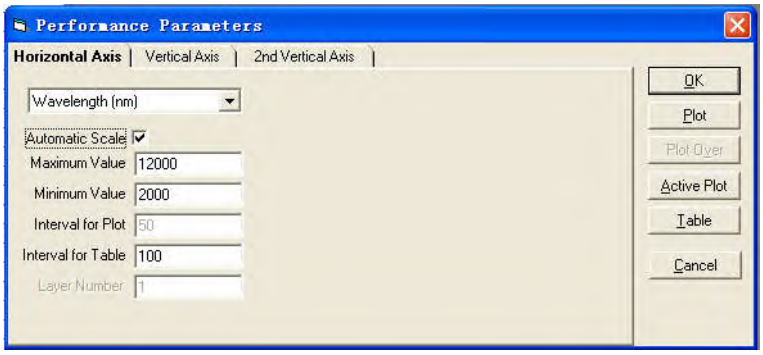
6、可根据个人的情况选作其他的内容。

四、软件使用说明

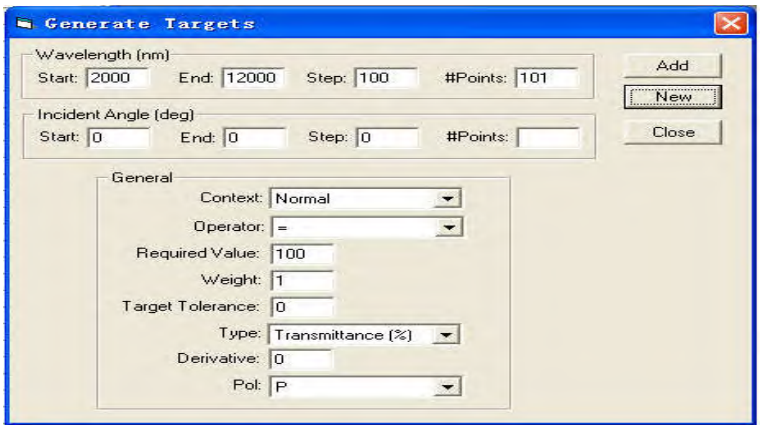
1.打开 Macleod 软件，点击 file—new—design，再点击 edit—insert layers，或者 delete layers，调整到介质有两个，如下图所示：



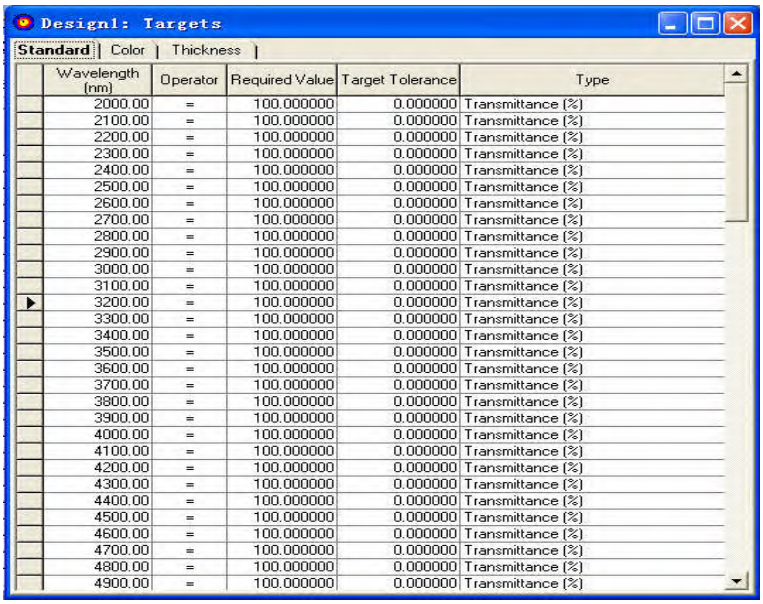
2.点击 paramaeter—performance，做出修改，如下图所示：



3. 点击 parameters — refinement — targets — edit — generate，进行数据修改，再点击 new，如下图所示：



修改后 targets 文件为：

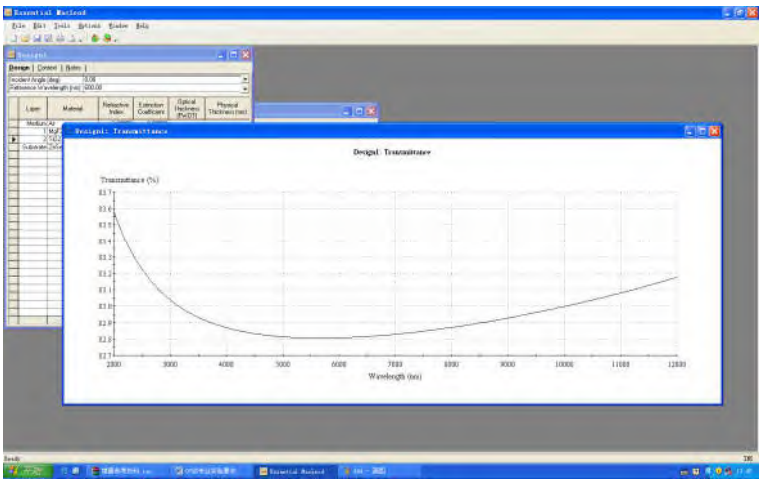


Design1: Targets

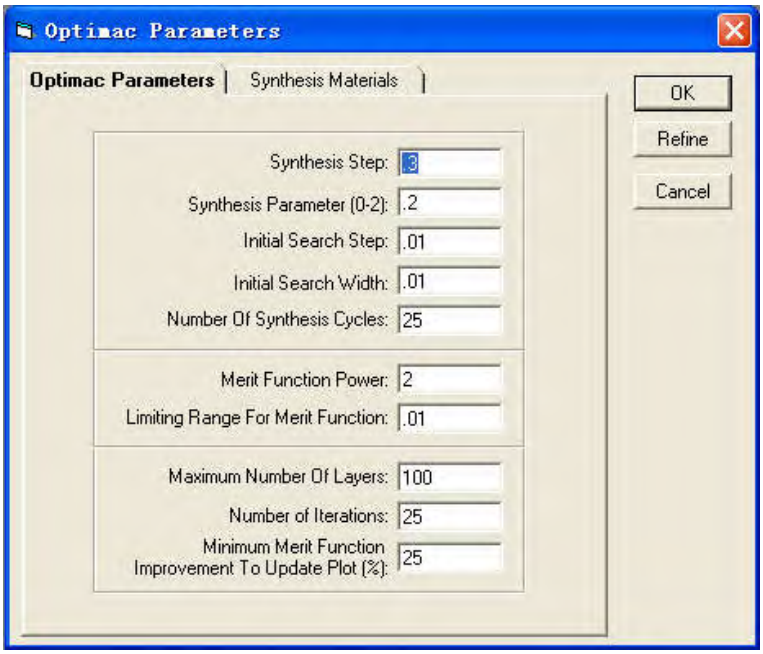
Standard | Color | Thickness

Wavelength (nm)	Operator	Required Value	Target Tolerance	Type
2000.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2100.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2200.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2300.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2400.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2500.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2600.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2700.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2800.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
2900.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3000.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3100.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3200.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3300.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3400.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3500.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3600.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3700.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3800.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
3900.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4000.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4100.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4200.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4300.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4400.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4500.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4600.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4700.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4800.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)
4900.00	=	100.000000	0.000000	Transmittance (%)

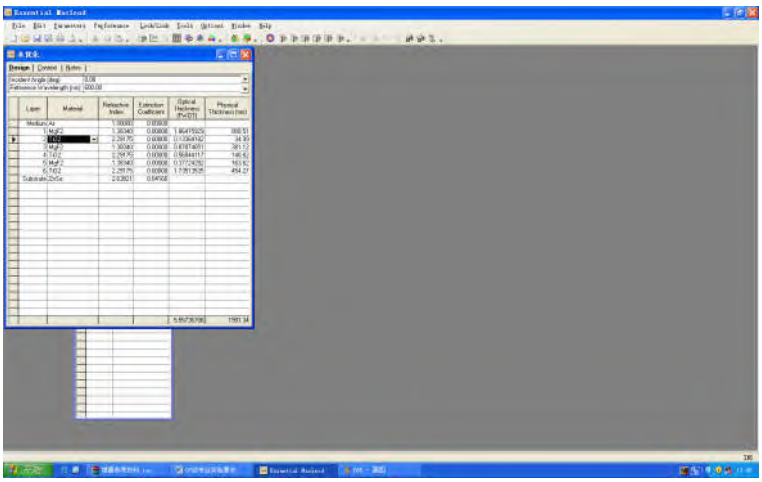
4.点击 performance—plot，生成图表：



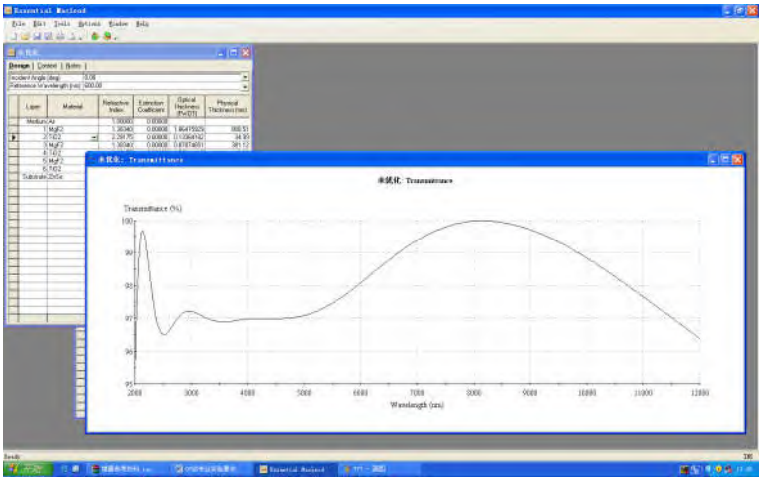
5.进行优化，parameter—refinement—optimac，如下图所示：



选择优化后最好数据：

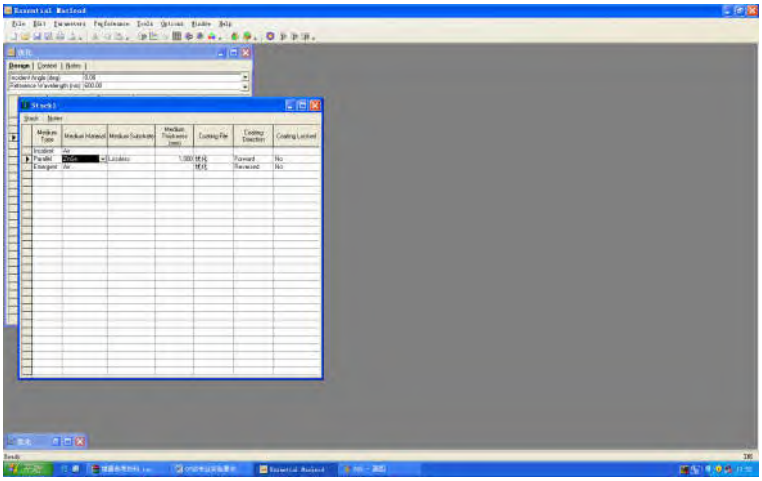


点击 performance—plot，生成图片：

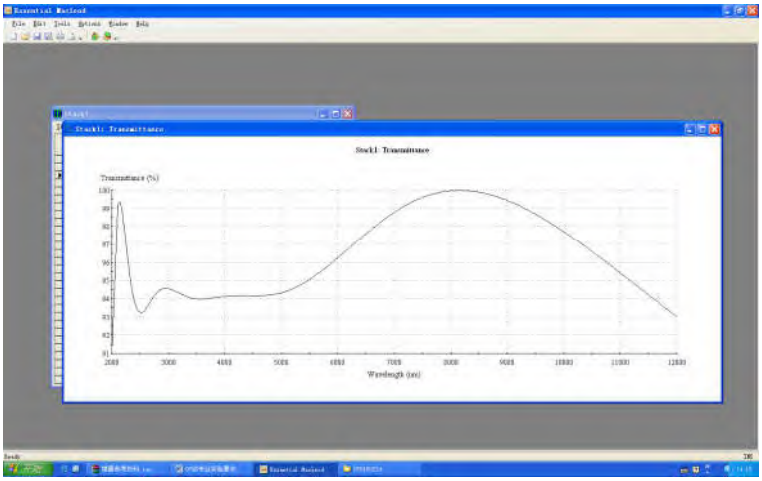


6.将所有数据进行保存

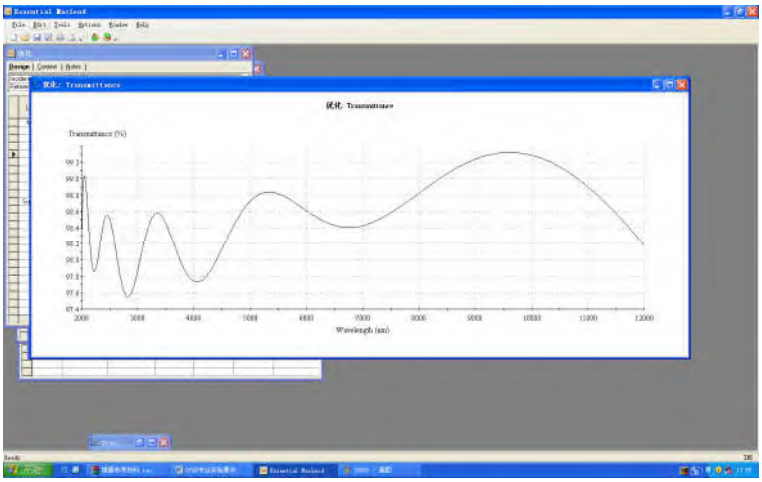
7.重新设计膜堆，点击 file—new—stack，在基地上镀上刚才设计好的膜系，具体表格如下：



8.重复步骤 2，3 和 4，生成图片：



9.膜堆优化，重复步骤 5，生成图形如下：



任务 1.3 光学薄膜材料

目前可供使用的光学薄膜材料虽已不下百余种，然而就其光学、机械和化学性质全面考虑，真正有用的材料却并不多。

1.3.1 金属薄膜材料

铝(Al)、银(Ag)、金(Au)等是应用很广的几种金属薄膜材料。它们具有反射率高、截止带宽、中性好和偏振效应小等优点。缺点是它们的吸收稍大，

机械强度较低。

不透明金属膜在空气中垂直入射时的反射率是：

$$R=(\frac{1-(n-ik)}{1+(n-ik)})^2=\frac{(1-n)^2+k^2}{(1+n)^2+k^2} \qquad (1.3.1\text{-}1)$$

式中：n - ik 是金属膜的复折射率，n 和 k 分别称作折射率和消光系数。表 1.3.1-1 列出了几种常用金属膜的复折射率和由式(4-40)计算的反射率。假如透射率忽略不计，则金属膜的吸收率 A=1-R。迄今提供的金属膜的光学常数非常有限，故只能以大块材料的光学常数作参考。值得指出的是，薄膜中的折射率 n 和消光系数 k 分别低于和高于相同大块材料的折射率和消光系数。

表 1.3.1-1 常用金属薄膜的光学常数及反射率

Al				Ag				Au				Cu			
Λ/μm	n	k	R/%	Λ/μm	n	k	R/%	Λ/μm	n	k	R/%	Λ/μm	n	k	R/%
0.122	0.37	0.94	21.5	0.400	0.075	1.93	93.9	0.450	1.40	1.88	39.7	0.450	0.87	2.20	58.2
0.220	0.14	2.35	91.8	0.500	0.050	2.87	97.9	0.500	0.80	1.84	50.4	0.500	0.88	2.42	62.4
0.260	0.19	2.85	92.0	0.600	0.060	3.75	98.4	0.550	0.33	2.32	81.5	0.550	0.76	2.46	66.9
0.300	0.25	3.33	92.1	0.700	0.075	4.62	98.7	0.600	0.20	2.90	91.9	0.600	0.19	2.98	92.8
0.340	0.31	3.80	92.3	0.800	0.090	5.45	98.8	0.700	0.13	3.84	96.7	0.800	0.17	4.84	97.3
0.380	0.37	4.25	92.6	0.950	0.110	6.56	98.9	0.800	0.15	4.65	97.4	1.0	0.20	6.27	98.1
0.436	0.47	4.84	92.7	2.0	0.48	14.4	99.1	0.900	0.17	5.34	97.8	3.0	1.22	7.1	98.4
0.492	0.64	5.50	91.2	4.0	1.89	28.7	99.1	1.0	0.18	6.04	98.1	7.0	5.25	40.7	98.8
0.546	0.82	5.44	91.6	6.0	4.15	42.6	99.1	2.0	0.54	11.2	98.3	10.25	11.0	60.0	98.8
0.650	1.30	7.11	90.7	8.0	7.14	56.1	99.1	4.0	1.49	22.2	98.8				
0.700	1.55	7.00	88.8	10.0	10.69	69.0	99.1	6.0	3.00	33.0	98.9				
0.800	1.99	7.05	86.4	12.0	14.50	81.4	99.2	8.0	5.05	43.5	99.0				
0.950	1.75	8.50	91.2					10.0	7.41	53.4	99.0				
2.0	2.30	16.5	96.8					11.0	8.71	58.2	99.0				
4.0	5.97	30.0	97.5												
6.0	11.0	42.2	97.7												
8.0	17.0	55.0	98.0												
10.0	25.4	67.3	98.0												

光波在金属膜中的传播是呈指数衰减的，并可用朗伯定律来描述：

$$E = E_0 e^{-2\pi kd/\lambda} \qquad (1.3.1\text{-}2)$$

式中：E0 和 E 分别对应于人射光和厚度 d 处的光振幅，k 为金属膜的消光系数。因此，强度为

$$I = I_0 e^{-4\pi kd/\lambda} \qquad (1.3.1\text{-}3)$$

k 越大，透射光强衰减越快，所需的厚度越小。在红外区，• 由于 k 迅速增大，膜厚仍保持与可见光区相同或者甚至可以更薄。过大的厚度，金属膜的反射率非但不会提高，甚至反而下降，这是因为膜层颗粒度变粗导致散射增加。

金属膜的反射率与其测量方向有关，从空气侧测得的反射率比从玻璃侧测得的要高，而透射率则与测量方向无关。由于 T+R+A=1，所以基板侧的反射率降低意味着该侧的吸收必然增加。

表 1.3.1-2 列出了几种常用金属膜的光学、机械特性和制备工艺要素。

三种常用金属膜的特性和制备工艺

特　　性		Al	Ag	Au
反射率	紫外区	优	差	差
	可见区	中	优	差
	红外区	接近于 Ag	优	接近于 Ag
硬度		优	差	差
附着力		优	差	差
稳定性		中	差	优
制备工艺		高的真空度	高的真空度	高的真空度
		低基板温度	低基板温度	可高基板温度
		快蒸发	快蒸发	适当蒸发速率

可以看出，金属膜不仅吸收较大，而且膜层牢固性较差。为了缓解这些问题，常用的反射镜设计为 G | Al2O3+Ag+Al2O3+SiO2+TiO2 | A，其中两层 Al2O3 是作为增加 Ag 附着力的过渡层，第二层 Al2O3,和 SiO2 连同 Ag 的位相超前一起合成等效 1/4 波长厚度，其等效折射率为 nL , 1/4 波长 TiO2 层的折射

率为 nH。该膜系有两个作用。一是降低吸收。设 Ag 在可见光区的吸收为 3%，镀上 nL 和 nH 后，吸收降低了 n2L/n2H 倍，于是反射率提高到接近 99%。二是增加牢固率。SiO2 和 TiO2 同时作为保护膜使 Ag 强度显著提高。

1.3.2 介质和半导体薄膜材料

1、对材料的基本要求

对介质和半导体光学薄膜材料，以下几个方面的性质是很重要的，即透明度、折射率、机械牢固度和化学稳定性以及抗高能辐射。

（1）透明度

介质和半导体薄膜材料一般在一定的光谱区域是透明的。从能级图上看，介质材料的禁带很宽，价带中的束缚电子不能随意地通过禁带而到达导带，所以它们中的大部分在可见光区及近红外波段都是透明的。半导体材料相对于介质而言，它们的禁带宽度要窄得多，光激发后，价带中的价电子容易进入导带，所以它们的短波吸收限移向长波，一般它们在近红外区和红外区是透明的。

选择材料的原则总是使透明区有尽可能高的透明度，即尽可能小的消光系数。一般地说，高折射率材料在可见光区的消光系数比低折射率材料大 1~2 个数量级，因为高折射率材料的吸收波长 λc1 限更靠向长波。易分解的氧化物材料（TiO2 , Ta2O5 等）的消光系数比常用硫化物和氟化物（ZnS, MgF2 等）高是材料的化学计量和杂质引起的。就膜层结构来说，多晶薄膜的损耗最大，无定形为其次，单晶为最小。原因是多晶结构导致吸收散射增加。

（2）折射率

折射率是一个非常重要的参数，通常总希望折射率是确定的和可以重复的。薄膜的折射率主要依赖于下面几个因素。

材料种类：材料的折射率，是由它的价电子在电场作用下的性质决定的。材料的介电常数用 ε 表示，有

$$\varepsilon = 1 + 4\pi Na \qquad (1.3.2\text{-}4)$$

式中 N 和 a 分别为极化分子数和极化率。对各向同性材料，折射率即为

$$N = \sqrt{\varepsilon} \qquad (1.3.2\text{-}5)$$

若材料外层价电子很容易极化，则其折射率一定很高。随着元素原子量的增加，原子核中正电荷对外层电子的作用也被屏蔽得更厉害，结果表现为禁带宽度变窄而折射率增大。

对化合物，电子键结合的化合物要比离子键的折射率高。因为电子键化合物的离子性小，易于极化。同时折射率还随构成这些化合物元素的原子量或正离子价态的增大而提高，因为外层电子处于较松散的束缚状态，故离子性较弱。

据上所述，折射率大致按下列次序递增:卤化物，氧化物，硫化物和半导体材料。

波长：折射率因波长而异的现象称为色散，即 n=f(λ)。当折射率随波长增加而单调减小时称为正常色散；反之，称反常色散。正常色散位于透明区，而反常色散位于吸收带内。在电子论中把光的色散归结为材料原子中的电子在光波电场作用下发生迁移所致。因原子的偶极矩与原子中的电子的振动频率有关，后者取决于人射光波的频率 ω，故介电常数或折射率是入射光波频率的函数

$$\varepsilon = n^2 = \frac{4\pi N_0 e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} + 1 \qquad (1.3.2\text{-}6)$$

式中：N0 是单位体积材料的原子振子数，ω0 是电子固有频率，me 和 e 为电子质量和电荷量。在正常色散范围内，。越大，波长越短，则 n 越大。

表示折射率和波长的关系通常有三种色散方程，即

塞尔缪(Sellmeir)方程：$n^2 = A + \dfrac{B}{\lambda^2}$ 。

科契(Cauchy)方程：$n = A + B/\lambda^2 + C/\lambda^4$ 。

赫尔伯格(Herzberger)方程：$n = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4$ 。

晶体结构：不同晶体结构能得到不同的折射率。例如 ZrO_2 室温下的无定形膜折射率约为 1. 67，300℃基板温度时为亚稳立方结构，折射率为 1. 94。TiO_2 膜的晶体结构随基板温度变化，可从无定形变到锐钛矿、金红石，在波长 550nm 的折射率从 1. 9 变到接近 2.6。

（3）机械牢固度和化学稳定性

为了获得牢固耐久的薄膜，对膜料有如下要求：膜料本身应具有良好的机械强度和化学性能；薄膜与基板、薄膜与薄膜之间要有良好的附着性；薄膜应力要尽可能小，而且其性质要相反(压应力和张应力)，以降低多层膜的积累应力。

应该指出的是，薄膜的机械性能和化学性能随着制备条件不同而存在着明显的差异。例如离子轰击及基片加热能使 ZnS 膜变得非常坚硬。所以在具体选择材料时，必须综合地考虑各种条件及其相互联系。此外，还要注意分析薄膜的具体应用条件，即胶合使用的场合不必过于追究机械和化学性能;用于潮湿空气中的薄膜，要求膜料的耐潮性能特别好;在海面应用的薄膜，主要考虑盐、碱对薄膜的作用;高温高寒环境下使用的薄膜，要注意分析温度对薄膜的影响;高能激光薄膜应着重考虑激光对薄膜的破坏，等等。

（4）抗高能辐射

激光、紫外辐射或高能粒子都可引起薄膜损伤，特别是在大功率激光系统中，薄膜受到激光的严重威胁。

激光对薄膜的破坏着重考虑两个方面：一是激光波长、激光脉冲宽度和重复频率；二是薄膜材料本身的特性，除了吸收外，还与薄膜结构、机械强度、附着力、应力、热稳定性、熔点、热导和热膨胀系数等密切相关。

对单层膜而言，阑值似乎随着薄膜材料的短波吸收限 λ_{c1} 增大而减小，随折射率和消光系数增加而降低，随牢固度增加而增大。对多层膜来说，损伤 A 值常介于其组成膜料的阈值之间，并与膜系结构、层数以及膜层之间的附着力、积累应力密切相关。

2、常用薄膜的性质

（1）氟化镁(MgF2)

氟化镁是薄膜制备中常用的材料之一，它在λ = 550nm 的折射率为1. 38，透明区为 0 .12~10μm。

氟化镁是所有低折射率的卤化物中最牢固的，特别是当基板温度 250℃左右时，非常坚硬耐久，因而在减反射膜中得到广泛应用。在多层膜中，它常与 ZnS , CeO2 或 Bi2O5 等组合。但是，由于 MgF2 膜具有很高的张应力(300~500MPa)，所以室温下或快速蒸发得到的 ZnS-MgF2 多层膜非常容易破裂。它与 CeO2 和 Bi2O5 的结合比 ZnS 好。

氟化镁蒸发时易于喷溅，其原因有：蒸发表面形成了一层熔点比 MgF2 更高的 MgO，材料蒸发次数越多，这种现象越严重；材料本身晶粒太细，除气预熔的气体来不及释放，所以选用一定晶态结构的块状材料是有利的。

氟化镁的聚集密度比较低，室温下可能低达 0.75 左右，在真空中测量的折射率是 1.32~1. 33，暴露于大气后，孔隙被折射率 1. 33 的水汽所填充，折射率上升到 1. 37。由于 MgF2 膜内气孔大小分布范围主要为 2~5 nm，所以吸潮过程比 NaA1F6 快得多。在基板温度高于 250℃时，膜层折射率接近大块材料之值，聚集密度接近于 1。

（2）硫化锌(ZnS)

硫化锌是用于可见光区和红外区的最重要的一种膜料。在可见光区，它常与低折射率的氟化物组合；在红外区，与高折射率的半导体材料组合。它的透明区域为 0. 38~14μm。在可见光区的折射率为 2.3~2.6，而在红外区的折射率大约是 2.2。

蒸发 ZnS 时，它会分解成 Zn 和 S，但是在凝结过程中，Zn 和 S 又重新化合，所以仍能得到化学计量上近似一致的膜层。这种淀积机理能很好地解释 ZnS 的凝结系数随基板温度上升而下降的现象。在常规的蒸发速率下，当基板温度为 300℃以上时，ZnS 就可能停止凝结。由于 ZnS 淀积时在基板表面上以元素状态形成薄膜，所以即使在室温下淀积，其聚集密度亦相当高。ZnS 薄膜呈现压应力，也与这种生长机理相关。

直接用电阻加热蒸发 ZnS 常可出现两种现象：一是出现刺激性很强的 H2S；二是剩余的 ZnS 块料分解出 Zn 并发黑。这种 Zn 还可能氧化成高熔点的 ZnO，附着在 ZnS 表面，使 ZnS 难于蒸发。幸好 ZnO 和 ZnS 的折射率非常接近，所以即使少量 ZnO 混入也无关紧要。若用电子束蒸发，这种分解现象明显减少。电子束蒸发的 ZnS 膜具有闪锌矿立方结构，而用舟蒸发得到的是闪锌矿和纤锌矿的混合物，后者对高温不太稳定。ZnS 膜在空气中经紫外线照射后会

转变为 ZnO，这是 S 升华后与 O2 再化合的结果。

淀积在室温基板上的 ZnS 膜，牢固性是很差的。改善其牢固度的措施是：(1)离子轰击，并在轰击结束后尽快蒸发；(2)基板烘烤，温度为 150 ~200℃；(3)老化处理，在空气中 250~30℃温度烘烤 4 小时。

（3）二氧化钛(TiO2)

二氧化钛薄膜折射率高，牢固稳定，在可见和近红外区呈透明，这些优异的性能使它在光学薄膜应用中十分诱人。但是，TiO2 材料在真空中加热蒸发时因分解而失氧，形成高吸收的亚氧化钛薄膜 TinO2n-1(n=1，2，…，10)，故常采用反应蒸发技术。

在离子氧中蒸发低价氧化物 TiO, Ti2O3 和 Ti3O5。获得了优良的 TiO2 膜。TiO 的熔点既低于金属钛，又低于 TiO_2，可以用电子束或钨舟进行蒸发。由于 TiO 严重缺氧，所以需在较高的气压(如 3×10^{-2} 帕)和较低的蒸发速率(0.3 nm/ s)下沉积。采用电子衍射确定不同基板温度下多晶 Ti0:膜的结构表明:当基板温度 $T_s > 380$℃呈金红石，膜层折射率增加，吸收增大。在中性氧中制备的 TiO_2 膜，其消光系数比离子氧中得到的高 10 倍左右。

Ti_2O_3 的热性质比较稳定，蒸发过程中吸氧作用很强。通过选择适当的参数，不难获得折射率 2.2~2.3 的无吸收 TiO_2 膜。由于它的缺氧情况比 TiO 要好，所以蒸发速率可以适当提高(约 0. 5nm/s) 。Ti_2O_3 作初始材料时，在中性氧中的吸收要比 TiO 高得多。在离子氧中蒸发时，其吸收强烈地依赖于基板温度；在室温下则得到与 TiO 相当的吸收。

用质谱仪分析了 TiO， Ti_2O_3， Ti_3O_5 和 TiO_2 作为初始材料的蒸气组分发现，初始膜料 TiO 和 Ti_2O_3 随着蒸发量增加，氧含量增加，折射率降低；TiO_2 则氧含量减小，折射率升高。唯有 Ti_3O_5 氧含量不变，能够得到稳定的折射率。

鉴上所述，不论采用何种初始材料，都得不到纯 TiO_2 膜，其氧化程度直接决定了膜层的吸收大小。实验表明，TiO_2 膜的吸收和折射率均随着基板温度和蒸发速率的升高而增加，随着氧压升高而降低。在空气中加热处理能有效地减少膜内的低价氧化物，TiO， Ti_2O_3 和 Ti_3O_5 转变成 TiO_2 的温度分别为 200℃, 250~350℃和大于 350℃。此外，TiO_2 膜中掺杂一定量的 Ta_2O_5 等，也可使吸收降低。TiO_2 膜长期暴露于紫外线，会导致波长小于 454nrn 的短波区吸收增加。

（4）二氧化硅(SiO_2)

二氧化硅是唯一例外的分解很小的低折射率氧化物材料，其折射率为 1. 46，透明区一直延伸到真空紫外((0. 18~8μm)。它的光吸收很小，膜层牢固，且抗磨耐腐蚀，应用极其广泛。

SiO_2 在高温蒸发时与 TiO_2 类似，也可生成低价氧化物 SiO 和 Si_2O_3。这种低价氧化物常比高价氧化物易蒸发，所以薄膜中往往具有复杂的成分。

根据氧化硅吸收带的位置，我们可以粗略地判断膜的成分。三种硅氧化物的吸收带位置分别是：SiO：10. 0~10. 2μm； Si_2O_3：9. 6~9. 8μm 和 11. 5μm；SiO_2 ： 9.0~9. 5μm 和 12. 5μm。一旦用分光光度计测出它们的红外透射特性，那就容易推知膜层成分。

SiO_2 膜的结构精细，呈网络状玻璃态，不但散射吸收小，而且保护能力极强。

上面四种膜料，前两种称软膜，后两种称硬膜。一般说来，氟化物、硫化物属软膜，而氧化物属硬膜。

1. 3. 3 金属膜与介质膜的比较

表 1.3.3-3 列出了金属膜和介质膜的理想性质。实际的材料或多或少地

会偏离这些理想材料，如介质有一定的消光系数 k，而金属也有一定的实数折射率 n。如果它们都很小，则金属膜和介质膜的导纳 y 分别简单地表示为 -ik 和 n。

表 1.3.3-3 金属与介质膜的主要差别

金属膜	应用	介质膜	应用
k∝λ y= -ik β=2πkd/λ=常数 y∝λ R 随着 λ 增大而增大 高的损耗 较厚膜无干涉效应	利用其反射率高、截止宽、偏振小、制备简单，在反射镜、诱导透射滤光片和消偏振薄膜等场合广泛使用	k= 0 y= n δ=2πkd/λ∝1/λ y= 常数 T 随着 λ 增大而增大 低的损耗 具有干涉效应	利用其吸收小、选择性反射、设计参数多、膜层强度高等特点，在低损耗高反射膜、高透射带通滤光片、截止滤光片以及各种复杂膜系方面广泛应用

介质膜具有干涉效应，具有随波长或厚度的变化而呈周期性变化的性质。位相厚度 δ=2πnd/λ 是一个最重要的量，随着 λ 增加，δ 变小。因为 n 变化很小，所以长波区域薄膜的特性比短波区域有所减弱。金属膜不具有任何周期性的性质，它的反射率简单地与位相厚度 δ 和 k 一起增加或减小。由于 δ 基本上是恒定的，而 k 随 λ 的增大而增加，因此金属膜的性质与 λ 有着更大的相关性，且长波区域的特性比短波区域有所增强。

项目 2 光学薄膜制备技术

任务 2.1 真空及真空设备

2.1.1 真空技术知识及主要术语定义

真空蒸发、溅射镀膜等常称为物理气相沉积（Physical Vapor Deposition，简称 PVD 法）是基本的薄膜制作技术。它们均要求淀积薄膜的空间要有一定的真空度。因此，真空技术是薄膜制作技术的基础，获得并保持所需的真空环境，是镀膜的必要条件。所以，掌握真空的基本知识是必要的。

一、真空及其单位

所谓真空是指低于一个大气压的气体空间。同正常的大气相比，是比较稀薄的气体状态。当气体处于平衡时，可得到描述气体性质的气体状态方程，即

$$P = knT \qquad (2.1.1\text{-}1)$$

或

$$PV = \frac{m}{M}RT \qquad (2.1.1\text{-}2)$$

式中，P 为压强（Pa）；n 是气体分子密工（个/m^3），V 为体积（m^2）；M 为气体分子量（kg/mol）；m 是气体质量（kg）；T 是绝对温度（K）；k 是玻尔兹曼常数（1.38×10^{-23}J/K）；R 为气体普适常数（8.314J/mol·K），也可用 $R = N_A \cdot k$ 来表示，N_A 是阿伏伽德罗常数（6.023×10^{23} 个/mol）。于是，由式（1-1）可得

$$n = 7.2 \times 10^{22} \frac{P}{T} \quad （个/m^3） \qquad (2.1.1\text{-}3)$$

由式（1-3）可知，在标准状态下，任何气体分子的密度约为 3×10^{10} 个/cm^3。即使在 P = 1.3×10^{-11}Pa(1×10^{-13}Torr)这样很高的真空度时，T=293K，则 n = 4×10^3 个/cm^3。因此，所谓真空是相对的，绝对的真空是不存在的。通常所详的真空是一种“相对真空”。

在真空技术中对于真空度的高低，可以用多个参量来度量，最常用的有“真空度”和“压强”。此外，也可用气体分子密度、气体分子的平均自由程、形成一个分子层所需的时间等来表示。“真空度”和“压强”是两个概念，不能混淆，压强越低意味着单位体积中气体分子数愈少，真空度愈高，反之真空度越低则压强就越高。由于真空度与压强有关，所以真空的度量单位是用压强来表示。

在真空技术中，压强所采用的法定计量单位是帕斯卡（Pascal），系千克米秒制单位，简称帕（Pa），是目前国际上推荐使用的国际单位制（SI）。托（Torr）这一单位在最初获得真空时就被采用，是真空技术中的获特单位。两者的关系为 1Torr = 133.322Pa。目前在实际工程技术中几种旧的单位（Torr，

mmHg，bar，atm）仍有采用，另外，完全改变以前的试验数据并不容易，因而压强单位也采用 Torr。现将几种旧的单位与 Pa 之间的转换关系介绍如下：

毫米汞柱（mmHg）　　1mmHg = 133.322Pa；

托（Torr）　　1Torr = $\frac{1}{760}$ atm = 133.322Pa；

atm 表示标准大气压，毫米汞柱与托在本质上是一回事，二者几乎相等（1mmHg = 1.00000014Torr），只是采用帕来定义标准大气压省略了尾数的缘故。

巴（bar）　　1bar = 10^5Pa。

二、真空区域的划分

为了研究真空和实际应用方便，常把真空划分为粗真空、低真空、高真空和超高真空四个等级。随着真空度的提高，真空的性质将逐渐变化，并经历由气体分子数的量变到真空质变的过程。

1．粗真空（1×10^5～1×10^2Pa）

在粗真空状态下，气态空间的特性和大气差异不大，气体分子数目多，并仍以热运动为主，分子之间碰撞十分频繁，气体分子的平均自由程很短。通常，在此真空区域，使用真空技术的主要目的是为了获得压力差，而不要求改变空间的性质。电容器生产中所采用的真空浸渍工艺所需的真空度就在此区域。

2．低真空（1×10^2～1×10^{-1}Pa）

此时每立方厘米内的气体分子数为 10^{16}～10^{13} 个。气体分子密度与大气时有很大差别，气体中的带电粒子在电场作用下，会产生气体导电现象。这时，气体的流动也逐渐从粘稠滞流状态过渡到分子状态，这时气体分子的动力学性质明显，气体的对流现象完全消失。因此，如果在这种情况下加热金属，可基本上避免与气体的化合作用，真空热处理一般都在低真空区域进行。此外，随着容器中压强的降低，液体的沸点也大为降低，由此而引起剧烈的蒸发，而实现所谓“真空冷冻脱水”。在此真空区域，由于气体分子数减少，

分子的平均自由程可以与容器尺寸相比拟。并且分子之间的碰撞次数减少，而分子与容器壁的碰撞次数大大增加。

3．高真空（1×10^{-1}～1×10^{-6}Pa）

此时气体分子密度更加降低，容器中分子数很少。因此，分子在运动过程中相互间的碰撞很少，气体分子的平均自由程已大于一般真空容器的线度，绝大多数的分子与器壁相碰撞。因而在高真空状态蒸发的材料，其分子（或微粒）将按直线方向飞行。另外，由于容器中的真空度很高，容器空间的任何物体与残余气体分子的化学作用也十分微弱。在这种状态下，气体的热传导和内摩擦已变得与压强无关。

4．超高真空（＜1×10^{-6}Pa）

此时每立方厘米的气体分子数在 10^{10} 个以下。分子间的碰撞极少，分子主要与容器壁相碰撞。超高真空的用途之一是得到纯净的气体，其二，是可获得纯净的固体表面。此时气体分子在固体表面上是以吸附停留为主。

利用真空技术可获得与大气情况不同的真空状态。由于真空状态的特性，真空技术已广泛用于工业生产、科学实验和高新技术的研究等领域。电子材料、电子元器件和半导体集成电路的研制与生产与真空技术有着密切的关系。

三、稀有气体的基本性质

在真空技术中所遇到的是稀薄气体，这种稀薄气体在性质上与理想气体差异很小。因此，在研究稀薄气体的性质时，可不加修正地直接应用理想气体的状态方程。由式（2.1.1-1）大气层描述的气体状态方程反映了气体的 P、V、T、m 四个量之间的关系。该方程在特殊情况下，即可推导出有名的理想气体定律。

（1）波义定律　一定质量的气体，在恒定温度下，气体的压强与体积的乘积为常数。即

$$PV = C \qquad (2.1.1\text{-}4)$$

或

$$P_1V_1 = P_2V_2 \qquad (2.1.1\text{-}5)$$

（2）盖·吕萨克定律　一定质量的气体，在压强一定时，气体的体积与绝对温度成正比。

$$V = CT \tag{2.1.1-6}$$

或

$$V = \frac{V_0}{T_0} \cdot T \tag{2.1.1-7}$$

（3）查理定律　一定质量的气体，如果保持体积不变，则气体的压强与绝对温度成正比。

$$P = CT \tag{2.1.1-8}$$

或

$$P = \frac{P_0}{T_0} \cdot T \tag{2.1.1-9}$$

1、气体分子的速度分布

在一定容器中的气体分子处于不断的运动状态，它们相互间及和器壁之间无休止地频繁碰撞。各个分子的速度（大小和方向）是不相同的，在稳态时可满足一定的统计分布规律，通常称为麦克斯韦-玻尔兹曼分布。即在平衡状态下，当气体分子间的相互作用可以忽略时，分布在任一速度区间 v～$v+dv$ 内分子的几率为

$$\frac{dN}{N} = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT)v^2 dv \tag{2.1.1-10}$$

式中，N——容器中气体分子总数；m——气体分子质量；

T——气体温度（K）；k——玻尔兹曼常数。

显然，在不同的速度 v 附近取相等的间隔，比率 dN/N 的数值一般是不同的。比率 dN/N 与速度 v 有关，与 v 的函数关系成正比，即

$$\frac{dN}{N} = f(v)dv \tag{2.1.1-11}$$

即速度分布函数为

$$f(v)=4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\exp(-mv^2/2kT)v^2 \qquad (2.1.1\text{-}12)$$

该函数表示分布在速度 v 附近单位速度间隔内的分子数占总分子数的比率，也叫做麦克斯韦速率分布定律。麦克斯韦速率分布曲线如图 1-1 所示，该曲线也反映了气体分子速度随温度的变化情况。

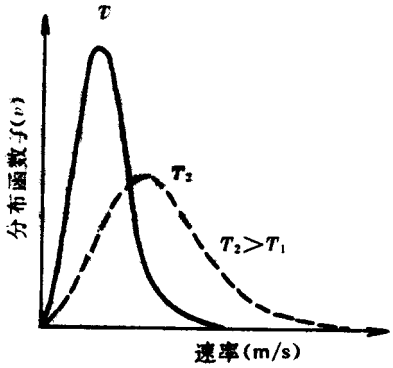


图 2.1.1−1　麦克斯韦速率分布曲线

根据这种规律可从理论上推得分子速率在 vm 处有极有大值，于是 vm 被称为最可几速度，其值为

$$v_m=\sqrt{\frac{2kT}{m}}=\sqrt{\frac{2RT}{M}}=1.41\sqrt{\frac{RT}{M}}\ \text{（cm/s）} \qquad (2.1.1\text{-}18)$$

气体分子的平均速度为

$$v_a=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}=\sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}=1.59\sqrt{\frac{RT}{M}}\ \text{（cm/s）} \qquad (2.1.1\text{-}14)$$

气体分子的均方根速度为

$$v_r=\sqrt{\frac{3kT}{m}}=\sqrt{\frac{3RT}{M}}=1.73\sqrt{\frac{RT}{M}}\ \text{（cm/s）} \qquad (2.1.1\text{-}15)$$

由此可见，三种速度中，均方根速度 vr 最大，平均速度 va 之次，最可几速度 vm 最小。这三种速度在不同的场合有各自的应用。在讨论速度分布时，要用到最可几速度；在计算分子运动的平均距离时，要用到平均速度；

在计算分子的平均动能时，则要采用均方根速度。

2、平均自由程

气体分子处于不规则的热运动状态，它除与容器壁发生碰撞外，气体分子间还经常发生碰撞。每个分子在连续两次碰撞之间的路程称为“自由程”。这是一个描述气体性质的微观参量。其统计平均值

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n} \qquad (2.1.1\text{-}16)$$

称为“平均自由程”。由此可知，平均自由程与分子密度 n 和分子直径σ的平方是反比关系。

根据式（1-1），上式可改写为

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 P} \qquad (2.1.1\text{-}17)$$

此式表明，气体分子的平均自由程与压强成反比，与温度成正比。

显然，在气体种类和温度一定的情况下

$$\lambda \cdot P = \text{常数} \qquad (2.1.1\text{-}18)$$

在 25℃的空气情况下

$$\lambda \cdot P \approx 0.667 \quad (\text{cm·Pa})$$

或

$$\lambda \approx \frac{0.667}{P} \quad (\text{cm}) \qquad (2.1.1\text{-}19)$$

3、碰撞次数与余弦散射律

单位时间内，在单位面积的器壁上发生碰撞的气体分子数称为入射频率，用ν表示。其数值与器壁前的气体分子密度 n 成正比，而且分子的平均速度 va 越大 v 也越大，则有

$$\nu = \frac{1}{4} n v_a \qquad (2.1.1\text{-}20)$$

式（1-20）称为赫兹-克努曾（Hertz-Knudsen）公式，它是描述气体分子热运动的重要公式。根据式（1-1）和式（1-14），则可得到单位时间碰撞单

位固体表面分子数的另一表达式

$$v = \frac{P}{\sqrt{2\pi mkT}} \qquad (2.1.1\text{-}21)$$

例如，对于 20℃的空气，则有

$$v_{20} = 2.86 \times 10^{18} P \quad （个/cm^2·s） \qquad (2.1.1\text{-}22)$$

式中 P 的单位为帕（Pa）。

对于 25℃的空气，根据式（1-3）、（1-19）、（1-21）对上述参数之间关系的计算结果如图 1-2 所示。表 1-2 列出了与镀膜有关的一些重要气体的性质。从该表可知，在 1.33×10-4Pa 的压力下镀膜时，若以 50～100Å/min 的速度进行气体分子的入射，只要经过 1～2 秒钟即可淀积成单层分子层。

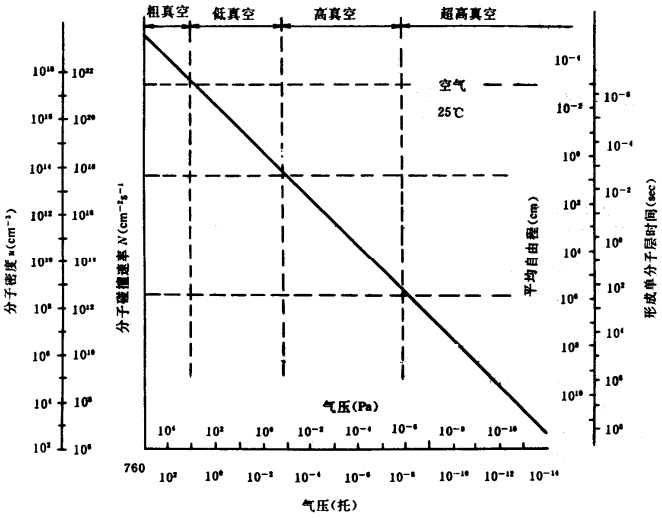


图 2.1.1-2　几个真空概念之间关系（25℃，空气）

表 2.1.1-2　气体的性质

数值 / 气体	化学符号	分子量 M	质量 m ($\times10^{-23}$g)	平均速度 v_a($\times10^4$) cm/s, 0℃	分子直径 σ ($\times10^{-8}$ cm,0℃)	平均自由程 λ (cm·pa, 25℃)	在 1.33×10^{-4}Pa 时			
							碰撞次数（×0^{14}个/cm^2)	形成单分子层的时间(s)	单分子层分子数（×10^{14}个/cm^2)	厚度 (nm/min)
氢	H_2	2.0	0.3	16.9	2.8	1.2	15.1	1.0	15.3	16.3
氧	O_2	32	5.3	4.3	3.6	0.72	3.8	2.3	8.7	9.5
氩	Ar	40	6.6	3.8	3.7	0.71	3.4	2.5	8.6	8.7
氮	N_2	28	4.7	4.5	3.8	0.67	4.0	2.0	8.1	11.3
空气		29	4.8	4.5	3.7	0.68	4.0	2.1	8.3	10.8
水蒸气	H_2O	18	3.0	5.7	4.9	0.45	5.0	1.1	5.3	26.8
一氧化碳	CO	28	4.7	4.5	3.8	0.67	4.0	2.0	8.0	11.5
二氧化碳	CO_2	44	7.3	3.6	4.7	0.45	3.2	1.7	5.3	16.8

上面介绍了气体分子向固体表面的入射碰撞，下面介绍气体分子从表面的反射问题。根据克努曾对低气压气体流动的研究，以及对分子束反射的研究都证明了下述的余比定律成立。即碰撞于固体表面的分子，它们飞离表面的方向与原入射方向无关，并按与表面法线方向所成角度θ的余弦进行分布。则一个分子在离开其表面时，处于立体角$d\omega$（与表面法线成θ角）中的几率为

$$dp = \frac{d\omega}{\pi} \cdot \cos\theta \qquad (2.1.1\text{-}23)$$

式中$1/\pi$是由于归一化条件，即位于2π立体角中的几率为 1 而出现的。

分子从表面反射与飞来方向无关这一点非常重要。它意味着可将飞来的分子看成一个分子束从一个方向飞来，亦可看成按任意方向飞来，其结果都是相同的。余弦定律（又称“克努曾定律”）的重要意义在于：

（1）它揭示了固体表面对气体分子作用的另一个方向，即将分子原有的方向性彻底“消除”，均按余弦定律散射；

（2）分子在固体表面要停留一定的时间，这是气体分子能够与固体进行能量交换和动量交换的先决条件，这一点有重要的实际意义。

2.1.2 真空的获得所需设备

真空系统的种类繁多，典型的真空系统应包括：待抽空的容器（真空室）、获得真空的设备（真空泵）、测量真空的器具（真空计）以及必要的管道、阀门和其他附属设备。能使压力从一个大气压力开始变小，进行排气的泵常称为“前级泵”，另一些却只能从较低压力抽到更低压力，这些真空泵常称为“次级泵”。

对于任何一个真空系统而言，都不可能得到绝对真空（P = 0），而是具有一定的压强P_u，称为极限压强（或极限真空），这是该系统所能达到的最低压强，是真空系统能否满足镀膜需要的重要指标之一。第二个主要指标是抽气速率，指在规定压强下单位时间所抽出气体的体积，它决定抽真空所需

要的时间。

从理论上讲，任何一个真空系统所能达到的真空度可由下列方程确定

$$P = P_u + \frac{Q}{S} - \frac{V}{S} \bullet \frac{dP_i}{dt} \qquad (2.1.2\text{-}24)$$

式中，P_u 是真空泵的极限压强（Pa），S 是泵的抽气速率（L/s），Pi 是被抽空间气体的分压强（Pa），Q 是真空室内的各种气源（Pa・L/s），V 是真空室的体积（L），t 是时间（s）。

真空泵是一个真空系统获得真空的关键。表 1-3 列出了常用真空泵的排气原理、工作压强范围和通常所能获得的最低压强。图 2.1.2-3 示出了几种常用真空泵的抽速范围。可以看出，至今还没有一种泵能直接从大气一直工作到超高真空。因此，通常是将几种真空泵组合使用，如机械泵＋扩散系统和吸附泵＋溅射离子系＋钛升华泵系统，前者为有油系统，后者为无油系统。

表 2.1.2-3　主要真空泵的排气原理与工作范围

种　　类		原　　理	工作压强范围 10^{2} 1 10^{-2} 10^{-4} 10^{-6} 10^{-8} 10^{-10} 10^{-12} (Torr) 10^{4} 10^{3} 1 10^{-2} 10^{-4} 10^{-6} 10^{-8} 10^{-10} (Pa)
机械泵	油封机械泵（单级） 油封机械泵（双级） 分子泵 罗茨泵	利用机械力压缩 和排除气体	
蒸气喷射泵	水银扩散泵 油扩散泵 油喷射泵	靠蒸气喷射的动量 把气体带走	
干式泵	溅射离子泵 钛升华泵	利用溅射或升华形成吸气、吸附 排除气体	
	吸附泵 冷凝泵 冷凝吸附泵	利用低温表面对气体进行物理 吸附排除气体	

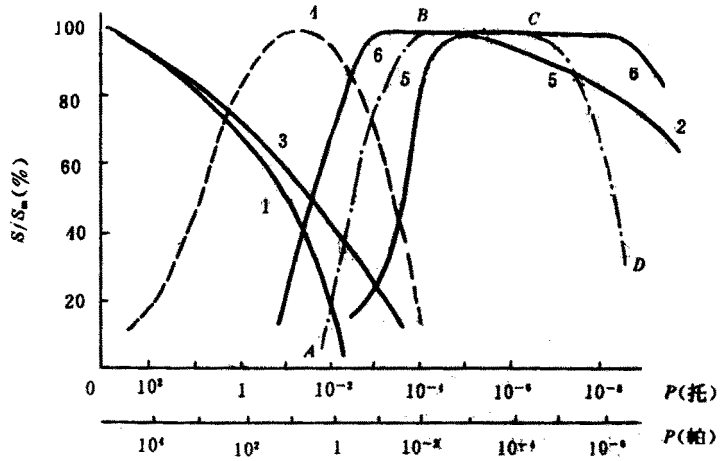


图 2.1.2-3　几种真空泵的抽速比较

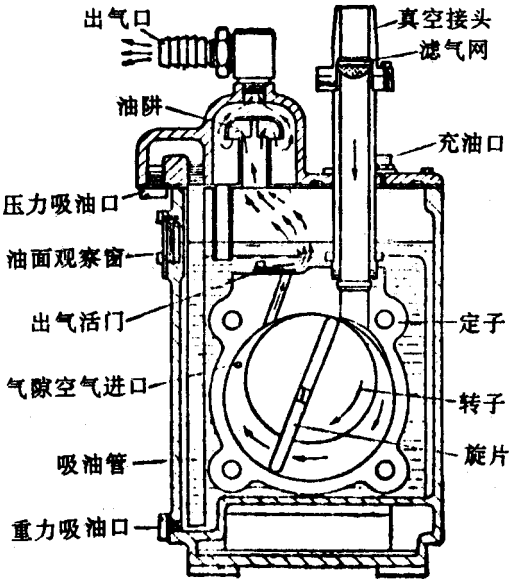
1—单级旋片泵　　2—溅射离子泵　　3—双极旋片泵

4—罗茨泵　　5—扩散泵　　6—分子泵

一、机械泵

常用机械泵有旋片式、定片式和滑阀式等。其中旋片式机械泵噪声较小，运行速度高，应用最为广泛。其结构主要由定子、旋片和转子组成，这些部件全部浸在机械泵油中，转子偏心地置于定子泵内，如图 2.1.2-4 所示。其工作原理建立在玻-马洛特定律基础上，如图 2.1.2-5 所示。由于压强与体积的乘积等于一个与温度有关的常数。因此，在温度一定的情况下，容器的体积就与气体的压强成反比。图 2.1.2-5 示出了机械泵转子在连续旋转过程中的两个典型位置。一般旋片将泵腔分为三个部分：从进气口到旋片分离的吸气空间：由两个旋片同泵壁分隔出的膨胀压缩空间和排气阀到旋片分隔的排气空间。图中（1）表示正在吸气，同时把上一周期吸入的气体逐步压缩；图中（2）表示吸气截止。此时，泵的吸气量达到最大并将开始压缩；图中（3）表示吸气空间另一次吸气，而排气空间继续压缩；图中（4）表示排气空间内的气体，已被压缩到当压强超过一个大气压时，气体便推开排气阀由排气管排出。如此不断循环，转子按箭头方向不停旋转，不断进行吸气、压缩和

排气，于是与机械泵连接的真空容器便获得了真空。



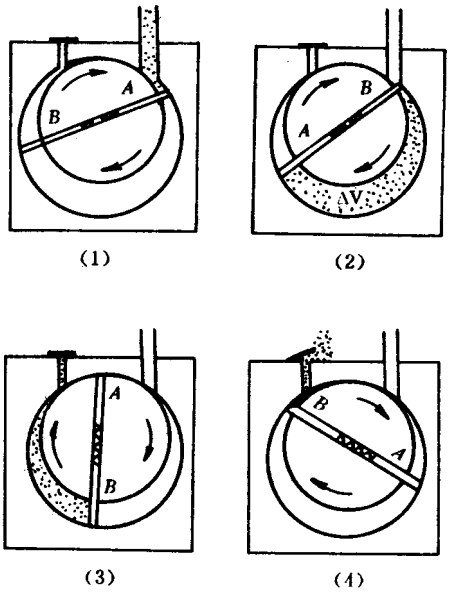


图 2.1.2-4　单级旋片式机械泵的结构　图 2.1.2-5　旋片式机械泵工作原理

如果待抽容器的体积为 V，初始压强为 P0，转子第一次旋转所形成的空间体积为ΔV（见图 1-5）。则根据玻义耳定律，旋片转过一周后，待抽空间的压强 P1 降低为

$$P_1 = P_0 \cdot \frac{V}{V+\Delta V} \quad 或 \quad P_1(V+\Delta V) = P_0 V \qquad (2.1.2\text{-}25)$$

经过 *n* 个循环后

$$P_n = P_0\left(\frac{V}{V+\Delta V}\right)^n \qquad (2.1.2\text{-}26)$$

由此可以看出，只有在泵室大而被抽容积小，即 ΔV /V 越大，获得 Pn 所需时间才越短；n 越大 Pn 越小，理论上 $n \to \infty$ 时，$P_n \to 0$，但这在实际上是不可能的。当 n 足够大时，Pn 只会达到某一极限值 Pu，这是因为泵在结构上总是存在着“有害空间”的缘故。所谓有害空间是指出气口与转子密封点之间的极小空隙空间。

设每秒转子旋转 m 次，则 t 秒钟转子旋转的次数为

$$n = mt \qquad (2.1.2\text{-}27)$$

这时待抽容器的压强 Pt 降低为

$$P_t = P_0\left(\frac{V}{V+\Delta V}\right)^{mt} \qquad (2.1.2\text{-}28)$$

或

$$\frac{P_0}{P_t} = \left(1+\frac{\Delta V}{V}\right)^{mt} \qquad (2.1.2\text{-}29)$$

由此可见 P_0 / P_t 可以随容器内压强 P_t 的减小而增加。对于一定的机械泵及待抽容器，其 *m*、*V* 及 ΔV 均为常数，所以

$$\lg\frac{P_0}{P} = mt \cdot \lg\left(1+\frac{\Delta V}{V}\right) = Kt \qquad (2.1.2\text{-}30)$$

式中 $K = m\lg\left(1+\frac{\Delta V}{V}\right)$ 也是一个常数。对于实际的泵而言，该式只有在 $P_t >>$ 极限真空度时才适用。把这一公式作成曲线。如图 2.1.2-6 所示。

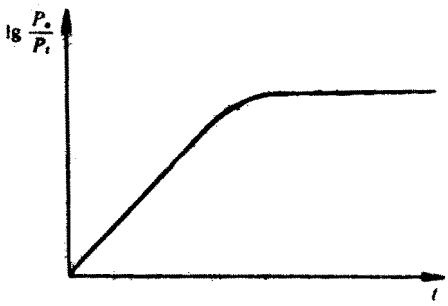


图 2.1.2-6　机械泵的工作特性曲线

为减小有害空间的影响，通常采用双级泵。该泵由两个转子串联构成，以一个转子空间的出气口作为另一个转子空间的进气口。这样便可使极限真空从单级泵的 1Pa 提高到 10^{-2}Pa 数量级。目前，国内外生产的机械泵一般都是双级泵。

由于泵的转子和定子全部浸泡在油箱内，因此机械泵油的作用很重要，对机械泵油的基本要求是饱和蒸气压低，要具有一定的润滑性和粘度，以及较高的稳定性。国产 1 号真空泵油适用于多种类型机械泵，在 20℃时饱和蒸气压小于 1×10^{-3}Pa，50℃时粘度为 5×10^{-2}Pa・s。

表 2.1.2-4 2X 旋片机械泵性能参数

型号	抽速（L/s）	极限真空（Pa）		配用电动机功率（kW）	进气口直径（mm）
		关气镇阀	开气镇阀		
2X-0.5	0.5	6.7×10^{-2}	6.7×10^{-1}	0.18	10
2X-1	1	6.7×10^{-2}	6.7×10^{-1}	0.25	15
2X-2	2	6.7×10^{-2}	6.7×10^{-1}	0.4	20
2X-4	4	6.7×10^{-2}	6.7×10^{-1}	0.6	25
2X-8	8	6.7×10^{-2}	6.7×10^{-1}	1.1	32
2X-15	15	6.7×10^{-2}	6.7×10^{-1}	2.2	50
2X-30	30	6.7×10^{-2}	6.7×10^{0}	4.5	65
2X-70	70	6.7×10^{-2}	6.7×10^{0}	7.5	80
2X-150	150	6.7×10^{-2}	6.7×10^{0}	14.0	125

使用机械泵抽除带有水蒸气的混合气体时，蒸气分压强也会在压缩过程中同样逐渐增大。当蒸气分压强增大到饱和蒸气压，而总压强还不足以推开

排气阀所需的压强时，蒸气就会凝结成水，并与机械泵油混合形成一种悬浊液，这将使泵油质量严重破坏，影响油的密封、润滑作用，并能使泵壁锈蚀。为此常常使用气镇泵，即在靠近排气口的地方开一小孔，在气体尚未压缩之前，由小孔渗入一定量的干燥空气，协助打开排气阀门，让水蒸气在未凝结之前被排除泵外。显然，气镇泵对极限真空度稍有影响。

表 2.1.2−4 列出了国产 2X 型旋片机械泵的基本参数。

二、扩散泵

扩散泵是利用被抽气体向蒸气流扩散的现象来实现排气作用的。扩散泵的结构示意有工作原理如图 1-7 所示。当扩散泵油被加热后会产生大量的油蒸气，油蒸气沿着蒸气导管传输到上部，经伞形喷嘴向外喷射出来。由于喷嘴外的压强较低，于是蒸气会向下喷射出较长距离，形成一高速定向的蒸气流。其射流的速度可高达 200m/s 左右，且其分压强低于扩散泵进气口上方被抽气体的分压强，两者形成压强差。这样真空室内的气体分子必然会向着压强较低的扩散泵喷口处扩散，同具有较高能量的超音速蒸气分子相碰撞而发生能量交换，驱使被抽气体分子沿蒸气流方向高速运动并被带出口处，被机械泵抽走，而从喷嘴射出的油蒸气流喷到水冷的泵壁冷凝成液体，流回泵底再重新被加热成蒸气。这样，在泵内保证了油蒸气的循环，使扩散泵能连续不断的工作，从而使被抽容器获得较高的真空度。

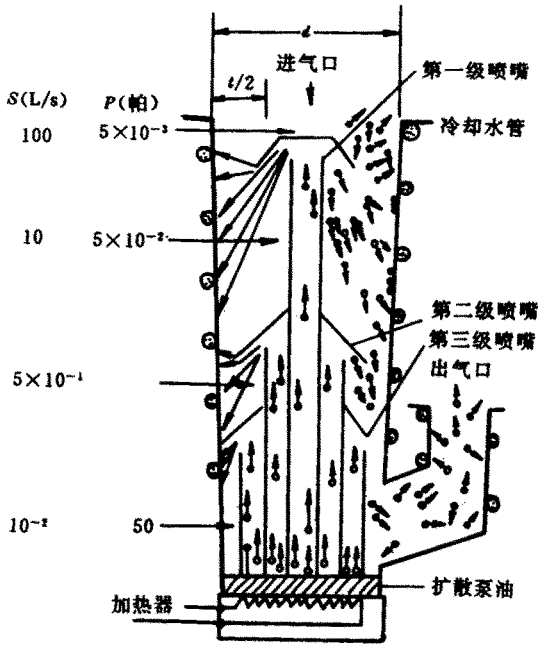


图 2.1.2-7　扩散泵的结构及工作原理

根据扩散泵理论，扩散泵的极限压强为

$$P_u = P_L \exp\left(-\frac{nvL}{D_0}\right) \qquad (2.1.2\text{-}31)$$

式中，P_L 为前级真空泵压强；n 是蒸气分子密度；L 是蒸气流从泵的进气口到出气口的扩散长度；$D_0 = ND =$ 常数，D 为蒸气中气体分子的扩散系数，可由 $D = \lambda v_a / 3$ 计算得到；v 为油蒸气在喷口处的速度，可近似认为

$$v \approx 1.60 \times 10^4 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (\text{cm/s}) \qquad (2.1.2\text{-}32)$$

式中，M 是油蒸气的分子量。

因 v、n、D_0、L 等均为正值，故 P_L / P_u 总是大于 1 的，此比值称扩散泵的压缩比。由式（2.1.2-31）可知，如果蒸气流速 v 和扩散长度 L 愈大，以及气体分子的扩散系数 D 愈小，由此喷射所产生的压缩比就愈高。则在一定的前级压强下经扩散泵抽气后所得的极限压强就愈低。另外，由于 P_u 与前级真空泵压强 P_L 成正比，所以为了提高扩散泵的极限真空，选配性能好的前级泵

也十分重要。

扩散泵的抽气速率 S_J 与其进气口直径 d 有以下关系

$$S_J = 11.7H\frac{\pi d^2}{4} \quad \text{（L/s）} \qquad \text{（2.1.2-33）}$$

式中，H 为抽速系数，它等于泵的实际抽速与理论最大抽速之比，一般为 0.5 左右。

扩散泵的实际抽速 S 为

$$S = \frac{Q}{P_L - P_u} \qquad \text{（2.1.2-34）}$$

式中，Q 为扩散泵每秒抽走气体的量（Pa・L/s）；PL 是扩散泵入口气体的总压强（Pa）；Pu 为扩散泵的极限压强（Pa）。

在实际应用中，扩散泵的抽速可按下列简单的经验公式来进行计算，十分简便可靠。

$$S = (3 \sim 4)d^2 \quad \text{（L/s）} \qquad \text{（2.1.2-35）}$$

扩散泵必须与机械泵配合使用才能组成高真空系统，单独使用扩散泵是没有抽气作用的。经验指出，扩散泵的口径一般是镀膜钟罩的三分之一，而扩散泵的抽速大约为钟罩容积的 4～5 倍，由此便可选择合适抽速的机械泵。

扩散泵油是扩散泵的重要工作物质，泵油应具有较好的化学稳定性（无毒、无腐蚀）、热稳定性（在高温下不分解）、抗氧化性和具有较低的饱和蒸气压（≤10-4Pa）以及在工作时应有尽可能高的蒸气压。几种常用扩散泵油的性能列于表 2.1.2-5。

表 2.1.2-5　几种国产扩散泵油技术性能

种　类	代号	分子量	粘度（cp, 50℃）	外观	蒸气压（Pa, 20℃）	极限压强（Pa, 20℃）
扩散泵油	KB-1	350	≤65	淡黄	$\leq 5.3\times10^{-6}$	3.3×10^{-4}
扩散泵油	KB-2	350	≤65	淡黄	$\leq 5.3\times10^{-6}$	3.3×10^{-5}
扩散泵硅油	274	484	≤38（25℃）	无色	$\leq 2.6\times10^{-6}$	8.0×10^{-6}

扩散泵硅油	275	546	≤65（25℃）	无色	——	3.0×10^{-6}
增压泵油	——	330	≤1.5	水白色	$\leq4\times10^{-3}$	_

油蒸气向真空室的返扩散会造成膜层污染。如无阻挡装置，返油率可高达 10^{-3}mg/cm^2·s。因此，常在进气口安装水冷挡板或液氮冷阱，返油率可大大降低，约为原来的 1/10～1/1000。

三、分子泵与罗茨泵

当气体分子碰撞到高速移动的固体表面时，总会在表面停留很短的时间，并且在离开表面时将获得与固体表面速率相近的相对切向速率，这就是动量传输作用。涡轮分子泵就是利用这一现象而制成的，即它是靠高速转动的转子碰撞气体分子并把它驱向排气口，由前级泵抽走，而使被抽容器获得超高真空的一种机械真空泵。分子泵的结构如图 1-8 所示。分子泵的主要特点是：启动迅速，噪声小，运行平稳，抽速大，不需要任何工作液体。

罗茨泵又称机械增压泵，如图 1-9 所示，它是具有一对同步高速高旋转的 8 字形转子的机械真空泵。它既应用分子泵的原理，又利用油封机械泵的变容积原理制成。

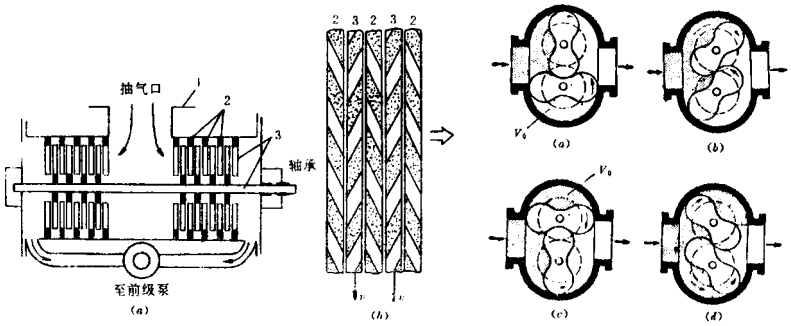


图 2.1.2-8　涡轮分子泵示意图　　图 2.1.2-9　罗茨泵及其工作原理

1—外壳　2—定子　3—转子

罗茨泵的特点是：转子与泵体、转子与转子之间保持一不大的间隙（约 0.1mm），缝隙不需要油润滑和密封，故很少有油蒸气污染；由于这一结构，转子与泵体、转子与转子间没有摩擦，故允许转子有较大的转速（可达 3000

转/分）；此外，罗茨泵还具有启动快，振动小，在很宽的压强范围内（1.33×10^{2}～1.33Pa）具有很大的抽速等特点。罗茨泵的极限压强可达 10^{-4}Pa (双级泵)。罗茨泵必须和前级泵串联使用。

2.1.3 真空的测量

为了判断和检定真空系统所达到的真空度，必须对真空容器内的压强进行测量。但在真空技术中遇到的气体压强都很低，要直接测量其压力是极不容易的。因此，都是利用测定在低气压下与压强有关的某些物理量，再经变换后确定容器的压强。当压强改变时，这些和压强有关的特性也随之变化的物理现象，就是真空测量的基础。任何具体的物理特性，都是在某一压强范围内才最显著。因此，任何方法都有其一定的测量范围，这个范围就是该真空计的“量程”。目前，还没有一种真空计能够测量从大气到 10^{-10}Pa 的整个领域的真空度。真空计按照不同的原理和结构可分成许多类型。表 1-6 列出几种真空计的主要特性。下面对在薄膜技术中常用的真空计作一介绍。

表 2.1.3-6　几种真空计的工作原理与测量范围

名　称	工　作　原　理	测 量 范 围（Pa）
U 形管压力计	利用大气与真空压差	10^{5}～10^{-2}
水银压缩真空计	根据玻义耳定律	10^{3}～10^{-4}
电阻真空地	利用气体分子热传导	104～10^{-2}（10^{-3}）
热偶真空计		
热阴极电离真空计	利用热电子电离残余气体	10^{-1}～10^{-6}
B-A 型真空计		10^{-1}～10^{-10}
潘宁磁控电离计	利用磁场中气体电离与压强有关的原理	1～10^{-5}
气体放电管	利用气体放电与压强有关的性质	10^{3}～1

一、热偶真空计

热偶真空计是利用低压强下气体的热传导与压强有关的原理制成的真空计。当压强较高时，气体传导的热量与压强无关，只有当压强降到低真空

范围，才与压强成正比。

电源加热灯丝产生的热量 Q 将以如下三种方式向周围散发，即辐射热量 Q_1、灯丝与热偶丝的传导热量 Q_2 以及气体分子碰撞灯丝而带走的热 Q_3。即

$$Q=Q_1+Q_2+Q_3 \qquad (2.1.3\text{-}36)$$

热平衡时，灯丝温度 T 为一定值。此时，Q_l 与 Q_2 为恒量，只有 Q_3 才随气体分子对灯丝的碰撞次数而变化，即与气体分子数有关，或与气体压强有关。压强愈高，气体分子数多，碰撞次数多，灯丝被带走的热量就多，灯丝温度变化就大。利用测定热丝电阻值随温度变化的真空计称为热阻真空计（图 1-10），直接用热电偶测量热丝温度的真空计叫做热偶真空计（图 1-11）。热电偶有镍铬—康铜、铁—康铜或铜—康铜等。热偶真空计应用十分广泛，热丝表面温度的高低与热丝所处的真空状态有关。真空度高，则热丝表面温度高（和热丝碰撞的气体分子少），热电偶输出的热电势也高；真空度低，则热丝表面温度低（和热丝碰撞的气体分子多，带走的热量较多），热电偶输出的电动势也小。

二、电离真空计

电离真空计是目前测量高真空的主要仪器。它是利用气体分子电离的原理来测量真空度。根据气体电离源的不同，又分为热阴极电离真空计和冷阴极电离真空计，前者应用极为普遍，其结构如图 1-12 所示，与一只真空三级管类似。在稀薄气体中，灯丝发射的电子经加速电场加速，具有足够的能量，在与气体分子碰撞时，能引起气体分子电离，产生正离子和次级电子。电离几率的大小与电子的能量有关。电子在一定的飞行路途中与分子碰撞的次数（或产生的正离子数），与气体分子密度成正比，因为 $P = nkT$，故在一定温度下，亦即比例于气体压强 P。或者说产生的正离子数亦正比于压强 P。因此，根据电离真空计离子收集极收集离子数的多少，就可确定被测空间的压强大小，这就是电离真空计的工作原理。

根据以下公式可估算出电离计中离子电流与气体压强的关系。设电子从阴极飞到加速极的总路程长度为 L（cm），则离子电流 I_i（mA）与压强之间的

关系为

$$I_i = I_e WLP \qquad (2.1.3\text{-}37)$$

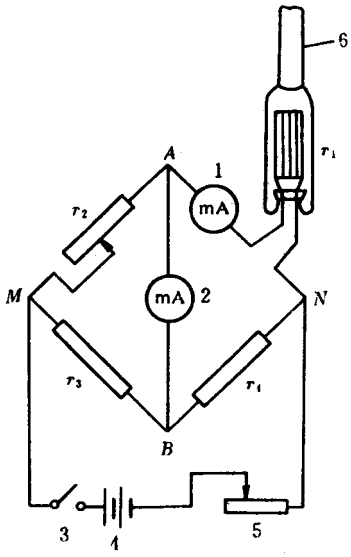


图 2.1.3-10　热阻真空计

r—电阻　1，2—毫安表

3—开关　4—电源　5—电位器

6—接真空系统

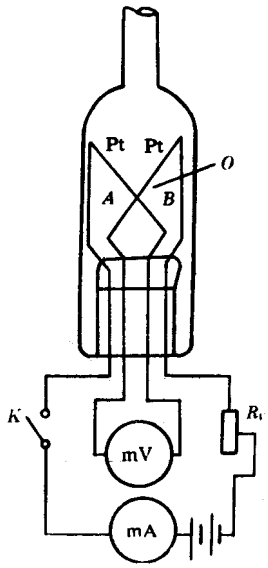


图 2.1.3-11　热偶真空计

P_t—加热铂丝

A，B—热电偶丝电离真空计规管

O—热电偶接点　R_v—可变电阻

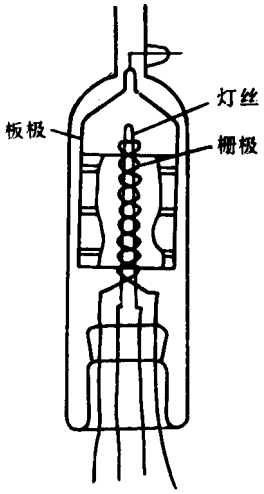


图 2.1.3-13　DL-2 型热阴极

式中，I_e 为阴极（灯丝）的发射电流（常定为 5mA）；W 为 P = 1Pa 时每个电子飞行 1cm 所产生的电子—离子对数，称为电离效率，是电子能量的函数。

考虑到电子在飞行途中能量有所变化，则上式应改写为

$$I_i = I_e \sum_{i=1}^{n} W_i \Delta L_i P \qquad (2.1.3\text{-}38)$$

式中，ΔL_i 为路程 L 分别为 n 段时第 i 段的长度；W_i 为 L 路程中第 i 段电子能量的函数。

再考虑到并非所有电子和离子都被收集，如部分电子和离子会到达管壁，则式（2.1.3-38）应修正为

$$I_i = I_e \alpha\beta \sum_{i=1}^{n} W_i \Delta L_i P \qquad (2.1.3\text{-}39)$$

式中，α、β 分别为 Ii 和 Ie 的修正系数。于是可将上式改写为

$$I_i = I_e KP \quad 或 \quad \frac{I_i}{I_e} = KP \qquad (2.1.3\text{-}40)$$

K 为常数，称电离真空计的灵敏度，其意义为在单位电子电流和单位压强下所得到的离子电流值，单位为 1/Pa，一般通过实验确定，通常为 4～40。当 Ie 为常数时有

$$I_i = I_e KP = CP \qquad (2.1.3\text{-}41)$$

即得离子流仅与压强成正比，因此只要测出此时离子流，经电路放大后，就可转换为压强刻度在表头上表示。

热阴极电离真空计的测量范围一般为 10-1～10-6Pa（见图 2.1.3−13）。在压强大于 10-1Pa 左右时，虽然气体分子数增加，电子与分子的碰撞数增加，但能量下降，电离几率降低，所以当压强增加到一定程度时电离作用达到饱和，使曲线偏离线性，故测量的上限为 10-1Pa。

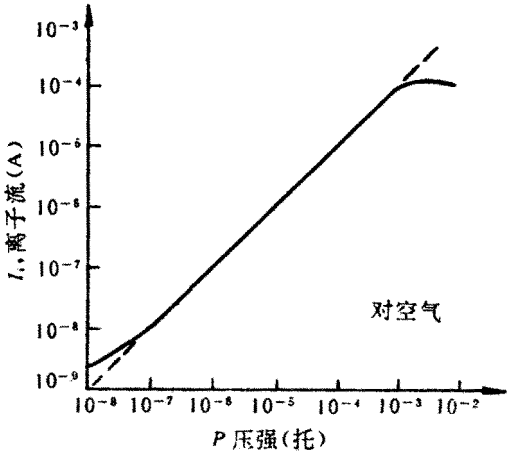


图 2.1.3-13　离子电流与压强的关系

在低压强下（小于 10-6Pa），具有一定能量的高速电子打到加速极上，产生软 X 射线，当其辐射到离子收集极时，将自己的能量交给金属中的自由电子，会使自由电子逸出金属而形成光电流，导致离子流增加，即这时由离子收集极测得的离子流是离子电流与光电流二者之和，当二者在数值上可比拟时，曲线也将偏离线性。故 10-6Pa 就成为测量的下限压强值。B-A 型电离真空计将收集极改成针状，把灯丝放在加速极外边，使收集极受软 X 射线照射的面积减小，于是可测量更高的真空度（～10-10Pa）

实训 2.1 镀膜机真空系统抽真空

二、实训目的

利用物理气相沉积方法镀制光学薄膜前，需要对镀膜机进行抽真空操作，使镀膜机真空度达到工作真空。掌握真空系统工作的原理。掌握真空系统操作流程及注意事项。

三、实训设备

VPT 镀膜机一台（包括三台冷泵，一台机械泵）

四、实训内容

认识镀膜机主要部件，掌握镀膜机抽真空流程及注意事项。

操作如下：

（一）认识镀膜机主要部件

Telemark Electron Beam Gun（电子枪 1）， 4-Pocket Crucible(4 个连体坩埚，用于盛放被镀材料)。

Telemark Electron Beam Gun（电子枪 2），285cc pan style crucible(一个大坩埚，用于盛放被镀材料)。

Telemark crucible indexers, mdel 376 and 379 两个坩埚分度器。

Telemark TT15-2 HV power supply：电力供应电源。

Telemark programmable sweep controller：电子束扫描方式程序控制器。

CTI Cryo-Torr 400 Cryopumps and model 9550 compressors；冷凝泵和压缩机。

Leybold sogevac SV500 and leybold WPS 1001 Blower combination：粗泵，由两个机械泵结合。

IC/5 ：薄膜厚度、沉积速率监控仪。

MKS 250 Controler：用来控制真空度，当需要改变真空室真空度时，可以通过调节 MKS250 向真空室的充氧量来改变室内真空度。

Polycold PFC-1100HC water vapor cryopump:水蒸汽冷凝泵。

HMI and VPT DesignLink: 系统监控和镀膜程序软件。

Granville phillips model 307 and 316 gauge controller: 两个真空度压强测量计，可同时测量出三个不同部位的真空度。

（二）镀膜机抽真空流程

（1）执行开机步骤

a) 打开压缩空气阀门；

b) 打开控制箱小门，打开冷水机电源，再打开冷水机（先按面板上 PUMP 按钮打开水泵，再按 COMP1 按钮打开压缩机）；待水温降到 17.5 度，再打开冷却水循环泵；

c) 打开冷却水进出口开关；

d) 打开电源控制柜开关；

e) 打开 UPS 电源起动计算机；

f) 运行 RSVIEWWORKS 程序；

g) 进入 RSVIEWWORKS 程序下的 MANUAL 选项，点击 POWER OFF 按钮，再点击 COOL 按钮，启动 POLYCOLD；

h) 在 PUMPING SYSTEM 系统下,进入 MODE AUTO 模式，点击 AUTOPUMP OFF 按钮，启动抽空系统；

i) 打开氮气瓶上气阀，将分压调到 0.3Mpa；.

图 1 氮气瓶

在 CRYO REGENT 系统下,进入 MODE AUTO 模式,点击 CRYO OFF1、CRYO OFF2 、CRYO OFF3 对三个冷泵进行再生，等待再生程序完成，并开始自动制冷，等待制冷完成后，系统开始自动抽真空；

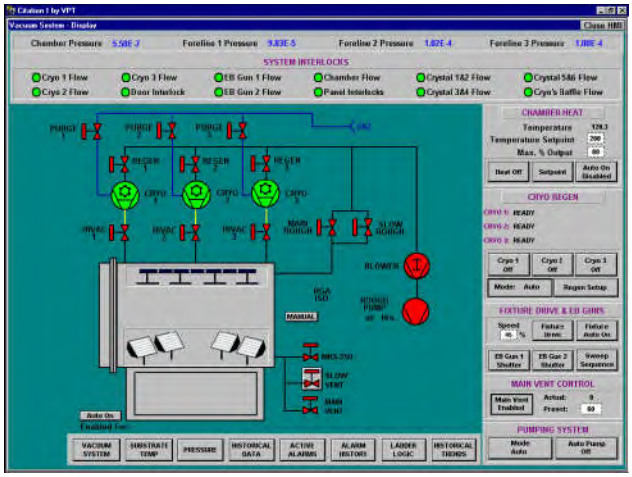


图 2 RSVIEWWORKS 程序控制界面

任务 2.2 热蒸发镀膜工艺

2.2.1 热蒸发镀膜机理介绍

真空蒸发镀膜法（简称真空蒸镀）是在真空室中，加热蒸发器中待形成薄膜的原材料，使其原子或分子从表面气化逸出，形成蒸气流，入射到固体（称为衬底或基片）表面，凝结形成固态薄膜的方法。由于真空蒸发法或真空蒸镀法主要物理过程是通过加热蒸发材料而产生，所以又称热蒸发法。采用这种方法制造薄膜，已有几十年的历史，用途十分广泛。近年来，该法的改进主要是在蒸发源上。为了抑制或避免薄膜原材料与蒸发加热器发生化学反应，改用耐热陶瓷坩埚。为了蒸发低蒸气压物质，采用电子束加热源或激光加热源。为了制造成分复杂或多层复合薄膜，发展了多源共蒸发或顺序蒸发法。为了制备化合物薄膜或抑制薄膜成分对原材料的偏离，出现了反应蒸发法等。

一、真空蒸发的特点与蒸发过程

一般说来，真空蒸发（除电子束蒸发外）与化学气相沉积、溅射镀膜等成膜方法相比较，有如下特点：设备比较简单、操作容易；制成的薄膜纯度

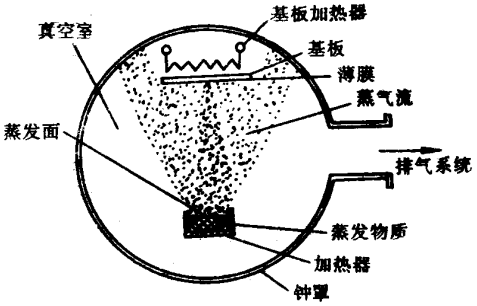


图 2.2.1-1 真空蒸发镀膜原理示意图

高、质量好，厚度可较准确控制；成膜速率快、效率高，用掩模可以获得清晰图形；薄膜的生长机理比较单纯。这种方法的主要缺点是，不容易获得结晶结构的薄膜，所形成薄膜在基板上的附着力较小，工艺重复性不够好等。

图 2-1 为真空蒸发镀膜原理示意图。主要部分有：（1）真空室，为蒸发过程提供必要的真空环境；（2）蒸发源或蒸发加热器，放置蒸发材料并对其进行加热；（3）基板，用于接收蒸发物质并在其表面形成固态蒸发薄膜；（4）基板加热器及测温器等。

真空蒸发镀膜包括以下三个基本过程：

（1）加热蒸发过程。包括由凝聚相转变为气相（固相或液相→气相）的相变过程。每种蒸发物质在不同温度时有不相同的饱和蒸气压；蒸发化合物时，其组分之间发生反应，其中有些组分以气态或蒸气进入蒸发空间。

（2）气化原子或分子在蒸发源与基片之间的输支，即这些粒子在环境气氛中的飞行过程。飞行过程中与真空室内残余气体分子发生碰撞的次数，取决于蒸发原子的平均自由程，以及从蒸发源到基片之间的距离，常称源—基距。

（3）蒸发原子或分子在基片表面上的淀积过程，即是蒸气凝聚、成核、核生长、形成连续薄膜。由于基板温度远低于蒸发源温度，因此，沉积物分子在基板表面将直接发生从气相到固相的相转变过程。

上述过程都必须在空气非常稀薄的真空环境中进行。否则，蒸发物原子或分子将与大量空气分子碰撞，使膜层受到严重污染，甚至形成氧化物；或

者蒸发源被加热氧化烧毁；或者由于空气分子的碰撞阻挡，难以形成均匀连续的薄膜。

二、饱和蒸气压

在一定温度下，真空室内蒸发物质的蒸气与固体或液体平衡过程中所表现出的压力称为该物质的饱和蒸气压。此时蒸发物表面液相、气相处于动态平衡，即到达液相表面的分子全部粘接而不离开，与从液相到气相的分子数相等。物质的饱和蒸气压随温度的上升而增大，在一定温度下，各种物质的饱和蒸气压不相同，且具有恒定的数值。相反，一定的饱和蒸气压必定对应一定的物质的温度。已经规定物质在饱和蒸气压为 10^{-2} 托时的温度，称为该物质的蒸发温度。

饱和蒸气压 P_e 与温度 T 之间的数学表达式，可从克拉伯龙-克劳修斯（Clapeylon Clausius）方程式推导出来

$$\frac{dP_v}{dT}=\frac{H_e}{T(V_g-V_s)} \qquad (2.2.1\text{-}1)$$

式中，H_e 为摩尔气化热或蒸发热（J/mol）；V_g 和 V_s 分别为气相和固相或液相的摩尔体积（cm^3）；T 为绝对温度（K）。

因为 $V_g>>V_s$，并假设在低气压下蒸气分子符合理想气体状态方程，则有

$$V_g-V_s\approx V_g\text{，}\quad V_g=\frac{RT}{P_v} \qquad (2.2.1\text{-}2)$$

式中，R 是气体常数，其值为 8.31×107erg/K・mol。故方程式（2-1）可以写成

$$\frac{dP_v}{P_v}=\frac{H_v\cdot dT}{RT^2} \qquad (2.2.1\text{-}3)$$

亦可写成

$$\frac{d(\ln P_e)}{d(1/T)}=\frac{-H_v}{R}$$

如果把 P_e 的自然对数值与 1/*T* 的关系作图表示，应该是一条直线。

由于气化热 H_e 通常随温度只有微小的变化，故可近似地地把 H_e 看作常数，于是式（2.2.1-3）求积分得

$$\ln P_e = C - \frac{H_v}{RT} \qquad (2.2.1\text{-}4)$$

式中 C 为积分常数。式（2-4）常采用常用对数表示为

$$\lg P_e = A - \frac{B}{T} \qquad (2.2.1\text{-}5)$$

式中，A、B 为常数，A = C /2.3，B = He/2.3R，A、B 值可由实验确定。而且在实际上 Pe 与 T 之间的关系多由实验确定。且有 He = 19.12B（J/mol）关系存在。式（2.2.1-5）即为蒸发材料的饱和蒸气压与温度之间的近似关系式。对于大多数材料而言，在蒸气压小于 1 托（133 帕）的比较窄的温度范围内，式（2.2.1-5）才是一个精确的表达式。

表 2.2.1-1 和图 2.2.1-2 分别给出了常用金属的饱和蒸气压与温度之间的关系，从图 2.2.1-2 的 lgPe~1/T 近似直线图看出，饱和蒸气压随温度升高而迅速增加，并且到达正常蒸发速率所需温度，即饱和蒸气压约为 1Pa 时的温度。因此，在真空条件下物质的蒸发要比常压下容易得多，所需蒸发温度也大大降低，蒸发过程也将大大缩短，蒸发速率显著提高。

表 2.2.1-1 一些常用材料的蒸气压与温度关系

金属	分子量	不同蒸气压 P_e(Pa)下的温度 *T*（K）						熔点（K）	蒸发速率*
		10^{-8}	10^{-6}	10^{-4}	10^{-2}	10^{0}	10^{2}		
Au	197	964	1080	1220	1405	1670	2040	1336	6.1
Ag	107.9	759	847	958	1105	1300	1605	1234	9.4
In	114.8	677	761	870	1015	1220	1520	429	9.4
Al	27	860	958	1085	1245	1490	1830	932	18
Ga	69.7	796	892	1015	1180	1405	1745	303	11
Si	28.1	1145	1265	1420	1610	1905	2330	1685	15
Zn	65.4	354	396	450	520	617	760	693	17
Cd	112.4	310	347	392	450	538	665	594	14
Te	127.6	385	428	482	553	647	791	723	12
Se	79	301	336	380	437	516	636	490	17

As	74.9	340	377	423	477	550	645	1090	17
C	12	1765	1930	2140	2410	2730	3170	4130	19
Ta	181	2020	2230	2510	2860	3330	3980	3270	4.5
W	183.8	2150	2390	2680	3030	3500	4180	3650	4.4

*单位：J×1017（cm-2・s-1）（P≈1 Pa，粘附系数 a≈1）

强调指出，饱和蒸气压 Pe 与温度 T 的关系曲线对于薄膜制作技术有重要的实际意义，它可以帮助我们合理地选择蒸发材料及确定蒸发条件。

三、蒸发速率

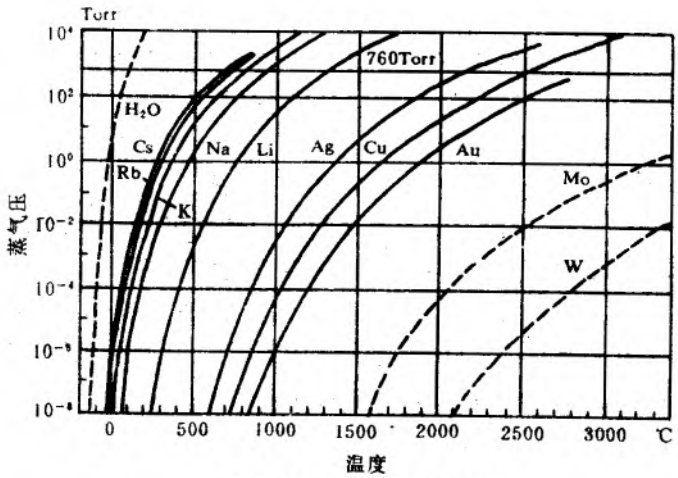
根据气体分子运动论，在处于热平衡状态时，压强为 P 的气体，单位时间内碰撞单位面积器壁的分子数

$$J = \frac{1}{4} n v_a = \frac{P}{\sqrt{2\pi mkT}} \qquad (2.2.1\text{-}6)$$

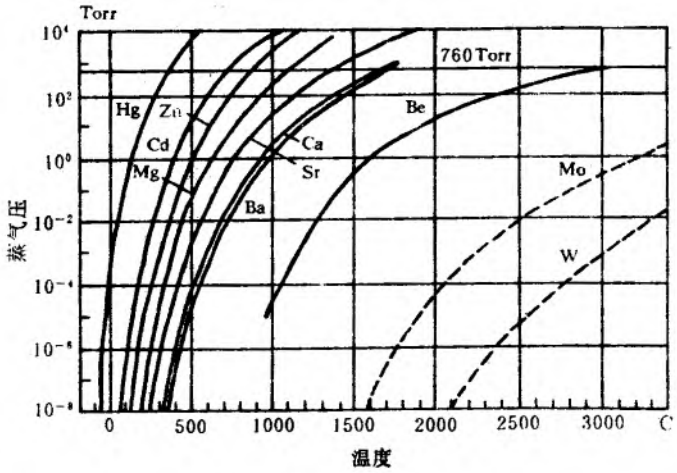
式中，n 是分子密度，v_a 是算术平均速度，m 是分子质量，k 为玻尔兹曼常数。如果考虑在实际蒸发过程中，并非所有蒸发分子全部发生凝结，上式可改写为

$$J_e = aP_v / \sqrt{2\pi mkT} \qquad (2.2.1\text{-}7)$$

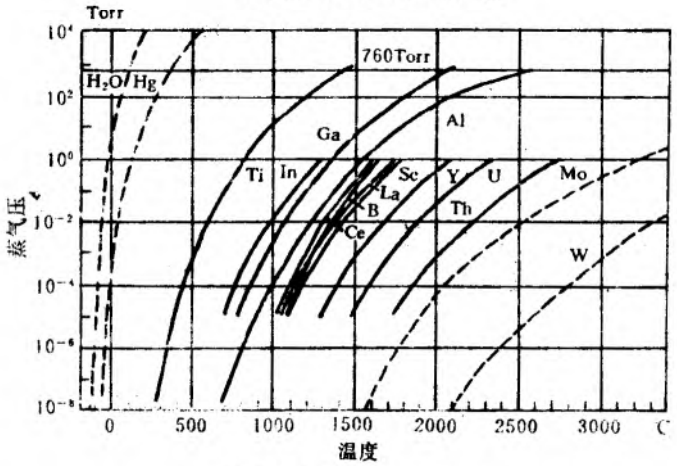
式中，a 为冷凝系数，一般 a ≤ 1，Pe 为饱和蒸气压。



(a)周期表 I 族元素的蒸气压



(b)周期表Ⅱ族元素的蒸气压



(c)周期表Ⅲ族元素的蒸气压

图 2.2.1-2 各种元素的蒸气压与温度关系

设蒸发材料表面液相、气相处于动态平衡，到达液相表面的分子全部粘接而不脱离，与从液相到气相的分子数相等，则蒸发速率可表示为

$$J_e = \frac{dN}{A \cdot dt} = \frac{a_e(P_v - P_h)}{\sqrt{2\pi mkT}} \qquad (2.2.1\text{-}8)$$

式中，dN 为蒸发分子（原子）数，α_v 为蒸发系数，A 为蒸发表面积，t 为时间（秒），P_e 和 P_h 分别为饱和蒸气压与液体静压（Pa）。

当 $\alpha_e = 1$ 和 $P_h = 0$ 时，得最大蒸发速率

$$J_m = \frac{dN}{Adt} = \frac{P_v}{\sqrt{2\pi mkT}} \quad （cm^{-2} \cdot s^{-1}） \qquad （2.2.1\text{-}9）$$

$$\approx 3.51 \times 10^{22} P_v \left(\frac{1}{\sqrt{TM}} \right) \quad （个/cm^2 \cdot s，Torr）$$

$$\approx 2.64 \times 10^{24} P_v \left(\frac{1}{\sqrt{TM}} \right) \quad （个/cm^2 \cdot s，Pa）$$

式中，M 为蒸发物质的摩尔质量。朗谬尔(Langmuir)指出，式（2.2.1-9）对从固体自由表面的蒸发也是正确的。如果对式（2.2.1-9）乘以原子或分子质量，则得到单位面积的质量蒸发速率

$$G = mJ_m = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot P_v \qquad （2.2.1\text{-}10）$$

$$\approx 5.83 \times 10^{-2} \sqrt{\frac{M}{T}} \cdot P_v \quad （g/cm^2 \cdot s，Torr）$$

$$\approx 4.37 \times 10^{-3} \sqrt{\frac{M}{T}} \cdot P_v \quad （kg/m^2 \cdot s，Pa）$$

此式是描述蒸发速率的重要表达式，它确定了蒸发速率、蒸气压和温度之间的关系。

必须指出，蒸发速率除与蒸发物质的分子量、绝对温度和蒸发物质在温度 T 时的饱和和蒸气压有关外，还与材料自身的表面清洁度有关。特别是蒸发源温度变化对蒸发速率影响极大。如果将饱和蒸气压与温度的关系式（2.2.1-5）代入式（2.2.1-10），并对其进行微分，即可得出蒸发速率随温度变化的关系式，即

$$\frac{dG}{G} = \left(2.3\frac{B}{T} - \frac{1}{2} \right) \frac{dT}{T} \qquad （2.2.1\text{-}11）$$

或

$$\frac{dG}{G}=\left(\frac{B}{T}-\frac{1}{2}\right)\frac{dT}{T}$$

对于金属，2.3*B*/*T* 通常在 20~30 之间，即有

$$\frac{dG}{G}=(20\sim 30)\frac{dT}{T} \qquad (2.2.1\text{-}12)$$

由此可见，在蒸发温度以上进行蒸发时，蒸发源温度的微小变化即可引起蒸发速率发生很大变化。因此，在制膜过程中，要想控制蒸发速率，必须精确控制蒸发源的温度，加热时应尽量避免产生过大的温度梯度。蒸发速率正比于材料的饱和蒸气压，温度变化 10%左右，饱和蒸气压就要变化一个数量级左右。

下面计算由于 1%的温度变化，所引起铝蒸发薄膜生长速率的变化情况。*B* 值可由式（2.2.1-5）计算求得，取为 3.586×10^4（K），在蒸气压为 1 托时的蒸发温度值为 1830K，由式（2.2.1-11）

$$\frac{dG}{G}=\left(\frac{3.586\times10^4}{1830}-\frac{1}{2}\right)\times10^{-2}=0.1909$$

以上说明，蒸发源 1%的温度变化会引起生长速率有 19%的改变。

四、蒸发分子的平均自由程与碰撞几率

真空室内存在着两种粒子，一种是蒸发物质的原子或分孔子，另一种是残余气体分子。真空蒸发实际上都是在具有一定压强的残余气体中进行的。显然，这些残余气体分子会对薄膜的形成过程乃至薄膜的性质产生影响。

由气体分子运动论可求出在热平衡条件下，单位时间通过单位面积的气体分子数 Ng 为

$$N_g=3.513\times10^{22}\frac{P}{\sqrt{TM}} \text{（个/cm}^2\cdot\text{s）} \qquad (2.2.1\text{-}13)$$

此式与式（2.2.1-9）是相同的，式中 P 是气体压强（托）；M 是气体的摩尔质量（克），T 是气体温度（K），Ng 就是气体分子对基板的碰撞率。

表 2.2.1-2 给出几种典型气体分子的 Ng。由该表可见，每秒钟大约有 1015

个气体分子到达单位基板表面，而一般的薄膜淀积速率为几 Å/s（大约 1 个原子层厚）。很显然，在残余气体压强为 10-5 托时，气体分子与蒸发物质原子几乎按 1：1 的比例到达基板表面。气体分子对基板表面的粘附系数，决定于残余气体分子与基板表面的性质以及基板温度等因素。对于化学活性大的基板粘附系数大约为 1。因此，要获得高纯度的薄膜，就必须要求残余气体的压强应非常低。

表 2.2.1-2 气体分子的碰撞次数

物质	分子量	Ng（$cm^{-2}\cdot s^{-1}$）*	
		10^{-5}（托）	10^{-2}（托）
H_2	2	1.4×10^{15}	1.4×10^{18}
Ar	40	3.2×10^{15}	3.2×10^{18}
O_2	32	3.6×10^{15}	3.6×10^{18}
N_2	28	3.8×10^{15}	3.8×10^{18}

*T = 300K，粘附系数 $a\approx1$

蒸发材料分子在残余气体中飞行，这些粒子在不规则的运动状态下，相互碰撞，又与真空室壁相撞，从而改变了原有的运动方向并降低其运动速度。如前所述，粒子在两次碰撞之间所飞行的平均距离称为蒸发分子的平均自由程 λ，并可表示为

$$\lambda=\frac{1}{\sqrt{2}n\pi d^2}=\frac{kT}{\sqrt{2}\pi Pd^2}$$

$$=\frac{2.331\times10^{-20}T}{P(\text{托})\ d^2}$$

$$=\frac{3.107\times10^{-18}T}{P(\text{帕})\ d^2} \qquad (2.2.1\text{-}14)$$

式中，n 是残余气体分子密度，d 是碰撞表面，大约为几个(Å)^2，例如，在 10^{-2} 帕（$n\approx3\times10^{12}/cm^3$）的气体压强下，蒸发分子在残余气体中的 λ 大约为 50cm，这与普通真空镀膜室的尺寸不相上下。因此，可以说在高真空条件下大部分的蒸发分子几乎不发生碰撞而直接到达基板表面。

显然，平均自由程及蒸发分子与残余气体分子的碰撞都具有统计规律。设 N_0 个蒸发分子飞行距离 x 后，未受到残余气体分子碰撞的数目

$$N_z = N_0 e^{-z/\lambda}$$

则被碰撞的分子百分数

$$f = 1 - \frac{N_z}{N_0} = 1 - e^{-z/\lambda} \qquad (2.2.1\text{-}15)$$

图 2.2.1-3 是根据式（2.2.1-15）进行计算所得蒸发分子在源一基之间渡越过程中，蒸发分子的碰撞百分数与实际行程对平均自由程之比的曲线。当平均自由程等于源一基距时，大约有 63%的蒸发分子受到碰撞；如果平均自由程增加 1-倍，则碰撞几率将减小到 9%左右。由此可见，只有当 $\lambda >> l$（l 为源—基距）时，即只有在平均自由程较源—基距大得多的情况下，才能有效减少蒸发分子在渡越中的碰撞现象。

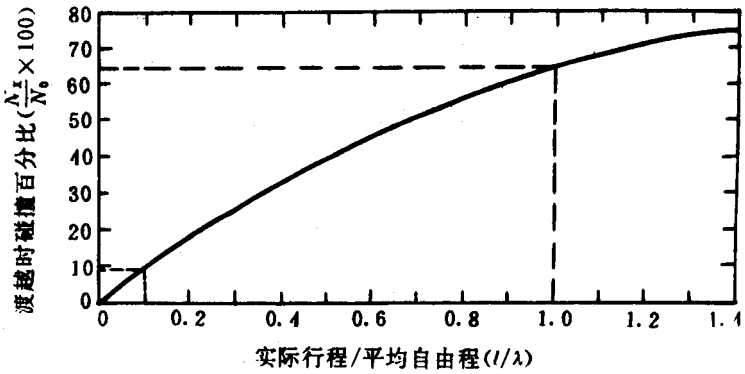


图 2.2.1-3 渡越过程中蒸发分子的碰撞几率

与实际行程对平均自由程之比的关系曲线

如果真空度足够高，平均自由程足够大，且满足条件 $\lambda >> l$，则有 $f \approx 1/\lambda$，将式（2.2.1-19）代入后可得

$$f \approx 1.50lP \qquad (2.2.1\text{-}16)$$

由此则得出，为了保证镀膜质量，在要求 $f \le 0.1$ 时，若源—基距 l = 25cm 时，必须 $P \le 3\times 10^{-3}$ Pa。

除了上述残余气体分子的存在，对平均自由程的影响外，还应注意其对膜层的污染影响，即对于残余气体的组成也应加以注意。一般说来，真空室内的残余气体主要由氧、氮、水汽、扩散泵油蒸气、真空室内支架及夹具以及蒸发源材料所含的污染气体等组成。这些残余气体分子存在于真空室密闭系统中，主要是由于真空系统表面的解吸作用、蒸发源的释气和真空泵的回流扩散现象所形成的。对于设计优良的真空泵及其系统，泵的回流扩散作用并不严重。除了蒸发源在实际蒸发时所释放的气体以外，当气体压强低于 10^{-4}Pa 时，被解吸的吸附于真空室内各种表面的吸附分子是主要的气体来源。

实际淀积薄膜时，由于残余气体和蒸发薄膜及蒸发源之间的相互反应，情况比较复杂，定量而可靠的实验数据较少。但是，对于大多数真空系统来说，水汽是残余气体的主要组份。水汽可与新生态的金属膜发生反应，生成氧化物而释放出氢气；或者与 W、Mo 等加热器材料作用，生成氧化物和氢。

五、蒸发所需热量和蒸发粒子的能量

电阻工蒸发源所需热量，除将蒸发材料加热蒸发所需热量外，还必须考虑蒸发源在加热过程中产生的热辐射和热传导所损失的热量。即蒸发源所需的总热量 Q 为

$$Q=Q_1+Q_2+Q_3 \qquad (2.2.1\text{-}17)$$

式中，Q1——蒸发材料蒸发时所需的热量；Q2——蒸发源因热辐射所损失的热量；Q3——蒸发源因热传导而损失的热量。

1．蒸发材料蒸发时所需热量

如果将分子量为 M 重量为 M 克的物质，从室温 T0 加热到蒸发温度 T 所需的热量为 Q1，则

$$Q_1=\frac{W}{M}\left(\int_{T_0}^{Tm}c_S\,dT+\int_{T_m}^{T}c_L\,dT+L_m+L_v\right) \qquad (2.2.1\text{-}18)$$

式中，cS 是固体比热（cal/C mol）；cL 是液体比热（cal/C・mol）；Lm 是固体的熔解热（cal/ mol）；Lv 是分子蒸发热或气化热（cal/mol）；Tm 是固体的熔点（K）。当蒸发过程有生成或分解时，还须将这部分热量考虑进去。另外，对直接升华的物质，Lm 和 Lv 的值可不考虑。常用金属材料所需蒸发热

如表 2.2.1-3 所示。

表 2.2.1-3 常用金属的蒸发热量（在 P = 1Pa 时）

名　　称	Q_1（kJ/g）	名　　称	Q_1（kJ/g）
Al	12.98	Cr	8.37
Ag	2.85	Zr	7.53
Au	2.01	Ta	4.60
Ba	1.34	Ti	10.47
Zn	2.09	Pb	1.00
Cd	10.47	Ni	7.95
Fe	79.53	Pt	3.14
Cu	5.86	Pd	4.02

从表中可以看出，不同物质在相同压强下所需的蒸发热是不相同的。

应当指出，蒸发热量 Q 值的 80%以上是作为蒸发势 L_e 而消耗掉的。此外，还有辐射和传导损失的热量。

2．热辐射损失的热量估计

这部分损失的热量与蒸发源的形状、结构和蒸发源材料有关，可由下式估计

$$Q_2 = \sigma \cdot \alpha_s \cdot T^4 \qquad (2.2.1\text{-}19)$$

式中，σ 是斯特范-玻尔兹曼（Stefan-Boltzmann）常数，$\sigma = 5.668 \times 10^{-12}$ W/cm2・℃4 或 $\sigma = 1.35 \times 10^{-12}$ Cal/cm2・s・℃4；α_s 为辐射系数，可从物理手册中查知；T 为蒸发温度。

3．热传导的损失热量

如果按单层屏蔽热传导计算，则

$$Q_3 = \frac{\zeta F(T_1 - T_2)}{S} \qquad (2.2.1\text{-}20)$$

式中，ζ 是电极材料的热传导系数；F 为导热面积；S 是导热壁的厚度；T1 是高温面温度；T2 是低温面温度。

蒸发源所需的总热量 Q 即为蒸发源所需的总功率。

2.2.2 热蒸发镀膜工艺分类

蒸发源是蒸发装置的关键部件，大多数金属材料都要求在 1000~2000℃的高温下蒸发。因此，必须将蒸发材料加热到很高的蒸发温度。最常用的加热方式有：电阻法和电子束法、。下面对两种加热方式的蒸发源进行分别讨论。

一、电阻蒸发源

采用钽、钼、钨等高熔点金属，做成适当形状的蒸发源，其上装入待蒸发材料，让电流通过，对蒸发材料进行直接加热蒸发，或者把待蒸发材料放入 Al2O3、BeO 等坩埚中进行间接加热蒸发，这便是电阻加热蒸发法。由于电阻加热蒸发源结构简单、价廉易作，所以是一种应用很普通的蒸发源。

采用电阻加热法时应考虑蒸发源的材料和形状。

1．蒸发源材料

通常对蒸发源材料的要求是：

（1）熔点要高。因为蒸发材料的蒸发温度（饱和蒸气压为 10-2 托时的温度）多数在 1000~ 2000℃之间，所以蒸发源材料的熔点必须高于此温度。

（2）饱和蒸气压低。这主要是为防止或减少在高温下蒸发源材料会随蒸发材料蒸发而成为杂质进入蒸镀膜层中。只有蒸发源材料的饱和蒸气压足够低，才能保证在蒸发时具有最小的自蒸发量，而不致于产生影响真空度和污染膜层质量的蒸气。表 2-4 列出了电阻加热法中常用蒸发源材料金属的熔点和达到规定的平衡蒸气压时的温度。为了使蒸发源材料所蒸发的数量非常少，在选择蒸发源材料时，应使蒸发材料的蒸发温度要低于表 2-4 中蒸发源材料在平衡蒸气压为 10-8 托（≈10-6 帕）时的温度。在遇到杂质较多的情况下可采用与 10-5 托所对应的温度。

表 2.2.2-4 电阻蒸发源材料的熔点和对应的平衡蒸气压的温度

蒸发源材料	熔点（K）	平衡温度（K）		
		10^{-8} 托	10^{-5} 托	10^{-2} 托
W	2683	2390	2840	3500

Ta	3269	2230	2680	3330
Mo	2890	1865	2230	2800
Nb	2741	2035	2400	2930
Pt	2045	1565	1885	2180
Fe	1808	1165	1400	1750
Ni	1726	1200	1430	1800

（3）化学性能稳定，在高温下不应与蒸发材料发生化学反应。但是，在电阻加热法中比较容易出现的问题，是在高温下某些蒸发源材料与蒸镀材料之间会产生反应和扩散而形成化合物和合金。特别是形成低共熔点合金，其影响非常大。例如在高温时钽和金会形成合金，铝、铁、镍、钴等也会与钨、钼、钽等蒸发源材料形成合金。而一旦形成低共熔合金，熔点就显著下降，蒸发源就是很容易烧断。又如 B_2O_3 与 W、Mo、Ta 均有反应，W 还能与水汽或氧发生反应，形成挥发性的氧化物如 WO、WO_2 或 WO_3；Mo 也能与水汽或氧反应而形成挥发性 MoO_3 等。因此，应选择不会与镀膜材料发生反应或形成合金的材料做该材料的蒸发源材料。各种物质蒸发时所用蒸发源见表 2.2.2-5 所示。

表 2.2.2-5 适合于各种元素的蒸发源

元素	温度（℃）		蒸发源材料		
	熔点	10^{-2} 托	丝状、片状	坩埚	
Ag	961	1030	Ta,Mo,W	Mo,C	按适合程度排列，下同。与 W 不浸润
Al	659	1220	W	BN,TiC/C, TiB_2-BN	可与所有 RM 形成合金，难以蒸发。高温下能与 Ti,Zr,Ta 等反应。
Au	1063	1400	W,Mo	Mo,C	浸润 W，Mo；与 Ta 形成合金，Ta 不宜作素发源
Ba	710	610	W,Mo,Ta Ni,Fe	C	不能形成合金，浸润 RM，在高温下与大我数氧化物发生反应
Bi	271	670	W,Mo,Ta,Ni	Al_2O_3,C 等	蒸气有毒
Ca	850	600	W	Al_2O_3	在 He 气氛中预熔解去气
Co	1495	1520	W	Al_2O_3,BeO	与 W，Ta，Wo、Pt 等形成合金
Cr	~1900	1400	W	C	
Cu	1084	1260	Mo,Ta,Nb,W	Mo,C,Al_2O_3	不能直接浸润 Mo，W，Ta
Fe	1536	1480	W	BeO,Al_2O_3,ZrO_2	与所有 RM 形成合金，宜采用 EBV
Ge	940	1400	W,Mo,Ta	C,Al_2O_3	对 W 溶解度小，浸润 RM，不浸润 C
In	156	950	W,Mo	Mo,C	
La	920	1730	—	—	宜采用 EBV
Mg	650	440	W,Ta,Mo,Ni,Fe	Fe,C,Al_2O_3	
Mn	1244	940	W,Mo,Ta	Al_2O_3,C	浸润 RM
Ni	1450	1530	W	Al_2O_3,BeO	与 W，Mo，Ta 等形成合金，宜采用 EBV

Pb	327	715	Fe,Ni,Mo	Fe,Al_2O_3	不浸润 RM
Pd	1550	1460	W（镀 Al_2O_3）	Al_2O_3	与 RM 形成合金
Pt	1773	2090	W	ThO_2,ZrO_2	与 Ta, Mo, Nb 形成合金，与 W 形成部分合金，宜采用 EBV 或溅射
Sn	232	1250	Ni-Cr 合金，Mo,Ta	Al_2O_3,C	浸润 Mo，且浸蚀
Ti	1727	1740	W,Ta	C,ThO_2	与 W 反应，不与 Ta 反应，熔化中有时 Ta 会断裂
Tl	304	610	Ni,Fe,Nb Ta,W	Al_2O_3	浸润左边金属，但不形成合金。稍浸润 W，Ta，不浸润 Mo
V	1890	1850	W,Mo	Mo	浸润 Mo，但不形成合金。在 W 中的溶解度很小，与 Ta 形成合金
Y	1477	1632	W		
Zn	420	345	W,Ta,Mo	Al_2O_3,Fe,C,Mo	浸润 RM，但不形成合金
Zr	1852	2400	W		浸润 W，溶解度很小

注：RM——高熔点金属；EBV——电子束蒸发。

作为改进的办法，是采用氮化硼（BN50%-$TiB_2$50%）导电陶瓷坩埚、氧化锆（ZrO_2）、氧化钍（ThO_2）、氧化铍（BeO）、氧化镁（MgO）、氧化铝（Al_2O_3）坩埚以及石墨坩埚，或者采用蒸发材料自热蒸发源等。

（4）具有良好的耐热性，热源变化时，功率密度变化较小；

（5）原料丰富，经济耐用。

根据这些要求，在制膜工艺中，常用的蒸发源材料有 W、Mo、Ta 等，或耐高温的金属氧化物、陶瓷或石墨坩埚。表 2.2.2-6 列出了 W、Mo、Ta 的主要物理参数。

表 2.2.2-6 蒸发源用金属材料的性质

	温度（℃）	27	1027	1527	1727	2027	2327	2527
W (熔点：3380℃ 相对密度： 19.3	电阻率(μΩ·cm) 蒸气压（Pa） 蒸发速率(g/cm^2·s) 光谱辐射率 (0.665μm)	5.66 — — 0.470	33.66 — — 0.450	50 — — 0.439	56.7 1.3×10^{-9} 1.75×10^{-13} 0.435	66.9 6.3×10^{-7} 7.8×10^{-11} 0.429	77.4 7.6×10^{-5} 8.8×10^{-9} 0.423	84.4 1.0×10^{-3} 1.1×10^{-7} 0.419
W (熔点：2630℃ 相对密度： 10.2	电阻率(μΩ·cm) 蒸气压（Pa） 蒸发速率(g/cm^2·s) 光谱辐射率	5.63 — — 0.418	35.2 (1127℃) 2.1×10^{-13} 2.5×10^{-17} —	47.0 8×10^{-9} 1.1×10^{-10} 0.367 (1330℃)	53.1 5×10^{-5} 5.3×10^{-9} 0.353 (1730℃)	59.2 (1927℃) 4×10^{-5} 5×10^{-7} —	72 1.4×10^{-3} 1.6×10^{-5} —	78 9.6×10^{-3} 1.04×10^{-4} —
W (熔点：2980℃ 相对密度： 16.6	电阻率(μΩ·cm) 蒸气压（Pa） 蒸发速率(g/cm^2·s) 光谱辐射率	15.5 (20℃) — — 0.490	54.8 — — 0.462	72.5 — — 0.432	78.9 1.3×10^{-8} 1.63×10^{-12} 0.421	88.3 8×10^{-8} 9.8×10^{-11} (1927℃) 0.409	97.4 5×10^{-4} 5.5×10^{-8} 0.400	102.9 7×10^{-3} 6.6×10^{-7} 0.394

2．蒸镀材料对蒸发源材料的“湿润性”

在选择蒸发源材料时，还必须考虑蒸镀材料与蒸发源材料的“湿润性”问题。这种湿润性与蒸发材料的表面能大小有关。高温熔化的蒸镀材料在蒸发源上有扩展倾向时，可以说是容易湿润的；反之，如果在蒸发源上有凝聚而接近于形成球形的倾向时，就可以认为是难于湿润的。图 2.2.2-18 示出了二者相互间湿润状态的几种情况。

在湿润的情况下，由于材料的蒸发是从大的表面上发生的且比较稳定，所以可认为是面蒸发源的蒸发；在湿润小的时候，一般可认为是点蒸发源的蒸发。另外，如果容易发生湿润，蒸发材料与蒸发源十分亲合，因而蒸发状态稳定；如果是难以湿润的，在采用丝状蒸发源时，蒸发材料就容易从蒸发源上掉下来。例如 Ag 在钨线上熔化后就会脱落。

另外，关于蒸发源的形状可根据蒸发材料的性质，结合考虑与蒸发源材料的润湿性，制作成不同的形式和选用不同的蒸发源材质。图 2.2.2-19 示出了几种典型的蒸

在制作蒸发源时，钨是比较困难的。钨在经高温退火处理后会出现再结晶，这种经过再结晶的钨大约在 400℃左右才显示出较好的柔软性。所以制作 W 蒸发源时，必须在较高温度下进行，才能弯制成简单的形状。钼即使在室温下也具有较好的柔软性，加工性良好。钼的柔性最好，很容易加工成型。

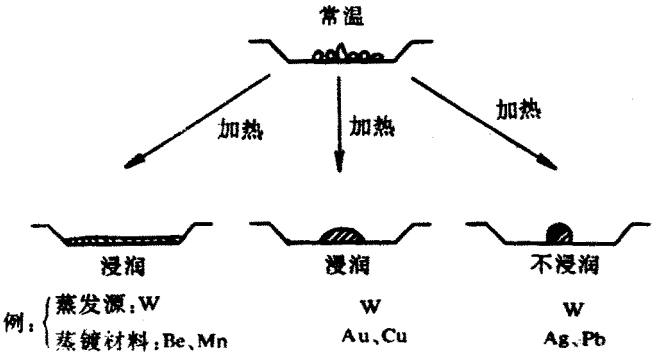


图 2.2.2-18 蒸发源材料与镀膜材料湿润 状态

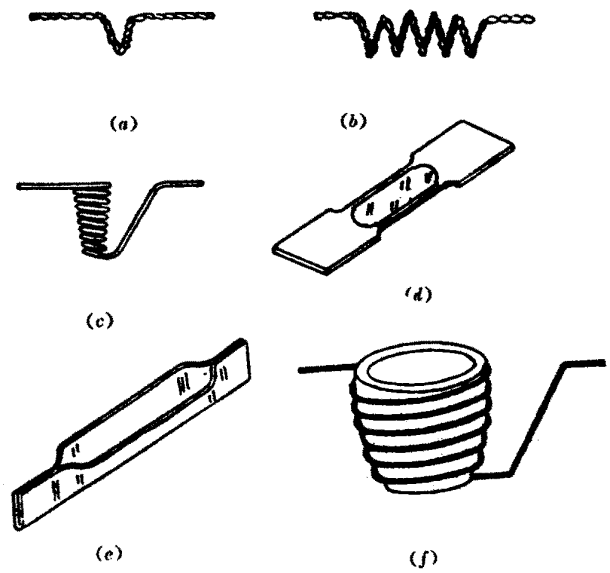


图 2.2.2-19 各种形状的电阻蒸发源

丝状蒸发源的线径一般为 0.5~1mm，特殊时可用 1.5mm。螺旋丝状蒸发源常用于蒸发铝，因为铝和钨能互相湿润，但钨在熔融铝中具有一定的溶解性，应予以注意。锥形篮状蒸发源一般用于蒸发块状或丝状的升华材料（如三股）。多股丝可有效防止断线，而且还能增大蒸发表面和蒸发量。

箔状蒸发源的厚度常为 0.05~.15mm。因为箔状蒸发源具有很大的辐射表面，它的功率消耗要比同样横截面的丝状蒸发源大 4~5 倍。用这类蒸发源蒸发材料时，应避免造成较大的温度梯度，蒸发材料与蒸发源之间要有良好的热接触，否则蒸发材料容易形成局部过热点，不仅引起材料容易分解，而且造成蒸发料的喷溅。

二、电子束蒸发源

随着薄膜技术的广泛应用，对膜的种类和质量提出了更多更严的要求。而只采用电阻加热蒸发源已不能满足蒸镀某些难熔金属和氧化物材料的需要，特别是要求制膜纯度很高的需要。于是发展了将电子束作为蒸发源的方法。将蒸发材料放入水冷铜坩埚中，直接利用电子束加热，使蒸发材料气化蒸发后凝结在基板表面成膜，是真空蒸发镀膜技术中的一种重要的加热方法和发展方向。电子束蒸发克服了一般电阻加热蒸发的许多缺点，特别适合制

作高熔点薄膜材料和高纯薄膜材料。

1．电子束加热原理与特点

电子束加热原理是基于电子在电场作用下，获得动能轰击到处于阳极的蒸发材料上，使蒸发材料加热气化，而实现蒸发镀膜。若不考虑发射电子的初速度，则电子动能$\frac{1}{2}mv^2$，与它所具有的电功率相等，即

$$\frac{1}{2}mv^2 = e \cdot U \qquad (2.2.2\text{-}55)$$

式中，U 是电子所具有的电位（V）；m 是电子质量（9.1×10-28g），e 是电荷（1.6×10-19C）。因此得出电子运动速度

$$v = 5.93 \times 10^5 \sqrt{U} \quad (\text{m/s}) \qquad (2.2.2\text{-}56)$$

假如 U = 10kV，则电子速度可达 6×104km/s。这样高速运动的电子流在一定的电磁场作用下，使之汇聚成电子束并轰击到蒸发材料表面，使动能变为热能。若电子束的能量

$$W = neU = IUt \qquad (2.2.2\text{-}57)$$

式中，n 为电子密度；I 为电子束的束流（A）；t 是束流的作用时间（s）。因而其产生的热量 Q 为

$$Q = 0.24Wt \qquad (2.2.2\text{-}58)$$

在加速电压很高时，由上式所产生的热能可足以使蒸发材料气化蒸化，从而成为真空蒸发技术中的一种良好热源。

电子束蒸发源的优点为：

（1）电子束轰击热源的束流密度高，能获得远比电阻加热源更大的能量密度。可在一个不太小的面积上达到 104~109W/cm2 的功率密度，因此可以使高熔点（可高达 3000℃以上）材料蒸发，并且能有较高的蒸发速度。如蒸发 W、Mo、Ge、SiO2、Al2O3 等。

（2）由于被蒸发材料是置于水冷坩埚内，因而可避免容器材料的蒸发，以及容器材料与蒸镀材料之间的反应，这对提高镀膜的纯度极为重要。

（3）热量可直接加到蒸镀材料的表面，因而热效率高，热传导和热辐射的损失少。

电子束加热源的缺点是电子枪发出的一次电子和蒸发材料发出的二次电子会使蒸发原子和残余气体分子电离，这有时会影响膜层质量。但可通过设计和选用不同结构的电子枪加以解决。多数化合物在受到电子轰击会部分发生分解，以及残余气体分子和膜料分子会部分地被电子所电离，将对薄膜的结构和性质产生影响。更主要的是，电子束蒸镀装置结构较复杂，因而设备价格较昂贵。另外，当加速电压过高时所产生的软 X 射线对人体有一定伤害，应予以注意。

2．电子束蒸发源的结构型式

依靠电子束轰轰击蒸发的真空蒸镀技术，根据电子束蒸发源的型式不同，可分为环形枪、直枪（皮洋斯枪）、e 型枪和空心阴极电子枪等几种。环型枪是靠环型阴极来发射电子束，经聚焦和偏转后打在坩埚中使坩埚内材料蒸发。其结构较简单，但是功率和效率都不高，多用于实验性研究工作，在生产中应用较少。

直枪是一种轴对称的直线加速电子枪，电子从阴极灯丝发射，聚焦成细束，经阳极加速后轰击在坩埚中使蒸发材料熔化和蒸发。直枪的功率从几百瓦到几千瓦都有。由于聚焦线圈和偏转线圈的应用使直枪的使用较为方便。它不仅可得到高的能量密度（≥100kW/cm2），而且易于调节控制。它的主要缺点是体积大、成本高，另外蒸镀材料会污染枪体结构和存在灯丝逸出的 Na+离子污染等。最近，采取在电子束的出口处设置偏转磁场，并在灯丝部位制成有一套独立抽气系统的直枪改进型，如图 2-20 所示。不但避免了灯丝对膜层的污染，而且还有利于提高电子枪的寿命。

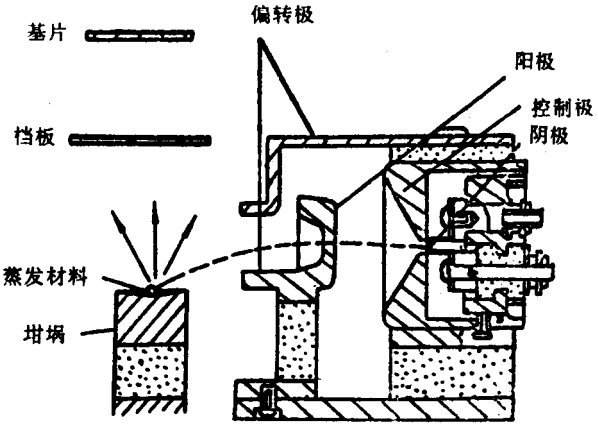


图 2.2.2-20 直枪蒸发源简图

E 型电子枪 270°偏转的电子枪，它克服了直枪的缺点，是目前用得较多的电子束蒸发源。其结构和间图如图 2-21 所示。所谓 e 型是由电子运动轨迹而得名。由于入射电子与蒸发原子相碰撞而游离出来的正离子，在偏转磁场作用下，产生与入射电子相反方向的运动，因而避免了直枪中正离子对蒸镀膜层的污染。同时 e 型枪也大大减少了二次电子（高能电子轰击材料表面所产生的电子）对基板轰击的几率。

由于 e 型枪能有效地抑制二次电子，可方便地通过改变磁场调节电子束的轰击位置。再加上在结构上采用内藏式阴极，即防止了极间放电，又避免了灯丝污染。目前 e 型枪已逐渐取代了直枪和环形枪。

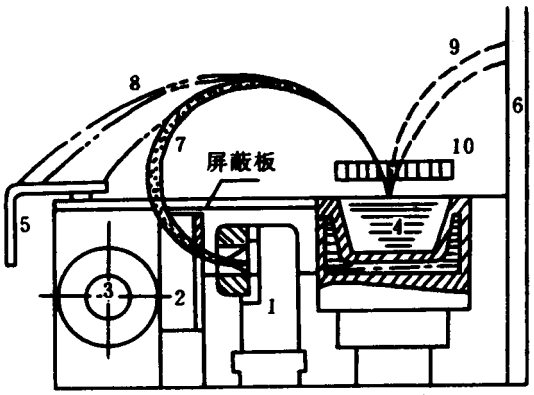


图 2.2.2-21 e 型电子枪的工作原理

1—发射体 2—阳极 3—电磁线圈 4—水冷坩埚 5—收集极 6—吸收极

7—电子轨迹 8—正离子轨迹 9—散射电子轨迹 10—等离子体

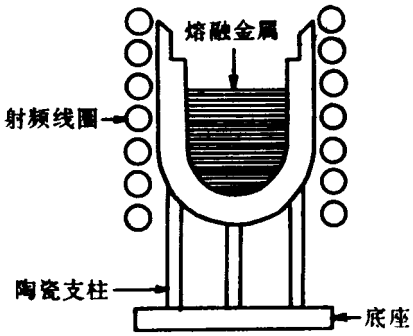


图 2.2.2-22 高频感应加热源的工作原理

以电子束蒸发镀膜（VPT 镀膜机）机为例，讲述具体电子束预熔的操作及工作方式。

预融准备

j) 在 PUMPING SYSTEM 系统下，点击 AUTOPUMP ON 按钮，自动关闭高阀，等待 20 秒，再点击 SLOW VENT 阀门，等待真空室门打开；

k) 清洁真空室，检查电子枪组件同时完成清洁操作；

l) 加入蒸发材料后，关闭真空室门。在 PUMPING SYSTEM 系统下，点击 AUTOPUMP OFF 按钮，开始自动抽真空；

m) 在真空度达到 5×10^{-5}Torr 后，确认气流控制器面板上的开关位置，通道选择旋钮拨到 1 位置，控制旋钮拨到 AUTO 位置，打开气流控制器开关，开始对真空室充氧，真空度达到 1.0×10^{-4}Torr；1.6×10^{-4}Torr(是否充氧由工艺决定)

n) 将坩锅转动开关拨由 AUTO 到 MANUAL,手动调节坩锅位置和转速;

o) 确认 dual EB 电子枪束流旋钮处于零位，面板开关拨到 LOC 位置，蒸发源挡板处于关闭的位置，打开高压电源开关(钥匙和 ON 按钮)，等待 5min 后，按 RESET 键完成系统连锁控制，打开高压开关，手动调节发射束流，先使用低的发射束流 program 调整光斑位置。再增加发射束流完成预融操作；

p) 电子枪扫描方式由工艺确定；

q) 完成预融操作后，把气流控制器通道选择旋钮拨到 R 位置，控制旋钮拨到 EXT 位置。把电子枪面板开关由 LOC 位置拨到 REMOTE 位置；

2.2.3 离子束辅助工艺介绍

离子辅助沉积（IAD）是在镀膜过程中将常规的电子束蒸发技术与离子体电弧技术相结合，它是目前在镀制优质光学薄膜的主要方法之一。图 1.8 是带有等离子源（也称 Advanced Plasma Source）和电子枪（E-Gun）的真空室工作情形。

图 2.2.3-23 离子辅助沉积示意图

离子源是由一个 LaB6 热阴极、柱状的阳极筒和一个磁场线圈组成，安装在真空室的底部中央位置。其结构装置如图 1.9 所示。

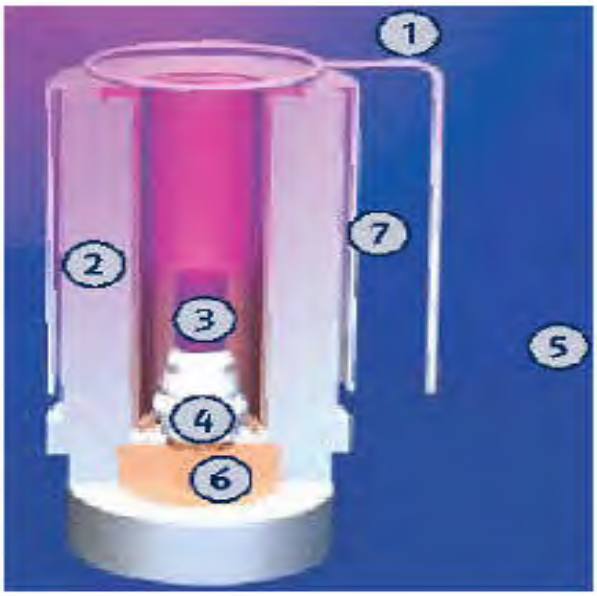


图 2.2.3-24 离子源结构示意图

1、充气环；2、阳极筒；3、阴极；4、加热器；5、真空室基座；

6、冷却水；7、法拉第线圈

其工作原理是：LaB6 阴极被石墨灯丝加热器间接加热，热阴极受热后发射热电子，在阴极及阳极间加上直流电压，同时充入惰性气体，通常用氩，由于辉光放电产生等离子体，又由于阳极周围是由螺旋管线圈的磁场围绕着，等离子体就在磁场的作用下沿螺线向工件盘运动，由于等离子体的作用，反应气体、蒸发材料的分子或原子也被离化，产生了离子镀的过程。等离子源相对真空室是电绝缘的，由于电子迁移率高，电子首先到达基片和真空室壁，使阳极与基片和真空室壁产生一个自偏压，如图 2.4 所示，基片相对于离子源为负电位，离化后的离子在电场作用下得到了加速，这样就增加了膜料粒子在基片表面沉积的迁移力，提高了膜层的密度，减小了水汽的浸入。这样一个过程与离子源之间形成一个均匀的等离子体区，由于较高的等离子区密度，反应气体(氧气)通过等离子源上方的环形喷头充入，被激活和部分离化，蒸发物也部分被离化。这样淀积物气体分子的能量被提高，分子之间的作用力又降低了对气压的要求，这些都有利于薄膜生长，提高薄膜性能。

另外，离子源与基片间的负偏压取决于真空度、提供的放电电压、磁场的强度等因素有关，在使用中可根据工艺要求来控制离子能量。此离子源可用于蒸镀氧化物、低价氧化物、硫化物、氟化物、半导体以及金属材料等。除此之外，由于离子体源的可作用 $1m^2$ 范围，故可满足大面积均匀薄膜的制备，并有助于提高产量。

2.2.4 影响热蒸发镀膜质量的工艺参数

薄膜的性质和结构主要决定于薄膜的成核与生长过程，实际上受许多淀积参数的影响，如淀积速率、粒子速度与角分布、粒子性质、衬底温度及真空度等。因此，在气相沉积技术中为了监控薄膜的性质与生长过程， 必须对淀积参数进行有效的测量与监控。在所有沉积技术中，淀积速率和膜厚是最重要的薄膜淀积参数。显然，用于淀积速率测量的实时方法，对于时间的积分也能用于膜厚的测量，而非实时方法则只能测量膜厚。从原则上讲，与膜厚相关的任何物理量都能用来确定膜厚。但是，实际并非如此，因为与膜厚有关的大部分物理性质，强烈地受微观结构的影响，即受淀积参数的影响。

一、膜厚的分类

所谓薄膜是指在基板的垂直方向上所堆积的 $1\sim10^4$ 的原子层或分子层。在此方向上，薄膜具有微观结构。

厚度是指两个完全平整的平行平面之间的距离，是一个可观测到实体的尺寸。因此，这个概念是一个几何概念。理想的薄膜厚度是指基片表面和薄膜表面之间的距离。由于薄膜仅在厚度方向是微观的，其他的两维方向具有宏观大小。所以，表示薄膜的形状，一定要用宏观方法，即采用长、宽、厚的方法。因此，从这个意义上讲，膜厚既是一个宏观概念，又是微观上的实体线度。由于实际上存在的表面是不平整和不连续的，而且薄膜内部还可能存在着针孔、杂质、晶格缺陷和表面吸附分子等，所以，要严格地定义和精确测量薄膜的厚度实际上是比较困难的。膜厚的定义应根据测量的方法和目的来决定。因此，同一薄膜，使用不同的测量方法将得到不同的结果，即不

同的厚度。

经典模型认为物质的表面并不是一个抽象的几何概念，而是由刚性球的原子（分子）紧密排列而成，是实际存在的一个物理概念。图 2-30 是实际表面和平均表面的示意图。平均表面是指表面原子所有的点到这个面的距离代数和等于零，平均表面是一个几何概念。通常，将基片一侧的表面分子的集合的平均表面称为基片表面 S_S；薄膜上不与基片接触的那一侧的表面的平均表面称为薄膜形状表面 S_T；将所测量的薄膜原子重新排列，使其密度和块状材料相同且均匀分布在基片表面上，这时的平均表面称为薄膜质量等价表面 S_M；根据测量薄膜的物理性质等效为一定长度和宽度与所测量的薄膜相同尺寸的块状材料的薄膜，这时的平均表面称为薄膜物性等价表面 S_P。由此可以定义：

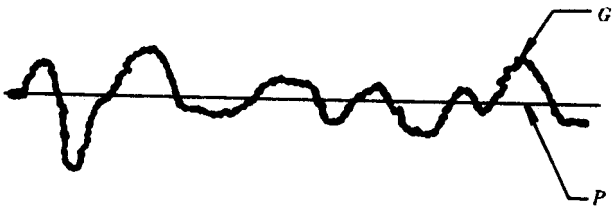


图 2.2.4-25 实际表面和平均表面示意图

G—实际表面；P—平均表面

（1）形状膜厚 d_T 是 S_D 和 S_T 面之间的距离；

（2）质量膜厚 d_M 是 S_S 和 S_M 面之间的距离；

（3）物性膜厚 d_P 是 S_S 和 S_P 面之间的距离。

上述各种膜厚定义如图 2-31 所示。形状膜厚 d_T 是 最接近于直观形式的膜厚，通常以 μm 为单位。d_T 只与表面原子（分子）有关，并且包含着薄膜内部结构的影响；质量膜厚 d_M 反映了薄膜中包含物质的多少，通常以 μg/cm² 为单位，它消除了薄膜内部结构的影响（如缺陷、针孔、变形等）；物性膜厚 d_P 在实际使用上较有用，而且比较容易测量，它与薄膜内部结构和外部结构无直接关系，主要取决于薄膜的性质（如电阻率、透射率等）。三种定义的膜厚往往满足下列不等式：

$$d_T \geq d_M \geq d_P$$

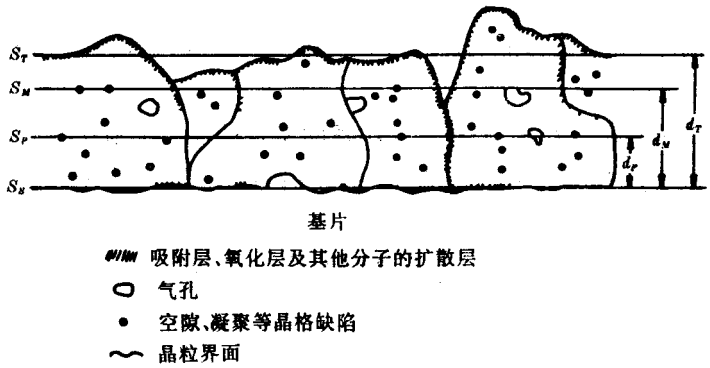


图 2.2.4-26 假想的薄膜剖面和膜厚定义示意图

由于实际表面的不平整性，以及薄膜不可避免有各种缺陷、杂质和吸附分子等存在，所以不论用哪种方法来定义和测量膜厚，都包含着平均化的统计概念，而且所得膜厚的平均值是包括了杂质、缺陷以及吸附分子在内的薄膜的厚度值。三种膜厚的测试方法如一有 2-8 所示。在形状膜厚的测量方法中，触针法和多次反射干涉法最常用，由它们所确定的膜厚，确实是由表面的形状所决定。在质量膜厚测定中，天平法最常用，但难以实现自动测试，为此多采用石英晶体振荡法代替。一般说来，只要厚度随薄膜物性变化，都能用于物性厚度的测量。并且由于这种方法的灵敏度高、测试容易和比较直观等，所以电物性和电光性的膜厚测量方法应用最广泛。

上述的测量方法，一些方法只能用于薄膜形成以后的测量，而另一些方法则可在薄膜形成的实际过程中监控其膜厚的变化。通过测量单位时间内薄膜的生长厚度，就能用这些监控膜厚的方法来测定薄膜的淀积速率。

下面介绍几种代表性的测定膜厚的方法。

表 2.2.4-7 膜厚的测试方法

膜厚定义	测试手段	测 试 方 法
形状膜厚	机械方法	触针法，测微计法
	光学方法	多次反射干涉法，双光线干涉法
	其他方法	电子显微镜法

质量膜厚	质量测定法 原子数测定法	化学天平法，微量天平法，扭力天平法，石英晶体振荡法 比色法、X 射线荧光法、离子探针法、放射性分析法
物性膜厚	电学方法 光学方法	电阻法、电容法、涡流法、电压法 干涉色法、椭圆偏振法、光吸收法

二、称重法

1．微量天平法

这个方法是建立在直接测定蒸镀在基片上的薄膜质量基础之上。因此所使用的天平必须满足专门的要求，具有足够的灵敏度，机械上是刚性的，在较高温度下易于除气并有非周期性的阻尼特性。

它是将微量天平设置在真空室内，把蒸镀的基片吊在天平横梁的一端，测出随薄膜的淀积而产生的天平倾斜，进而求出薄膜的积分堆积量，然后换算为膜厚。由此便可得到质量膜厚。

如果，积分 堆积量（质量）为 m，蒸镀膜的密度为 ρ，基片上的蒸镀面积为 A，其膜厚可由下式确定

$$t = \frac{m}{\rho A} \qquad (2.2.4\text{-}70)$$

式中，ρ 一般采用块材的密度值。

微量天平法的优点：灵敏度高，而且能测定淀积质量的绝对值；能在比较广的范围内选择基片材料；能在淀积过程中跟踪质量的变化等。如与偏光解析法或石英晶体振荡法并用，可用于研究金属薄膜的初期生长过程。

在一定的面积内，测定面积 A 的误差可以保持很小，并可忽略。因此厚度部分的误差 dt/t 为

$$\frac{dt}{t} = \frac{dm}{m} \qquad (2.2.4\text{-}71)$$

如果处理得当，测定质量的误差可为±2μg。

若在淀积薄膜后从真空系统中取出称重量，由于在基片上刚淀积的薄膜

暴露在大气时，会立即吸附水气等，吸气后的重量变化可能比微量天平的精度大 1~2 个数量级。因而在这种情况下应用此方法测定膜厚，其精确性将受到限制。

此方法的另一个问题是不能在一个基片上测定膜厚的分布，因为所得到的是整个面积 *A* 上的平均厚度。此外，如果薄膜的实际密度不等于块材密度时，这一等效厚度也就不是真正的厚度。通常由式（2-70）得到的厚度值稍小于实际的厚度值。

2．石英晶体振荡法

这是一种利用改变石英晶体电极的微小厚度，来调整晶体振荡器的固有振荡频率的方法。利用这一原理，在石英晶片电极上淀积薄膜，然后测基固有频率的变化就可求出质量膜厚。由于此法使用简便，精确度高，已在实际中得到广泛应用。此法在本质上也是一种动态称重法。

石英晶片的固有振动频率 *f*、波长 λ 和声速 *v* 之间有以下关系式

$$\lambda f = v \qquad (2.2.4\text{-}72)$$

如果石英晶片的厚度为 *t*，对基波而言，则波长 λ 为

$$\lambda = 2t \qquad (2.2.4\text{-}73)$$

再设石英晶片的密度为 ρ，切变弹性系数为 *c* 则

$$v = \sqrt{c/\rho} \qquad (2.2.4\text{-}74)$$

将式（2.2.4-73）、（2.2.4-74）代入式（2.2.4-72），可得

$$f = \frac{v}{\lambda} = \frac{N}{t} \qquad (2.2.4\text{-}75)$$

式中，N 为频率常数，其值 $N = (c/\rho)^{1/2}/2$，对于 AT 切割方式，N = 1670kHz • mm。

对式（2.2.4-75）求导，则得

$$df = -\frac{N}{t^2}dt \qquad (2.2.4\text{-}76)$$

由此可知，厚度的变化与振荡频率成正比。式中的负号表示石英晶体厚度增

加时其频率下降。

若在蒸镀时石英晶体上接收的淀积厚度（质量膜厚）为 dx，则相应的晶体厚度变化为

$$dt = \frac{\rho_m}{\rho} dx \qquad (2.2.4\text{-}77)$$

式中，ρ_m 为淀积物质的密度，ρ 是石英晶体的密度，其值 ρ =2.65g/cm3。当 ρ mdx 在不大的范围内，可把由式（2.2.4-77）给出的 dt 代入式（2.2.4-76），则得

$$df = -\frac{v^2}{N} \cdot \frac{\rho_m}{\rho} \cdot dx \qquad (2.2.4\text{-}78)$$

此式即为表示振荡频率变化与薄膜质量膜厚之间关系的基本公式。

这种测膜厚方法的优点是测量简单，能够在制膜过程中连续测量膜厚。而且，由于膜厚的变化是通过频率显示，因此，如果在输出端引入时间的微分电路，就能测量薄膜的生长速度或蒸发速率。其缺点是，测量的膜厚始终是在石英晶体振荡片上的薄膜厚度。并且每当改变晶片位置或蒸发源形状时，都必须重新校正；若在溅射法中应用此法测膜厚，很容易受到电磁干扰。此外，探头（石英晶片）工作温度一般不允许超过 80℃否则将会带来很大误差。

利用上述原理制成的石英晶体膜厚监控仪国产型号有 MSB-型、SK-1A（B）型等，可用于电阻或电子束蒸发设备上，监控金属、半导体和介质薄膜的厚度。

该方法最高灵敏度是 20Hz 左右，换算为石英晶体的质量膜厚为 12Å。

三、电学方法

1．电阻法

由于电阻值与电阻体的形状有关，利用这一原理来测量膜厚的方法称电阻法。电阻法是测量金属薄膜厚度最简单的一种方法。由于金属导电膜的阻值随膜厚的增加而下降，所以用电阻法可对金属膜的淀积厚度进行监控。以

制备性能符合要求的金属薄膜。但是，随着薄膜厚度的减小，电阻增大的速率比预料的要大。产生这一现象的原因是由于薄膜界面上的散射和薄射的结构与大块材料的结构不同，以及附着和被吸附的残余气体对电阻的影响造成的。此外，超薄薄膜的电导率会发生变化，是因为这种薄膜是不连续的，以岛状结构形式存在，其特性与连续薄膜完全不一样。尽管如此，在相当宽的膜厚范围内，尤其在较高淀积速率和低的残余气体压强条件下，用电阻测量法确定膜厚仍然是适用的。

由于材料的电阻率（或者电导率）通常是与整块材料的形状有关的一个确定值，如果认为薄膜的电阻率与块材相同，则可由下式确定膜厚，即

$$t = \frac{\rho}{R_S} \qquad (2.2.4\text{-}79)$$

式中，R_S 为正方形平板电阻器沿其边方向的电阻值，该 R_S 值与正方形的尺寸无关，常称为方电阻或面电阻，简称方阻，单位为Ω/□。方阻是在实际上经常使用的一个参数。

因此，采用电桥法或欧姆表直接测试出阻值监控片上的淀积薄膜的方电阻值，便可根据式（2.2.4-79）得出膜厚值。

用电桥法测量电阻的原理如图 2.2.4-27 所示。采用电阻法测量的薄膜电阻值范围介于几分之一欧至几百兆欧之间，一俟达到设计电阻值时，通过继电器控制电磁阀挡板，便可立即停止蒸发淀积。使用普通仪器，电阻测量精度可达±1%~±0.1%。由于准确确定薄膜的ρ值有困难，所以用电阻法测得的膜厚仍有一定误差。通常为≥±5%左右。

2．电容法

电介质薄膜的厚度可以通过测量它的电容量来确定。根据这一原理可以在绝缘基板上，按设计要求先淀积出叉指形电极对，使之形成平板形叉指形电极时，使之形成平板形叉指电容器。当未淀积介质时，叉指电容值主要由基板的介电常数决定。而在叉指上淀积介质薄膜后，其电容值由叉指电极

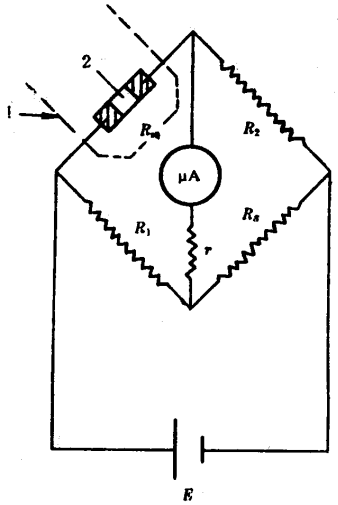


图 2-27 由测量电阻值（RS）来测量膜厚的电桥回路

1—真空室　2—蒸发面

的间距和厚度，以及淀积薄膜的介电系数决定。只要用电容电桥测出电容值便可确定淀积的膜厚。

另一种方法是在绝缘基板上先形成下电极，然后淀积一层介质薄膜后，再制作上电极，使之形成一个平板形电容器。然后根据平板电容器公式，在测出电容值后，便可计算出淀积介质薄膜的厚度。显然，这种方法只能用于淀积 后的膜厚测量，而不能用于淀积过程的监控。计算时所需要的ε值，可取块材介质的介电系数值。

由于确定介电系数和平板电容器或叉指电容器的表面积（电极）所造成的误差，限制了这种方法的准确性。

3．电离式监控计法

电离式监控计是基于电离真空计的工作原理，在真空蒸发过程中，蒸发物的蒸气通过一只类似 B-A 规式的传感规时，与电子碰撞并被电离，所形成离子流的大小与蒸气的密度成正比。由于残余气体的影响，传感规收集到的离子流由蒸发物蒸气和残余气体两部分离子流组成。如果用一只补偿规测出残余气体离子流的大小，并将两只规的离子流送到差动放大器，再通过电路补偿消除残余气体的离子流，这样得到的差动信号就是蒸发物质的蒸发速率

信号，利用此信号可以实现蒸发速率的测量与控制。

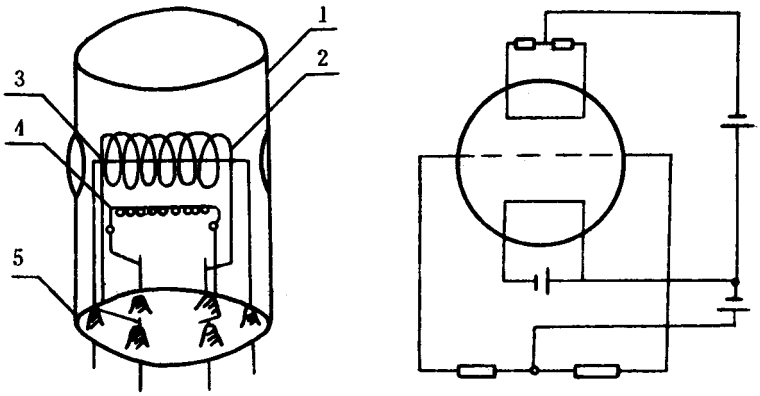


图 2.2.4-28 传感规结构示意图

1—带水冷却罩　2—加速极　3—收集极　4—发射极　5—芯柱

电离式监控计只适于真空蒸发镀膜工艺。所用传感规实际上是经过改型的 B-A 真空规，其结构如图 2-33 所示。补偿规的尺寸与传感规定完全相同。二者灵敏度尽可能一致。图 2-34 示出了电离式监控计的原理方框图。差动放大器将传感规和补偿两个离子流之差进行放大，就成为蒸发速率信号，再将该信号送到自动平衡记录仪，并同时通过放大调节器送到磁放大器，就可实现对蒸发电源进行自动调节，从而达到控制蒸发速率的目的。

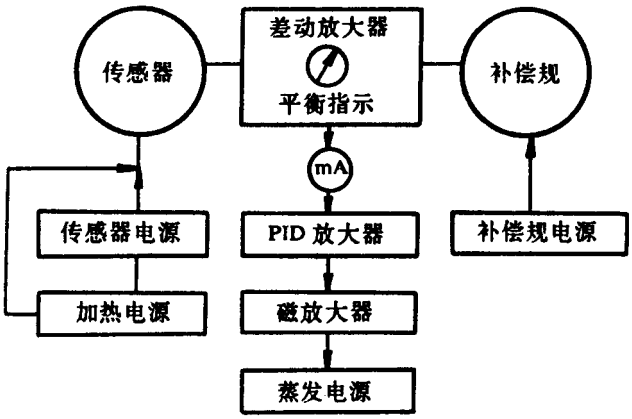


图 2.2.4-29 电离式监控计示意图

四、光学方法

1．光吸收法

如果强度为 I_0 的光照射具有光吸收性的薄膜，则透过薄膜的光强度可由下式表示

$$I = I_0 (I - R)^2 \exp(\alpha t) \qquad (2.2.4\text{-}80)$$

式中，t 为膜厚，α 是吸收系数，R 为薄膜与空气界面上的反射率。

显然，通过测量光强度的变化，利用上式可以确定吸收薄膜的厚度。这种方法非常简单，常用于金属蒸发膜厚度测定，且适用于淀积过程的控制。淀积速率一定时，在半对数坐标图上，透射光强与时间的关系是线性的。

这种方法也适用于在一定面积上薄膜厚度均匀性的检测。但必须指出，此方法只适用于能形成连续的、薄的微晶的薄膜材料（如 Ni-Fe 合金等），其他物质（如 Ag）在小的厚度时（~30nm），透射光强随厚度成线性衰减。因此，只有能满足式（2.2.4-80）的蒸发材料才适用。

2．光干涉法

光干涉法的理论基础是光的干涉效应。当平行单色光照射到薄膜表面上时，从薄膜的上、下表面反射回来的两束光在上表面相遇后，就发生干涉现象。而且，当一束光入射于薄膜上时，从膜的反射光和透射光的特性将随薄膜厚度而变化。通过测定反映反射光或透射光特性的某个参量，即可测定薄膜的厚度。显然，用这种方法所测量的是薄膜的光学厚度，以入射光的波长 λ 作为计量单位，精确度达±10%。如果设膜的折射率 n 与块材相同，则从光学厚度（nt）可求得薄膜的几何厚度 t。

如果两束相干光的波程差等于波长的整数倍，则两束光相互加强。如果波程差等于半波长的奇数倍，则两束光相互削弱。因此，当膜层厚度相差 λ/2（光学厚度）时，即膜层的几何厚度相差 λ/2n（n 为薄膜材料的折射率）时，反射率相同，这就是光干涉法测膜厚的基础。

如果淀积一层折射率小于比较片折射率的材料，并采用单色光源，则淀积开始后，反射率将随膜厚的增加而减小；当薄膜的光学厚度达到 λ/4 时反射率达到最小值。如果继续淀积，则反射率随膜厚的增加而上升，并在薄膜

的光学厚度达λ/2 时达到与监控反射率相等的最大值。如此继续下去，下一个最小值的 3λ/4 处，最大值在λ处，……。反射率的变化规律如图 2.2.4-30 中的曲线 1、2 所示。

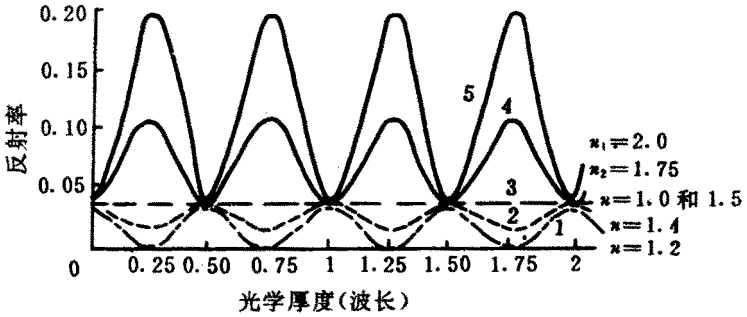


图 2.2.4-30 薄膜的反射率与光学厚度的关系

如果薄膜的折射率高于监控比较片，则两界面反射波的相互加强将产生在薄膜的光学厚度为λ/4 处，反射率的最小值将发生在λ/2 处，与监控片的反射率相同。以此类推，下一个最大值将在 3λ/4 处，最小值在λ处，……。反射率的变化规律如图 2-35 中曲线 4、5 所示。

在薄膜淀积过程中如果记录淀积膜反射率经过极值点的次数，则可监控膜层的厚度。并且还应在反射率达到某一极值时，中断淀积过程。如果淀积中经过极值点的次数为 *m* 次，则薄膜的光学厚度恰好等于 *m*λ/4。

例如，设计淀积 2μm 厚的 SiO 薄膜，已知 SiO 的折射率 *n* = 2.0，监控片的折射率 $n' = 1.5$，单色光的波长 λ =1μm，并假设薄膜的吸收为零，则

$$m \cdot \frac{\lambda}{4} = nt \qquad (2.2.4\text{-}81)$$

式中，n 为淀积薄膜的折射率，t 是淀积薄膜厚度，nt 即为淀积薄膜的光学厚度，λ 是入射光波长，m 为系数（m = 0，1，2，……）。

由上式即可解得 m = 16，若只计算最大值，则只需要注意观察第 8 个最大值即可。

监控透射率的原理与监控反射率是一致的。不过当透射率为极大值时，反射率为极小值，当透射率为极小值时，反射率则相反。它们的极值点是同时发生的，所对应的膜厚也相同。因此，记录透射率在淀积过程中经过极值

点的次数，同样可以监控淀积膜的厚度。

需要指出，金属薄膜在可见光范围内吸收性很强，无法观察出极值点。因此，这种方法不适用于测定或监控金属薄膜。

3．等厚干涉条纹法

如果在楔形薄膜上产生单色干涉光，在一定厚度下就能满足最大和最小的干涉条件，因此，能观察到明暗相间的平行条纹。这已成为膜厚测量的标准方法。如果厚度不规则，则干涉条纹也呈现不规则的形状。

图 2.2.4-31 是这种测量方法的示意图。产生干涉的膜层是由一小角度的两块光学平板之间的空气隙所形成，其中一块蒸镀有被测薄膜，并在其表面上形成台阶，两块平板上都蒸镀有相同材料的金属薄膜。由于两者之间间隔很小，于是干涉条纹就非常窄。如图 2.2.4-32 所示，如果 L 是条纹间距，△L 是条纹的位移，则薄膜厚度可由下式给出

$$t = \frac{\Delta L}{L} \cdot \frac{\lambda}{2} \qquad (2.2.4\text{-}82)$$

式中，λ 是单以光的波长。

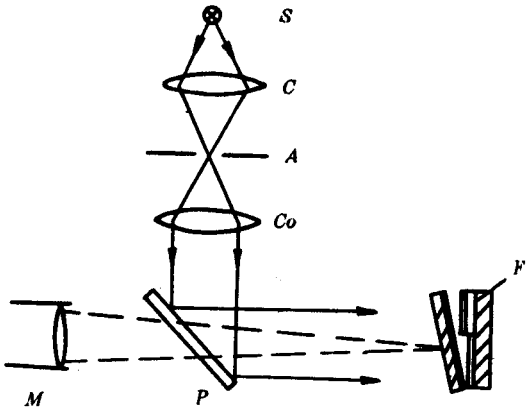


图 2.2.4-36 等厚干涉条纹法原理

S—光源 C—会聚透镜 A—光阑 CO—准直物镜 P—半透明平板 M—显微镜 F—待测薄膜

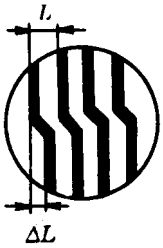


图 2.2.4-37 在薄膜台阶处干涉条纹的位移

五、触针法

这种方法在针尖上镶有曲率半径为几微米的蓝宝石或金刚石的触针，使其在薄膜表面上移动时，由于试样的台阶会引起触针随之作阶梯式上下运动。再采用机械的、光学的或电学的方法，放大触针所运动的距离并转换成相应的读数，该读数所表征的距离即为薄膜厚度。例如，触针钻石探头半径为 0.00254mm，测试时与样品的接触压力约 0.1g。

常用的电学放大法有以下几种：

1．差动变压器法

利用差动变压器法放大触针上下运动距离的原理如图 2.2.4-33（*a*）所示。图中线圈 2 和线圈 3 的输出反相连接。由于铁芯被触针牵动随触针上下移动，此时，线圈 2 和线圈 3 输出差动电信号，放大此信号并显示相应于触针运动距离的数值。

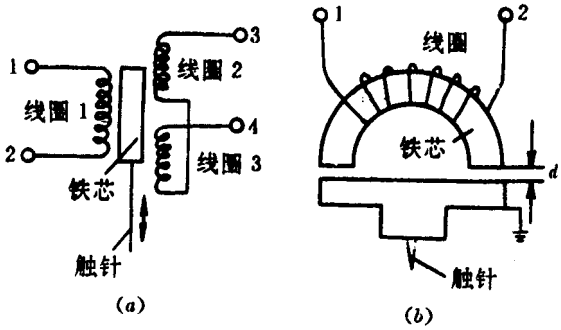


图 2.2.4-33 触针测厚计的传感器

（a）差动变压器法　　（b）阻抗法

2．阻抗放大法

阻抗放大法的原理如图 2.2.4-33（*b*）所示。由于触针上下运动使电感器的间隙 *d* 发生相应的变化时，感抗随之变化，导至线圈阻抗改变。再利用放大电路放大并显示该阻抗的变化量，即可表征触针上下运动的距崞。

3．压电元件法

压电元件法是利用压电材料的压电效应来放大并显示触针上下运动的距离。由于触针上下运动，作用在压电晶体元件的压力将随之改变，从而导致元件的电参数亦随之改变。放大并显示该电参数的变化量，即可表征触针上下运动的数值。

触针式膜厚测量法广泛用于硬质膜厚的测量，其精度比多光束干涉法精确。但应注意以下几个方面，因为它直接影响触针法的应用与精度：

（1）由于触针尖端的面积非常小，会穿透铝膜等易受损伤的软质膜，并在其上划出道沟，从而产生极大的误差；

（2）基片表面的起伏或不平整所造成的“噪声”亦会引起误差；

（3）被测薄膜与基片之间，必须要有膜一基台阶存在，才能进行测量。

实训 2.2 电子束蒸发制备高反射薄膜

三、实训目的

利用电子束蒸发制备技术制备高性能高反射薄膜。掌握真空系统工作的原理。掌握镀膜机操作流程及注意事项。

四、实训设备

VPT 镀膜机一台

五、实训内容

操作如下：

（1）镀膜材料选择

高折射率材料为 Hf,低折射率材料为 SiO_2.

（2）抽真空步骤见实训 2.1

（3）加温和热平衡过程控制

所有镀膜过程在 VPT 镀膜机上完成，每一罩镀膜过程的加热和热平衡的程序必须一样，即镀件要加到 xx 的温度，光学零件加温、降温要慢。

（4）膜系选择依据

每一次镀膜时工件的旋转速度为 30%，。

先镀一罩 xx,的单层膜试验片，镀膜时充氧量为 xx，镀金属铪时调用离子源的 6 号程序，镀膜时电子枪的高压为 8.5 千伏，采用定点镀膜的方式，膜层要比较厚，如在晶振膜厚仪中设计镀 6 微米，镀后用椭偏仪测量其折射率和物理厚度，根据这个结果可以确定高折射率材料被镀件和晶振膜厚仪中晶振片上厚度的比例关系。

再镀一罩 SiO_2 的单层膜试验片，镀膜时充氧量为 2.5×10^{-4}torr，镀金属铪时调用离子源的 3#程序，镀膜时电子枪的高压为 8.5 千伏，采用 VPT 镀膜机 TELEMARK 枪的 wzhfo2dd 镀膜的扫描方式，膜层要比较厚，如在晶振膜厚仪中设计镀 6 微米，镀后用椭偏仪测量其折射率和物理厚度，根据这个结果可以确定低折射率材料被镀件和晶振膜厚仪中晶振片上厚度的比例关系。

利用厚度和折射率的数据，利用膜系设计中的高反膜设计方法可以确定主膜系，在现 VPT 镀膜机上.

（5） 过程控制

特殊过程工艺验证：采用与正式件一样的镀膜夹具，准备放在夹具的中间和边上以及陪镀片孔上三个基片玻璃的材料要和正式片的材料一样，禁止使用代替材料，其中一片要测量反射波前。手工清洗过程中清洗布禁止在没有清洗前循环用，要在照明灯关闭的条件下清洗，清洗结束后要有第二个人检查。

a) 镀膜材料预熔：

第一步：用专用小勺子，每次取适量氧化铪颗粒加入坩埚内，所加入的氧化铪的量不能太多，并检查坩埚的旋转，禁止材料和坩埚的旋转装置发生

碰撞的现象，否则坩埚内材料过高会将坩埚遮板顶撞倾斜，导致冷却水泄露出坩埚。

第二步：关闭真空室门，抽真空至 5×10^{-5}Torr 以下时，打开设备间的氧气瓶开关，通过旋转气流控制器面板上的通道旋钮，旋转“通道 3”，控制旋钮拨到“AUTO”位置，打开气流控制器开关，氧分压调至设定值（视镀膜工艺而定）。

第三步：选择坩埚旋转控制方式为“MANUAL”，调节坩埚转速（视镀膜工艺而定），选择要预熔的材料所在的坩埚。

第四步：选择电子束流控制方式为“LOC”；打开高压电源开关，待 5 分钟后，按下“RESET”键完成系统联锁控制，然后打开高压开关，调节偏压在 8.50~8.55 之间，打开电子束流开关“BEAM ON”，详细操作方式见《VPT 镀膜机设备操作规程》。

第五步：将电子束扫描调节手柄开关拨到“SWEEP”。手动调节控制面板电子束流，初始设定值为 0.15~0.20 之间，通过手柄调节光斑至坩埚中心，然后在坩埚内移动光斑，使氧化铪材料内的气体释放。

第六步：由小到大，慢慢调节电子束流在 0.20~0.40 之间，开始预熔氧化铪材料，预熔过程中一定要注意防止材料喷溅。

第七步：由小到大，慢慢调节电子束流在 0.40~0.55 之间，将材料充分熔化，防止材料内部有空心，否则会导致镀膜过程中蒸发速率极不稳定，镀制的膜层也不均匀。熔化时间不要超过 5 分钟，否则熔化时间过长会蒸发掉更多材料，造成浪费。

第八步：将电子束流调至 0.30~0.40 之间，将整个坩埚内已熔过的氧化铪再扫描一遍，使氧化铪块体更加平整均匀。

第九步：依次关闭电子束流、高压开关、电子枪电源、气流控制器、氧气瓶阀门，待十分钟后预熔过的氧化铪材料冷却方可充气打开真空室。

第十步：用防静电手柄触碰电子枪正负电极充分放电，然后清洁真空室，并再次往坩埚中添加氧化铪颗粒，重复上述 1 至 9 步。直至坩埚内熔过的氧

化铪块体足够进行镀膜。

任务 2.3 溅射镀膜工艺

2.3.1 溅射镀膜机理介绍

所谓“溅射”是指荷能粒子轰击固体表面（靶），使固体原子（或分子）从表面射出的现象。射出的粒子大多呈原子状态，常称为溅射原子。用于轰击靶的荷能粒子可以是电子、离子或中性粒子，因为离子在电场下易于加速并获得所需动能，因此大多采用离子作为轰击粒子。该粒子又称入射离子。由于直接实现溅射的机构是离子，所以这种镀膜技术又称为离子溅射镀膜或淀积。与此相反，利用油射也可以进行刻蚀。淀积和刻蚀是溅射过程的两种应用。溅射这一物理现象是 130 多年前格洛夫（Grove）发现的，现已广泛地应用于各种薄膜的制备之中。如用于制备金属、合金、半导体、氧化物、绝缘介质薄膜，以及化合物半导体薄膜、碳化物及氮化物薄膜，乃至高 T_0 超导薄膜等。

溅射镀膜与真空蒸发镀膜相比，有如下的特点：

（1）任何物质均可以溅射，尤其是高熔点、低蒸气压元素和化合物。不论是金属、半导体、绝缘体、化合物和混合物等，只要是固体，不论是块状、粒状的物质翥阿以作为靶材。

由于溅射氧化物等绝缘材料和合金时，几乎不发生分解和分馏，所以可用于制备与靶材料组分相近的薄膜和组分均匀的合金膜，乃至成分复杂的超导薄膜。

此外，采用反应溅射法还可制得与靶材完全不同的化合物薄膜，如氧化物、氮化物、碳化物和硅化物等。

（2）溅射膜与基板之间的附着性好。由于溅射原子的能量比蒸发原子能量高 1~2 个数量级，因此，高能粒子淀积在基板上进行能量转换，产生较高的热能，增强了溅射原子与基板的附着力。加之，一部分高能量的溅射原

子将产生不同程度的注入现象，在基板上形成一层溅射原子与基板材料原子相互“混溶”的所谓伪扩散层。此外，在溅射粒子的轰击过程中，基板始终处于等离子区中被清洗和激活，清除了附着不牢的淀积原子，净化且活化基板表面。因此，使得溅射膜层与基板的附着力大大增强。

（3）溅射镀膜密度高，针孔少，且膜层的纯度较高，因为在油射镀膜过程中，不存在真空蒸镀时无法避免的坩埚污染现象。

（4）膜厚可控性和重复性好。由于溅射镀膜时的放电电流和靶电流可分别控制，通过控制靶电流则可控制膜厚。所以，油射镀膜的膜厚可控性和多次溅射的膜厚再现性好，能够有效地镀制预定厚度的薄膜。此外，溅射镀膜还可以在较大面积上获得厚度均匀的薄膜。

溅射镀膜（主要是二极溅射）的缺点是：溅射设备复杂、需要高压装置；溅射淀积的成膜速度低，真空蒸镀淀积速率为 0.1~5μm/min，而溅射速率则为 0.01~0.5μm/min；基板温升较高和易受杂质气体影响等。但是，由于射频溅射和磁控溅射技术的发展，在实现快速溅射淀积和降低基板温度方面已获得了很大的进步。

2.3.2 溅射镀膜工艺分类

溅射镀膜基于荷能离子轰击靶材时的溅射效应，而整个溅射过程都是建立在辉光放电的基础之上，即溅射离子都来源于气体放电。不同的溅射技术所采用的辉光放电方式有所不同。直流二极溅射利用的是直流辉光放电；三极溅射是利用热阴极支持的辉光放电；射频溅射是利用射频辉光放电；磁控溅射是利用环状磁场控制下的辉光放电。

一、辉光放电

1．直流辉光放电

溅射是辉光放电中产生的，因此，辉光放电是溅射的基础。辉光放电是在真空度约为 10~1Pa 的稀薄气体中，两个电极之间加上电压时产生的一种气体放电现象。

气体放电时，两电极间的电压和电流的关系不能用简单的欧姆定律来描述，因为二者之间不是简单的直线关系。图 2.3.1-1 表示直流辉光放电的形成过程，亦即两电极之间的电压随电流的变化曲线。

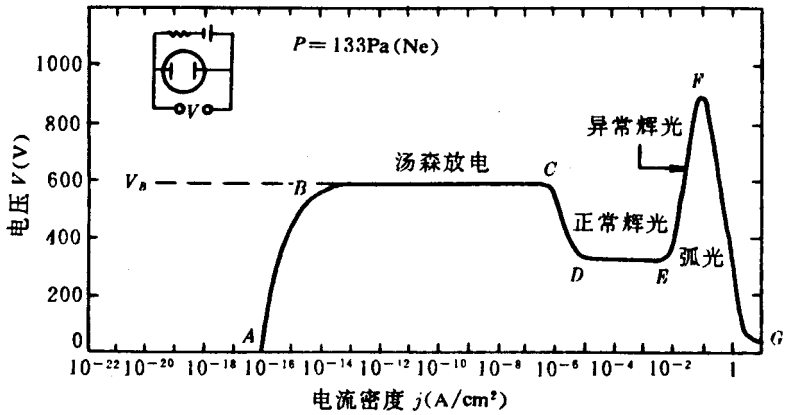


图 2.3.2-1 直流辉光放电伏安特性曲线

当两电极加上直流电压时，由于宇宙线产生的游离离子和电子是很有限的，所以开始时电流非常小，此 *AB* 区域叫做“无光”放电。随着电压升高，带电离子和电子获得了足够能量，与中性气体分子碰撞产生电离，使电流平稳地增加，但是电压却受到电源的高输出阻抗限制而呈一常数；*BC* 区域称为“汤森放电区”。在此区内，电流可在电压不变情况下增大。

然后发生“雪崩点火”。离子轰击阴极，释放出二次电子，二次电子与中性气体分子碰撞，产生更多的离子，这些离子再轰击阴极，又产生出新的更多的二次电子。一旦产生了足够多的离子和电子后，放电达到自持，气体开始起辉，两极间电流剧增，电压迅速下降，放电呈现负阻特性。这个 CD 区域叫做过渡区。

在 *D* 点以后，电流与电压无关，即增大电源功率时，电压维持不变，而电流平稳增加，此时两极板间出现辉光。从这一区域内若增加电源电压或改变电阻来增大电流，两极板间的电压几乎维持不变。从 *D* 到 *E* 之间区域叫做“正常辉光放电区”。在正常辉光放电时，放电自动调整阴极轰击面积。最初，轰击是不均匀的，轰击集中在靠近阴极边缘处，或在表面其他不规则处。

随着电源功率的增大，轰击区逐渐扩大，直到阴极面上电流密度几乎均匀为止。

E 点以后，当离子轰击覆盖整个阴极表面后，继续增加电源功率，会使放电区内的电压和电流密度，即两极间的电流随着电压的增大而增大，*EF* 这一区域称“异常辉光放电区”。

在 *F* 点以后，整个特性都改变了，两极间电压降至很小的数值，电流大小几乎是由外电阻的大小来决定，而且电流越大，极间电压越小，*FG* 区域称为“弧光放电区”。

下面对各个放电区的性质作进一步说明。

（1）无光放电

由于在放电容器中充有少量气体，因而始终有一部分气体分子以游离状态存在着。当两电极上加直流电压时，这些少量的正离子和电子将在电场下运动，形成电流。由于气体分子在这种情况下的自然游离数是恒定的，所以，当正离子和电子一俟产生，便被电极拉过去。即使再升高电压，到达电极的电子与离子数目不变。所以此时的电流密度很小，一般情况下仅有 10^{-16}~10^{-14} 安培左右。由于此区是导电而不发光，所以称为无光放电区。

（2）汤森放电区

在两极电压逐渐升高，电子的运动速度逐渐加快，电子与中性气体分子之间的碰撞不再是低速时的弹性碰撞，而是使气体分子电离。电离为正离子与电子，新产生的电子和原有电子继续被电场加速，使更多的气体分子被电离，于是在伏安曲线上便出现汤森放电区。

上述两种情况的放电，都以有自然电离源为前提，如果没有游离的电子和正离子存在，则放电不会发生。因此，这种放电方式又称为非自持放电。

（3）辉光放电

当放电容器两端电压进一步增加时，汤森放电的电流将随着增大。当电流增至 *C* 点时，极板两端电压突然降低，而这时电流突然增大， 并同时出现带有颜色的辉光，此过程称为气体的击穿，图中电压 V_B 称为击穿电压。击

穿后气体的发光放电称为辉光放电。这时电子和正离子是来源于电子的碰撞和正离子的轰击，即使自然游离源不存在，导电也将继续下去。而且维持辉光放电的电压较低，且不变，此时电流的增大显然与电压无关，而只与阴极板上产生辉光的表面积有关。正常辉光放电的电流密度与阴极材料和气体的种类有关。此外，气体的压强与阴极的形状对电流密度的大小也有影响。电流密度随气体压强增加而增大。凹面形阴极的正常辉光放电电流密度，要比平板形阴极大数十倍左右。

由于正常辉光放电时的电流密度仍比较小，所以在溅射等方面均是选择在非正常辉光放电区工作。

（4）非正常辉光放电区

在轰击覆盖住整个阴极表面之后，进一步增加功率，放电的电压和电流密度将同时增大，进入非正常辉光放电状态。其特点是：电流增大时，两放电极板间电压升高，且阴极电压降的大小与电流密度和气体压强有关。因为此时辉光已布满整个阴极，再增加电流时，离子层已无法向四周扩散，这样，正离子层便向阴极靠拢，使正离子层与阴极间距离缩短，此时若要想提高电流密度，则必须增大阴极压降使正离子有更大的能量去轰击阴极，使阴极产生更多的二次电子才行。

在气体成分和电极材料一定条件下，由巴邢定律可知，起辉电压 V 只与气体压强 P 和电极距离 d 的乘积有关（见图 2.3.1-2 所示）。从图可以看出，电压有一最小值。若气体压强太低或极间距离太小，二次电子在到达阳极前不能使足够的气体分子被碰撞电离，形成一定数量的离子和二次电子，会使辉光放电熄灭。气压太高或极间距离太大，二次电子因多次碰撞而得不到加速，也不能产生辉光。在大多数辉放电溅射过程中要求气体压强低，压强与间距乘积一般都在最小值的右边，故需要相当高的起辉电压。在极间距小的电极结构中，经常需要瞬时地增加气体压强以启动放电。

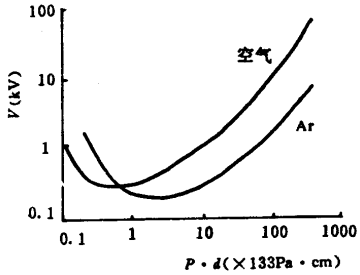


图 2.3.2-2 巴邢曲线

（起辉电压 V 与气体压强 P 和电极间距 d 之积的实验曲线）

（5）弧光放电区

异常辉光放电时，在某些因素影响下，常有转变为弧光放电的危险。此时，极间电压陡降，电流突然增大，相当于极间短路。且放电集中在阴极的局部地区，致使电流密度过大而将阴极烧毁。同时，骤然增大的电流有损坏电源的危险。弧光放电在气相沉积中的应用，仍在进一步研究之中。

2．正常与异常辉光放电

两电极之间维持辉光放电时，放电电压与电流之间的函数关系如图 2.3.2-1 所示。在一定的电流密度范围内（可为 2~3 个数量级），放电电压维持不变。如前所述，这一区域称为正常辉光区。在此区域内，阴极的有效放电面积随电流增加而增大，从而使阴极有效区内电流密度保持恒定不变。当整个阴极均成为有效放电区域之后（即整个阴极全部由辉光所覆盖），只有增加阴极的电流密度，才能增大电流，形成均匀而稳定的“异常辉光放电”，从而均匀地覆盖基片，这个放电区就是溅射区域。溅射电压 V，电流密度 j 和气体压强 P 遵守以下关系

$$V = E + \frac{F\sqrt{j}}{P} \qquad (2.3.2\text{-}1)$$

式中，E 和 F 是取决于电极材料、尺寸和气体种类的常数。在达到异常辉光放电区后，继续增大电压，一方面有更多的正离子轰击阴极产生在量电子发射，另方面因阴极暗区随电压增加而收缩，如方程式（3-2）所示

$$P \cdot d = A + \frac{BF}{V - E} \qquad (2.3.2\text{-}2)$$

式中，d 为暗区宽度，A、B 亦为与电极材料、尺寸和气体种类有关的常数。当电流密度达到约 0.1A/cm2 时，电丈夫开始急剧降低，便出现前述的低压弧光放电，这一溅射时应力求避免。另外，暗区从阴极向外扩展的距离是异常辉光区中电压的函数，这一事实常为人人们所忽视。在设计溅射装置时，必须加以考虑。

在异常辉光区内，大量离子产生于负辉光中。在这种情况下，任何妨碍负辉光的物体都将影响离子轰击被遮蔽的阴极部分。在等离子体中，由于离子与电子的质量相差悬殊，因而其复合速率很低。但在放电室的壁上（或任何可遇到的表面上），由于其动能可作为热量释出，因此很容易发生复合。如室壁或其他物体正好位于阴极附近，则离子密度和溅射速率的均匀性将发生严重差别。由于离子轰击是清除表面杂质的一种有效方法，因而可产生另一效应。任何此类杂质一经释出后，就成为放电的成分，可能混入所淀积的薄膜中，所以，无关零件应远离阴极及淀积区。

图 2.3.2-3 给出了低压直流辉光放电时的暗区和亮区以及对应的电位、场强、空间电荷和光强分布。对这些放电区间的形成原因解释如下：由于从冷阴极发射的电子能量只有 1eV 左右，很少发生电离碰撞，所以在阴极附近形成阿斯顿暗区。紧靠阿斯顿暗区的是比较明亮的阴极辉光区，它是在加速电子碰撞气体分子后，激发态的气体分子衰变和进入该区的离子复合而形成中性原子所造成的。随着电子继续加速，获得足够动能，穿过阴极辉光区后，与正离子不易复合，所以又出现一个暗区，叫做克鲁克斯暗区。克鲁克斯暗区的宽度与电子的平均自由程（即压强）有关。随着电子速度的增大，很快获得了足以引起电离的能量，于是离开阴极暗区后便大量产生电离，在此空间由于电离而产生大量的正离子。由于正离子的质量较大，故向阴极的运动速度较慢。所以，由正离子组成了空间电荷并在该处聚积起来，使该区域的电位升高，而与阴极形成很大电位差，此电位差常称为阴极辉光放电的阴极压降。正是由于在此区域的正离子浓度很大，所以电子经过碰撞以后速度降低，使电子与正离子的复合几率增多，从而造成有明亮辉光的负辉光区。经

过负辉光区后，多数动能较大的电子都已丧失了能量，只有少数电子穿过负辉光区。在负辉光区与阳极之间是法拉第暗区和阳极光柱，这些区域几乎没有电压降，唯一的作用是连接负辉光区和阳极。这是因为在法拉第暗区后，少数电子逐渐加速并在空间与气体分子碰撞而产生电离。由于电子数较少，产生的正离子不会形成密集的空间电荷，所以在这一较大空间内，形成电子与正离子密度相等的区域。空间电荷作用不存在，使得此区间的电压降很小，很类似一个良导体。

在溅射过程中，基板（阳极）常处于负辉光区。但是，阴极和基板之间的距离至少应是克鲁克暗区宽度的 3~4 倍。当两极间的电压不变而只改变其距离时，阴极到负辉光区的距离几乎不变。

必须指出，图 2.3.2-3 所列的放电区结构是属于长间隙的情况，而溅射时的情况属于短间隙辉光放电，这时并不存在法拉第暗区和正离子柱。

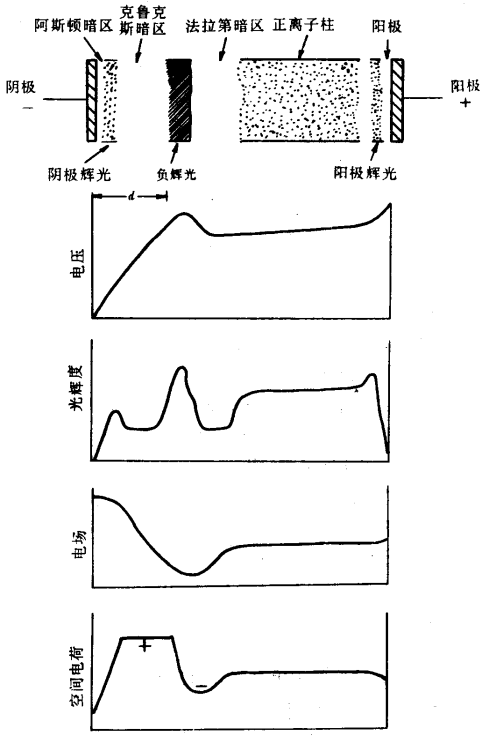


图 2.3.2-3 直流辉光放电现象及其电特性和光强分布

3．辉光放电阴极附近的分子状态

如前所述，由于在冷阴极发射时，从阴极发射的电子的初始能量只有 1eV 左右，所以与气体分子不发生相互作用。故在非常靠近阴极的地方是黑暗的，这就是阿斯顿暗区。在使用氩、氖之类工作气体时这个暗区很明显。可是对于其他气体，这个暗区就很窄，难以观察到。如果使电子加速就会使气体分子激发，激发的气体分子发出固有频率的光波，称为阴极辉光。若进一步加速电子，会使气体分子发生电离，从而产生大量的离子和低速电子，因此，这个区域几乎不发光，称为克鲁 克斯暗区。在这个区域又便所形成的低速电子加速，从而激发气体分子，使气体分子发光，这就是负辉光。气体分子从阴极到负辉光区的放电状态如图 2.3.2-4 所示。

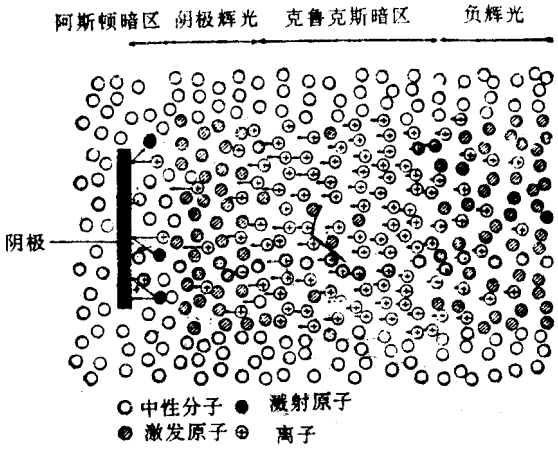


图 2.3.2-4 辉光放电过程中阴极附近分子状态示意图

与溅射现象有关的重要问题主要有两个：一个是在克鲁克斯暗区周围所形成的正离子冲击阴极；另一个是，当两极板间的电压不变而改变两极间的距离时，主要发生变化的是由等离子体构成的阳极光柱部分的长度，而从阴极到负辉光区的距离是几乎不改变的。这是由于两电极间电压的下降几乎都发生在阴极到负辉光区之间的缘故。因而使由辉光放电产生的正离子撞击阴极，把阴极原子溅射出来，这就是一般的溅射法。阴极与阳极之间的距离，至少必须比阴极与负辉光区之间的距离要长。

4．低频交流辉光放电

一般很少采用低频交流辉光放电进行溅射。在频率低于 50kHz 的交流电压条件下，离子有足够的活动性，且有充分的时间在每个半周的时间内，在各个电极上建立直流辉光放电。这种放电称为低频交流辉光放电。这一放电基本上与直流辉光放电相同，只是两个电极交替地成为阴极和阳极。

5．射频辉光放电

在一定气压下，当阴阳极间所加交流电压的频率增高到射频频率时，即可产生稳定的射频辉光放电。射频辉光放电有两个重要的特征：第一，在辉光放电空间产生的电子，获得了足够的能量，足以产生碰撞电离。因而，减少了放电对二次电子的依赖，并且降低了击穿电压。第二，射频电压能够通过任何一种类型的阻抗耦合进去，所以电极并不需要是导体，因而，可以溅射包括介质材料在内的任何材料。因此，射频辉光放电在溅射技术中的应用十分广泛。

一般，在 5~30MHz 的射频溅射频率下，将产生射频放电。这时外加电压的变化周期小于电离和消电离所需时间（一般在 10^{-6} 秒左右），等离子体浓度来不及变化。由于电子质量小，很容易跟随外电场从射频场中吸收能量并在场内作振荡运动。但是，电子在放电空间的运动路程不是简单的由一个电极到另一个电极的距离，而是在放电空间不断来回运动，经过很长的路程。因此，增加了与气体分子的碰撞几率，并使电离能力显著提高，从而使击穿电压和维持放电的工作电压均降低（其工作电压只有直流辉光放电的 1/10）。所以射频放电的自持要比直流放电容易得多。通常，射频辉光放电可以在较低的气压下进行。例如，直流辉光放电常在 10^{0}~10^{-1}Pa 运行，射频辉光放电可以在 10^{-1}~10^{-2}Pa 运动。另外，由于正离子质量大，运动速度低，跟不上电源极性的改变，所以可以近似认为正离子在空间不动，并形成更强的正空间电荷，对放电起增强作用。

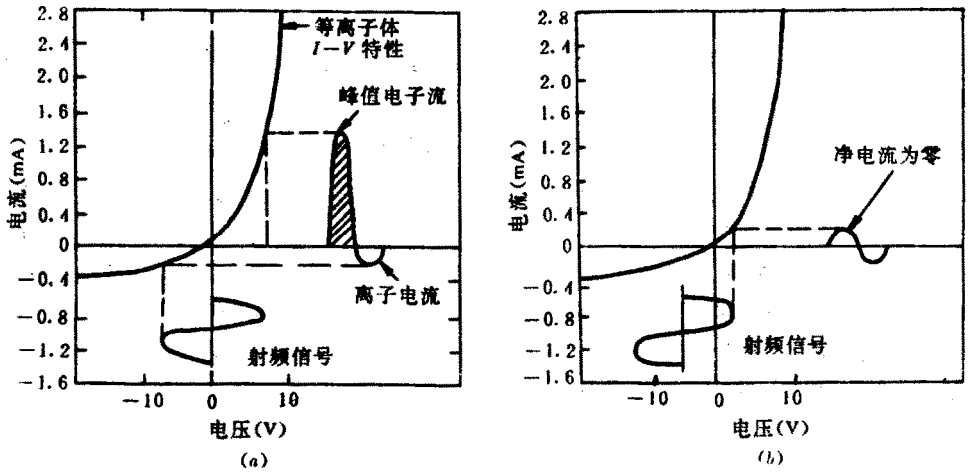


图 2.3.2-5 在射频辉光放电情况下容性耦合表面上

脉动负极性电荷覆盖层的形成

虽然大多数正离子的活动性甚小，可以忽略它们对电极的轰击。但是，若有一个或两个电极通过电容耦合到射频振荡器上，将在该电板上建立一个脉动的负电压。由于电子和离子迁移率的差别，辉光放电的 *I-V* 特性类似于一个有漏电的二极管整流器（见图 2.3.2-5）。也就是说，在通过电容器引入射频电压时，将有一个大的初始电流存在，而在第二个半周内仅有一个相对较小的离子电流流过。所以，通过电容器传输电荷时，电极表面的电位必然自动偏置为负极性，直到有效电流（各周的平均电流）为零。平均直流电位 V_s 的数值近似地与所加峰值电压相等。

如果在射频溅射装置中，将溅射靶与基片完全对称配置，正离子以均等的几率轰击溅射靶和基片，溅射成膜是不可能的。实际上，只要求靶上得到溅射，那么这个溅射靶电极必须绝缘起来，并通过电容耦合到射频电源上去。另一电极（真空室壁）为直接耦合电极（即接地电极），而且靶面积必须比直接耦合电极小。设辉光放电空间与靶之间的电压为 V_c，辉光放电空间与直接耦合电极之间的电压为 V_d（见图 2.3.2-6），则两个电压之间存在如下近似理论关系

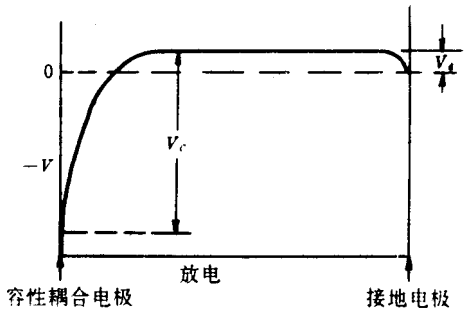


图 2.3.2-6 射频辉光放电中从小的电容耦合电极靶到大的直接耦合电极的电压分布

$$V_c / V_d = (A_d / A_c)^A \qquad (2.3.2\text{-}3)$$

式中，A_c 和 A_d 分别为容性耦合电极（即溅射靶）和直接耦合电极（即接地电极）的面积。实际上，由于直接耦合电极是整个系统的地，包括底板、真空室壁等在内，A_d 尺寸比 A_c 大得多。所以，$V_c >> V_d$，即 V_c 与 V_d 二者之间在实际上并不具有 4 次方关系。因此，平均壳层电压在靶电位和地之间变化，如图 2.3.2-6 所示。所以射频辉光放电时等离子体中离子对接地零件只有极微小的轰击，而对溅射靶却进行强烈轰击并使之产生溅射。

射频放电虽然可在 5~30MHz 频率范围内进行，实际上，通常工业用频率为 13.56MHz，主要是为了避免对通信的干扰，此时气体压强可降到 0.13Pa 或更低。

二、溅射特性

表征溅射特性的参量主要有溅射率、溅射阈值，以及溅射粒子的速度和能量等。

1．溅射阈值

所谓溅射阈值是指使靶材原子发生溅射的入射离子所必须具有的最小能量。溅射阈值的测定十分困难，随着测量技术的进步，目前已能测出低于 10^{-5} 原子/离子的溅射率。图 2.3.2-7 是用不同能量的 Ar^+ 离子轰击各种金属元素靶材时得到的溅射率曲线。图 2.3.2-8 是不同种类的入射离子以不同能量轰击同一钨靶的溅射曲线。入射离子不同时溅射阈值变化很小，而对于不同靶

材溅射阈值的变化比较明显。也就是说，溅射阈值与离子质量之间无明显的依赖关系，而主要取决于靶材料。对处于周期表中同一周期的元素，溅射阈值随着原子序数增加而减小。对绝大多数金属来说，溅射阈值为 10~30eV，相当于升华热的 4 倍左右。表 2.3.2-1 列出了几种金属的溅射阈值。

表 2.3.2-1 一些金属元素的阈值能量（eV）

原子序数	元素	Ne	Ar	Kr	Xe	原子序数	元素	Ne	Ar	Kr	Xe
4	Be	12	15	15	15	41	Nb	27	25	26	22
11	Na	5	10	—	30	42	Mo	24	24	28	27
13	Al	13	13	15	18	45	Rh	25	24	25	25
22	Ti	22	20	17	18	46	Pd	20	20	20	15
23	V	21	23	25	28	47	Ag	12	15	15	17
24	Cr	22	15	18	20	51	Sb	—	3	—	—
26	Fe	22	20	25	23	73	Ta	25	26	30	30
27	Co	20	22	22	—	74	W	35	25	30	30
28	Ni	23	21	25	20	75	Re	35	35	25	30
29	Cu	17	17	16	15	78	Pt	27	25	22	22
30	Zn	—	3	—	—	79	Au	20	20	20	18
32	Ge	23	25	22	18	90	Th	20	24	25	25
40	Zr	23	22	18	26	92	U	20	23	25	22

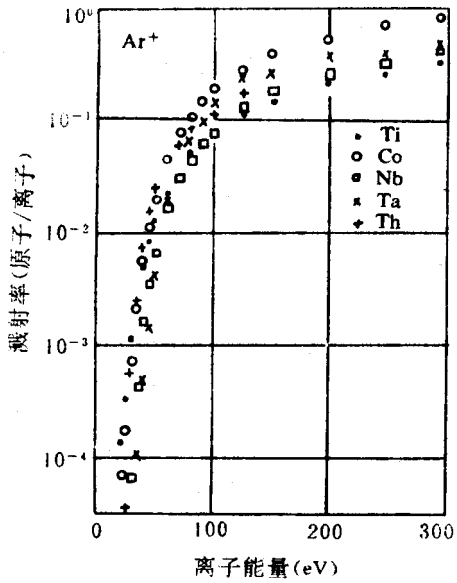


图 2.3.2-7 用 Ar^+溅射不同靶材的溅射率曲线

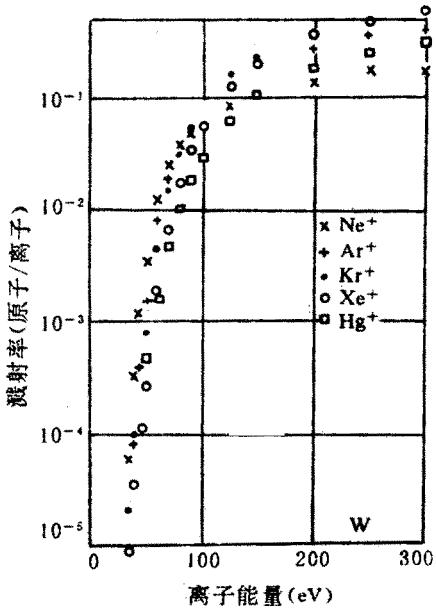


图 2.3.2-8 不同的气体离子轰击钨靶的溅射率曲线

2．溅射率

溅射率是描述溅射特性的一个最重要物理参量，它表示正离子轰击靶阴极时，平均每个正离子能从阴极上打出的原子数。又称溅射产额或溅射系数，常用 *S* 表示。

溅射率与入射离子的种类、能量、角度及靶材的类型、晶格结构、表面状态、升华热大小等因素有关，单晶靶材还与表面取向有关。

（1）靶材料　溅射率与靶材料种类的关系可用靶材料元素在周期表中的位置来说明。在相同条件下，用同一种离子对不同元素的靶材料轰击，得到不相同的溅射率，并且还发现溅射率呈周期性变化，其一般规律是随靶材元素原子序数增加而增大。由图 3-9 可以看出：铜、银、金的溅射率较大；碳、硅、钛、钒、锆、铌、钽、钨等元素的溅射率较小；在用 400eV 的 Xe^+ 离子轰击时，银的溅射率为最大，碳为最小。此外，具有六方晶格结构（如镁、锌、钛等）和表面污染（如氧化层）的金属要比面心立方（如镍、铂、铜、银、金、铝等）和清洁表面的金属的溅射率低；升华热大的金属要比升

华热小的溅射率低。升华热大的金属要比升华热小的溅射率低。从原子结构分析上述规律显然与原子的 3*d*、4*d*、5*d* 电子壳层的填充程度有关。各种元素的溅射率如表 2.3.2-2 所示。

表 2.3.2-2 各种元素的溅射率

靶材元素	Ne^+				Ar^+			
	100（eV）	200（eV）	300（eV）	600（eV）	100（eV）	200（eV）	300（eV）	600（eV）
Be	0.012	0.10	0.26	0.56	0.074	0.18	0.29	0.80
Al	0.031	0.24	0.43	0.83	0.11	0.35	0.65	1.24
Si	0.034	0.13	0.25	0.54	0.07	0.18	0.31	0.53
Ti	0.08	0.22	0.30	0.45	0.081	0.22	0.33	0.58
V	0.06	0.17	0.36	0.55	0.11	0.31	0.41	0.70
Cr	0.18	0.49	0.73	1.05	0.30	0.67	0.87	1.30
Fe	0.18	0.38	0.62	0.97	0.20	0.53	0.76	1.26
Co	0.084	0.41	0.64	0.99	0.15	0.57	0.81	1.36
Ni	0.22	0.46	0.65	1.34	0.28	0.66	0.95	1.52
Cu	0.26	0.84	1.20	2.00	0.48	1.10	1.59	2.30
Ge	0.12	0.32	0.48	0.82	0.22	0.50	0.74	1.22
Zr	0.054	0.17	0.27	0.42	0.12	0.28	0.41	0.75
Nb	0.051	0.16	0.23	0.42	0.068	0.25	0.40	0.65
Mo	0.10	0.24	0.34	0.54	0.13	0.40	0.58	0.93
Ru	0.078	0.26	0.38	0.67	0.14	0.41	0.68	1.30
Rh	0.081	0.36	0.52	0.77	0.19	0.55	0.86	1.46

Pd	0.14	0.59	0.82	1.32	0.42	1.00	1.41	2.39
Ag	0.27	1.00	1.30	1.98	0.63	1.58	2.20	3.40
Hf	0.057	0.15	0.22	0.39	0.16	0.35	0.48	0.83
Ta	0.056	0.13	0.18	0.30	0.10	0.28	0.41	0.62
W	0.038	0.13	0.24	0.32	0.068	0.29	0.40	0.62
Re	0.04	0.15	0.24	0.42	0.10	0.37	0.56	0.91
Os	0.032	0.16	0.30	0.41	0.057	0.36	0.56	0.95
Ir	0.069	0.21	0.44	0.46	0.12	0.43	0.70	1.17
Pt	0.12	0.31	0.84	0.70	0.20	0.63	0.95	1.56
Au	0.20	0.56	0.17	1.18	0.32	1.07	1.65	2.3(500)
Th	0.028	0.11	0.36	0.36	0.097	0.27	0.42	0.66
U	0.063	0.20	0.52	0.52	0.14	0.35	0.59	0.97

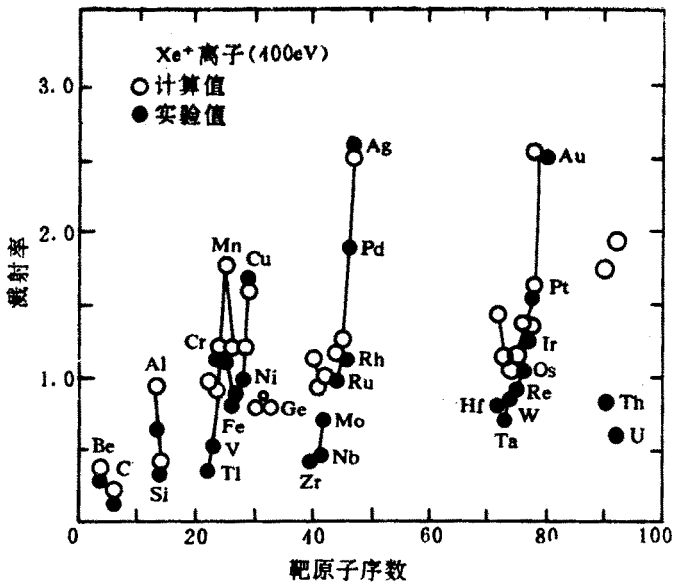


图 2.3.2-9 溅射率与原子序数的关系

（2）入射离子能量　入射离子能量大小对溅射率影响显著。当入射离子能量高于某一个临界值（溅射阈值）时，才发生溅射。图 2.3.2-10 所示为溅射率与入射离子能量之间的典型关系曲线。该曲线可分为三个区域：

$S \propto E^2$　　ET<E<500eV（ET 为溅射阈值）

$S \propto E$　　500eV<E<1000eV

$S \propto E^{1/2}$　　1000eV<E<5000eV

即溅射率最初随轰击离子能量的增加而指数上升，其后出现一个线性增大区，并逐渐达到一个平坦的最大值并呈饱和状态。如果再增加 *E* 则因产生离子注入效应而使 *S* 值开始下降。用 Ar 离子轰击铜时，离子能量与溅射率的典型关系如图 2.3.2-11 所示，图中能量范围扩大到 100keV，这一曲线可分成三部分：第一部分是没有或几乎没有溅射的低能区域；第二部分的能量从 70eV 增至 10keV，这是溅射率随离子能量增大的区域，用于溅射淀积薄膜的能量值大部分在这一范围内；第三部分是 30keV 以上，这时溅射率随离子能量增加而下降。如前所述，这种下降据认为是由于轰击离子此时深入到晶格内部，将大部分能量损失在靶材体内，而不是消耗在靶表面的缘故。轰击离

子愈重，出现这种下降的能量就愈高。

（3）入射离子种类　溅射率依赖于入射离子的原子量，原子量越大，则溅射率越高。溅射率也与入射离子的原子序数有关，呈现出随离子的原子序数周期性变化的关系。这和溅射率与靶材料的原子序之间存在的关系相类似。从图 2.3.2-12 可见，在周期表每一排中，凡电子壳层填满的元素就有最大的溅射率。因此，惰性气体的溅射率最高，而位于元素周期表的每一列中间部位元素的溅射率最小。如 Al、Ti、Zr、Hf 等。所以，在一般情况下，入射离子大多采用惰性气体。考虑到经济性，通常选用氩为工作气体。另外，使用惰性气体还有一个好处是，可避免与靶材料起化学反应。实验表明，在常用的入射离子能量范围内（500~2000eV），各种惰性气体的溅射率大体相同。同时，从图 2.3.2-12 还可看到，用不同的入射离子对同一靶材料溅射时，所呈现的溅射率的差异，大大高于用同一种离子去轰击不同靶材所得到的溅射率的差异。

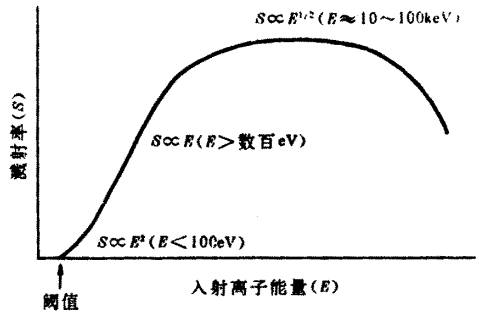


图 2.3.2-10 溅射率与入射离子能量的关系

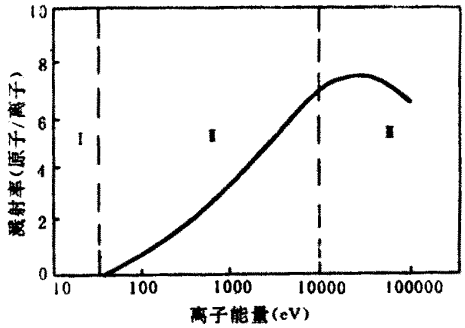


图 2.3.2-11 Ar 离子轰击铜时离子能量与溅射率的关系

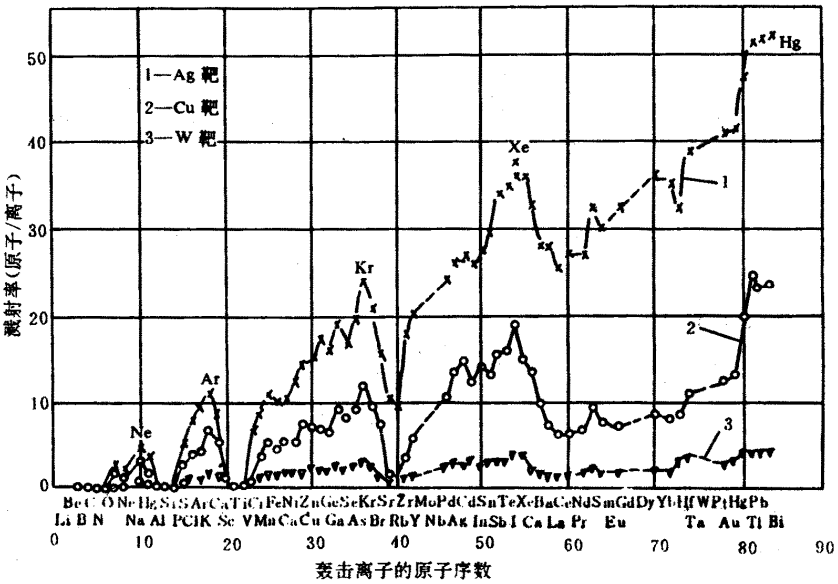


图 2.3.2-12 溅射率与入射离子的原子序数的关系

（4）入射离子的入射角　入射角是指离子入射方向与被溅射靶材表面法线之间的夹角。图 2.3.1-13 示出了 Ar 离子对几种金属的溅射率与入射角的关系。可以看出，随着入射角的增加溅射率逐渐增大，在 0~60°之间的相对溅射率基本上服从 $1/\cos\theta$ 规律，即 $S(\theta)/S(0)=1/\cos\theta$，$S(\theta)$ 和 $S(0)$ 分别为 θ 角和垂直入射时的溅射率。并且可见，60°时的 S 值约为垂直入射时的 2 倍。当入射角为 60°~80°时，溅射率最大，入射有再增加时，溅射率急剧减小，当等于 90°时，溅射率为零。这种变化情况的典型曲线见图 2.3.2-14 所示，即对于不同的靶材和入射离子而言，对应的最大溅射率 S 值，有一个最佳入射角 θ_m。另外，实验结果表明，不同的离子加速电压，对入射角 θ_m 值也存在一定影响。一般说来，入射角度与溅射率的关系，对金、银、铜、铂等影响较小；对铝、铁、钛、钽等影响较大；镍、钨等为中等。

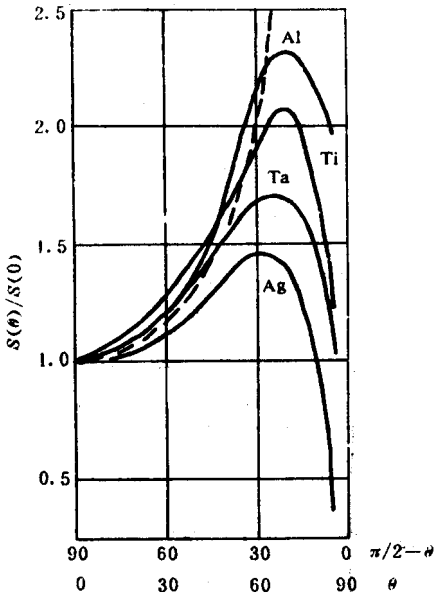


图 2.3.2-13 Ar^+的入射角与几种金属溅射率的关系

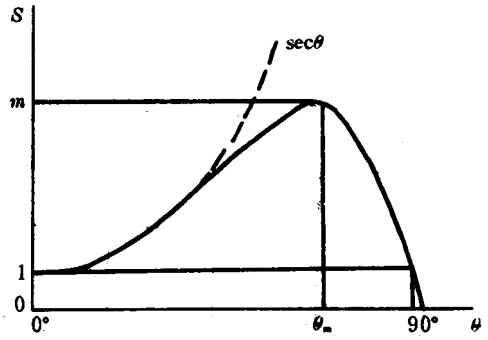


图 2.3.2-14 溅射率与离子入射角的典型关系曲线

另外，大量实验结果表明，不同入射角θ的溅射率值$S(\theta)$，和垂直入射时的溅射率值$S(\theta)$，对于不同靶材和入射离子的种类，有以下结果：

（1）对于轻元素靶材，$S(\theta)/S(0)$的比值变化显著；

（2）重离子入射时，$S(\theta)/S(0)$的比值变化显著；

（3）随着入射离子能量的增加，$S(\theta)/S(0)$呈最大值的角度逐渐增大，但是$S(\theta)/S(0)$的最大值，在入射离子的加速电压超过 2kV 时，急剧减小。

对于上述溅射率随离子入射角的变化，可从以下两方面进行解释：首先，入射离子所具有的能量轰击靶材，将引起靶材表面原子的级联碰撞，导致某

些原子被溅射。该级联碰撞的扩展范围不仅与入射离子能量有关，还与离子的入射角有关。显然，在大入射角情况下，级联碰撞主要集中在很浅的表面层，妨碍了级联碰撞范围的扩展。结果低能量的反冲原子的生成率很低，致使溅射率急剧下降。第二，入射离子以弹性反射方式从靶面反射。离子的反射方向与入射角有关。因此，反射离子对随后入射离子的屏蔽阻挡作用与入射角有关。在入射角为 60°~80°时，其阻挡作用最小而轰击效果最好，故此时溅射率 *S* 呈最大值。

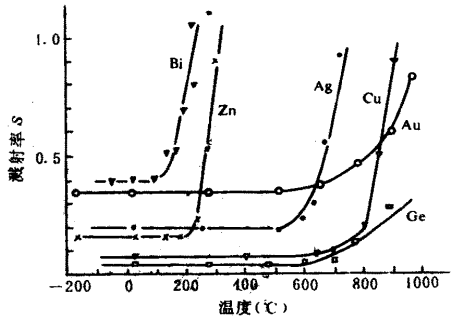


图 2.3.2-15 溅射率与温度关系
（用 Xe+以 45keV 对靶进行轰击）

（5）靶材温度　溅射率与靶材温度的依赖关系，主要与靶材物质的升华能相关的某温度值有关，在低于此温度时，溅射率几乎不变。但是，超过此温度时，溅射率将急剧增加。可以认为，这和溅射与热蒸发二者的复合作用有关。图 2.3.2-15 是用 45keV 的氙离子（Xe^+）对几种靶材进行轰击时，所得溅射率与靶材温度的关系曲线。由图可见，在溅射时，应注意控制靶材温度，防止出现溅射率急剧增加现象的产生。

溅射率除与上述因素有关外，还与靶的结构与靶材的结晶取向、表面形貌、溅射压强等因素有关。综上所述，为了保证溅射薄膜的质量和提高薄膜的淀积速度，应当尽量降低工作气体的压力和提高溅射率。

3．溅射原子的能量和速度

溅射原子所具有的能量和速度也是描述溅射特性的重要物理参数。一般由蒸发源蒸发出来的原子的能量为 0.1eV 左右。而在溅射中，由于溅射原子是与高能量（几百~几千 eV）入射离子交换动量而飞溅出来的，所以，溅

射原子具有较大的能量。如以 1000eV 加速的 Ar^+离子溅射铝等轻金属元素时，逸出原子的能量约为 10eV，而溅射钨、钼、铂时，逸出原子的能量约为 35eV。一般认为，溅射原子的能量比热蒸发原子能量大 1~2 个数量级，约为 5~10eV。因此，溅射薄膜具有许多优点。

溅射原子的能量与靶材料、入射离子的种类和能量以及溅射原子的方向性等都有关。不同能量的 Hg^+离子轰击 Ag 单晶靶后逸出的 Ag 原子能量分布情况如图 2.3.2-16 所示。其能量的分布近似麦克斯威尔分布，大部分溅射原子的能量小于 100eV，高能量部分有一拖长的尾巴，平均能量为 10~40eV。轰击离子的能量增加，高能量尾巴也拖得更长。当入射离子能量大于 1000eV 时，所逸出原子的平均能量不再增大。

用能量为 1200eV 的 Kr^+离子轰击不同元素靶材得到的逸出溅射原子能量分布曲线如图 2.3.2-17 所示。Rh、Pd、Ag 在元素周期表中是相邻元素，原子量大体相等，但能量分布曲线却有较大差异。不同种类入射离子轰击不同靶材时，逸出原子的能量分布示于图 2.3.2-18，可见它们具有相近似的能量分布规律，但能量值的分布范围不相同。

同一离子轰击不同材料时，溅射原子的平均逸出能量和平均逸出速度分别如图 2.3.2-19 和图 2.3.2-20 所示，由图可见，当原子序 $Z>20$ 时，各元素的平均逸出能量差别增大，而平均速度的差别极小。另外由图 2.3.2-21 可见，不同方向逸出原子的能量分布也是不相同的。

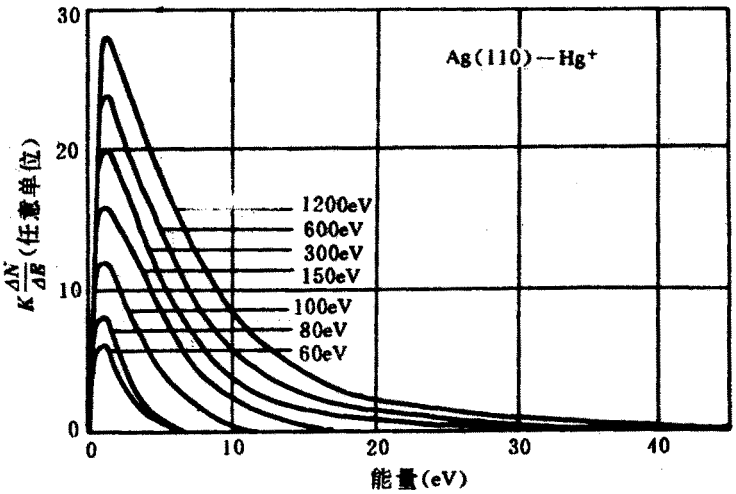


图 2.3.2-16 不同能量的 Hg+轰击 Ag 靶时溅射原子的能量分布

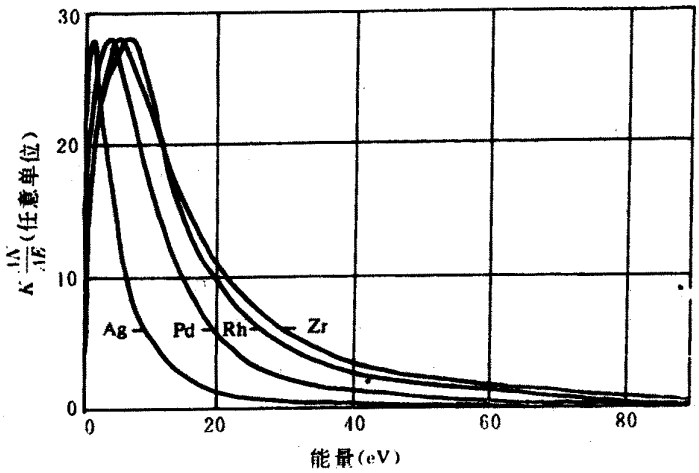


图 2.3.2-17 1200eV Kr^+轰击不同靶材时逸出原子的能量分布

实验结果表明，溅射原子的能量和速度具有以下几个特点：

（1）重元素靶材被溅射出来的原子有较高的逸出能量，而轻元素靶材则有高的原子逸出速度；

（2）不同靶材料具有不相同的原子逸出能量，而溅射率高的靶材料，通常有较低的平均原子逸出能量；

（3）在相同轰击能量下，原子逸出能量随入射离子质量线性增加，轻入射离子溅射出的原子其逸出能量较低，约为 10eV，而重入射离子溅射出的

原子其逸出能量较大，平均达到 30~40eV，与溅射率的情形相类似；

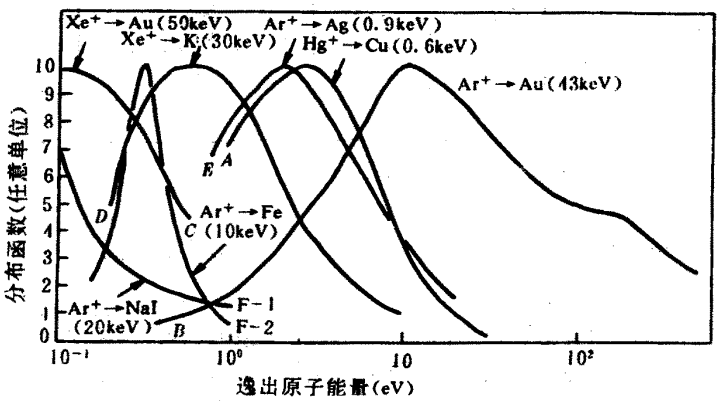


图 2.3.2-18 不同入射离子轰击不同靶材时逸出原子的能量分布

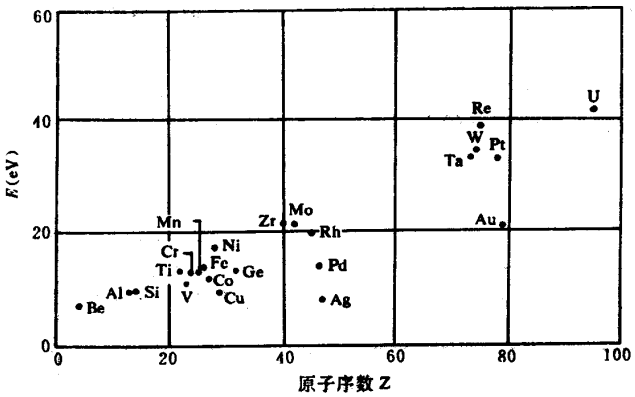


图 2.3.2-19 1200eV Kr+轰击不同靶材时溅射原子的平均逸出能量

（4）溅射原子的平均逸出能量，随入射离子能量增加而增大，当入射离子能量达到 1keV 以上时，平均逸出能量逐渐趋于恒定值；

（5）在倾斜方向逸出的原子具有较高的逸出能量，这符合溅射的碰撞过程遵循动量和能量守恒定律。

此外，实验结果表明，靶材的结晶取向与晶体结构对逸出能量影响不大。溅射率高的材料通常具有较低的平均逸出能量。

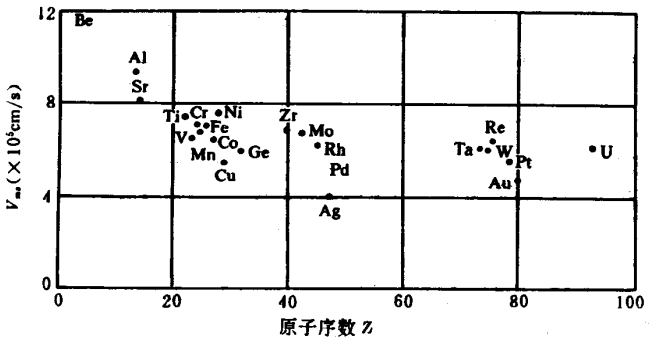


图 2.3.2-20 1200eV Kr^+轰击不同靶材时溅射原子的平均逸出速度

4．溅射原子的角度分布

研究溅射原子的分布，有助于了解溅射机理和建立溅射理论，在实际应用上也有助于控制膜厚的分布。早期的研究认为，溅射原子角度分布符合 Knudsen 的余弦定律，并且与入射离子的方向性无关（参见图 2.3.2-22 中虚线部分）。这与早期的溅射理论分析相符，即认为溅射的发生是由于高能量的轰击离子产生了局部高温区，从而导致靶材料的蒸发，因此，逸出原子呈现余弦分布规律。这种理论称为溅射的热峰蒸发理论。但是，以后的进一步研究发现，在有低能离子轰击时，逸出原子的分布并不遵从余弦分布规律。垂直于靶表面方向逸出的原子数，明显地少于按余弦分布时应有的逸出原子数，其结果如图 2.3.2-23 所示。对于不同的靶材料，角分布与余弦分布的偏差也不相同。而且，改变轰击离子的入射角时，逸出原子数在入射的正反射方向显著增加，如图 2.3.2-22 中实线所示，与余弦分布的偏差明显增大。

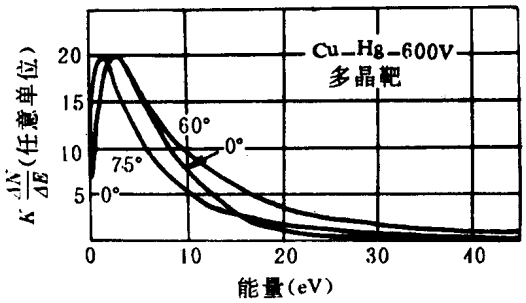


图 2.3.2-21 用 Hg^+垂直轰击 Cu 多晶靶时，与表面法线成不同角度方向溅射原子的能量分布

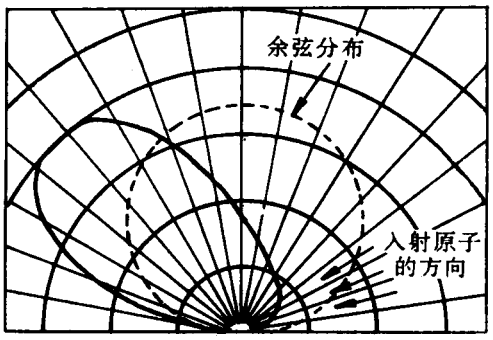


图 2.3.2-22 倾斜轰击时溅射原子的角度分布

另外，实验结果还表明，溅射原子的逸出主要方向与晶体结构有关。显然，这也直接影响其溅射率。对于单晶靶材料，通常，最主要的逸出方向是原子排列最紧密的方向，其次是次紧密的方向。对于面心立方结构晶体，主要的逸出方向为[110]晶向，其次为[100]、[111]晶向。

半导体单晶材料逸出原子的角分布与金属类似，也存在与结晶构造有关的主要逸出方向，即具有各向异性的特点，但不如金属那样明显。

多晶靶材与单晶靶材溅射原子的角分布有明显的不同，如上所述，对于单晶靶可观察到溅射原子明显的择优取向，而多晶固体差不多显示一种余弦分布，如图 2.3.2-24 所示。

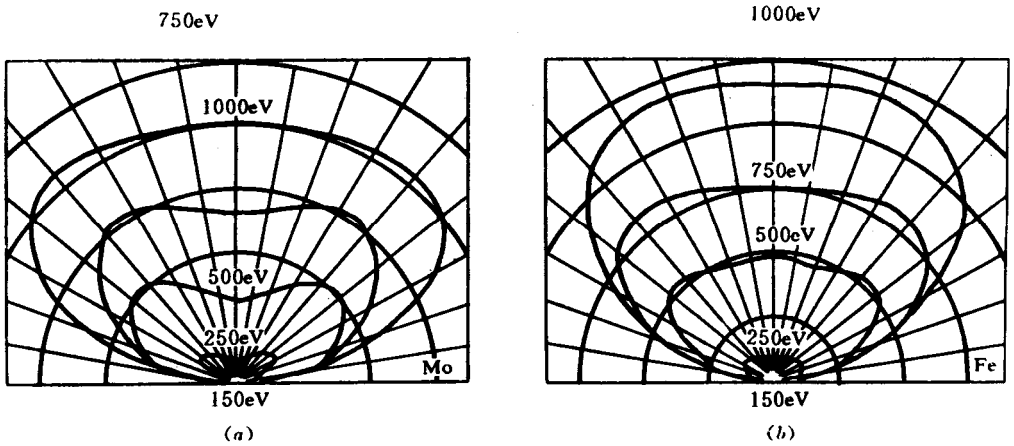


图 2.3.2-23 能量为 100~1000eV 的 Hg^+垂直入射时钼（*a*）和铁（*b*）的溅射原子角分布

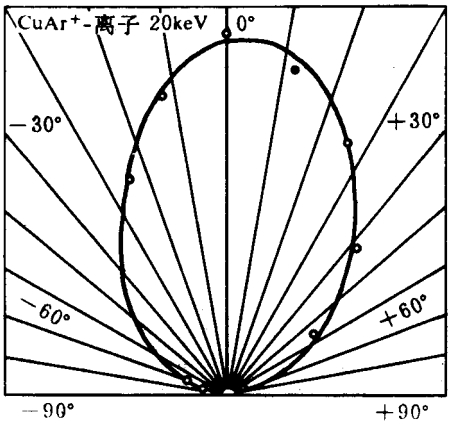


图 2.3.2-24 用 20keV Ar+溅射铜时溅射原子的余弦分布规律

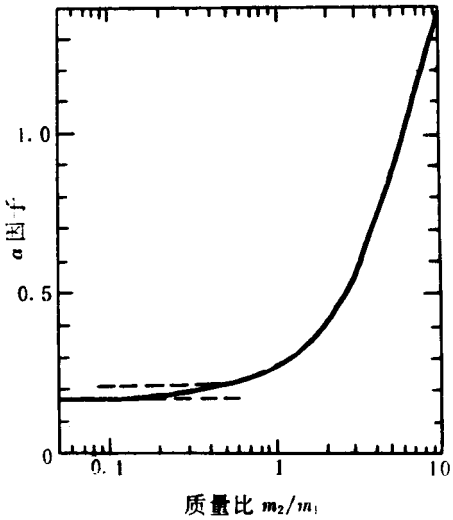


图 2.3.2-25 a 因子与质量比的关系

（1）确定荷能粒子（入射离子和溅射原子）在表面附近的能量；

（2）确定由此产生的低能溅射原子的数目；

（3）确定由这些溅射原子中到达基板表面的数目；

（4）确定到达基板表面的溅射原子中能量超过结合能的原子数目。

由此，可对一般轰击离子求得溅射率的表达式。

（1）离子能量 $E < 1$keV，在垂直入射时，溅射率的表达式为

$$S=\left(\frac{3}{4\pi^2}\right)\frac{\alpha T_m}{V_0} \qquad (2.3.2\text{-}4)$$

式中，$T_m=\frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}E$，为最大传递能量，对级联碰撞来说，$T_m$ 也是溅射过程最大的反射能量；V_0 是靶材和元素的势垒高度，也是靶材元素的升华能；α 是与 m_2/m_1 有关的量，其依赖关系如图 2.3.2-25 所示，对于不同的质量比，其值在 0~1.5 之间。m_1 和 m_2 分别是靶原子和入射离子的质量。

（2）离子能量 E > 1keV，在垂直入射时的溅射率

$$S=0.042aS_n(E)/V_0\text{Å}^2 \qquad (2.3.2\text{-}5)$$

式中，Å 即埃（1 Å = 0.1nm），a 和 V_0 的意义与上式中同。S_a（E）由林哈德等给出

$$S_n(E)=4\pi Z_1Z_2e^2a_{12}[m_1/(m_1+m_2)]S_n(\varepsilon) \qquad (2.3.2\text{-}6)$$

式中

$$\varepsilon=\frac{m_1E/(m_1+m_2)}{Z_1Z_2e^2/a_{12}} \qquad (2.3.2\text{-}7)$$

式中，$a_{12}=0.8853a_0(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3})^{-1/2}$，称汤姆逊-费米屏蔽半径；$a_0$ 为玻尔半径，a_0 = 0.0529nm；$0.8853=\frac{1}{2}\left(\frac{3}{4}\pi\right)^{3/2}$ 称汤姆逊-费米常数；Z_1 为轰击离子的原子序数；Z_2 为靶材的原子序数。

ε 是一个无量纲参数，称为折合能量。$S_n(\varepsilon)$ 称为核阻止截面。ε 与 $S_n(\varepsilon)$ 的关系如表 3-3 所示。

表 2.3.2-3 ε 与 $S_n(\varepsilon)$ 的关系

ε	$S_n(\varepsilon)$	ε	$S_n(\varepsilon)$
0.002	0.120	0.4	0.405
0.004	0.154	1.0	0.356
0.01	0.211	2.0	0.291

0.02	0.261	4.0	0.214
0.04	0.311	10	0.128
0.1	0.372	20	0.0813
0.2	0.403	40	0.0493

用 400eV 的 Xe^+溅射不同元素靶材，按式（3-4）的计算值与实验值的比较结果示于图 3-9 中。可以看出，Be、Si、Cr、Ni、Cu、Ge、Ru、Rh、Pd、Ag、Ir、Pt、Au 元素靶二者符合较差，计算值比测量值大一倍左右。这些元素绝大多数是过渡金属元素，其溅射率随 *d* 层电子的填充数而增加。当 *d* 层电子达到满层时，*S* 达到极大值。

（3）一般情况下，溅射率的计算式可按下式处理

$$\mathrm{S} = \mathrm{W} \times 10^5 / mIt \qquad (2.3.2\text{-}8)$$

式中，*W* 为靶材的损失量（*g*）；*m* 为原子量；*I* 为离子电流（*A*）；*t* 为溅射时间（*s*）。

$$W = RtAd \qquad (2.3.2\text{-}9)$$

式中，*R* 为刻蚀速率（cm/s）；*A* 为样品面积（cm^2）；*d* 为材料密度（g/cm^3）。

离子电流

$$I = JA \qquad (2.3.2\text{-}10)$$

式中，J 为离子电流密度（A/cm^2）。

根据以上各式，可得出溅射率为

$$S = \frac{Rd}{mJ} \times 10^5 \qquad (2.3.2\text{-}11)$$

三、溅射过程

溅射过程包括靶的溅射、逸出粒子的形态、溅射粒子向基片的迁移和在基板上成膜的过程。

1．靶材的溅射过程

当入射离子在与靶材的碰撞过程中，将动量传递给靶材原子，使其获得的能量超过其结合能量，才可能使靶原子发生溅射。这是靶材在溅射时主要发生的一个过程。实际上，溅射过程十分复杂，当高能入射离子轰击固体表面时，还会产生如图 3-26 所示的许多效应。例如入射离子可能从靶表面反射，

或在轰击过程中捕获电子后成为中性原子或分子，从表面反射；离子轰击靶引起靶表面逸出电子，即所谓次级电子；离子深入靶表面产生注入效应，称离子注入；此外还能使靶表面结构和组分发生变化，以及使靶表面吸附的气体解吸和在高能离子入射时产生辐射射线等。

除了靶材的中性粒子，即原子或分子最终淀积为薄膜之外，其他一些效应会对溅射膜层的生长产生很大的影响。必须指出，图 2.3.2-26 中所示的各种效应或现象，在大多数辉光放电镀膜工艺中的基片上，同样可能发生。因为在辉光放电镀膜工艺中，基片的自偏压和接地极一样，都将形成相对于周围环境为负的电位。所以也应将基片视为溅射靶。只不过二者在程度上有很大差异。

由于离子轰击固体表面所产生的各种现象与固体材料种类、入射离子种类及能量有关。表 2.3.2-4 示出了用 10~100eV 能量的 Ar^+离子对某些金属表面进行轰击时，平均每个入射离子所产生各种效应及其发生几率的大致情况。当靶材为介质材料时，一般溅射率比金属靶材的小，但电子发射系数小。

表 2.3.2-4 离子轰击固体表面所产生各种效应及其发生几率

效　　应	名　　称	发生几率
溅　　射	溅射率 S	S = 0.1~10
离子溅射	一次离子反射系数 ρ	ρ =10^{-4}~10^{-2}
离子溅射	被中和的一次离子反射系数 ρ_m	ρ_m =10^{-3}~10^{-2}
离子注入	离子注入系数 a	a =1-（ρ - ρ_m）
离子注入	离子注入深度 d	d=1~10nm
二次电子发射	二次电子发射系数 γ	γ =0.1~1
二次离子发射	二次离子发射系数 k	k =10^{-5}~10^{-4}

2．溅射粒子的迁移过程

靶材受到轰击所逸出的粒子中，正离子由于反向电场的作用不能到达基片表面，其余的粒子均会向基片迁移。大量的中性原子或分子在放电空间飞行过程中，与工作气体分子发生碰撞的平均自由程 λ_1 可用下式表示

$$\lambda_1 = \bar{c}_1 /(v_{11} + v_{12}) \qquad (2.3.2\text{-}12)$$

式中，$\bar{c}_1$是溅射粒子的平均速度；v11 是溅射粒子相互之间的平均碰撞次数；v12 是溅射粒子与工作气体分子的平均碰撞次数。

通常，可认为溅射粒子的密度远小于工作气体分子的密度，则有 v11 << v12，故

$$\lambda_1 \approx \bar{c}_1 / v_{12} \qquad (2.3.2\text{-}13)$$

v12 与工作气体分子的密度 n2、平均速度 c2、溅射粒子与工作气体分子的碰撞面积 Q12 有关，并可用下式表示

$$v_{12} = Q_{12}\sqrt{(\bar{c}_1)^2 + (\bar{c}_2)^2}\, n_2 \qquad (2.3.2\text{-}14)$$

或者，$Q_{12} \approx \pi(r_1 + r_2)^2$，这里 r1、r2 分别是溅射粒子和工作气体分子的原子半径。

由于溅射粒子的速度远大于气体分子的速度，所以，可认为式（2.3.2-14）$v_{12} \approx Q_{\bar{c}_1} n_2$，则溅射粒子的平均自由程可近似地由下式表示

$$\lambda_1 \approx 1/\pi(r_1 + r_2)^2 n_2 \qquad (2.3.2\text{-}15)$$

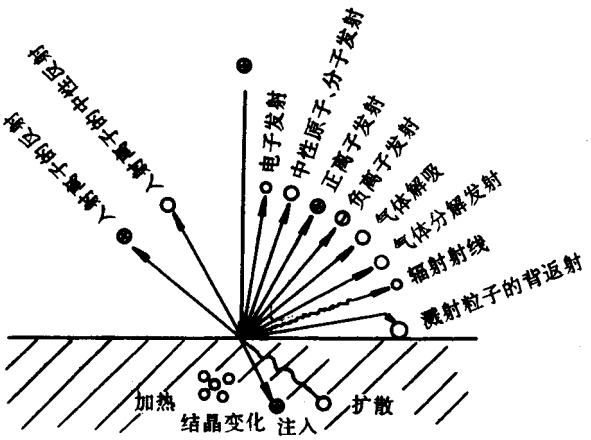


图 2.3.2-26 离子轰击固体表面所引起的各种效应

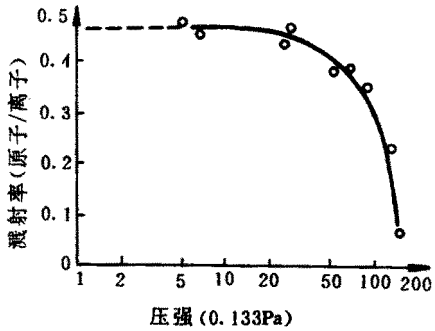


图 2.3.2-27 溅射率与 Ar 气压强的关系

例如，Ar+离子溅射铜靶时，r1 = 0.96×10-8cm，r2 = 1.82×10-8cm，n2 = 3.5×1016/cm3，（0℃，133Pa），由式（2.3.2-15）可算得 λ_1 ≈11.7×10-3cm。此值比中性气体分子间的平均自由程大得多。

溅射镀膜的气体压力为 101~10-1Pa，此时溅射粒子的平均自由程约为 1~10cm，因此，靶与基片的距离应与该值大致相等。否则，溅射粒子在迁移过程中将发生多次碰撞，这样，既降低了靶材原子的动能，又增加靶材的散射损失。

尽管溅射原子在向基片的迁移输运过程中，会因与工作气体分子碰撞而降低其能量，但是，由于溅射出的靶材原子能量远远高于蒸发原子的能量，所以溅射过程中淀积在基片上靶材原子的能量仍比较大，如前所述，其值相当于蒸发原子能量的几十至上百倍。

3．溅射粒子的成膜过程

关于薄膜的生长过程将在第七章中介绍，这里主要叙述靶材粒子入射到基片上在沉积成膜过程中应当考虑的几个问题。

（1）淀积速率

淀积速率 Q 是指从靶材上溅射出来的物质，在单位时间内淀积到基片上的厚度，该速率与溅射速率 S 成正比。即有

$$Q = CIS \qquad (2.3.2\text{-}16)$$

式中，*C*—与溅射装置有关的特征常数；*I*—离子流；*S*—溅射率。

上式表明，对于一定的溅射装置（即 *C* 为确定值）和一定的工作气体，

提高淀积速率的有效办法是提高离子电流 I。但是，如前所述，在不增高电压的条件下，增加 I 值就只有增高工作气体的压力。图 2.3.1-27 示出了气体压力与溅射率的关系曲线。由图可知，当压力增高到一定值时，溅射率将开始明显下降。这是由于靶材粒子的背返射和散射增大所引起的。事实上，在大约 10Pa 的气压下，从阴极靶溅射出来的粒子中，只有 10%左右才能够穿越阴极暗区。所以，由溅射率来选择气压的最佳值是比较恰当的。当然，应注意由于气压升高对薄膜质量的影响问题。

（2）沉积薄膜的纯度

为了提高淀积薄膜的纯度，必须尽量减少淀积到基片上杂质的量。这里所说的杂质主要指真空室的残余气体。因为，通常有约百分之几的溅射气体分子注入淀积薄膜中，特别在基片加偏压时。若真空室容积为 V，残余气体分压为 P_c，氩气分压为 P_{Ar}，送入真空室的残余气体量为 Q_c，氩气量为 Q_{Ar}，则有

$$Q_c = P_c V \qquad Q_{Ar} = P_{Ar} V$$

即

$$P_c = P_{Ar} Q_c / Q_{Ar} \qquad (2.3.2\text{-}17)$$

由此可见，欲降低残余气体压力 P_c，提高薄膜的纯度，可采取提高本底真空度和增加送氩量这两项有效措施。本底真空度应为 10^{-3}~10^{-4}Pa 较合适。

（3）淀积过程中的污染

众所周知，在通入溅射气体之前，把真空室内的压强降低到高真空区内（10^{-4}Pa）是很必要的。因此，原有工作气体的分压极低。即便如此，仍可存在许多污染源：

（*a*）真空室壁和真空室中的其他零件可能会有吸附气体、水汽和二氧化碳。由于辉光中电子和离子的轰击作用，这些气体可能重新释出。因此，可能接触辉光的一切表面都必须在淀积过程中适当冷却，以便使其在淀积的最初几分钟内达到热平衡；也可在抽气过程中进行高温烘烤。

（*b*）在溅射气压下，扩散泵抽气效力很低，扩散泵油的回流现象可能

十分严重。由于阻尼器各板间的间隔距离相当于此压强下的若干倍平均自由程，故仅靠阻尼器将不足以阻止这些气体进入真空室。因此，通常需要在放电区与阻尼器之间进行某种形式的气体调节，即在系统中利用高真空阀门作为节气阀，即可轻易地解决这一问题。另外，如果将阻尼器与涡轮分子泵结合起来代替扩散泵，将能消除这种污染。

（*c*）基片表面的颗粒物质对薄膜的影响是会产生针孔和形成淀积污染。因此，淀积前应对基片进行彻底的清洗，尽可能保证基片不受污染或携带微粒状污物。

（4）成膜过程中的溅射条件控制

首先，应选择溅射率高、对靶材呈惰性、价廉、高纯的溅射气体或工作气体。一般，氩气是较为理想的溅射气体。其次，应注意溅射电压及基片电位（接地、悬浮或偏压）对薄膜特性的严重影响。溅射电压不仅影响淀积速率，而且还严重影响薄膜的结构；基片电位则直接影响入射的电子流或离子流，如果对基片有目的地施加偏压，使其按电的极性接收电子或离子，不仅可净化基片表面，增强薄膜附着力，而且还可改变淀积薄膜的结晶结构。此外，基片温度直接影响膜层的生长及特性。如淀积钽膜时，基片温度在200~400℃范围内，温度对钽膜特性影响不大，然而在 700℃以上高温时，淀积钽膜将成为体心立方结构，而 700℃以下则成为四方晶格。靶材中杂质和表面氧化物等不纯物质，是污染薄膜的重要因素。必须注意靶材的高纯度和保持清洁的靶表面。通常在溅射淀积之前对靶进行预溅射是使靶表面净化的有效方法。

此外，在溅射过程中，还应注意溅射设备中存在的诸如电场、磁场、气氛、靶材、基片、温度、几何结构、真空度等参数间的相互影响，因为，这些参数均综合地决定着溅射薄膜的结构与特性。

四、溅射机理

溅射现象很早就为人们所认识，通过大量实验研究，对这一重要物理现象得屈以下几点结论：

（1）溅射率随入射离子能量的增加而增大；而在离子能量增加到一定程度时，由于离子注入效应，溅射率将随之减小；

（2）溅射率的大小与入射粒子的质量有关；

（3）当入射离子的能量低于某一临界值（阈值）时，不会发生溅射；

（4）溅射原子的能量比蒸发原子的大许多倍；

（5）入射离子的能量低时，溅射原子角分布就不完全符合于余弦分布规律。角分布还与入射离子方向有关。从单晶靶溅射出来的原子趋向于集中在晶体密度最大的方向。

（6）因为电子的质量小，所以，即使用具有极高能量的电子轰击靶材时，也不会产生溅射现象。

由于溅射是一个极为复杂的物理过程，涉及的因素很多，长期以来对于溅射机理虽然进行了很多的研究，提出过许多的理论，但都不能完善地解释溅射现象。尚未建立一套完整的统一的理论和模型能对所有实验结果作系统阐述和进行定量计算。这里，简单介绍比较成熟的两种理论：热蒸发理论和动量转移理论。

1．热蒸发理论

早期有人认为，溅射现象是被电离的敢体的荷能正离子，在电场的加速下轰击靶表面，而将能量传递给碰撞处的原子，结果导致靶表面碰撞处很小区域内，发生瞬间强烈的局部高温，从而使这个区域的靶材料熔化，发生热蒸发。

热蒸发理论在一定程度上解决了溅射的某些规律和溅射现象，如溅射率与靶材料的蒸发热和轰击离子的能量关系、溅射原子的余弦分布规律等。但是，这一理论不能解释溅射率与离子入射角的关系，单晶材料溅射时，溅射原子的角分布的非余弦分布规律，以及溅射率与入射离子质量的关系等。

2．动量转移理论

对于溅射特性的深入研究，各种实验结果都表明溅射完全是一个动量转移过程。现在，这一观点已成为定论，因而溅射又称为物理溅射。

动量转移理论认为，低能离子碰撞靶时，不能从固体表面直接溅射出原子，而是把动量转移给被碰撞的原子，引起晶格点阵上原子的链锁式碰撞。这种碰撞将沿着晶体点阵的各个方向进行。同时，碰撞因在原子最紧密排列的点阵方向上最为有效，结果晶体表面的原子从邻近原子那里得到愈来愈大的能量，如果这个能量大于原子的结合能，原子就从固体表面被溅射出来。动量转移理论能很好地解释热蒸发理论所不能说明如溅射率与离子入射角的关系，溅射原子的角分布规律等规律。

下面简单介绍这一理论近似的溅射模型和理论计算结果。如前所述，当入射离子的能量较低时，假定它与靶原子以及靶原子之间的相互作用是刚体弹性碰撞，用此模型可形象地描述溅射过程。如图 3-28 所示，当入射刚体原子球击发一堆排列整齐的刚体靶原子时，引起刚体球之间一系列相互碰撞，使靶原子球散向各方，靶原子的运动方向沿着原击发原子的逆方向时，就相当于逸出的靶原子。上述模型没有考虑原子之间存在的功函数，以及原子之间的碰撞性质随能量不同而异等问题，所以，它并不能完全反映溅射的实际过程。但在溅射淀积的能量范围内（0.1~1keV），仍可近似地阐明溅射过程。入射离子轰击所引起靶原子之间的一系列二级碰撞，称为级联碰撞。

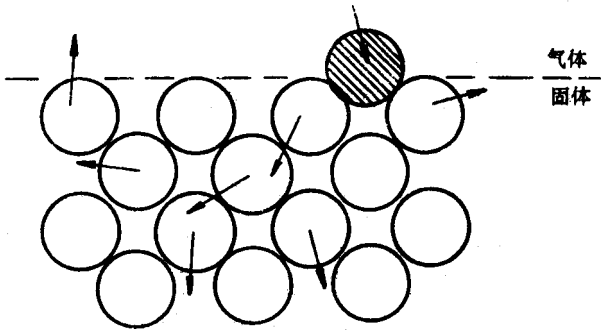


图 2.3.2-28 溅射原子的弹性碰撞模型

两球体间碰撞时有动量和动能的效换。若两个球体碰撞前后动能总和以及动量总和均保持不变，则弹性碰撞后能量就从一个球体转移到另一个球体。

设两个球体的质量分别为 m_1、m_2，若 m_2 静止，m_1 以速度 v_1 在以两个

球中心联线成θ角方向与 m_2 碰撞，如图 2.3.1-29 所示。碰撞前 m_1 的能量为 E_1，碰撞后 m_2 获得的能量为 E_2，则有

$$\frac{E_2}{E_1}=\frac{\frac{1}{2}m_2v_2^2}{\frac{1}{2}m_1v_1^2}=\frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}\cos^2\theta \qquad (2.3.2\text{-}18)$$

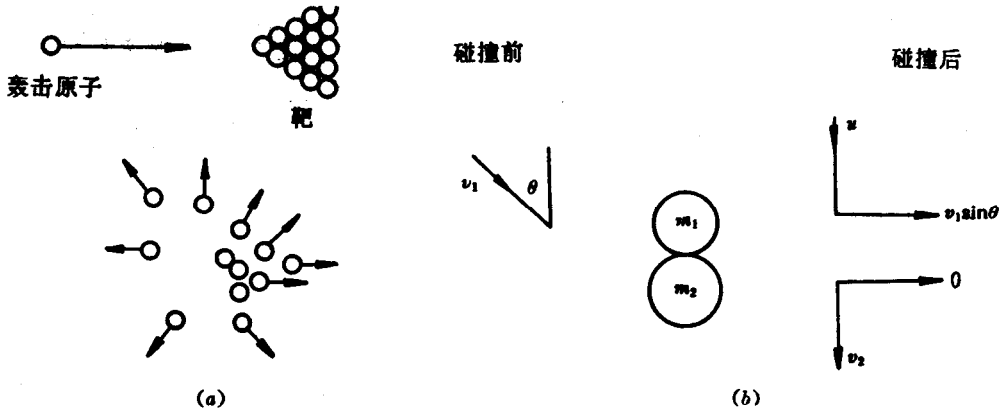


图 2.3.2-29 弹性碰撞前后的速度分量

如果碰撞发生在沿球体中心线方向，则θ=0，cosθ=1，则

$$E_2=\frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}E_1=\lambda E_1 \qquad (2.3.2\text{-}19)$$

式中， $\lambda=4m_1m_2/(m_1+m_2)^2$ 称为能量转移函数。当 $m_1=m_2$ 时，$\lambda=1$，此时 $E_2=E_1$，这说明两个相同粒子之间碰撞时，运动粒子的能量可以全部转移到静止粒子上去。即靶原子获得最大的能量。

若 $m_1<<m_2$ 时，$\lambda\approx 4m_1/m_2<<1$，或 $E_2=4\frac{m_1}{m_2}E_1<<E_1$。这说明如用电子等质量很轻的粒子作为轰击粒子进行溅射的话，则因电子质量与靶原子质量相差太悬殊，只有极少的电子能量转移到靶原子上去，这就说明了电子不能产生溅射作用。

另一种极端情况是 $m_1>>m_2$，即用重元素粒子轰击轻元素粒子，同样可以得到 $\lambda\approx 4m_1/m_2<<1$ 即

$$\frac{E_2}{E_1}=\frac{\frac{1}{2}m_v v_2^2}{\frac{1}{2}m_1 v_1^2}=\frac{4m_2}{m_1}$$

则化简后得到

$$v_2 = 2v_1 \qquad (2.3.2\text{-}20)$$

此结果表明轻粒子被重粒子碰撞后的速度为碰撞前重粒子速度的二倍。

溅射过程实质上是入射离子通过与靶材碰撞，进行一系列能量交换的过程。入射离子转移到从靶材表面逸出的溅射原子上的能量大约只有入射能量的 1%左右，而大部分能量则通过级联碰撞而消耗在靶的表面层中，并转化为晶格的热振动。

溅射率 S 是表征溅射特性最主要的物理量。根据能量转移关系式，可以估计到 S 与入射离子的能量 E_1、入射离子的质量 m_1 及靶原子的质量 m_2 有关。但如果考虑到入射离子能量转移到溅射原子的全过程，以及溅射原子只能从靶材表面逸出，则溅射率 S 必与聚积在近表面附近的一薄层中的能量成正比。可以用核阻止截面 S_n（ε）来表征聚积的能量。则应用输出理论并作若干假设后，当入射离子能量较低时有

$$S_n(\varepsilon)=12\pi a^2\lambda E \qquad (2.3.2\text{-}21)$$

式中，a 为原子之间相互作用的屏蔽半径。

应用输运理论并经简化后，可求得平面靶的溅射率表达式

$$S=\frac{aS_n(\varepsilon)}{16\pi^3 a^2 U_0} \qquad (2.3.2\text{-}22)$$

将式（3-21）代入后得到

$$S=\frac{3a\lambda E}{4\pi^2 U_0} \qquad (2.3.2\text{-}23)$$

a 为 m2/m1 的单调上升函数；U0 为表面势能。在入射能量 E>1keV 时，还必须计入原子间的相互作用，因而上式可修正为

$$S = 3.56a\frac{Z_1 Z_2}{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}} \cdot \frac{m_1}{(m_1 + m_2)} \cdot \frac{S_n(\varepsilon)}{U_0} \qquad (2.3.2\text{-}24)$$

式中，Z1、Z2 分别为入射离子和靶原子的原子序数。动量转移理论与实验结果在大多数情况下比较符合，目前已被普通接受。按式（2.3.2-23）和（2.3.2-24）的理论计算与实测结果如图 2.3.2-30 所示。

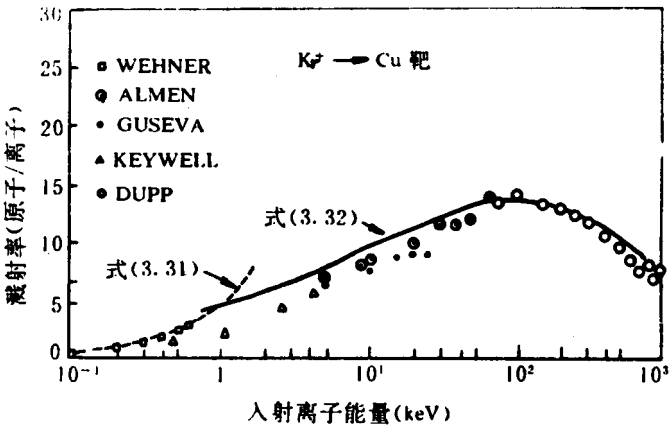


图 2.3.2-30 溅射率与入射离子能量关系的理论值与实测值

2.3.3 影响溅射镀膜质量的工艺参数

膜厚的均匀性是衡量薄膜质量和镀膜装置性能的一个重要指标。为了提高膜厚均匀性，可采取优化靶基距、改变基片运动方式、增加挡板机构和实行膜厚监控等措施。

一、二极溅射的膜厚均匀性

如前所述，溅射镀膜的厚度分布，与溅射粒子的角分布、溅射粒子与气体分子的碰撞情况以及靶的配置等因素有关。如果近似地认为溅射粒子角分布服从余弦规律，并忽略溅射粒子与气体分子的碰撞，对于如图 2.2.3-50（*a*）所示的平面形靶，基片内膜厚分布 d/d_0 可用下式表示

$$\frac{d}{d_0}=\frac{(1+R/h)^2}{2(R/h)^2}\left\{1-\frac{1+(l/h)^2-(R/h)^2}{\sqrt{[1-(l/h)^2+(R/h)^2]^2+4(l/h)^2}}\right\} \qquad (2.2.3\text{-}38)$$

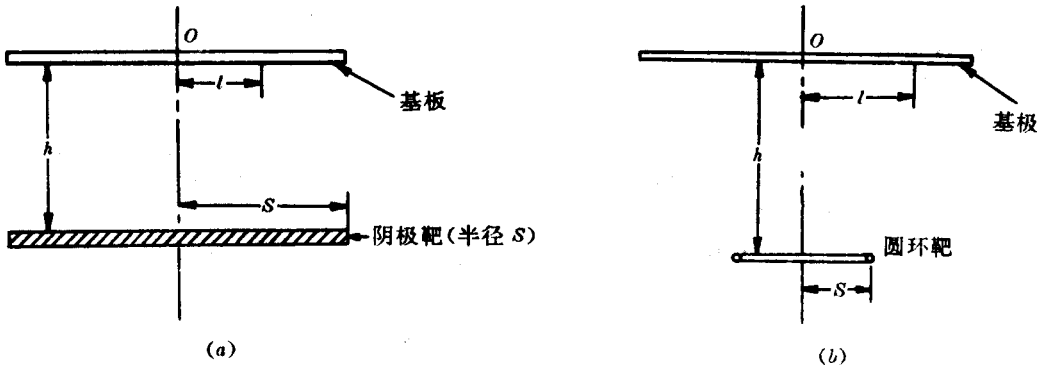


图 2.2.3-50 平行圆板靶与圆环靶

式中，R 是靶的半径，h 是靶基距，d_0 是阳极中心处的膜厚，d 是距阳极中心距离为 l 处的膜厚，l 是考察点与中心的距离。

若采用图 3-50（*b*）圆环靶时，则膜厚分布为

$$\frac{d}{d_0}=[1+(R/h)^2]^2\frac{1+(l/h)^2+(R/h)^2}{\{[1-(l/h)^2+(R/h)^2]^2+4(l/h)^2\}^{3/2}} \qquad (3\text{-}39)$$

根据式（3-39）的计算结果，不同 S/h 比值时的膜厚分布如图 3-51 所示。

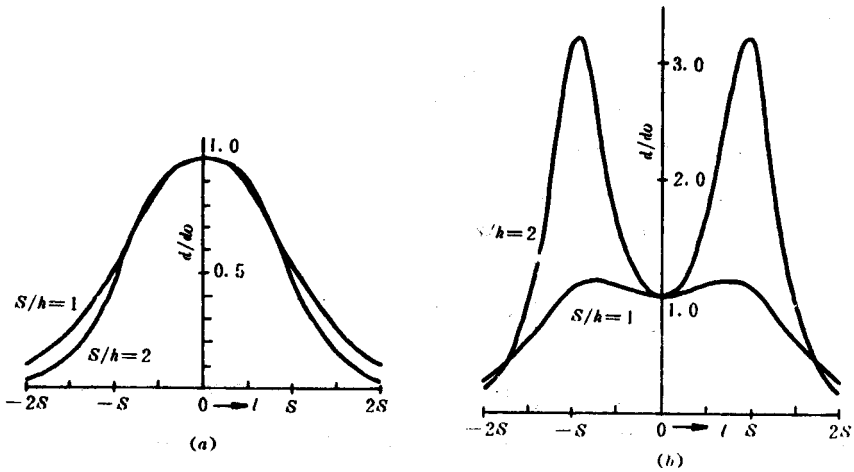


图 2.2.3-51 平行圆板靶与圆环靶的膜厚分布

（*a*）平行圆板靶的膜厚分布　　（*b*）圆环靶的膜厚分布

二、磁控溅射的膜厚均匀性

对于磁控油射镀膜，由于存在着电磁场的不均匀性，尤其是磁场的不均匀分布，所造成的不均匀的等离子体密度，将导致靶原子的不 均匀溅射和不均匀淀积。因此，膜厚不均匀性问题必须引起注意。

1．圆形平面磁控靶

圆形平面磁控靶的几何参数如图 2.2.3-52。由于磁控溅射镀膜存在着靶的刻蚀区，这时其膜厚分布为

$$d=\frac{2Sh}{\pi\rho_0(R_2^2-R_1^2)}\int\frac{(h^2+A^2+R^2)RdR}{[(h^2+A^2+R^2+2AR)(h^2+A^2+R^2-2AR)]^{3/2}}$$

（3-40）

式中，d—基片上 P 点的膜厚；S—磁控靶的溅射率；ρ_0—靶材密度；h—靶基距；R_1、R_2—刻蚀区的内、外半径（一般取为磁极间隙的内外半径）。

当 $A=0$ 时，即得基片中心处的膜厚 d_0

$$d_0=\frac{2Sh}{\pi\rho_0(R_2^2-R_1^2)}\cdot\frac{R_2^2-R_1^2}{2(h^2+R_1^2)(h^2+R_2^2)}$$

（3-41）

比较 d 与 d_0，即求出膜厚的相对变化 d/d_0，然后经过计算便可求出最佳的靶基距 h 值，通常 $h\approx 2R_2$。

2．S 枪磁控靶

对于倒锥形靶的 S 枪磁控靶可以简化为图 2.2.3-53 所示，看成为由若干个丝状环形源的集合，其膜厚分布

$$d=\frac{2S}{\pi\rho_0(R_2^2-R_1^2)}\int\frac{h_0^2(h_0^2+A^2+R^2)RdR}{[(h_0^2+A^2+R^2+2AR)(h_0^2+A^2+R^2-2AR)]^{3/2}}$$

（3-42）

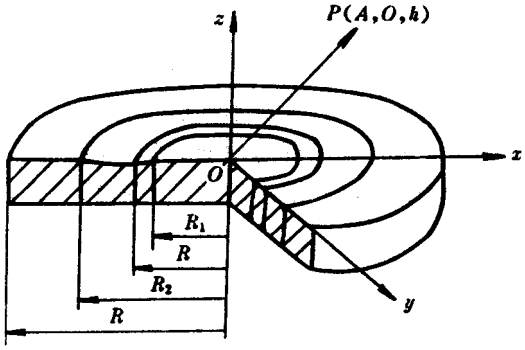


图 2.2.3-52 圆形平面磁控靶的几何参数

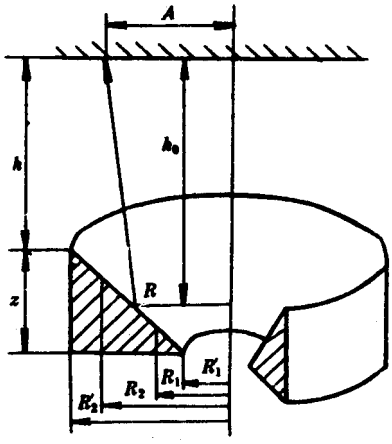


图 2.2.3-53 S 枪磁控靶的几何参数

式中 S—S 枪磁控靶的溅射率；ρ_0—靶材密度；R_1、R_2—S 枪靶刻蚀区的内、外半径；R—丝状环形源半径；h_0—丝状环形源到基片的垂直距离，由该图

$$h_0 = aR + b \tag{3-43}$$

式中，$a=\dfrac{Z}{R_2'-R_1'}$，$b=h+\dfrac{Z}{R_2'-R_1'}R_2'$，$Z$—S 枪靶的高度；$R_1'$、$R_2'$—分别为 S 枪靶的内、外半径；h—靶基距。

根据 S 枪磁控靶的磁场分布及其结构，确定靶刻蚀区半径 R_1、R_2，利用上述公式可算出与轴线距离为任意点 A 处的膜厚 d_0。

当 $A = 0$ 时，得到轴线处的膜厚 d_0 为

$$d_0=\frac{2S}{\pi\rho_0(R_2^2-R_1^2)}\int_{R_1}^{R_2}\frac{(aR+b)^2RdR}{[(aR+b)^2+R^2]^2} \tag{3-44}$$

比较 d 与 d_0 便得出膜厚的相对变化率 d/d_0。经计算可得出膜厚均匀的靶基距 h 值。通常，$h = 1.5\sim2R_2$。

但在 S 枪靶溅射中，靶原子散射较严重，故以圆环形理论计算的膜厚分布与实际值存在着一定偏差，尤其在小角度范围内偏差较大。但若保证溅射靶与基片的直径比小于 2，则可忽略小角度内的影响。

2.3 实训 离子束溅射制备高反射薄膜

一、实训目的

利用电子束蒸发制备技术制备高性能高反射薄膜。掌握真空系统工作的原理。掌握镀膜机操作流程及注意事项。

二、实训设备

离子束溅射镀膜机一台

三、实训内容

操作如下：

（一）镀膜材料选择

高折射率材料为 Ta_2O_5,低折射率材料为 SiO_2.

（1）执行开机步骤

r) 打开控制箱小门，打开冷水机电源，再打开冷水机（先按面板上 PUMP 按钮打开水泵，再按 COMP1 按钮打开压缩机）；待水温降到 17.5 度，再打开冷却水循环泵；

s) 打开冷却水进出口开关；

t) 打开电源控制柜开关；

u) 打开 UPS 电源起动 AFL-17C 和 AFL-17M 两台控制计算机；

v) 运行 AFL-17C 计算机中 startup tool 程序；

w) 进入 startup tool 程序下的 Runtime 选项，点击 Manual 和 Automatic 按钮，再 Cryo pump 界面下点击 cooling 按钮，启动冷泵制冷；

（2）镀膜准备

x) 在 Procedures 系统下，点击 Venting 按钮，自动关闭高阀,等待水温到达 50ºC 时，放气开始，直至真空室门打开；

y) 点击基材转轴图标，将 Rotation 及 Position 调节到 Enable 挡，同时将 Position-substrate position-limit position 调节到-50.0

z) 点击靶材轴图表，将 Angle adjust 及 Axis 调节到 Enable 挡，同时将 Angle adjust-position 调节到 300（Ta2O5）或 120（HfO2）

aa) 分别调用 Pump down、presetting、coating-material side 1（Ta2O5）或 coating-material side 2（HfO2）、primary source、Neutralizer 的参数（parameter）。在 coating-design monitor path 中输入要调用的膜系文件夹路径，完成后点击 load。

bb) 清洁真空室，检查主离子源、辅助离子源及中和器组件同时完成真空腔清洁操作；主控制器中依次打开 primary source RF、primary source ACC、primary source Beam、Neutralizer RF、Neutralizer Keeper、Neutralizer collector。

cc) 将待镀基材放入转轴系统，确认三点接触，点击基材转轴图标，调节 speed 低转速 30rpm，点击 start 确认基材夹具转动平稳。确认平稳后，点击调节 speed 转速 60rpm。

dd) 打开 AFL-17M 计算机 BBM 光控软件，点击 option 中 scan substrate 点击 go，三条光控曲线：红色对应最高峰，白色对应次高峰，蓝色对应无峰位置。扫描完成后点击 update，完成扫描。点击基材转轴图标，Rotation 下 substrate rotation 点击 stop。

ee) 关闭真空室门。点击 Pump down 下 start 按钮，开始自动抽真空；同时点击膜系 load 完成高反射薄膜膜系调入。

ff) 在真空度达到 2.0×10^{-5}mbar 后，确认中和器或离子源是否开启，若未能开启手动点击中和器和离子源图标，点击 switch on 进行手动开启。

（3）工艺过程

gg) 清洁真空室，清洗基片并装夹；

hh) 关闭真空门，自动抽真空；

打开中和器和离子源，确认中和器和离子源的工作状态，根据工艺打开光控,算载入设计膜系文件，进行并完成镀膜操作;并保存过程有关文件,关闭中和器和离子源。

（4）关机

完成所有工作之后,按以下步骤关机:

ii) 镀膜完成后，等待半小时。点击中和器图标，点击 switch off 关闭中和器。

jj) 主控制器中依次关闭 primary source RF、primary source ACC、primary source Beam、Neutralizer RF、Neutralizer Keeper、Neutralizer collector。

kk) 关闭氩气阀门。

ll) 点击冷泵图标，点击 warm up，打开 N_2 气瓶，对冷泵进行回暖。当回暖结束后（温度达到室温 300K），关闭 N_2 气瓶。

mm) 关闭 AFL-17C 和 AFL-17M 两台控制计算机；

nn) 按下紧急开关（红色按钮），关闭主电源；

oo) 关 UPS 电源；

pp) 关闭电控柜内开关；

qq) 按面板上 COMP1 按钮关闭压缩机，再关闭冷却水循环泵，再关闭冷水机（先按 Off 按钮关水泵）打开控制箱小门，关冷水机电源；

rr) 关闭压缩空气阀门；

（5）紧急情况处理

ss) 遇到紧急情况,按下紧急开关关机；

项目 3 光学薄膜检测技术

任务 3.1 光学薄膜反射率和透过率测量

3.1.1 光谱分析测试系统原理

透射率与反射率是光学薄膜器件最基本的光学特性，因此薄膜器件透射率与反射率的测试是光学薄膜的基本测试技术。薄膜的透射率与反射率主要采用光谱测试分析仪进行测试。作为光谱仪的一种，用于光学薄膜测试的光谱仪可以按照测试波段的不同分成紫外-可见分光光度计、红外分光光度计以及红外傅立叶光谱仪等。前两者采用光谱分光原理的分析测试系统，后者则基于干涉原理的光谱分析系统。由于薄膜器件几何结构与形状的不同，虽然都是透射率与反射率的测量，但是对于不同几何形状的样品，或不同的精度，或不同的偏振要求，就可能需要不同的测试方法与技术。这些都要求我们必须对薄膜的薄膜透射反射
的基本测试方法与测试技术有一个较好的理解。

3.1.1.1 分光光度计的基本原理

单色仪型的分光光度计的主要组成部分如图 3.1.1-1 所示。光源发出要检测波段的光束，经过照明系统的光束整形后汇聚于单色仪的人射狭缝，经单色器分光后由出射狭缝出射单色
光，经过样品池后，为光电传感器接收，转化为电子信号后进入计算机处理。分光光度计的单色器可以放在样品池之前，也可以放在样品池之后。

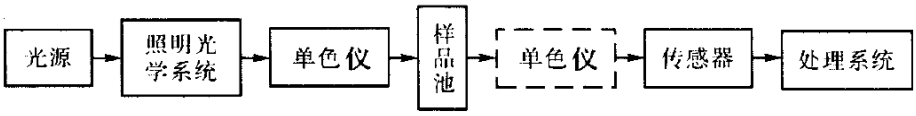


图 3.1.1-1 分光光度计基本原理图

分光光度计各部分的组成与作用分别为: 光源提供测量波段中所要求的各种波长的光束。为了得到准确的测试数据，光源的强度应保持不变，所以都使用稳压电源供电。一般情况下，在可见光波段，光源采用钨丝灯或卤钨灯，在紫外光区采用氛灯，在红外光区则采用卤钨灯和硅碳棒灯。单色仪由色散元件、狭缝机构以及色散元件的扫描驱动几个部分组成。常用的色散元件是棱镜和光栅。早期的产品多用棱镜，目前主要采用光栅作为色散元件。光栅的优点是色散大，分辨率大，并且光谱均匀排布。新型的凹面光栅还使光路系统得以简化并且能量损失减小。单色仪利用狭缝将色散元件产生的空间分

布不同波长的光分离开，狭缝具有一定的宽度，使得从单色器出来的单色光总是包含很窄波长范围的光带。狭缝的照明是否均匀对测量的准确性影响极大。随着薄膜器件性能的提高，特别是超窄带薄膜滤光片的应用日益广泛，因此分光光度系统中还往往采用双单色系统，以增加系统的波长分辨率并压制高级像差的噪声。这在目前高端分光光度仪系统中是十分常见的配置。

光电传感系统由光电探测器和处理电路组成。在紫外一可见光区域，光电接收器采用光电三极管、光电倍增管或阵列光电传感器(增强型 CCD 线阵或面阵)，在红外光区域用硫化铅光敏电阻、红外半导体传感器或热电偶等。近年来随着传感器技术的发展，分光光度仪中开始使用阵列光电传感器。在使用阵列传感器传感时，将单色仪的出射狭缝去掉，在它的位置上安装阵列传感器。

分光光度计按光路设计不同可以分为单光路分光光度计和双光路分光光度计。图 3.1.1-2 为单光路分光光度计的系统框图。在单光路系统中，样品透射率的测试需要进行两次测试，一次先测 100%透射光谱，另一次再测样品透射光谱，因此测试速度较慢，而且对光源的稳定性，以及系统的稳定性要求较高。

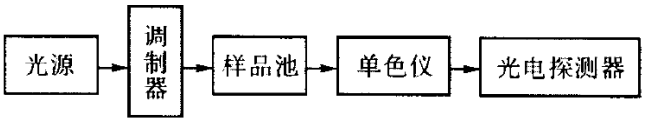


图 3.1.1-2 单光路分光光度计的基本构成

图 3.1.1-3 为双光路分光光度计的系统框图。在这种系统中，光源发出的光被分成两束，一束光束经过放置样品的样品池，另一束光束为参考光束，经过与样品池一样参考池，两束光束经过样品池之后再由光束选择调制器将两束光束分别射入光电传感器，这样光电传感器就可以交替探测到经过样品的探测光束的光强与参考光束的光强度，然后将两个光束光强信号进行相除，就可以得到样品的透射率。这样的分光系统可以降低光源稳定性对光谱测试精度的影响，同样也可以具有较快的测试速度。表 3.1.1-1 为常见双光路分光光度计的参数指标

表 3.1.1-1 目前国际上主要分光光度计的性能参数

性能 \ 仪器	Lambda 900 PE 公司	Cary 5000	岛津 UV 365	Hitachi 4100
光谱范围	175 ～ 3300nm	175 ～ 3000nm	190 ～ 2500 nm	185 ～ 3300nm
光谱分辨率	0.08nm	0.1nm	0.1 nm	0.1nm
透射精度(可见区)	0.00008	0.0003	0.001	0.0003
反射测试	可以	可以		可以
偏振测试	可以	可以		可以

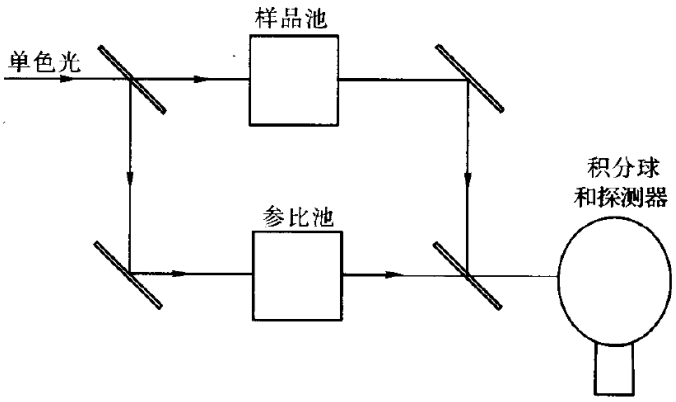


图 3.1.1-3 双光路分光光度计的光学结构原理框图

3.1.1.2 基于干涉型的光谱分析系统

红外光谱仪主要是指在光谱 2.5-25 微米区域进行光谱测试分析的仪器。在红外区域，人们往往采用波数来表示光波的波长(波数是波长的倒数，单位 cm^{-1})。色散型红外光谱仪器的主要不足是扫描速度慢，探测器灵敏度低，分辨率低。因此目前几乎所有的红外光谱仪都是傅立叶变换型的。红外傅立叶变换光谱仪(IR-FT)是基于干涉原理的光谱分析系统，主要应用于红外光谱区域，是红外波段的主要光谱分析仪器。红外傅立叶变换光谱仪的基本原理是:应用麦克尔逊干涉仪对不同波长的光信号进行频率调制，在频率域内记录干涉强度随光程差改变的完全干涉图信号，并对此干涉图进行傅立叶逆变换，得到被测光的光谱。图 3.1.1-4 为该类型仪器的工作原理示意图。

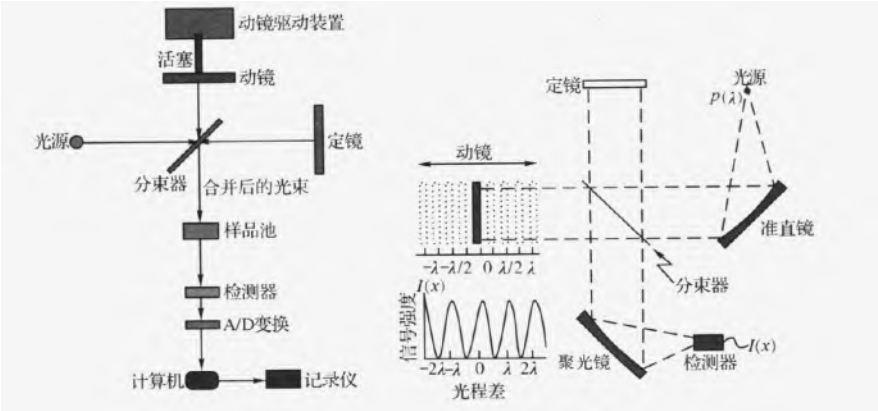


图 3.1.1-4 红外傅立叶光谱系统原理图

3.1.2 薄膜透过率测量

利用分光光度计测量薄膜元件的透射率操作十分简单，一般只要把待测元件插人样品室的测量光路中即可。在利用分光光度计进行透过率测量时，，仪器测量的是通过样品光路到达检测器的光强与通过参比光路到达检测器的光强的比值，称之为透射率

在实际测量过程中，不同的光谱仪有不同的测试步骤。一般光谱仪在开机后，都有一个初始化的过程，等到初始化完成之后，首先对光路进行校准，然后就可以进行样品测试参数的设定，放置样品，进行测试。一般而言，为了获得较高的测试精度，都要开机一段时间，等待光谱仪稳定后，再测试。

3.1.3 薄膜反射率测量

薄膜反射率的测量不如透射率那样方便和普及。反射率的测量比透射率要复杂和困难。其主要原因是:

1. 不容易找到在很宽波段范围中具有 100 环反射率性能的长期稳定的参考样品。

2. 在反射率测量中，由于反射光路的变化灵敏，有样品和无样品时，光斑在光电探测器光敏面上的位置往往会变动，这导致明显增加误差。

3. 各种薄膜元件对反射率测量的范围和精度都有不同的要求。例如减反射膜，希望测得低反射率的精度不低于 0.1%，而激光高反射镜要求在反射率高于的范围内，能够有优于 0.01%的测量精度。

下面介绍几种测量反射率时常用的方法，

相对反射率测量：相对反射率测量所用的光路示意图如图 3.1.1-5 所示

在相对反射率的测试中，关键点在于找到满足测量要求的参考样品，这种方法简单方便，适合于低反射率测量。

绝对反射率测量：绝对反射率测量一般采用 V-W 型，这种方法通过测量光的多次反射来提高测量精度，光路示意图如 3.1.1-6 所示。

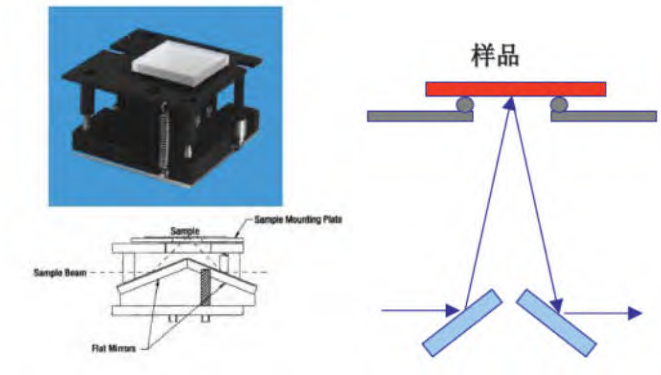


图 3.1.1-5 相对反射率测试光路示意图

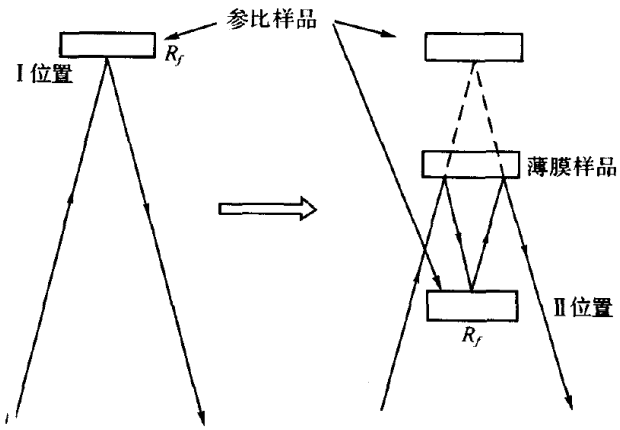


图 3.1.1-6 V-W 型测量反射率光路

利用 V-W 型光路测量薄膜反射率时需要一块反射率较高的(不必知道具体数值)参比反射镜 Rf。为了减低定位精度的要求，最好选用球面反射镜。在第一次测量中，参比反射镜 Rf，在位置 I，光线仅受到该镜的反射。如果人射

光强为 I_0 ,光电器件接收到的光强 I_1 为

$$I_1 = R_f I_0 \qquad (3.1.3\text{-}1)$$

在第二次测量中，将待测样品加入，Rf 在转至位置 II，位置 Q 时样品表面与位置 I 成

轴对称。光线在样品表面反射两次，在辅助反射镜上反射一次，然后沿与第一次相同的光路

投射到光电器件上。该时接收到的光强 I_2 为

$$I_2 = R_f R^2 I_0 \qquad (3.1.3\text{-}2)$$

其中 R 为样品的反射率。从上两式我们可以求出 R 的值

$$R = \sqrt{I_2 / I_1} \qquad (3.1.3\text{-}3)$$

从上式可知，反射率 R 与参比反射镜 R，的反射率 R 为绝对反射率。本方法适合于测量高反射膜，得到的反射率的精度可以高于光度测量的精度。由于在样品上反射两次，本方法不适合于测量低反射率，特别是减反射膜。另外，本方法要求样品有一定的面积，以保证光线可以在样品表面有两次反射。反射率 R 是这两个反射光斑处的样品反射率的几何平均值。

3.1.4 影响测量精度的因素

在利用分光光度计进行薄膜透过率和反射率的测量时，所需要注意的影响测量结果的主要因素有以下几点

1. 测量口径：测量中应保证光束全部穿过样品，不能全部贯穿则会造成测量误差。如果在实际测量中遇到样品小于光束的情况可以在光路中加入小孔径光阑来调节。

2. 测量样品厚度：许多分光光度计都把测试光束和参考光束会聚于样品室的中间。这样，当光路中插入了一块较厚的样品时，光束在接收器光敏面上的会聚状况会发生变化，引起误差，特别是基板的折射率较高或是采取倾斜入射时影响更大。克服这一误差的方法是用一块折射率和厚度与测试样品相同的空白基板作为参考样品插人参考光束，以保持两个光束的一致。对

于较厚的样品，为了获得高的光谱测试精度，最好使用带有积分球系统的光电传感单元，以克服厚样品带来的测试光斑的变化或移动。

3. 仪器光谱分辨率：分光光度计的分辨率常高于 10nm。在测定带宽小于 30 nm 的窄带滤光片或是截止特性很陡的截止滤光片时，必须充分考虑分辨率的影响。在这种情况下，由于测量光束包含的光谱区间不够窄，仪器所显示的数值实际上是待测元件在该段光谱区间内的平均透射率。

4. 空气中某些吸收成分影响： 在近红外区域，二氧化碳的吸收带常常会干扰测试结果，其特征是光谱曲线呈显示吸收光谱所特有的尖锐的透射起伏。当测试房间通风不佳时，室内二氧化碳的浓度可以随室内人员的增多而提高，从而使该项误差增大。在紫外区域，当波长小于 200nm 时，通常要充入氮气，以减小水蒸气吸收的影响。

5. 光线偏振的影响：由于光线在分光光度计中经过了多次反射，测量光束一般都带有偏振特性。高档的分光光度计为了克服偏振效应，采用了去偏或圆偏光检测的测量光束，但一些中、低档的分光光度计测量光束往往是部分偏振光。当测量斜入射下薄膜样品的透射率时，必须充分注意光线的偏振特性。

任务 3.2 光学薄膜厚度的测量

光学薄膜厚度的数值在很大程度上决定着薄膜最终的光学性质，对薄膜厚度的精确表征有助于镀膜工艺的改进。对薄膜厚度的测量可以采用多种方法，比如干涉仪、台阶仪等，下面将分别介绍。

3.2.1 干涉法测量薄膜厚度

干涉法是利用相干光干涉形成等厚干涉条纹的原理来确定薄膜厚度和折射率的。根据光干涉条纹方程，对于不透明膜，有

$$d = \left(q + \frac{c}{e}\right)\frac{\lambda}{2} \qquad (3.2.1\text{-}1)$$

对于透明薄膜，有

$$d=\left(q+\frac{c}{e}\right)\frac{\lambda}{2\left(n_{f-1}\right)} \qquad (3.2.1\text{-}2)$$

上两式中:q 为条纹错位条纹数，c 为条纹错位量。因此，若测得 q,c,e。就可求出薄膜厚度 d.

干涉法主要分双光束干涉和多光束干涉，后者又有多光束等厚干涉和等色序干涉。双光束干涉仪主要由迈克尔逊干涉仪和显微系统组成，其干涉条纹按正弦规律变化，测量精度不高，仅为十分之一到二十分之一波长，一般的干涉显微镜光路如图 3.2.1-7 所示。

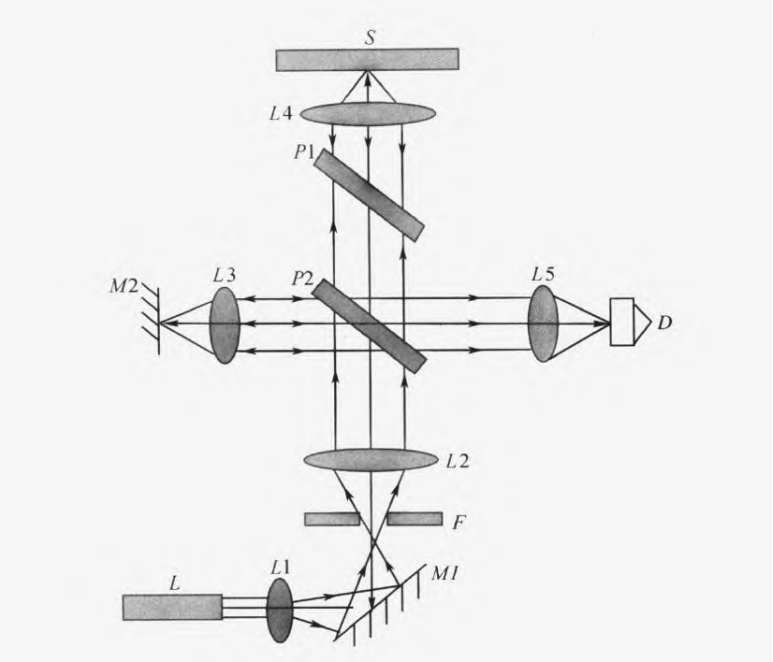


图 3.2.1-7 双光束干涉仪

干涉法不但可以测量透明薄膜、弱吸收薄膜和非透明薄膜，而且适用于双折射薄膜。一般来说，不能同时确定薄膜的厚度和折射率，只能用其他方法测得其中一个量时，可用干涉法求另一个量。另外，确定干涉条纹的错位条纹数 q 比较困难，对低反射率的薄膜所形成的干涉条，对比度低，会带来测量误差，而且薄膜要有台阶，测量过程调节复杂，容易磨损薄膜表面等，

这些都对测量带来不便。

3.2.2 轮廓法测量薄膜厚度

轮廓法就是应用一个微小的机械探针接触待测薄膜表面测试薄膜厚度的方法，又称为探针扫描法(Stylus Profilemetry)。由于探针很细小，仅为几个微米，因此探针在薄膜表面扫描移动时可以随着表面凹凸而上下移动。为此在薄膜样品制样的时候就必须制备出薄膜厚度的台阶以便测试用。如果没有膜层的台阶，用轮廓仪法是很难测出薄膜的厚度，因为没有比较物的高度，这样就需要人为制造一个台阶。

利用这种方法对薄膜厚度进行测试时需要探针与薄膜直接接触并有一定的压力，因此这种方法对有一定硬度的薄膜有比较好的效果（比如 SiO2,TiN 等），对于柔软薄膜需要采用较轻质量较大直径的触诊，才能不使薄膜划伤和避免因膜材粘附在触针针尖上而引起误差。

3.2.3 其他测量方法

利用椭偏仪也可以进行薄膜厚度的测量，椭偏仪的原理和使用将在 3.4.2 进行介绍。

任务 3.3 光学薄膜激光损伤阈值测量

3.3.1 光学薄膜损伤测量标准及判定

广义上讲，光学薄膜的激光损伤可定义为元件“由于激光的作用而使薄膜的性能或者结构发生了可观察的变化”。由此，光学薄膜的损伤可分为可逆性损伤与非可逆性损伤两类。非可逆性损伤指由于激光作用，元件局部或整体的结构/物性发生了可观察的变化，损伤通常是灾难性的，不可逆的。可逆性损伤指元件发生功能的变化，它通常是瞬态的、可逆的，能够用光学或其它方法观察到的微观瞬态过程。它可严重影响激光输出及传输特性，可诱发非可逆性损伤的产生。在本论文的讨论中，除非特殊声明，所讨论的光学薄膜的损伤一般指非可逆损伤。

损伤判断是与检测手段直接相关联的。按照 NASA 和 ISO11254-1,2 所推荐

的，损伤的判断应用 Nomarski 干涉偏光显微镜观察，并且放大倍数至少达到 100 倍以上。在上述条件下观察到的样品表面发生的永久性变化均界定为损伤，一般以层裂、熔融、形变和色斑等形式表现。

损伤阈值是指光学元件发生临界损伤时的激光能量密度，鉴于光学元件本身的不均匀性和激光输出特性的起伏等原因，损伤是有一定概率的。损伤阈值的定义通常有两种：50%几率破坏阈值和 0 几率破坏阈值。两种取值方法各有其特点，视需要而选择。对于用户而言，通过 0%损伤阈值可以确定激光的安全工作限；而对于薄膜制备人员来说，50%损伤阈值可以反映出该薄膜样品中的杂质、缺陷情况，以及可能获得的最佳的薄膜主体的抗激光强度。

3.3.2 几类激光损伤阈值测量方法介绍

激光损伤分脉冲激光损伤阈值和连续激光损伤。在脉冲激光损伤中，根据激光辐照方式的不同，光学薄膜激光损伤阈值的测试方法主要有以下四种：

1-on-1：又称为单脉冲损伤，体现的薄膜样品的初始状态，这是薄膜制备者比较关心的问题。在 1-on-1 测试中，每个样品点只接受一个激光脉冲辐照，不管出现损伤与否，样品移至一个未辐照点。

S-on-1：又称为多脉冲损伤，表现的是薄膜样品在重复率激光作用下的累积损伤效果，这是薄膜使用方比较关心的问题。在 s-on-1 测试中，同样能量的多个脉冲在较短时间内作用于同一区域，脉冲个数以及激光重复频率应根据具体情况约定。

R-on-1：对每个位置进行能量密度以斜坡式渐增的多次辐照。

N-on-1：每个位置多次辐照，每次辐照之间的能量密度增量比 r-on-1 大，其它方面相同。

对于这四种方法，阈值本身的概念及确定方法都基本相同，唯一不同的只是激光辐照的方式不同而已。

3.3.3 激光损伤测试装置

损伤测试实验标准装置如图 3-8 所示，采用的确定波长、脉宽、偏振态及 TEM00 工作模式的高能量脉冲激光器作测试激光器，激光器被放置在固定光学平台上，光束垂直入射到薄膜样品，通过衰减器调节损伤激光辐照到样品的能量大小。另一台 He-Ne 激光用来作为光路准直之用。

在测试光路上，采用分束镜分出一束光束使之进入光束探测装置，以实现观测损伤激光器的输出能量、波形、脉宽、偏振态等参数。另外，还需要配备光学检测系统对激光辐照前后的样品表面进行观察以判断损伤与否。

在损伤测试中，光学薄膜样品被放置在垂直于入射光束的 x-y 精密调整架上，以实现被测薄膜样品不同辐照点之间获得统一的间隔距离。为了防止激光被样品反射再次进入激光源，应该保留 1°~2° 的离轴误差。

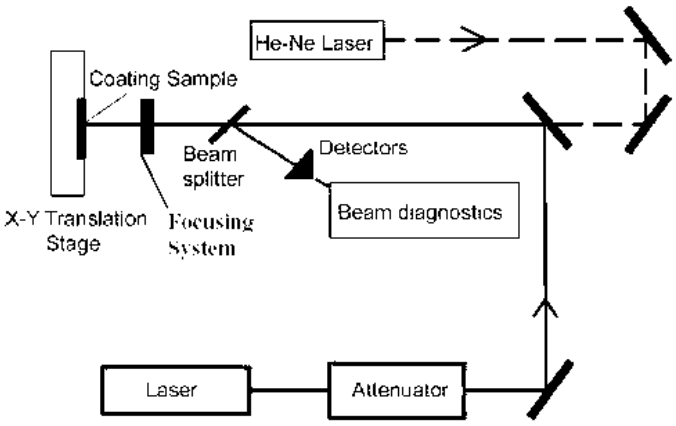


图 3.3.3-1 光学薄膜损伤标准测试装置示意图

3.3.41-on-1 损伤测试标准过程

测试前的准备工作：

需要根据样品的正常使用条件确定测试参数，如波长、入射角、偏振方向，如果给定了这些参数的范围，那么可以在确定范围内任意组合这些参数。

样品的储存、清洗等需要根据样品提供者给定的使用说明，如果没有相应的说明，则应该下述方法处理：测试前样品需要在相对湿度小于 50%的环境下存放 24 小时，并要根据 ISO/DIS 10110-7 的要求利用 Nomarski 显微镜对样品表面质量和清洁程度进行观察，如果表面有污染物则需要进行清洁工

作，清洁方法需要在测试报告中注明。当污染物不能被清除时，则需要在测试前用光学或电子学方法对其进行记录。测试环境应该经过空气过滤，相对湿度小于 50%，并需将实际情况记录在测试报告中。

阈值测试过程：

在测试之初，首先要粗测出损伤阈值的大概范围，这时每次辐照的激光能量由大到小分成若干台阶，直到阈值附近（即不出现损伤为止），每个台阶能量密度大约降低 2-5J/cm^2。

在确定的阈值的大概范围后，就要较为精细的测出阈值的确切值。此时在粗测阈值的附近更细地分出 4-5 个台阶（在我们的实际测试中，为了增大数据的可信度，我们常常取 10 个台阶），每个台阶辐照 5 到 10 个点，各台阶的能量密度增幅为 0.25J/cm^2，重复测试直到测试数据中包含：连续两个台阶能量密度辐照不引起样品损伤（即零破坏几率），以及至少一个能量密度台阶上损伤几率在 60%以上终止。

测试时每个辐照点之间的间隔至少是 3 倍于激光的光束直径，以保证任何辐照点的损伤状况不受相邻辐照点影响，辐照各点的阵列排列以及能量密度分级排列如图 所示。

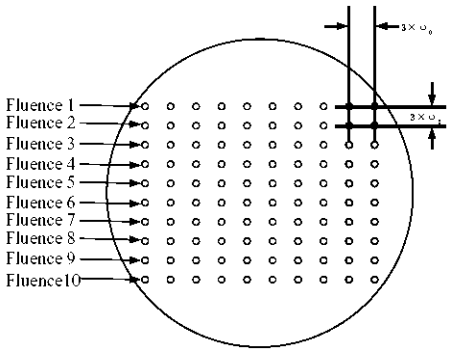


图 3.3.4-1 损伤阈值测试能量台阶及测试点分布示意图

损伤的判别

光学薄膜的损伤的判别应通过具有 Nomarski 干涉偏光效果的显微镜观

察，并且放大倍数至少达到 100 倍以上。在上述条件下观察到的样品表面发生的永久性变化均界定为损伤，一般以层裂、熔融、形变和色斑等形式表现。

阈值的确定

阈值的确定是通过损伤几率的方法得出的。计算出每一个能量密度台阶辐照的 10 点中的损伤几率，然后以能量密度为横坐标，损伤几率为纵坐标，做出能量密度与损伤几率图，再对图中 0％~60％损伤几率的数据做线性拟合，拟合线与横坐标交点处的能量密度即为 0%损伤几率。

任务 3.4 光学薄膜其他参数测量

3.4.1 薄膜的吸收和散射测量

吸收和损耗是薄膜的主要两种损耗机制，对于薄膜器件而言，有:R+T+L=0，其中，L 为损耗，L = S+A 是吸收与散射损耗的总和，因此对于损耗较大的薄膜器件，我们可以通过测试样品的反射率与透射率的方法，间接地测试出薄膜的损耗。但对于微弱损耗的薄膜（薄膜的损耗$<10^{-3}$）而言，就必须考虑更为灵敏的方法来分别研究测试薄膜器件的吸收与散射损耗。

当薄膜用于高能激光系统时，微量的吸收就会导致薄膜的破坏。薄膜吸收光能后，温度会升高，因此测量热效应是研究薄膜吸收的基本方法。薄膜的散射损耗是光学薄膜另外一种主要的光学损耗。散射损耗可以大致分为界面的粗糙度所致与薄膜体内的折射率颗粒状不均匀性所致。散射损耗的后果是反射与透射能量减低，同时带来杂散光，影响整个光学系统的性能。下面介绍几种检测薄膜弱损耗的主要方法

3.4.1.1 激光量热计测量薄膜弱吸收

激光量热法的原理是让一束激光照射到薄膜样品上，通过热电偶热敏电阻及高灵敏热释电检测器直接测量样品的温升，进而推算样品吸收的数值。

对于常见的透明薄膜，其吸收率很小，所以样品受到瓦级激光的光照后，温度的升高不超过 1 摄氏度。在这种情况下，为了提高测量灵敏度，必须尽量减少各种形式的热损失。根据

对热损失处理的不同方案，激光量热计可以分为速率型量热计和绝热型量热计两种类型。

速率型量热计：其装置原理框图如图 3-10 所示。在测量中选用一定厚度的样品，其温度变化曲线可以分三部分：a 段，样品受到光照后，吸热大于损耗，温度不断上升。b 段，假定环境温度严格保持不变，样品温度越高，散热越快，当样品吸收的热量等于发散到环境的热量时，样品的温度达到动态平衡状态。这时有

$$\alpha LP = hT_0 \qquad (3.4.1\text{-}1)$$

其中 α 为吸收系数，L 为样品厚度，P 为入射功率，T_0 是样品的温度升高，h 为比例系数，与散热快慢有关。为了求出系数 h，进一步考察图 3.4.1-10 的 c 段，在这段时间里激光光闭，样品的温度 T 按牛顿自然冷却定律下降

$$-\frac{dQ}{dt} = hT, dQ = cmdT \qquad (3.4.1\text{-}2)$$

其中 Q 是样品的热量，c 为比热，m 是质量，t 为时间。

从上式可以得出

$$-\frac{dT}{T} = \frac{h}{cm}dt, T = T_0 e^{-\frac{h}{cm}t} \qquad (3.4.1\text{-}3)$$

此公式可测出该温度下降过程的时间常数 e，即温度下降到原来温度 T_0 的 0.368 所经历的时间，由于

$$\iota = \frac{cm}{h} \qquad (3.4.1\text{-}4)$$

进而可以得到，

$$\alpha = \frac{cmT_0}{LPt} \tag{3.4.1-5}$$

对于速率型量热计，其温升值是在吸收等于损耗的动态平衡状态下测得的。热损耗越小，温度升高越大，可以测量的吸收值越小，灵敏度就越高动。环境温度的波动越小，下降曲线就越精确，误差就越小主要的误差因素是环境温度的波因此实验装置的热损耗应尽量减小，而样品外面的绝热套应该具有很高的温度稳定性(小于 0.01 摄氏度)。

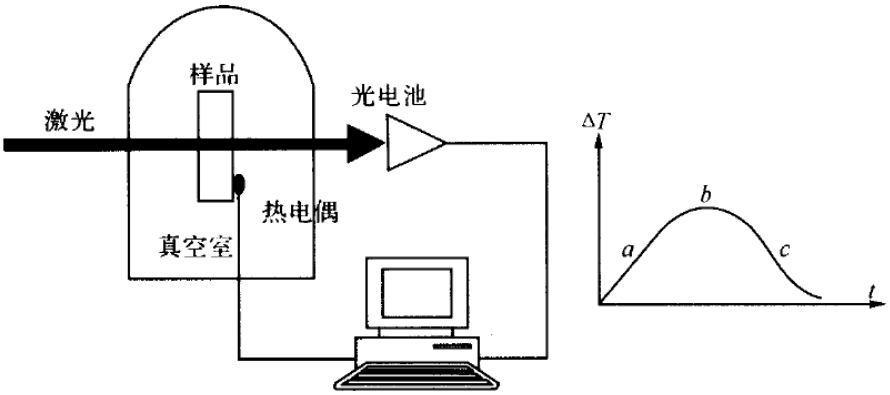


图 3.4.1-1 速率型量热计原理框图

绝热型量热计：绝热型量热计的原理很简单，假定实验装置的热损耗可以忽略不计。当激光照射样品一段时间后，样品吸收的热量全部用于升高温度，显然，温升△T 与吸收率 A，入射功率 P 之间有以下关系

$$PAt = cm\Delta t \tag{3.4.1-6}$$

其中 t 为加热时间，c,m 是样品的比热和质量，从上式可以得到

$$A = cm\,\Delta t / Pt \tag{3.4.1-7}$$

3.4.1.2 光声光热偏转法测量薄膜吸收

光声光谱法

光声法检测薄膜吸收的原理为:光源发出的光束经调制后入射到密闭池中的样品上，薄膜样品吸收的辐射能将以热能的形式释放出来，其中一部分传递给池中气体而转化为气体的热膨胀，另一部分则直接转化为膜层内部的热膨胀，两者最终都导致了密闭池内气压的增加。由于光强是周期性调制的，

因此密闭池中的气压也以同样的频率变化，由此就形成声压信号。用微音器检测出这个信号，并通过检测系统加以放大和滤波，就得到与膜层吸收成正比的光声信号。

若入射单色光波长可变，则可测到随波长而变的光声信号图谱，这就是光声光谱。若入射光是聚焦而成的细束光并按样品的 x-y 轴扫描方式移动，则能记录到光声信号随样品位置的变化，这就是光声成像技术。

在图 3.4.1-2 中，光源采用 40mW 的 He-Ne 激光，调制频率为 120Hz，锁相放大器可以探测到 nV 级的极小信号。从测量薄膜吸收的角度出发，我们可以认为接收器得到的光信号 V_S 正比于薄膜的吸收,即

$$V_S = I_0 AK * PAS \qquad (3.4.1\text{-}8)$$

其中 I。是入射光强，K 是与仪器有关的常数，而 PAS 是光声压力振幅系数。光声光谱信号与样品的光学性质(如吸收系数)和热学性质(如比热)以及密度等多种因素有关。因此光声方法易于进行相对测量，进行绝对测量时必须先定标。

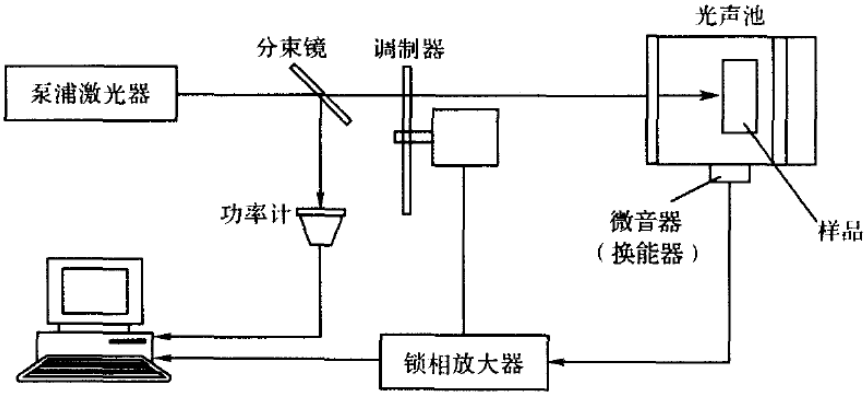


图 3.4.1-2 光声光谱法测试薄膜的吸收光热偏转光谱法

光热偏转法的原理为：当样品吸收激励光后温度会升高，因热传导而在样品以及周围介质中形成温度场。折射率是温度的函数，由此就产生了折射率梯度场。当另一束探测光束穿过该区域时，光线因受到折射率梯度场的影响而发生偏转，该偏转可以用位置传感器探测出来。从偏转值中即可以推算样品的吸收系数。

另外，光热偏转法可以进一步拓广用于测试或评估薄膜的吸收损耗与基

板的吸收损耗。其基本原理为:薄膜的吸收大小与入射的光束单位体积的能量有关。我们可以调节泵浦激光聚焦位置来选定吸收的主要探测位置。因此在测试系统中，假设固定探测激光与泵浦激光的空间位置，而将样品沿泵浦激光光束方向扫描移动，我们探测的光热信号就是随泵浦光聚焦点位置的变化吸收，这样就可以对薄膜样品沿厚度方向的吸收变化做一个全面的分析。

3.4.2.薄膜材料折射率测量

薄膜材料的折射率有两部分参数组成，即折射率实部 n 和消光系数 k，薄膜材料的折射率在很大程度上决定了薄膜的透过率，反射率，吸收等光学特性，其数值的测试是一个十分重要的内容。常用的测试薄膜材料的折射率的方法是光度法、椭偏仪测量法、布儒斯特角和棱镜耦合法等，本章节重点介绍椭偏仪测试法，这是对薄膜折射率测试比较精确而且认可度较高的一种方法。

椭偏法测量的基本思路是:起偏器产生的线偏振光经取向一定的四分之一波片后成为特殊的椭圆偏振光，把它投射到待测样品表面时，只要起偏器取适当的透光方向，被待测样品表面反射出来的将是线偏振光. 根据偏振光在反射前后的偏振状态变化，包括振幅和相位的变化，便可以确定样品表面的许多光学特性。

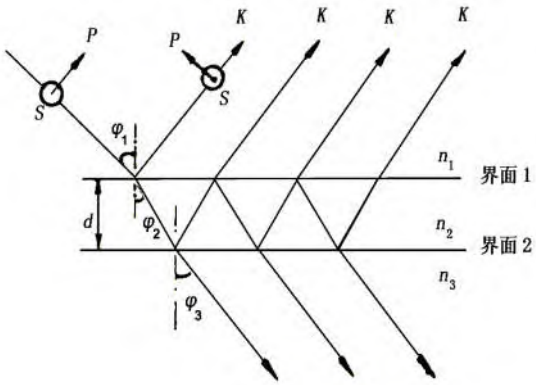


图 3.4.2-1 薄膜光学特性

图 3.4.2-1 所示为一光学均匀和各向同性的单层介质膜. 它有两个平行的界面，通常，上部是折射率为 n1 的空气(或真空). 中间是一层厚度为 d

折射率为 n2 的介质薄膜，下层是折射率为 n3 的衬底，介质薄膜均匀地附在衬底上，当一束光射到膜面上时，在界面 1 和界面 2 上形成多次反射和折射，并且各反射光和折射光分别产生多光束干涉。其干涉结果反映了膜的光学特性。

设 Φ1 表示光的入射角，Φ2 和 Φ3 分别为在界面 1 和 2 上的折射角。根据折射定律有

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 = n_3 \sin \phi_3 \qquad (3.4.2\text{-}1)$$

光波的电矢量可以分解成在入射面内振动的 P 分量和垂直于入射面振动的 s 分量. 若用 Eip 和 Eis 分别代表入射光的 p 和 s 分量，用 Erp 及 Ers 分别代表各束反射光 K0，K1，K2，…中电矢量的 p 分量之和及 s 分量之和，则膜对两个分量的总反射系数 Rp 和 Rs 定义为

$$E_{rp} = \frac{r_{1p} + r_{2p} e^{-i2\delta}}{1 + r_{1p} r_{2p} e^{-i2\delta}} E_{ip} \qquad E_{rs} = \frac{r_{1s} + r_{2s} e^{-i2\delta}}{1 + r_{1s} r_{2s} e^{-i2\delta}} E_{is}$$

$$R_P = E_{rp}/E_{ip} \quad , \quad R_s = E_{rs}/E_{is} \qquad (3.4.2\text{-}2)$$

经计算可得

式中，r1p 或 r1s 和 r2p 或 r2s 分别为 p 或 s 分量在界面 1 和界面 2 上一次反射的反射系数. 2δ 为任意相邻两束反射光之间的位相差. 根据电磁场的麦克斯韦方程和边界条件，可以证明

r_{1p}=tan(Φ1−Φ2)/ tan(Φ1+Φ2)，r_{1s}=−sin (Φ1−Φ2)/ sin(Φ1+Φ2)；

r_{2p}=tan(Φ2−Φ3)/tan(Φ2+Φ3)，r_{2s} =−sin (Φ2−Φ3)/ sin(Φ2+Φ3). (3.4.2-3)

由相邻两反射光束间的程差，不难算出

$$2\delta = \frac{4\pi d}{\lambda} n_2 \cos \varphi_2 = \frac{4\pi d}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi_1} \qquad (3.4.2\text{-}4)$$

式中，λ 为真空中的波长，d 和 n_2 为介质膜的厚度和折射率.

在椭圆偏振法测量中，为了简便，通常引入另外两个物理量 ψ 和 Δ 来描述反射光偏振态的变化. 它们与总反射系数的关系定义为

$$\tan \psi . e^{i\Delta} = R_p / R_s = \frac{(r_{1p} + r_{2p}\, \mathrm{e}^{-i2\delta})(1 + r_{1s} r_{2s}\, \mathrm{e}^{-i2\delta})}{(1 + r_{1p} r_{2p}\, \mathrm{e}^{-i2\delta})(r_{1s} + r_{2s}\, \mathrm{e}^{-i2\delta})}$$

（3.4.2-5）

上式简称为椭偏方程，其中的 ψ和 Δ 称为椭偏参数（由于具有角度量纲也称椭偏角）. 上述公式可以看出，参数 ψ和 Δ 是 n_1，n_2，n_3，λ和 d的函数. 其中 n_1，n_2，λ和 Φ_1可以是已知量，如果能从实验中测出 ψ和 Δ 的值，原则上就可以算出薄膜的折射率 n_2和厚度 d. 这就是椭圆偏振法测量的基本原理。

在参数 ψ和 Δ 实际测量中所用到的光路图如 3-13 所示，其中 S 为薄膜样品，L 为光源，D 为探测器，P 为起偏器，Q 为四分之一波片，A 为探测器。在完成对参数 ψ和 Δ 的测量后，采用计算机软件对其数据进行建模拟合，以得到折射率数据

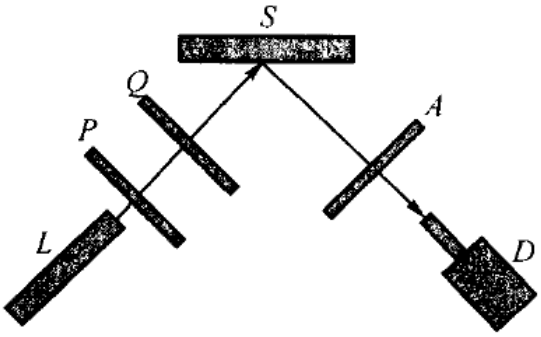


图 3.4.2-2 椭偏仪光路示意图

椭偏法具有很高的测量灵敏度和精度 ψ和 Δ 的重复性精度已分别达到 0.01°和 0.02°，人射角可在 30°-90°内连续调节，以适应不同样品;测量时间达到 ms 量级，已用于薄膜生长过程的厚度和折射率监控。但是，由于影响测量准确度因素很多，如人射角、系统的调整状态、光学元件质量、环境噪声、样品表面状态、实际待测薄膜与数学模型的差异等，都会影响测量的准确度。特别是当薄膜折射率与基底折射率相接近(如玻璃基底，SiO_2 表面薄膜)，薄膜厚度较小和薄膜厚度及折射率范围位于(n,d)-(ψ, Δ)函数斜率较大区域时，用椭偏仪同时测得薄膜的厚度和折射率与实际情况有较大的偏差。因此，即使对于同一种样品，不同厚度和不同折射率范围、不同的人射角和波长都存在不同的测量精确度。

实训 3.4 椭偏光法测量薄膜的厚度和折射率

一、实训目的：

1、了解椭偏光法测量原理和实验方法。

2、熟悉椭偏仪器的结构和调试方法。

3、测量介质薄膜样品的厚度和折射率。

二、测量原理：

采用椭圆偏振法原理进行测量，通过测量椭偏参数 ψ 和 Δ，计算得到薄膜的折射率和厚度。椭偏法测量 Δ 和 ψ 的实验光路如图 1 所示。平面偏振光通过四分之一波片，使得具有 ± π /4 相位差。使入射光的振动平面和四分之一波片的主截面成 45° 。

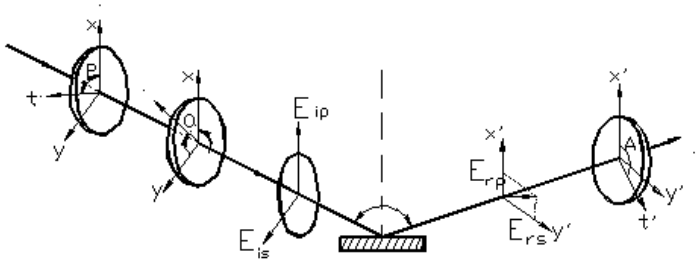
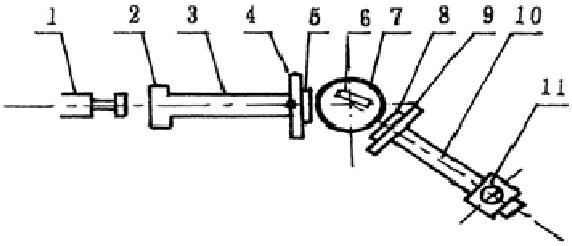


图 1 椭偏法测量光路

三、实训设备：

实训设备使用多功能激光椭圆偏振仪，由分光计和激光椭圆偏振装置两部分组成，仪器安装调试后如图 2 所示，其各部件功能如下：



1. He-Ne 激光管　2. 小孔光闸　3. 平行光管　4. 起偏器　5. 1/4 波片

6. 被测样品　7. 载物台　8. 光孔盘　9. 检偏器　10. 塑远镜筒　11. 白屏镜

图 2 激光椭圆偏振仪结构

其各部件功能如下：

光源：包括激光管和激光电源。激光管装在激光器座上，可以作水平、高低方位角调节和上下升降调节，发射 632.8nm 的单色光

小孔光闸：保证激光器发出的激光束垂直照射在起偏器中心。

起偏器：产生线偏振光，读数头度盘刻有 360 个等分线，格值为 1°，游标度数为 0.1°，随度盘同步转动，其转角可在度盘上读出。

1/4 波片：将线偏振光补偿为等幅椭圆偏振光，装在起偏器前端，与起偏器共用游标。其读数为读数头度盘内圈刻度值。

载物台：支承被测样品，其使用调节方法见分光计说明书。

光孔盘：为防止杂散光进入检偏器而附设，可自由转动，并具有读数标尺，但它的方向对实验并无影响。

检偏器：与起偏器结构相同。

望远镜筒与白屏目镜：观察反射光状态。

四、实训内容：

1、按调分光计的方法调整好主机。

2、水平度盘的调整。

3、光路调整。

4、检偏器读数头位置的调整和固定。

5、起偏器读数头位置的调整与固定。

6、$1/4$ 波片零位的调整。

7、将样品放在载物台中央,旋转载物台使达到预定的入射角 70°即望远镜转过 40°,使反射光在白屏上形成一亮点。

8、分别用快速法，建表法，作图法测量硅衬底的薄膜折射率, 薄膜基厚度和厚度周期。

9、改变入射角，在入射角为 60°，50°时再测两次。

五、实验数据处理：

1、入射角为 50 度时：

	快速法	绘图法	建表法
折射率			
厚度/nm			

2、入射角为 60 度时：

	快速法	绘图法	建表法
折射率			
厚度/nm			

3、入射角为 70 度时：

	快速法	绘图法	建表法
折射率			
厚度/nm			

求平均值：

六、注意事项：

1、光路调节要轻缓细心。要注意避免激光损伤眼睛。

2、样品表面要避免玷污。

3.4.3 薄膜散射测量

薄膜元件中的散射损耗一般是很小的(<1%)。但是在一些膜系中，散射损耗的大小对薄膜的质量起举足轻重的作用。例如在 He-Ne 激光器高反射镜中，总的损耗为 0.7%~0.3%，其中吸收损耗约为 0.02%~0.05%，而散射损耗约为 0.25%。可见要提高激光高反射镜的反射率，就必须降低薄膜的散射损耗。另外，在大功率激光系统中，光线经历了一系列的放大，如果光学元件有少量背散射光产生，就会破坏光泵的功能而引起危险。

光学薄膜的散射可以分为体内散射和界面散射(或表面散射)。

体内散射起因于薄膜内部折射率的不均匀性。由于蒸发薄膜都具有柱状结构，其孔隙和柱体的折射率差异很大，因而产生散射。体内散射对入射光线的影响与体内吸收相仿，它使薄膜中的光强度随着薄膜厚度的增加而按指数规律衰减。它们两者对于透射光或反射光的影响难以区别。故我们在用光度法或椭偏法推算得到的薄膜消光系数，实际上包含了吸收和散射两项损

耗，其值应大于用激光量热计测量得到的消光系数，因为后者仅反映了吸收的大小。

引起光学薄膜表面散射的有两类主要表面缺陷。一类是表面的气泡、裂缝、划痕、针孔、麻点、微尘和蒸发时喷溅的微小粒子。它们的线度一般均远大于可见光波长。原则上说，这种相对比较大的缺陷引起的散射，可以用 Mie 理论来处理。Mie 理论可以计算分立的、非相关粒子的散射。它假定粒子具有简单的几何形状，诸如球形或椭球形。这些粒子具有有限的尺寸和一定的介电常数。但是在实际计算中，由于散射粒子的形状、分布和介电常数无法知道，故难以得到定量的结果。由于这些粒子或缺陷的线度比较大，故它们的散射在紫外和可见区
影响不大，而对红外波段影响较大。

另一类缺陷就是薄膜表面的微观粗糙度。由表面粗糙度引起的表面不平整的线度远小于一个波长，并服从统计规律。对于高精度光学表面上制备的光学薄膜器件，除了一些喷点引起的薄膜散射，一般薄膜的散射均属于表面或多层膜界面的微粗糙现象造成的。目前处理这些微粗糙度引起的光散射的理论主要有标量理论和矢量理论两种。

在标量理论中，主要研究薄膜在 4π 立体角之内的散射光总和—总积分散射(TIS)，与薄膜表面微观量——均方根粗糙度 σ 之间的关系。标量理论产生于 20 世纪 60 年代，理论值与实验结果得到较好的符合。但是由于忽略了散射光线的方向和偏振等因素，只考察总积分散射这一项物理量，就不易从 TIS 中得到较多的关于表面微观物理量的信息。

测量基板或薄膜表面方根粗糙度的主要方法是利用轮廓仪测量，其能达到的最高分辨率为 1nm。一般光学车间中大批量加工的玻璃基板的均方根粗糙度为 2~10nm，而实验室里经仔细加工的表面，其 σ 值可以小至 0. 5~1nm。测量总积分散射的基本方法是采用积分球进行相对测量。其装置的示意图如图 3.4.1-1 所示。样品一般置于积分球中心，He-Ne 激光从直径很小的入射光孔进入积分球，照射在样品上，样品的反射光从反射光孔中穿出，被角状衰

减器吸收。透射光也从透射光孔中射出，也被角状衰减器吸收。积分球的一侧装有光电倍增管，光电信号经过放大器放大后用数字电压表读数。为了调节光强大小，光路中有可插入和退出的衰减片。测量时先用散射率为 η 的标准散射板予以校正。由于该时光强较大，故宜插人衰减片。设该时电压表的读数为 I_0。然后退出衰减片，再对样品进行测量，设再得到的电压表读数为 I_A，那么样品的散射率 S_R 为

$$S_R = \frac{\eta I_A}{K I_0} \qquad (3.4.3\text{-}1)$$

其中 K 是衰减片的衰减系数。

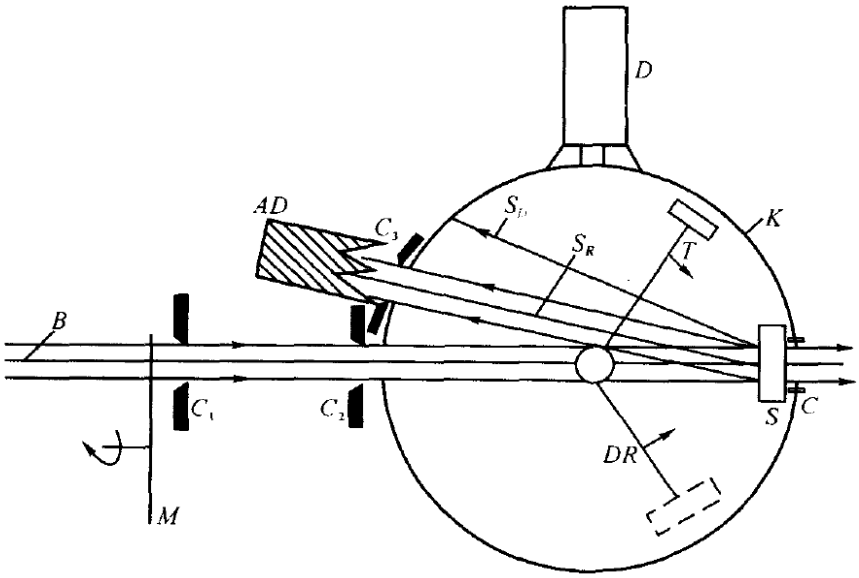


图 3.4.3-1 积分散射的测试系统

B—激光束；M—光调制器；C_1，C_2，C_3—狭缝；S—待测样品；K—积分球；AD—黑体；D—光电倍增管；T—标准片；D_R—转臂；S_D—散射光；S_R—镜向反射光

矢量理论则是 20 世纪 70 年代提出的新理论。它弥补了标量理论的不足，在分析计算中考虑了散射光的方位和偏振特性。利用矢量理论能计算出薄膜表面散射光在空间各方向的强度分布图。因此矢量散射理论是与角度微分散射测试系统相联系的，它能够较好地体现表面各种空间频率的微粗糙度的大

小与状态，能够体现出更多的表面结构特征。

虽然散射角分布的理论十分复杂，但是测量散射角分布的装置原理却直观而简单，然而要能检测出极小的散射量，则必须精心设计和制作。在这类测量装置中，通常以样品为中心，光电探测器可以围绕样品在人射平面内作接 180°或 360°的转动。性能较好的仪器还可以在以样品为中心的整个球面上转动，以测得非人射平面内的散射光。样品一般能转动和平动，以测量斜入射下的散射特性和扫描样品上各点的散射系数。在测量中，因散射信号很小，通常采用锁相放大器。此外，由于测量数据很多，所以常常采用计算机进行自动采样和分析

数据。图 3.4.1-2 即是一种测量散射角分布的仪器。

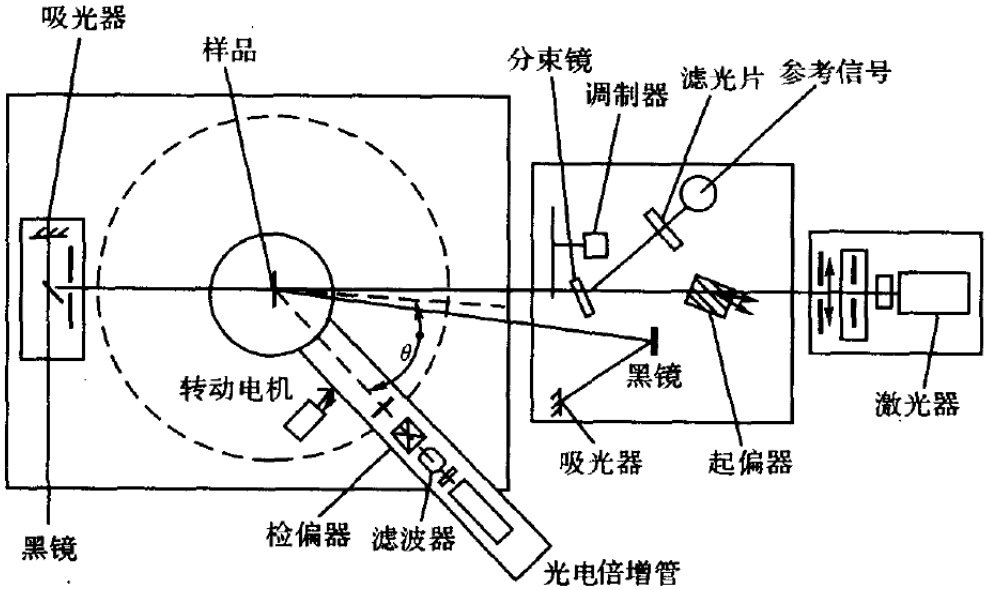


图 3.4.3-2 散射光角分布测试系统

3.4.4 薄膜折射率测量

最常用的薄膜折射率 测量方法为阿贝法 (又称布儒斯特角法)，是基于光波在界面上的布儒斯特效应而建立的薄膜光学常数测试方法。其基本原理为，当一束平行光以某一角度人射时，空白基板表面与镀模表面 p 偏振光的

反射率是相同的。这个特殊的人射角叫做膜层.的布儒斯特角(θ_{iB})。当 P 偏振光以 θ_{iB} 从 n_0 媒介入射到 n_1 媒介时(折射角为 θ_1)，空气/膜层界面消失，振幅反射系数为零，即

$$r_p = \left(\frac{n_0}{\cos\theta_{iB}} - \frac{n_1}{\cos\theta_1} \right) \Big/ \left(\frac{n_0}{\cos\theta_{iB}} + \frac{n_1}{\cos\theta_1} \right) = 0 \qquad (3.4.4\text{-}1)$$

于是

$$\frac{n_0}{\cos\theta_{iB}} - \frac{n_1}{\cos\theta_1} = 0 \qquad (3.4.4\text{-}2)$$

由斯涅耳定律得

$$n_0 \cos\theta_{iB} = n_1 \cos\theta_1 \qquad (3.4.4\text{-}3)$$

由(3.4.4-2)和(3.4.4-3)式，当 n_0=1 时有

$$n_1 = \tan\theta_{iB} \qquad (3.4.4\text{-}4)$$

这时：膜层与基板界面的 p 偏振光的反射为：

$$r_{2p} = \frac{\tan(\theta_{1B} - \theta_1)}{\tan(\theta_{1B} + \theta_1)} = \frac{\tan(90^\circ - \theta_{iB} - \theta_1)}{\tan(90^\circ - \theta_{iB} + \theta_1)} = \frac{\tan(\theta_{iB} - \theta_1)}{\tan(\theta_{iB} + \theta_1)} \qquad (3.4.4\text{-}5)$$

完全等于空气/基板界面的反射率，因此膜区与无膜区的反射率相等。

这就是阿贝法测量折射率的依据。因此只要测试出当 p 偏振光在薄膜表面的反射率消失时的角度，就可以计算出薄膜的折射率。

基于阿贝法的检测系统基本上有以下结构组成：

如图 3.4.4-1 所示，光束经分束板分成两束光，经过偏振片，起偏为 p 偏振光，分别照射在薄膜与基板表面上，反射的光束经反射镜反射进人积分球，并由光电倍增管接收。光束调制器使得照到薄膜样品与基板的光束分别为光电探测器所探测，这样转动转台，就可以改变光束的入射角。由于反射镜与样品之间构成二面角，可以减小由于转动转台造成积分球位置的转动，仅有少量的移动就可以测得光束的反射率。当光电探测器的输出为一个方波信号时，说明入射角尚未等于布儒斯特角，但薄膜与基板两者反射率相等时，

即光电探测器的输出为一直流分量时，对应的角度就为薄膜的布儒斯特角。

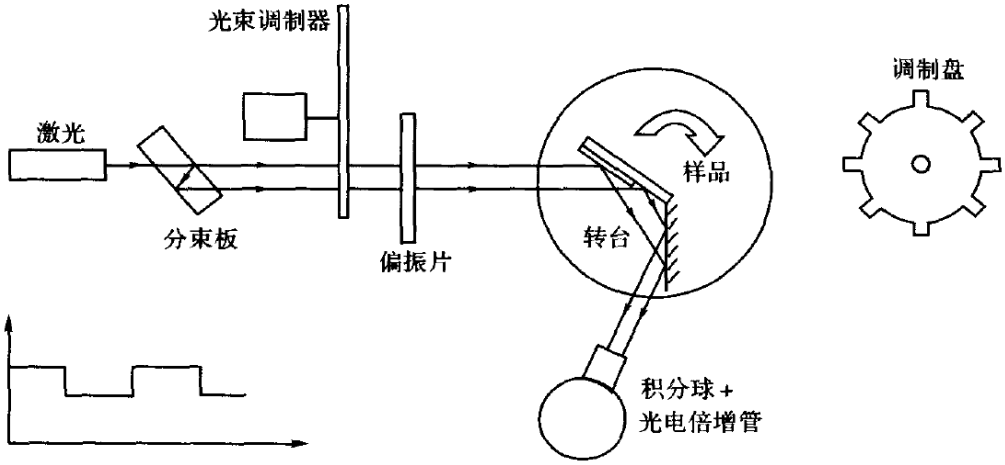


图 3.4.4-1 阿贝法测试原理图

参考文献

1. 唐晋发 顾培夫 刘旭 李海峰. 现代光学薄膜技术。杭州：浙江大学出版社，2006
2. 高本辉 崔素言 真空物理。北京：科学出版社，1983.
3. 唐晋发，顾培夫. 薄膜光学与技术. 北京：机械工业出版社，1989.
4. 金原粲著，杨希光译. 薄膜的基础技术. 北京：科学出版社，1982.
5. E. D. Palik. Handbook of Optical Constants of Solids. Academic Press，Inc.，1985.
6. H. A. Macleod. Thin-Film Optical Filters. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001.
7. D. Smith. Thin-Film Deposition. MaGraw-Hill, Inc., 1995
8. J. E. Mahan. Physical Vapor Deposition of Thin Film. John Wiley and Sons Inc., 2000.
9. G. Exarhos. Prepararion of Thin Films. Marcel Dekker, Inc., 1992. Arnon and P. W. Baumeister. Versatile high-precision multiple-pass reflectometer(E). Appl. Opt., 1978, (17): 2913~2915.
10. V. Sanders, High-precision reflectivity measurement technique for low-loss laser mirrors. Applied Optics, 1977, (16): 19~20
11. Pinnow D. A. and Rich T.C. Development of a calorimetric method for making precision optical absorption measurement. Appl. Opt., 1973, (12): 984~985.
12. Atkinson R.. Development of a wavelength scanning laser calorimeter. Appl. Opt., 1985, (24):464~466.
13. Hoffman R. A. . Apparatus for the measurement of optical absorptivity in laser mirrors. Appl. Opt. 1974(, 13):1405
14. 顾培夫. 薄膜技术. 杭州：浙江大学出版社，1990.
15. Hall. J.F . Optcial properties of zinc sulfide and cadminum sulfide in the ultraviolet. Opt. Soc. Am., 1956, (46): 1013~1014
16. 李正中. 薄膜光学与镀膜技术. 北京：艺轩出版社，2001.
17. 杨邦朝，王文生. 薄膜物理与技术. 成都：电子科技大学出版社，1994.

LED 封装与检测技术

主编：陈慧挺

副主编：胡克满 陈文涛 刘登飞

摘要

本讲义的主要内容包括 LED 封装和 LED 检测两个部分。

第一部分介绍 LED 封装技术，主要内容包括 LED 封装企业中生产线上的固晶、焊线、封胶和分光等工序的岗位任务介绍、各岗位的操作流程解释与示例、仪器设备的工作原理等。

第二部分介绍 LED 检测技术，主要内容包括 LED 灯珠及灯具光色电综合特性检测，LED 灯珠热性能检测，荧光粉激发特性检测等。

目录

引言：LED 封装与检测简介……3
预备知识：LED 技术中的基本概念……5
项目一：固晶……20
项目二：焊线……..27
项目三：封胶……..33
项目四：分光……..42
项目五：LED 检测技术……46
项目六：EX-1000 荧光粉激发光谱与热猝灭分析系统…..……60

引言：LED 封装与检测简介

LED 产业链是指 LED 从上游的芯片制造，到中游的灯珠封装，直至下游的产品成品应用各个环节的相关产业，并且包括了各个环节中的生产和检测设备等一系列产业。以下的图引言 1 是 LED 产业链各环节以及相关工艺过程的示意图，图中上半部分为芯片制造、下本部分为灯珠封装以及成品应用。

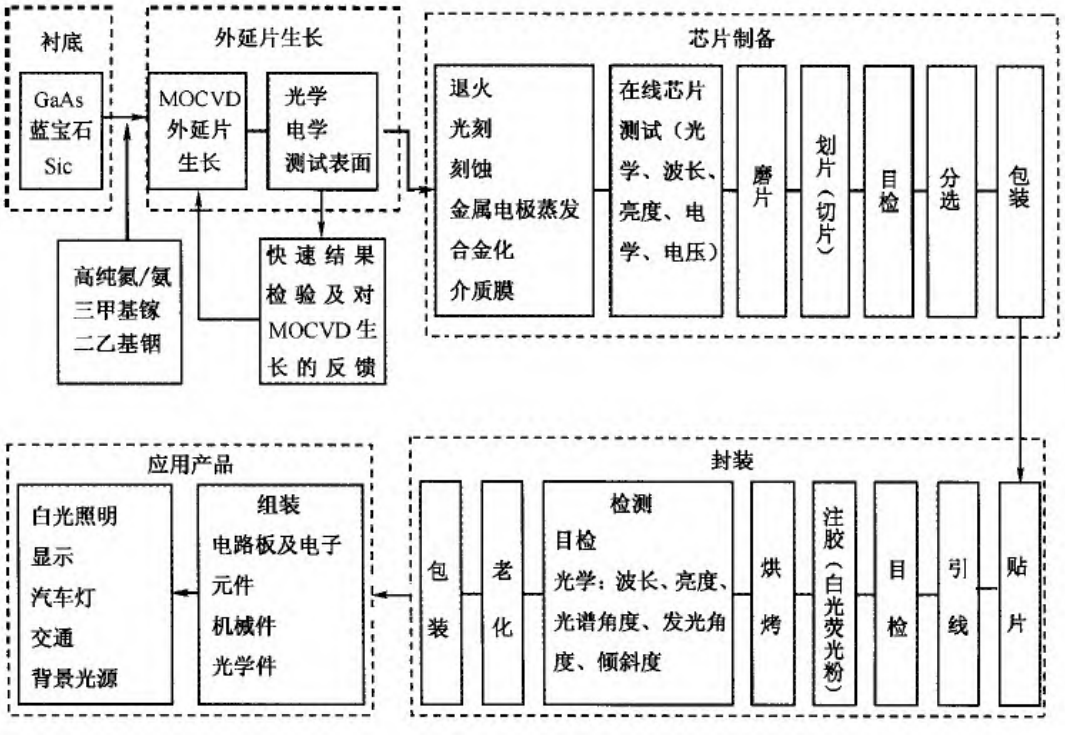


图 引言 1 LED 产业链示意图

从图引言 1 中可见，LED 产业链主要分为芯片制造、封装和应用三大环节，其中芯片又分为衬底形成、外延片生长以及芯片制备成型三个部分，LED 封装产业是一个相对独立的技术环节，而 LED 的应用主要包括显示和照明两大模块，此外、LED 产业链中，还包括 LED 驱动电源产业，以及为以上各个环节的生产提供设备和原材料的设备提供商和原材料和耗材提供商。

LED 封装属于产业链的中游，LED 封装一般分为固晶、焊线、封胶、分光等几个工艺环节。

固晶就是在 LED 支架的特定位置处涂上银胶或绝缘胶，并将 LED 芯片粘贴在支架的相应位置上的过程。目前，LED 企业大规模生产一般都采用高速自动固晶机进行固晶，手工固晶主要用于修补和试样。

焊线就是在固晶完成的支架上，把 LED 芯片（即 PN 结）的正负极和支架电极对应的正负极用金线焊接，令它们在电路上连接起来的过程。目前一般也是在采用高速自动焊线机进行焊线。

封胶：LED 灯珠通常需要经过封胶环节，将硅胶注入盖有透镜的灯珠内以保护焊点等内部结构；白光 LED 的原理是采用蓝光芯片激发黄光荧光粉而得到白光，因此，在封胶环节之

前，还必须经过配点荧光粉环节。

分光是将前面各工序生产出来的 LED 灯珠按照其光通量（亮度）、波长（或色温）以及电学特性进行检测和分批，以将某一批次的产品划分为本批次合格品、等外品以及次品的过程。

而 LED 检测则是贯穿于整个 LED 产业链各工艺环节而进行的对 LED 芯片、灯珠以及成品灯具的各种参数进行检测的步骤：LED 作为一种新型光源，具有各种各样的特性参数，不同应用场合对各种参数的要求不同，主要涉及 LED 的光、色、电、热等参数测试。

本课程所述的 LED 检测技术则是指运用各种检测设备，对 LED 灯珠成品或灯具的光、色、电、热等参数进行检测的技术。

LED 光色电综合测试系统是针对 LED 光通量、色温、波长、显示指数、色纯度、电流、电压、电功率、光效率等全性能的检测设备。通过模拟视觉函数对不同颜色的谱线自动修正，达到最精确测试，且对不同功率 LED 测试速度都在 ms 级。LED 光色电参数综合测试系统主要由积分球、测试系统柜和计算机测试软件组成。其中，大积分球适用于灯具光色电综合测试，小积分球适用于灯珠光色电综合测试。

荧光粉激发光谱与热猝灭分析系统基于 GBT23595-2009、GBT14633-2010 及 SJ/T11397-2009 标准，能够测量荧光材料处于不同恒温条件（从室温至 200℃）下，受不同波长（200nm-800nm）的光辐射激发，发射光的光谱功率分布，从而分析荧光材料的最佳工作条件，控制和判定荧光粉的品质。

LED 热阻结构分析系统集 LED 热、电、光等多项测试功能于一体，利用计算机专用软件，不仅可以准确获得 LED 的总热阻，还可以获得其积分和微分结构函数，呈现 LED 热流传导路径（芯片至封装各器件）上的热容和热阻分布信息。该系统完全满足 EIA/JESD51、MIL-STD-750D、SJ20788-2000、QB/T4057-2010 等国际国内标准。

0 LED 技术中的基本概念

要掌握 LED 检测技术，首先要了解描述 LED 的光色电特性的参数和相关基本概念

0.1 LED 的光度学特性

光学特性包括描述其发光强弱以及其光强空间分布情况的光度学特性如光通量、发光强度、亮度、光束发散角等，以及描述其颜色（色光 LED）或颜色倾向性（白光 LED）的色度学特性参数如波长或颜色（光谱特性）、色温、显色指数等。

光源的光度学特性主要包括它发出的光的总量多少、它发出的光在某一个特定方向上的强弱、以及它发出的光强随空间的分布情况等。

0.1.1 辐射度学与光度学的基本概念

①辐射量与光学量

（1）辐射量

尽管位于可见光波长范围之外的电磁辐射不能为人眼所感知，但作为一种能量的发射，它依然是客观存在的，不同波长的辐射能够被相应的探测仪器所探测到，而且对人体也是有影响的，有些辐射、特别是高频辐射，对人体有极大的危害、甚至可以致命。因此，对电磁辐射，抛开其波长的差异，应当有一些通用的参数来衡量其辐射的强弱，这些用来衡量电磁辐射强弱的参数就是辐射量。

辐射量包括**辐射能、辐射通量**、辐射出射度、辐射强度、辐射亮度、辐射照度等六个。其中主要掌握辐射能和辐射通量。

1）辐射能 Q_e

辐射能（通常用 Q_e 表示）是以辐射形式发射或传输的电磁波能量。当辐射能被其它物质吸收时，可以转变为其它形式的能量，如热能、电能等。显然，辐射能的量纲就是能量的量纲、其单位是焦耳（J）。

2）辐射通量 Φ_e

辐射通量 Φ_e 又称为辐射功率，是指以辐射形式发射、传播或接收的功率。其定义为单位时间内流过的辐射能量。即：

$$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt} \qquad (0\text{-}1)$$

辐射通量的量纲就是功率的量纲，单位就是瓦特（W）。

除了以上两个主要的辐射量之外，还有以下四个辐射量：

辐射出射度：辐射出射度是用来反映物体辐射能力的物理量。其概念为辐射体单位面积向半球面空间发射的辐射通量。

辐射强度：其概念为点辐射源在给定方向上发射的在单位立体角内的辐射通量。

辐射亮度：其概念为面辐射源在某一给定方向上的辐射通量。

辐射照度：其概念为照射在某面元 dA 上的辐射通量与该面元的面积之比。与以上几个概念不同的是辐射照度是在辐射接收面上定义的概念，而以上几个则是在辐射发射面（或点）上定义的概念。

（2）光学量

由于可见光的波长只占整个电磁波谱中一段很狭窄的范围，如果某一辐射的波段落在这一范围之外，那无论辐射功率如何的大，人眼也是无法感知的。换言之，对于非可见光波段的电磁辐射而言，无论其辐射量的大小如何，其对应的光学量都为零。

因此，为了描述人眼所能够感受到的光辐射的强弱，必须在辐射量的基础上再建立一套参数来描述可见光辐射的强弱，这就是光学量。光学量包括**光通量**、光出射度、光照度、**发**

光强度、光亮度等。

1）光通量Φ_v（单位：**流明**、即 lm）

光通量Φ_v是衡量可见光对人眼的视觉刺激程度的量，光通量的大小就是总的辐射通量中能被人眼感受到的那部分的大小。光通量的量纲与辐射通量一样仍是功率的量纲。但因为人的视觉对光辐射的感受还与光的波长（颜色）有关，所以光通量并不采用通用的功率单位瓦特作为单位，而是采用根据标准光源及正常视力而特殊定制的 **“流明”**作为单位、用符号表示则是 **lm**。波长为 555 纳米的单色光（黄绿色）每瓦特的辐射通量对应的光通量等于 683 流明，如图 2.1 所示。

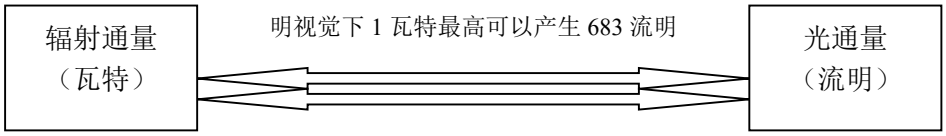


图 0.1 辐射通量与光通量的关系

由于人眼对不同波长光的相对视见率不同，所以不同波长光的辐射通量相等时，其光通量并不相等。例如，当波长为 555nm 米的绿光与波长为 650nm 米的红光辐射通量相等时，前者的光通量为后者的 10 倍。

光通量是光学量的主要单位之一。由光通量这一主要光学量可以引出以下两个光学量：光出射度、光照度。

2）光出射度M_v

光源单位面积发出的光通量称为光源的光出射度，通常用符号表示为为M_v。即：

$$M_v = \frac{d\Phi_v}{dA} \qquad (0\text{-}2)$$

光出射度的单位为流明每平方米（lm/m^2）。

3）光照度E_v

被照表面单位面积接受的光通量称为光照度，通常用符号E_v表示。即：

$$E_v = \frac{d\Phi_v}{dA} \qquad (0\text{-}3)$$

光照度和光出射度的区别在于一个是（光源）单位面积发出光通量，另一个是（被照表面）单位面积接受的光通量，显然，光照度和光出射度的应当具有相同的量纲。当用来描述被照表面的光照度时，流明每平方米又被称为**勒克斯**（lx）。

4）发光强度I_v

点光源在单位立体角内发出的光通量称为**发光强度**。即：

$$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega} \qquad (0\text{-}4)$$

发光强度是用来描述**点光源**发光特性的光学量，引入发光强度的意义是为了描述点光源在某一指定方向上发出光通量能力的大小：在指定方向上的一个很小的立体角元内所包含的光通量值，除以这个立体角元，所得的商即为光源在此方向上的发光强度。

值得注意的是发光强度是国际单位制中的七个基本量之一，也是基本的光学量。发光强度的单位是**坎德拉**（**cd**）又可称“烛光”。根据国际单位制的规定：一个波长为 555nm 的单色光源（黄绿色），在某方向上的辐射强度为$\frac{1}{683}W/sr$（式中sr为立体角的单位：球面弧度，或简称球面度），则该点光源在该方向上的发光强度为 1 坎德拉。由于发光强度是国际

单位制的基本单位，光通量的单位流明也可以视为从坎德拉中导出：发光强度为 1cd 的匀强点光源，在单位立体角内发出的光通量即为 1lm。

显然，点光源的发光强度是和发光方向有关的，对于发光强度各向异性的点光源，其总的光通量可用下式求得：

$$\Phi_v = \int_\Omega I_v d\Omega \qquad (0\text{-}5)$$

而对于各向同性的点光源，其总的光通量就简单了：如果发光强度为 I_v 则光通量为：$\Phi_v = 4\pi I_v$。

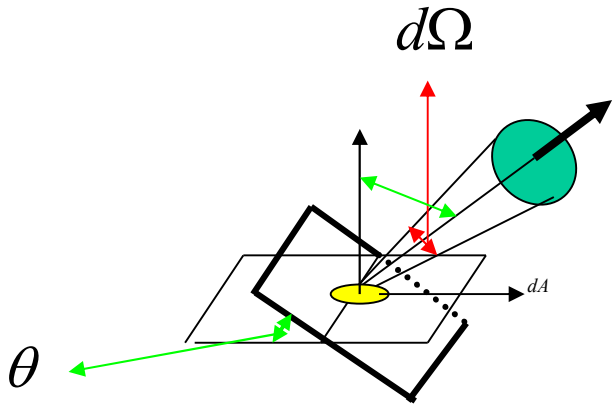


图 0.2 面元 dA 在 θ 方向上的光亮度示意图

5）光亮度 L_v

光亮度又简称亮度，是指某发光面元 dA 在某方向 θ 上单位面积的发光强度。根据发光强度和光通量之间的关系，也可以指光源单位面积在某一方向上单位立体角内的光通量。即：

$$L_v = \frac{I_v}{\cos\theta dA} = \frac{d\Phi_v}{\cos\theta dA d\Omega} \qquad (0\text{-}6)$$

上式中 θ 是面元 dA 的法线方向与考察方向的夹角。以上公式的说明如图 0.2 所示：

光亮度的单位是坎德拉每平方米（cd/m^2），坎德拉每平方米又称为尼特（nit）。

光亮度虽不是基本的光学量，但却是体现包括光源和被照表面在内的任意发光表面在人眼看上去的表观明暗程度的重要光学量。以下的表 0.1 列出了常见发光表面的发光亮度：

表 0.1 常见发光表面的发光亮度

表面名称	光亮度(cd/m^2)	表面名称	光亮度(cd/m^2)
在地面上看到太阳表面	(1.5~2.0)×10^9	100 瓦白炽钨丝灯	6×10^6
日光下的白纸	2.5×10^4	6 伏汽车头灯	1×10^7
白天晴朗的天空	3×10^3	放映灯	2×10^7
在地面上看到的月亮的表面	(3~5)×10^3	卤钨灯	3×10^7
月光下的白纸	3×10^2	超高压球形汞灯	1×10^8 ~ 2×10^9
蜡烛的火焰	(5~6)×10^3	超高压毛细管汞灯	2×10^7 ~1×10^9

以上各光学量的单位除了本节介绍的标准单位之外，还有非标准的一些单位，如发光强度的单位可用“国际烛光”等，相见相关参考资料。

②光学量和辐射量之间的关系

（1）光谱光效率函数

具有相同辐射通量而波长不同的可见光分别作用于人眼，人眼感受到的明亮程度即光学

量是不同的，这表明人的视觉对不同波长的光具有不同的灵敏度。人眼对不同波长的光的灵敏度是波长的函数，这一函数称为光谱光效率函数（或称光谱光视效率）。实验还表明，在观察视场明暗程度不同的情况下，光谱光效率函数也会稍有不同。这是由于人眼的明视觉和暗视觉是由不同类型的视觉细胞来实现的：

1）明视觉

在光亮(几个 cd/m^2 以上)条件下，人眼的锥体细胞起作用。

明视觉条件下，锥体细胞能分辨物体的细节，很好地区分不同颜色。

2）暗视觉

在暗条件下，亮度约在百分之几 cd/m^2 以下时，人眼的杆体细胞起作用。

在暗视觉条件下，杆体细胞能感受微光的刺激，但不能分辨颜色和细节。

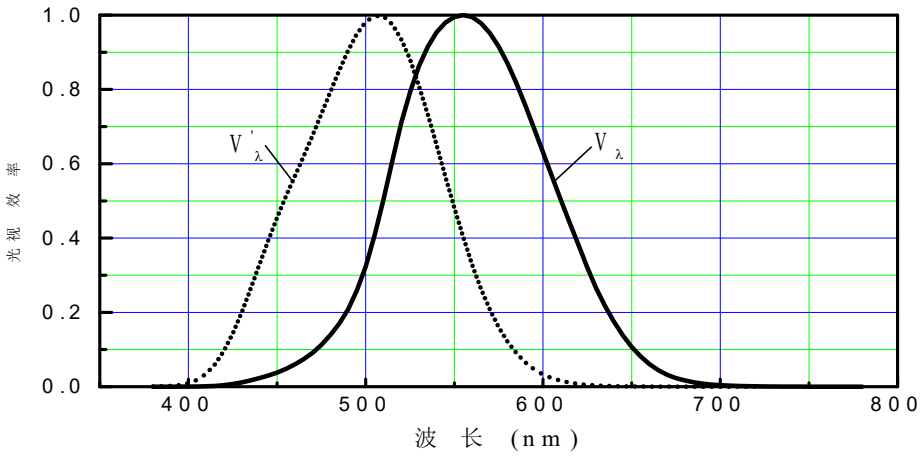


图 0.3 明视觉和暗视觉情形下的光谱光效率函数

0.2 LED 的色度学特性

LED 的色度学特性是其光学特性的另一个重要方面，由于 LED 灯具对颜色要求的多样性，有些灯具对颜色的要求比较严格，于是，其色度学特性需要用包含波长（包括峰值波长、主波长、质心波长等次级概念）、色温、显色指数等来综合描述。

0.2.1 颜色的描述与 RGB 颜色空间

人眼可见的光是波长在 380 ~ 760 nm 范围内的电磁波，电磁波的波长超出这一范围人眼将无法感受到的，在这一波长范围内，不同波长的光会引起人眼不同的“颜色”感觉，这就是颜色形成的机理，通常认为可见光包括 7 种不同颜色的单色光，具体为：红色 760 ~ 620 nm，橙色 620 ~ 590nm，黄色 590 ~ 545 nm，绿色 545 ~ 500 nm，青色 500 ~ 470nm，蓝色 470 ~ 430 nm，紫色 430 ~ 380nm，这 7 种单色光带给人眼 7 中不同的颜色感受。事实上，除了这 7 种颜色之外，人眼还可以感受到在可见光波长范围内由波长连续变化而引起的连续变化彩色感受。除此之外，人眼还可以感受到黑色、白色、灰色等无色彩的颜色感受，以及粉红、暗红、土黄等颜色感受。

①混色与三基色原理

在进行混色实验时，人们发现只要选取三种不同颜色的单色光按一定比例混合就可以得到自然界中绝大多数彩色，具有这种特性的三个单色光叫基色光，对应的三种颜色称为**三基色**，由此我们得到一个重要的原理：三基色原理。

在实际情况当中，通常选取红、绿、蓝三种颜色作为三基色，由此而形成了所谓的 RGB 颜色空间。

（2）相加混色法和相减混色法

把三基色按照不同的比例混合获得彩色的方法称为混色法。混色法有相加混色和相减混色之分。彩色电视系统以及各种类型的计算机监视器等显示屏幕中，使用的是相加混色法。而印刷、美术等行业以及计算机的彩色打印机等输出设备使用的是相减混色法。

1）相加混色法

相加混色一般采用色光混色，色光混色是将三束圆形截面的红、绿、蓝单色光同时投影到屏幕上，呈现一幅品字形三基色圆图。如下图 0.4 所示：

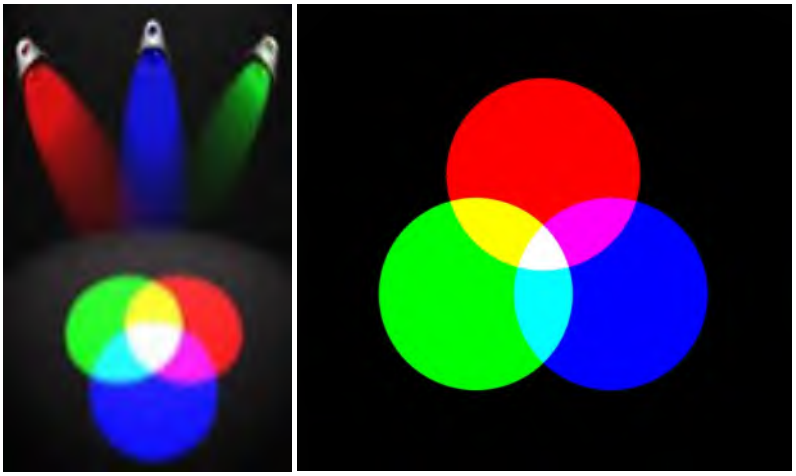


图 0.4 .相加混色法

由图 0.4 可见：

红光+绿光=黄光

红光+蓝光=紫光（品红光）

绿光+蓝光=青光

红光+绿光+蓝光=白光

2）相减混色法

相减混色法主要用于描述颜料的混色：指不能发光，却能将照来的光吸掉一部分，将剩下的光反射出去的色料的混合。色料不同，吸收色光的波长与亮度的能力也不同。色料混合之后形成的新色料，一般都能增强吸光的能力，削弱反光的亮度。在投照光不变的条件下，新色料的反光能力低于混合前的色料的反光能力的平均数，因此，新色料的明度降低了，纯度也降低了，所以又称为减光混合。

相减混色法中的三原色为黄、青和品红（即某种紫色）。这三种原色分别对相加混色中的三基色蓝、红和绿具有极高的吸收率。因此三原色按不同的比例混合也能得到各种不同的颜色。

②RGB 颜色空间

根据以上相加混色法的思想，把 R（红）、G（绿）、B（蓝）三种基色的光亮度作一定的归一化之后，作为直角坐标系三维空间的三个坐标轴，可以构成一个颜色空间，颜色空间中不同的坐标点就表示了不同的颜色。这样表示颜色的方法即为 RGB 颜色空间，由于 RGB 颜色空间是计算机等数字图像处理仪器设备所采用的表示图像颜色的基本方法，故 RGB 颜色空间通常也称基础颜色空间。

从理论上，RGB 颜色空间可以表示出任意的颜色。

0.2.3 CIE 标准色度学系统

国际照明委员会(CIE)规定了一套标准色度系统，称为 CIE 标准色度系统，这一系统是近代色度学的基本组成部分，是色度计算的基础，也是彩色复制的理论基础之一。

CIE 标准色度学系统是一种混色系统，是以颜色匹配实验为出发点建立起来的。用组成每种颜色的三原色数量来定量表达颜色。

①颜色匹配

建立 CIE 的标准色度学系统的一个重要原因是为了解决当时在颜色混合和颜色匹配中出现的一些问题。

把两种颜色调节到视觉上相同或相等的过程称为**颜色匹配**。以下的图 0.5 是颜色匹配的一种实验装置图：

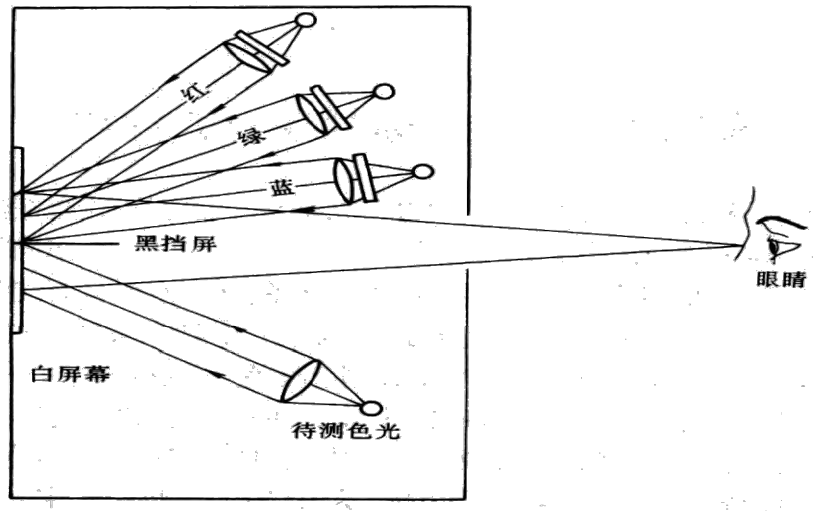


图 0.5 颜色匹配实验示意图

在以上的颜色匹配实验中，黑挡板下方是被匹配的颜色，即目标颜色，而黑挡板上方则是 RGB 颜色空间中的三基色红、绿和蓝。在实验中，CIE 首先规定了这三种基色光的波长，分别为：700nm（R）、546.1nm（G）、435.8nm（B）然后就用这三种基色光进行不同配比的颜色匹配实验，试图配出在观察者看来和黑挡板下方的目标颜色一致的颜色。

②CIE1931-RGB 系统

CIE 标准色度系统的第一个版本叫做 CIE1931-RGB 系统，是 CIE 在 1931 年发布的。这一色度系统是在类似于以上图 2.9 的实验装置上，以标准色度观察者在 1°-4° 的视场下的基本颜色视觉实验数据为基础而产生的。

在 CIE1931-RGB 系统的实验中，为了确切地描述颜色匹配中三种基色的相对比例，首先必须定出基色单位这样一个概念，即定出多大亮度的基色光为该基色光的“一个单位”。为此，需要提出“等能白光”这样一个概念，即假想的在整个可见光谱范围内光谱辐射能相等的光源的光色，称为等能白色，等能白光的辐射通量谱函数为整个可见光范围内的一条平行于横轴（波长轴）的直线。显然，如果波长分别为 700nm（R）、546.1nm（G）、435.8nm（B）的红、绿蓝光可以作为三基色而混合匹配出任意颜色的话，则此三基色配出等能白色时它们的辐射通量是相等的。由于人眼视觉效率函数依波长变化，三基色的光通量之间的关

系如下表 0.3（这里，取 1 流明红光的光通量作为一个单位）：

表 0.3 三基色单位亮度的光通量关系表

颜色	红	绿	蓝	混合（等能白）
波长（nm）	700	546.1	435.8	—
单位量流明数	1.0000	4.5907	0.0691	5.6508

采用以上的三基色单位量作为标准，就可通过实验测定出混合配比出任意颜色所需要的三基色的量了。

颜色匹配实验中，当与待测色达到色匹配时所需要的三基色的量，称为**三刺激值**，记作 R、G、B。一种颜色与一组 R、G、B 值相对应，R、G、B 值相同的颜色，颜色感觉必定相同。三基色各自在 R+G+B 总量中的相对比例叫做色度坐标，用小写的符号 r，g，b 来表示。即：

$$\begin{cases} r = \dfrac{R}{R+G+B} \\ g = \dfrac{G}{R+G+B} \\ b = \dfrac{B}{R+G+B} = 1 - r - g \end{cases} \qquad (0.7)$$

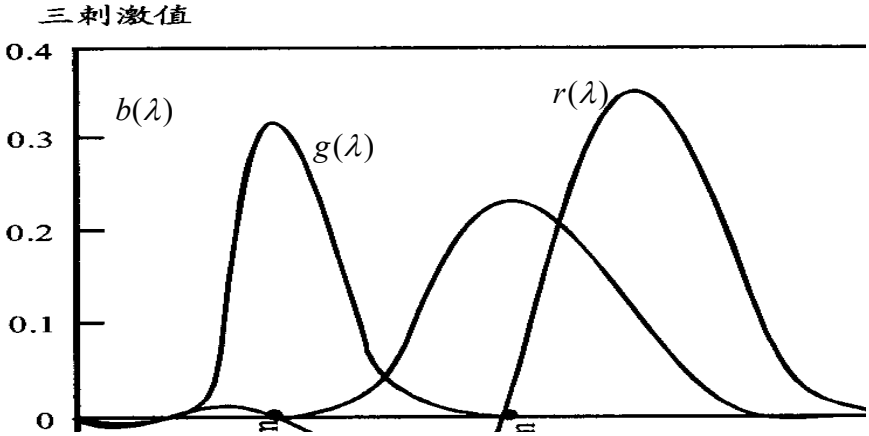


图 0.6 CIE1931-RGB 色度系统颜色匹配光谱三刺激值曲线

基于 CIE1931-RGB 系统的实验证明：几乎所有的颜色都可以用三原色按某个特定的比例混合而成。如果用上述规定单位量的三原色，在可见光 380nm~780nm 范围内每隔波长间隔（如 10nm)对等能白色的各个波长进行一系列的颜色匹配实验，可得每一光谱色的三刺激值。实验得出的颜色匹配曲线如图 0.6 所示，图 2.10 中的 CIE1931-RGB 配光曲线也称为 CIE1931-RGB 标准色度观察者。

从图 0.6 中可以得到：任一波长的光，都可以由三基色的光按图中的比例匹配而成，但图中曲线表明，如要配出 500nm 附近某一段波长的光，需要的红色基色的光量为负值，即在实验中，要把这一数量的红光照射于被匹配光的一侧（即图 0.5 的黑挡板下

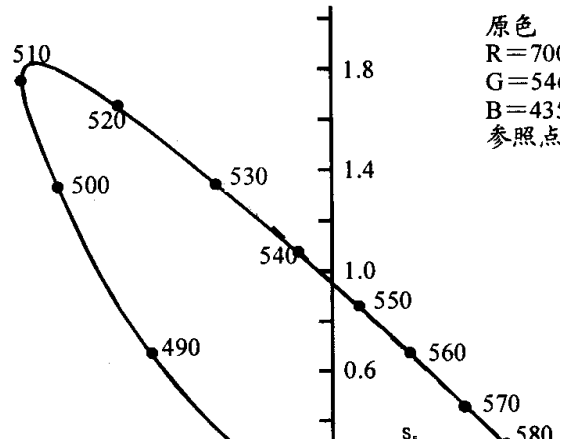


图 0.7 CIE1931 -RGB 系统色度图

方）才行。这对配光的物理意义以及数学计算而言，都是个不太完善的结果。

根据配光的三刺激值色度坐标的公式，r、g、b 三个色度坐标中只有两个是独立的，通常可选取 r、g 分别作为横坐标和纵坐标，可绘制出如上图 0.7 所示的 1931 CIE-RGB 系统色度图。从图 0.7 中也明显可见，配出许多颜色所需要的红色基色分量的刺激值是负的。

③CIE1931-XYZ 标准色度学系统以及其它 CIE 色度学系统

如上所述、CIE1931-RGB 系统存在着一些缺点：在某些场合下，例如被匹配颜色的饱和度很高时，三色系数就不能同时取正；而且由于三原色都对混合色的亮度有贡献，当用颜色反方程计算时就很不方便。

因此，希望有一种系统能满足以下的要求：

三刺激值均为正；

某一原原色的刺激值，正好代表混合色的亮度，而另外两种原色对混合色的亮度沒有贡献；

当三刺激值相等时，混合光仍代表标准（等能）白光。

这样的系統在以实际的光谱色为三原色时是无法从物理上实现的，CIE 通过研究提出了以以下假想色作为逻辑上的三基色的 XYZ 表色系統，即 CIE1931-XYZ 标准色度学系统。

CIE1931-XYZ 标准色度学系统中的三基色 X、Y、Z 实质上是 CIE1931-RGB 色度学系统中三基色 R、G、B 的线性组合。两者之间的转换关系如下式所述：

$$X = 2.7689R + 1.7517G + 1.1302B \qquad (0.8)$$

$$Y = 1.0000R + 4.9507G + 0.0691B \qquad (0.9)$$

$$Z = 0.0000R + 0.0565G + 5.5943B \qquad (0.10)$$

根据上式，可得到以下用于描述色品图的三刺激值：

$$\begin{cases} x = \dfrac{X}{X+Y+Z} \\ y = \dfrac{Y}{X+Y+Z} \\ z = \dfrac{Z}{X+Y+Z} = 1 - x - y \end{cases} \qquad (0.11)$$

由此可得到如下图 0.12 的 CIE1931-XYZ 标准色度系统颜色匹配光谱三刺激值曲线。又称 CIE1931XYZ 标准色度观察者。

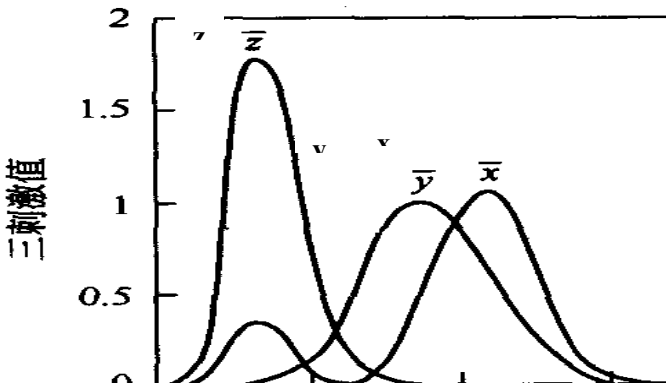


图 0.12 CIE1931-XYZ 标准色度系统颜色匹配光

从图 0.12 中可见配光所用的三基色色品坐标 x、y、z 值没有出现负值。由图 0.12 色品坐标的实验数据可以画出以下图 0.13 所示的 CIE1931XYZ 系统色品图。

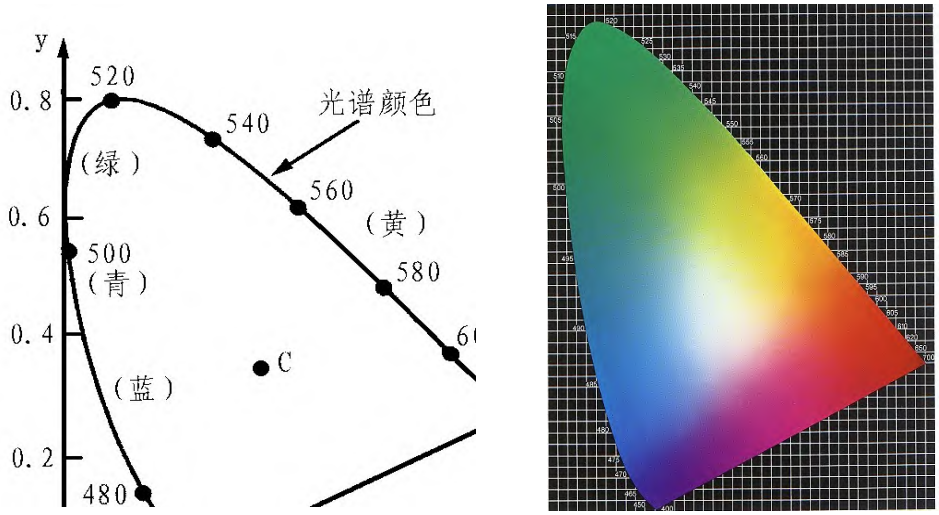


图 0.13 CIE1931-XYZ 标准色度系统色品图

从以上色品图中可见颜色刺激的值全为正值了。

CIE1931XYZ 标准色度系统是国际上色度计算、颜色测量、和颜色表征的统一标准，是所有测色仪器的设计与制造依据。

0.2.4 描述LED色度学特性的几个重要概念及其关系

在了解了颜色描述的基本概念之后，以下对描述LED色度学特性的几个重要概念及其关系进行介绍和分析。

①光源的波长与颜色

发光的颜色是色光 LED 的一个重要参数，对单色光而言，颜色的差异是由波长的不同而引起的：可见光的波长不同，引起人眼的颜色感觉就不同。

但实际上，任何光源包括 LED，发出的光都不可能是绝对严格的单一波长的单色光，而是发出以某一波长为中心的一定波长范围的光，某一光源发光的相对强弱和波长的函数关系称为该光源的光谱特性，色光光源的光谱特性曲线通常是类似高斯分布（即正态分布）的曲线。光谱特性曲线如图 0.14 所示：

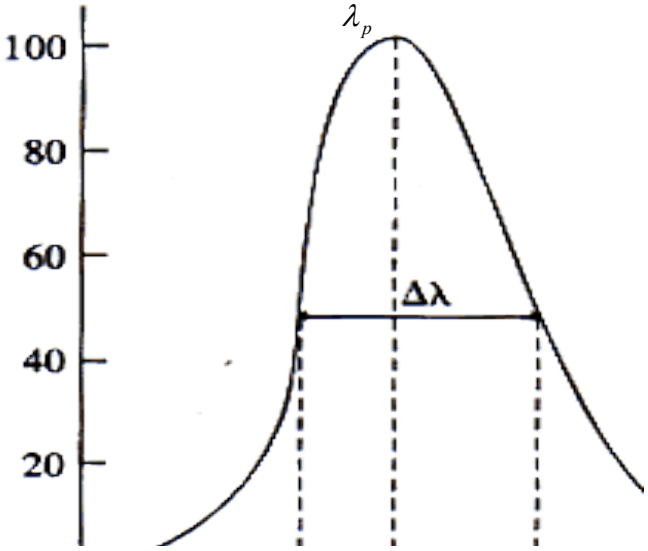


图 0.14 光源光谱特性曲线（黄绿色光）

图 0.14 是黄绿色光的光谱特性曲线，在图中，可以引出几个常用的光学特性参数：

（1）峰值波长

图中曲线的最高点对应的波长称为峰值波长：无论什么材料制成的LED，都有一个相对光强度最强处（光输出最大），与之相对应有一个波长，通常叫做峰值波长，用 λp 表示。通常峰值波长主要用来描述单色光的颜色特性。

（2）谱线半宽度

图中的 $\Delta\lambda$ 通常称为谱线的半宽度，指相对光强为峰值波长一半时对应的曲线上两个点的波长间隔。半宽度反映谱线宽窄，是衡量光源单色性好坏的参数，各种单色光LED发光的

谱线半宽度小于40nm，单色性较好。

（3）主波长

主波长：有的光源发出的光不仅有一个峰值波长；甚至有多个高低不同峰值，并非单色光。为此描述此光源的色度特性，需要引入主波长的概念。主波长描述的是人眼所能观察到的由此光源发出的光的颜色倾向所对应的单色光的波长。

主波长的概念通常不是用来描述单色光，而是描述多个峰值的色光混合起来所呈现的颜色。例如GaP 材料可发出多个峰值波长，而主波长只有一个，它会随着LED 长期工作，结温升高而主波长偏向长波。

主波长的数值可用如下方法来确定：

用某一光谱色，按一定比例与一个确定的标准照明体（如CIE标准照明体A,B,C或D65)相混合而匹配出样品色，该光谱色的波长就是样品色的主波长。任何一个颜色都可以看作为用某一个光谱色按一定比例与一个参照光源（如CIE标准光源A、B、C等，等能光源E，标准照明体D65等）相混合而匹配出来的颜色，这个光谱色就是颜色的主波长。颜色的主波长相当于人眼观测到的颜色的色调（心理量）。

如果光源的单色性很好，则峰值波长λp 的数值上也就基本上等于主波长。对于蓝光LED 芯片，峰值波长是要比主波长小一点（5nm 左右）。

（4）色品坐标

如前分析 CIE1931－XYZ 系统是所述，某种颜色在 CIE1931－XYZ 色度图中的色品坐标（或称色度坐标）是描述该颜色的色度特性的重要参量，颜色色品坐标的不同对应着颜色的差异。在实际 LED 封装中的分光等应用场合需要用到色品坐标的概念，此时通常用色度图中 X 和 Y 坐标的至来表示。对于白光 LED 的分光，色品坐标的 X、Y 值均为接近 0.33 的一个数值，表明白光中 X、Y、Z 三个颜色分量的比例接近，根据 X、Y 具体数值的不同，体现出一定的颜色偏向性。

色品坐标还可以用于说明主波长的概念：CIE1931－XYZ 色度图边沿的舌型曲线代表饱和度为 1 的纯光谱色，假若已知某光的色品坐标电为 A，则从色品坐标图中等能白（0.33，0.33）处引一线段指向 A，再将该线段延长，则延长线和色度图边沿的交点对应的波长则为该色光的主波长。

②光源的色温

色光光源的色度特性用波长来表示，但在LED或其它光源的制造和应用中，白光光源也是非常重要的一种类型。理想的白光是各种波长色光的“均匀”或“等能”的组合，因而无法用波长表示白光的颜色。

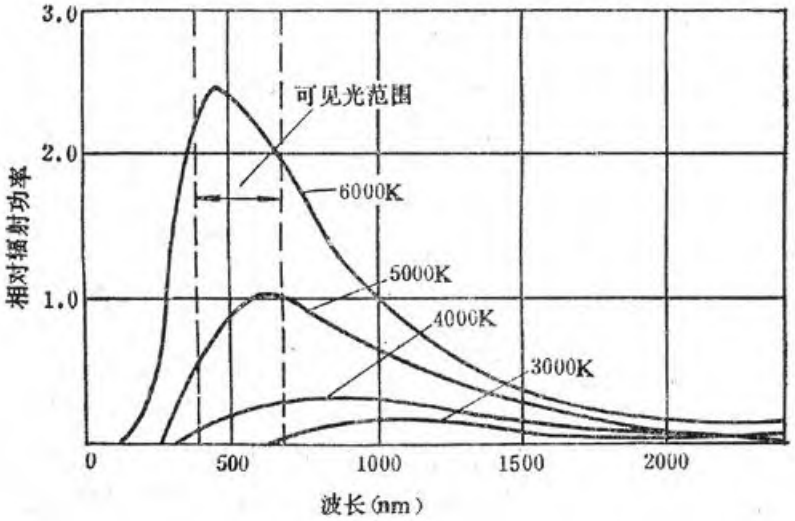


图 0.15 黑体辐射的温度特性

实际的白光总带有一点微弱的颜色偏向性，如偏红或偏蓝。由于白光的这种颜色偏向性和单色光的颜色明确性而言，是比较微弱的，所以实际的白光其颜色偏向性也不用感觉上偏向的那种颜色的波长来表示，而是借助于黑体辐射峰值波长随温度变化的特性，用“色温”这个参数来表示的。黑体辐射随温度变化的特性可用图0.15表示：

光源的色温定义如下：如果光源发出的光的颜色与黑体在某一温度下辐射的光颜色相同时，则此时黑体的温度称为该光源的色温。

色温是用来描述白光的颜色偏向性的，单色光的颜色不用色温来描述。

色温计算采用绝对温标，以 K（开尔文）为单位，黑体幅射的 0K＝-273 ° C 做为计算的起点。将黑体加热，随着能量的提高，便会进入可见光的领域。例如，在 2800 K 时，发出的色光和灯泡相同，我们便说灯泡的色温是2800K。

光源色温不同，光色也不同。

色温<3300K：光色为 温暖（带红的白色），稳重的气氛效果；

色温在3300-5000K：光色为 中间（白），爽快的气氛效果；

色温>5000k：光色为清凉型（带蓝的白色），冷的气氛效果。

不同色温对应的颜色可用图0.16表示：

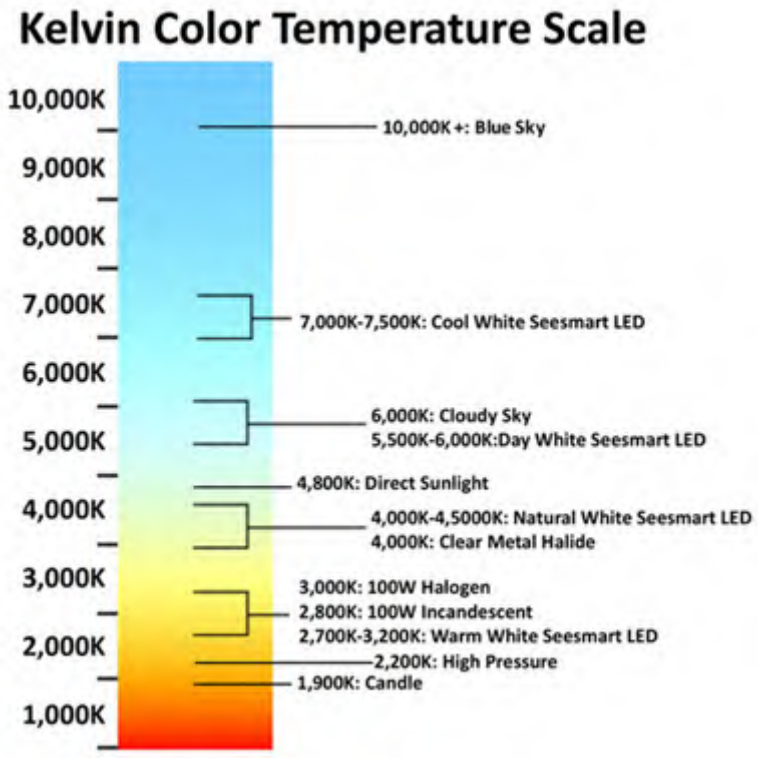


图 0.16 色温示意图

从图中可见，不同的色温对应于不同的颜色，必须强调的是色温是用来描述白光颜色偏向是暖色还是冷色的一个概念，对应于正白的色温表示该颜色恰好位于暖色和冷色的平衡点，即该颜色不偏暖也不偏冷，这个平衡点大概再5000多K左右。此时，与该色温对应的温度下，黑体辐射的峰值波长会取555nm左右的一个数值，该波长对应的单色光颜色为黄绿色。但此时绝对不能说和5000多K色温对应的颜色为黄绿色，因为色温不是描述单色光色度的参量，色温是描述白光色度特性的参量，它体现了白光中暖色和冷色的平衡程度。

③光源的显色性

显色性是用于描述白光光源综合色度特性的一个参数。

原则上，人造光源应与自然光源相同，使人的肉眼能正确辨别事物的颜色。

光源对于物体颜色呈现的程度称为显色性，通常用“显色指数（Ra）”来描述，它表示物体在某一光源照明下的颜色与基准光（太阳光）照明时颜色的偏离。显色性能较全面反映光源的颜色特性，它描述了事物的真实颜色（其自身的色泽）与某一标准光源下所显示的颜色关系。

Ra 值的确定，是将 DIN6169 标准中定义的 8 种测试颜色加上其它 7 种试样，在标准光源和被测试光源下做比较，色差越小则表明被测光源颜色的显色性越好。Ra 值为 100 的光源表示，事物在其灯光下显示出来的颜色与在标准光源下一致。代表性试样的选择如下：1－8 号：中彩度色：如 深红、深黄、深绿、深蓝等（明度为 6）；9－12 号：高彩度的红色、黄色、绿色、蓝色；13 号：白种人女性肤色，14 号：叶绿色，15 号：中国女性肤色(日本

女性肤色）。

显色性是通过与同色温的参考或基准光源（白炽灯或日光）下物体外观颜色的比较。光所发射的光谱内容决定光源的光色，但同样光色可由许多，少数甚至仅仅两个单色的光波组合而成，对各个颜色的显色性亦大不相同。相同光色的光源会有相异的光谱组成，光谱组成较广的光源较有可能提供较佳的显色品质。当光源光谱中很少或缺乏物体在基准光源下所反射的主波时，会使颜色产生明显的色差（color shift）。色差程度愈大，光源对该色的显色性愈差。

实际应用中对光源显色指数的要求见表 0.4：

表 0.4 不同场合下对光源显色指数的要求。

指数（CRI）	等级	显色性	应用场合
90-100	1A	优良	需要色彩精确对比的场所
80-89	1B		需要色彩正确判断的场所
60-79	2	普通	需要中等显色性的场所
40-59	3		对显色性的要求较低，色差较小的场所
20-39	4	较差	对显色性无具体要求的场所

各种不同光源的显色指数如下的表 0.5：

表 0.5 各种光源的显色指数

光源	白炽灯	荧光灯	卤钨灯	高压汞灯	高压钠灯	金属卤化物灯
指数	97	75-94	95-99	22-51	20-30	60-65

2.3 LED 的电学特性参数

LED 作为一种 PN 结发光的电光源，显然，其电学特性参数也是非常重要的。LED 的电学特性参数主要是伏安特性（曲线），以及根据对该曲线的分析而提取出来的正向工作电流、正向压降、反向电流、反向压降、功率等。此外，作为一个电光源，显然发光效率也是其重要的联系电、光特性的参数。

①伏安特性曲线

器件的伏安特性是指流过器件的电流和器件两端施加的电压之间的函数关系。伏安特性是一切电阻型电子器件的主要特性，LED 属于这一范畴，因此，伏安特性是 LED 主要的电学特性。LED 的伏安特性曲线如下的图 2.17 所示：

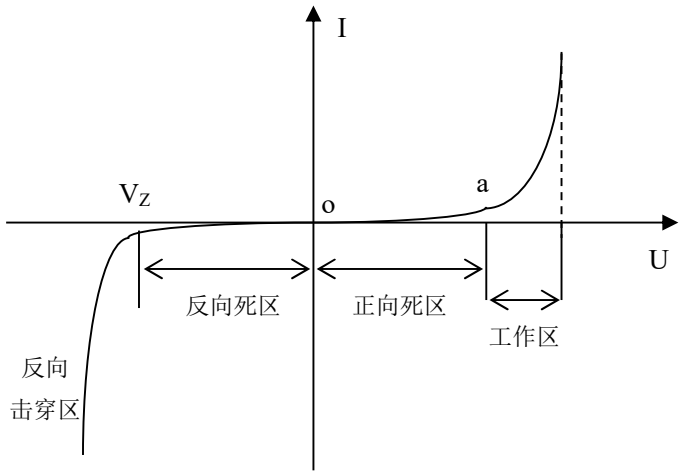


图 0.17 LED 伏安特性曲线

伏安特性也是表征 LED 芯片 PN 结制备性能主要参数。LED 的伏安特性具有非线性、

单向导电的特点，即外加正偏压表现低接触电阻，反之为高接触电阻。

从图 0.17 中可见伏安特性曲线分为四段。

（1）正向死区：这是正向电压太低，LED 还没有开启工作的状态（图 oa 段），a 点对应的 V_a 为开启电压，当 V＜Va，外加电场尚克服不少因载流子扩散而形成势垒电场，此时 R 很大；开启电压对于不同 LED 其值不同，GaAs 为 1V，红色 GaAsP 为 1.2V，GaP 为 1.8V，GaN 为 2.5V。

（2）正向工作区：这是 LED 正常工作的发光状态，电流 I_F 与外加电压呈指数关系：

实际工作室，一般令处于一个合适的当然，如果正向电压加很高，或者电流很大，LED 也能发光，但是处于超负荷高发热工作状态，寿命将大大缩短。

（3）反向死区 ：V＜0 时 PN 结加反偏压，这是加上一个较小的反向电压的情形，LED 反向电流很小，处于反向截止状态

（4）反向击穿区：$V<-V_Z$ ，V_Z 称为反向击穿电压，这是反向加上一个很高的电压的情形，反向电压 V_R 对应 I_R 为反向漏电流。当反向偏压一直增加使 $V_R<-V_Z$ 时，则出现 I_R 突然增加而出现击穿现象。由于所用化合物材料种类不同，各种 LED 的反向击穿电压 V_R 也不同。反向击穿会对 LED 造成损坏。

②几个常用的重要参数

根据 LED 的伏安特性曲线，可以较为全面地分析 LED 的电学特性，在 LED 芯片制造、封装以及不同应用场合的器件选型和设计时，通常需要强调以下几个参数的。

（1）正向工作电流 I_F（mA）

正向工作电流包括以下几种情形：

1）额定工作电流 I_F（mA）： LED 在理想的线性工作区域，在此电流下可安全地维持正常的工作状态，一般情况下，小功率 LED 的额定工作电流为 20mA 上下；

2）最小工作电流 I_{FL}（mA）： LED 在小于此电流工作时，由于超出理想的线性工作区域，将无法保证 LED 的正常工作状态（尤其是在一致性方面）；

3）最大容许正向电流 I_{FH}（mA）： LED 最大可承受的正向工作电流，在此电流下，LED 仍可正常工作，但发热量剧增，LED 的使用寿命将大大缩短；

4）最大容许正向脉冲电流 I_{FP}（mA）： LED 最大可承受的一定占空比的正向脉冲电流的高度。

（2）正向压降 V_F（V）

伏安特性曲线中正向工作电流所对应的电压称为正向压降或正向电压。

正向电压 V_F 是指额定正向电流下器件二端的电压降，这个参数既与材料的禁带宽度有关，同时也标识了 PN 结的体电阻与欧姆接触电阻的高低。V_F 的大小一定程度上反映了电极制作的优劣。相对于 20 毫安的正向电流，红黄光类 LED 的 V_F 值约为 2 伏，而 GaN 基兰绿光类 LED 器件的 V_F 值通常大于 3 伏。

（3）反向电流 I_R（μA）：

LED 在一定的反向偏压（通常取 V_R=5V）下的反向漏电流。

反向漏电流 I_R 是指给定的反向电压下流过器件的反向电流值，这个值的大小十分敏感于器件的质量。通常在 5 伏的反向电压下，反向漏电流应不大于是 10 微安，I_R 过大表明结特性较差。

反向击穿电压是指当反向电压大于某一值时，反向漏电电流会急剧增大，反映了器件反向耐压的特性。对一个具体器件而言，漏电流大小的标准有所不同，在较为严格的情况下，要求在规定电压下，反向漏电流不大于 10 微安。

（4）反向电压 V_R（V）：

LED 在指定反向电流下所对应的反向电压。

（5）最大容许反向电压 Vz（V）：

LED 所能承受的最大反向电压，即反向击穿电压超出此电压使用，将导致 LED 反向击穿。

（6）耗散功率 P_D（W）：

LED 的耗散功率 $P_D=I_F \cdot V_F$，耗散功率既是 LED 消耗的电功率多少。根据耗散功率的大小通常把 LED 划分为小功率和大功率，一般以 0.5W——1W 作为分界线。

（7）发光效率 η_e

发光效率简称光效，光源的发光效率定义为其光通量与所消耗功率的比值。即：

$$\eta_e = \frac{\Phi_v}{P_D} \qquad (0.12)$$

光效的单位是 lm/w（流明每瓦）。

通常白炽灯与荧光灯的光效分别为 15lm/w 与 60lm/w，灯泡的功率越大，光通量越大。对于一个性能较高的 LED 器件，光效为数十 lm/w，实验室水平达到 100lm/w 以上。为使 LED 器件更快地用于照明，必须进一步提高 LED 器件的发光效率，目前，LED 的光效可达 200lm/w。人类将会迎来一个固态光源全面替代传统光源的新时代。

0.4 LED 热学及其它特性参数

除了以上描述 LED 工作瞬时状态的光学和电学特性参数之外，在应用的角度， LED 的使用寿命以及工作状态的稳定性和可靠性等参数，以及与寿命和稳定性密切相关的热学特性，也是非常重要的特性参数。

①LED 的使用寿命与可靠性

LED 与传统光源相比较的一个重要优势就是其使用寿命长：一般而言，LED 的使用寿命在 50,000 小时以上，还有一些生产商宣称其 LED 可以运作 100,000 小时左右。LED 之所以持久，是因为它不会产生灯丝熔断的问题。LED 不会直接停止运作，但它会随着时间的流逝而逐渐退化。理论预测以及实验数据表明，高质量 LED 在经过 50,000 小时的持续运作后，还能维持初始灯光亮度的 60%以上。假定 LED 已达到其额定的使用寿命，实际上它可能还在发光，只不过灯光非常微弱罢了。通常，LED 的寿命结束不是指其不能发光的时间，而是指其光通量（或额定电流）下降到最初使用时一半的时间。

可靠性是在 LED 的工作（发光）期间，其各个主要特性参数保持在额定范围内的几率，这也是衡量 LED 产品优劣的一个重要指标。

②LED 的热学特性

影响 LED 寿命长短的最重要因素是散热的好坏，要想延长 LED 的使用寿命，就必须降低 LED 芯片的温度。对于单个 LED 而言．如果热量集中在尺寸很小的芯片内而不能有效散出．则会导致芯片的温度升高．引起热应力的非均匀分布、芯片发光效率和荧光粉激发效率下降。当温度超过一定值时．器件的失效率将呈指数规律攀升。

（1）结温及其对 LED 性能的影响

结温就是 LED 中 PN 结的温度，这是影响 LED 光学特性、电学特性以及寿命的最重要和最根本的参数。

据分析：元件温度每上升 2℃，可靠性将下降 l0％。为了保证器件的寿命，一般要求 PN 结的结温在 110℃以下。而且，随着 PN 结结温的升高，白光 LED 器件的发光波长将发

生红移。在 110℃的温度下．波长可以红移 4～9 nm，从而导致 YAG 荧光粉吸收率下降，总的发光强度会减少，白光色度变差。在室温附近，温度每升高 1℃．LED 的发光强度会相应减少 1%左右．当器件从环境温度上升到 l50℃时．亮度下降多达 35%。当多个 LED 密集排列组成白光照明系统时，热量的耗散问题更严重。因此解决散热问题已成为 LED 应用，尤其是功率型 LED 应用的首要问题。

（2）降低 LED 结温的途径

LED 的输入功率是元件热效应的唯一来源，能量的一部分变成了辐射光能，其余部分最终均变成了热，从而抬升了元件的温度。显然，减小 LED 温升效应的主要方法，一是设法提高元件的电光转换效率（又称外量子效率），使尽可能多的输入功率转变成光能，另一个重要的途径是设法提高元件的热散失能力，使结温产生的热，通过各种途径散发到周围环境中去。降低结温所采取的主要的途径如下：

1）减少 LED 本身的热阻；

2）良好的二次散热机构；

3）减少 LED 与二次散热机构安装介面之间的热阻；

4）控制额定输入功率；

5）降低环境温度

1 固晶

LED 封装生产主要分为固晶、焊线、封胶、分光与包装等几个生产环节。

固晶就是在 LED 支架的特定位置处涂上银胶或绝缘胶，将 LED 芯片放置于银胶（或绝缘胶）位置，令芯片被银胶（或绝缘胶）粘贴在支架的相应位置上，并经过烘烤而使之粘牢的过程。

由于固焊岗位操作是采用专用的自动化机器设备来进行，有时还需要配备较为复杂的手动固晶和焊线设备来进行辅助或补充的固晶焊线操作，对操作员的技术要求较高，因此，固焊岗位群是 LED 封装产线中重要的技术性岗位群。

8.1 固晶

目前，由于生产效率的要求，以及仪器设备自动化程度的提高，固晶工序一般是在高速自动固晶机上进行、固晶岗位操作人员的主要任务就是操作自动固晶机完成固晶操作。而在自动固晶进行之前，需先进行一个辅助工序——扩晶的操作。

8.1.1 扩晶

扩晶是固晶前的一项准备工作，其目的是将粘附于晶膜上的 LED 芯片（或称晶片）阵列中各粒晶片之间的距离拉大，以适于固晶机吸晶嘴吸晶的扩展状态。

扩晶操作在半自动的扩晶机上进行，扩晶机的外形以及扩晶前后芯片间距对比如图 1.1 所示。从图 1.1 中可见，扩晶后、芯片之间的间距比扩晶前大约扩大了一倍。

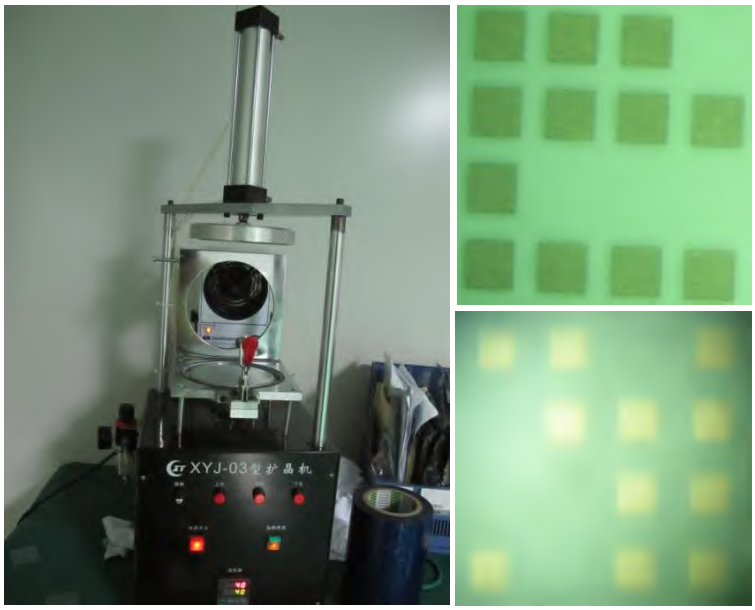


图 1.1 扩晶机（左）及扩晶前（右上）后（右下）晶膜

扩晶操作一般按如下步骤进行：

①开启机器；
②机器热板预热（按照所用机器的说明书设定预热温度）；
③放置待扩晶胶膜；
④胶膜预热（按照说明书规定的温度和时间预热）；
⑤扩晶操作；
⑥除去子母晶环外的多余膜片；
⑦取出子母晶环晶环，完成扩晶。

扩晶后的晶膜即可直接用于自动固晶，当然，也可用于手动固晶的环节。

8.1.2 自动固晶机结构原理

固晶的方法可采用手动固晶或自动固晶两种。目前，由于手动固晶效率低下，通常只在作为修补和实验之用。为了提高生产效率从而具备基本的竞争力，企业的实际生产线上固晶工序绝大多数都是采用自动化程度较高的高速自动固晶机来进行。

①自动固晶过程中的机器动作

高速固晶机自动固晶的过程是一个机器智能化程度较高的自动化生产过程。在生产过程中，机器需要完成以下一系列的动作或过程：从物料入口单元自动运送支架；自动识别出支架上的点胶位置；自动将银胶（或绝缘胶）点在支架上的点胶位置；自动运送芯片膜；自动识别芯片膜上芯片的位置；自动吸取芯片；自动将吸取的芯片运送至支架上已点上银胶（或绝缘胶）的位置并将芯片粘固在银胶（或绝缘胶）上；在机器上的支架全部完成固晶后自动暂停并提示更换支架；在晶圆上的芯片用完后提示更换芯片等等。

②自动固晶机结构原理

高速自动固晶机的生产厂商国内外皆有，比较著名的如国外的 ASM、国内的晶驰等品牌。以下以晶驰高速自动固晶机为例描述自动固晶机的结构原理。图 1.2 是晶驰高速自动固晶机

图 1.2 晶驰高速自动固晶机

的外形图。

为了能够自动完成以上描述的自动固晶工艺环节的各个动作，自动固晶机一般包括以下主要部件或功能模块，各部件或模块及其功能如下：

（1）固晶头及固晶臂：其上安装吸嘴，完成拾晶（吸晶）和固晶的动作；

（2）晶圆工作台：用于固定晶圆及带动晶圆移动到拾晶位；

（3）载板工作台及夹具：用于固定被固工件（即支架）及带动工件移动，根据所需固晶的支架类型不同、夹具也需要和其匹配订制；

（4）顶针及顶针环工作台：顶针工作台上安装顶针，其作用是将所要被拾取的晶片顶起，并通过顶针环真空吸晶圆使其脱离蓝膜，以便固晶臂拾取；

（5）晶圆子母环及切换工作台：晶圆子母环用于卡紧晶圆，晶圆切换工作台用于选择及切换当前工作晶圆；

（6）银浆头及银浆臂：其上安装点胶头，完成取浆和固浆（喷胶）动作；

（7）银浆盘：用于盛载及搅拌银浆或绝缘胶；

（8）显示器及触摸屏：用于显示及操作屏幕菜单，同时也显示工件及晶圆两侧的图像；

（9）载板镜头：用于摄取载板工作台上的工件图像；

（10）晶圆镜头：用于摄取晶圆工作台上的晶片图像；

（11）载板镜头 X-Y 调节基座：用于固定和调节载板镜头的位置；
（12）晶圆镜头 X-Y 调节基座：用于固定和调节晶圆镜头的位置；
（13）电源控制面板：开启机器及马达总电源；
（14）操控面板及抽屉：控制工作台位置及选取操作菜单；
（15）显示面板：显示机器一些主要受控部件当前工作状态；
（16）三色信号灯：提示操作员当前机器状态；
（17）主控箱：电脑控制部分；
（18）漏晶检测传感器组建：用于检测固晶臂在拾晶后吸嘴端部是否有晶片，以及在固晶后吸嘴顶部是否无晶片。

8.1.3 自动固晶岗位任务解析

要使得自动固晶机自动完成固晶过程，自动固晶岗位的操作技术员首先必须将机器各零部件调至正确的位置和状态，然后再设定好机器需要做的各个动作的位置与先后顺序，机器才能按照设定好的程序（通常称为程式以和计算机程序相区别）运行、进而完成整个固晶工作。

①机器设定与“三点一线”调节

机器设定除了包括正常的开机、关机维护和配套软件运行、以及常规的参数设定这些较为简单之外，主要的工作之一就是“三点一线”调节。

自动固晶机的自动固晶动作主要有两组：一组是吸晶、另一组是固晶，三点一线就是和这两组动作密切相关的机器部件之间位置的调节对准过程。

（1）吸晶过程的三点一线

吸晶（也称为拾晶）就是固晶臂摆动至晶片位置的正上方，然后安装了吸嘴的固晶头通过吸嘴的负压将晶片吸起的过程。但由于晶片是粘贴于晶膜上的，吸晶头的负压显然是不会大到足够克服晶膜的粘力而将晶片吸起这种程度的。所以机器设置了顶针这一部件，在吸晶之前，先从晶膜下面用顶针往上顶一段微小的距离，使顶针对正的晶片脱离晶膜，同时吸晶头进行吸取，这样就能完成吸晶的过程。显然，如果在吸晶时，顶针顶的位置和吸晶头吸取的位置没有对准、即两者不在同一条竖直线上，那吸晶动作肯定将会失败。因此，要进行机器的顶针和吸晶头的位置对准调节，此外，在机器运作的整个过程，吸晶动作都是被摄像头（即上文所述的晶圆镜头）全程监控的，通常令顶针和吸晶头的位置位于晶圆镜头的视场中心处，故称这一调节过程为吸晶过程的三点一线。简而言之就是顶针，吸嘴取晶位置，摄像头，这三者必须在同一条垂直线上。

（2）固晶过程的三点一线

固晶就是银浆臂摆动点胶头（银浆头），运动至银浆盘完成取浆、然后摆动到支架上将银奖点下（喷胶）完成固浆动作；其后固晶臂摆动吸晶头至支架上刚才固浆的位置并取消负压放下晶片，令其粘贴于银浆上从而完成固晶的过程。显然、如果点胶头固浆的位置和吸晶头固晶的位置没对准，固晶动作将会失败。因此，要进行机器的点胶头固浆位置和吸晶头固晶位置的对准调节，同样，在机器运作的整个过程，固晶动作都是被摄像头（即上文所述的载板镜头）全程监控的，通常令点胶头固浆位置和吸晶头固晶位置都位于晶圆镜头的视场中心处，故称这一调节过程为固晶过程的三点一线。简而言之就是顶针，吸嘴取晶位置，摄像头，这三者在同一条垂直线上。简而言之就是摄像头，点胶头点胶位置，吸晶头固晶位置，这三个点必须在同一条垂直线上。

以上两步的调节，即是自动固晶机的三点一线调节。

②固晶程式的设定（做 PR）

（1）固晶程式设定的步骤

一般而言，在一批产品即将批量生产之前，需要进行固晶程式的设定。因为不同规格的产品，使用的支架和芯片一般不会都是相同的，因此不能套用其它产品的固晶程式，而需进行新的设定。

固晶程式设定的步骤如下。

1）设置对点（设定固晶区域的大致范围）

这是固晶程式设定的第一个步骤，属于支架方的设定步骤，其意义为设定固晶区域的大体位置范围，其方法为设定两个对点（在晶驰自动固晶机配套软件中的术语称为“设置对点一”和“设置对点二”，也是软件设置界面该步骤的设置按钮名称）分别作为表示固晶范围的矩形区域的左上角和右下角，机器首先找到这两个对点，初步确定固晶区域的位置。

2）设置矩阵（设置各个固晶点位置）

这也属于支架方的设定步骤，其意义为设置好机器需要固晶的各个固晶点的具体位置。由于机器一般只能设置矩形的矩阵形式固晶点阵列，所以位置的设定首先是通过设置第一、第二和第三点来进行的，在单颗灯珠支架的情形下，第一点为左上角支架中心、第二点为右上角支架中心、第三点为左下角支架中心。这样，便设定了矩阵的大小，即行和列的最小、最大值位置所在。三点设定后，输入正确的行、列数中分别为 2 和 10，点击“计算矩阵”按钮就可设定出固晶点的矩阵各元素，即每一个固晶点的位置。

3）组群矩阵

这也属于支架方的设定步骤。因为一个夹具上可能有若干块支架片（例如通常的四行一列四块支架片竖排），因此要在各块支架片中把第（2）步的设置“克隆”一遍。这是通过组群矩阵功能来实现的，具体的做法与第（2）步类似，也是设置三个点：第一点为组群矩阵中左上角支架片的第一点、第二点为组群矩阵中右上角支架片的第一点、第三点组群矩阵中为左下角支架片的第一点，亦即个支架片的左上角支架的中心，如果是通常的四行一列四块支架片竖排，则第一点而第二点重合。设置好后，按“计算组群矩阵”按钮，机器即会把第（2）步的设置克隆到其余各块支架片中。

4）确认对点和各个固晶点

这也属于支架方的设定步骤。完成以上设置后，需在软件“程式重温”界面中对一块支架片上的各设定点进行确认，先确认对点，进而确认各固晶点。

5）确认组群

这也属于支架方的设定步骤。内容为组群中个支架块第一点的确认。

6）位置设定

完成了以上设置后即可进入“位置设定”界面进行点胶头和吸晶头正确高度的确认等工作，通常而言，三点一线也可放在这个步骤进行。

7）晶片设定

这是属于晶片方的设定步骤，可视为让机器能够识别晶片的 PR 过程。其目的是令机器能找到芯片的位置以完成吸晶动作，并指定机器在完成一次吸晶后搜索下一晶片的方向和间距。步骤有三个，分别为设定晶片一、晶片二和晶片三，这三块晶片是晶片阵列中相邻的三块晶片，相对位置分别为左上角、右上角和右下角。在晶圆镜头的视场中，用鼠标框住整块晶片的图像，其中心点即为相应的晶片设定点。

8）机器参数的再确认

完成晶片设定后即可进入“机器参数”界面进行机器参数的确认或设置，这一界面主要是吸晶动作相关的参数设置，例如晶片搜索范围等。

9）自动固晶界面的设置

之后进入自动固晶界面的设置。这一步骤首先再次确认对点一和对点二，定固晶点准确无误，其次设定吸晶动作的起始晶片（一般为角上），然后，需进行单个补浆操作，如补浆位置偏差较大需调节固晶点的位置，如补浆位置很正则进入下一步单步补晶，位置有误需再次调节固晶点的位置，如正确则重复两到三次即可完成整个 PR 设置工作。下一步就可进入自动固晶的生产流程了。

固晶机做 PR 可参考如下视频

自动固晶机做 PR 演示视频(二维码)(视频文件)

http://101.71.249.92/nz_rms/sites/default/files/mat_resource/led-zshj-ldfj-flv-01-0010zuo_pryu_wei_zhi_diao_jie_er_wei_ma__0.flv

③自动固晶运作流程

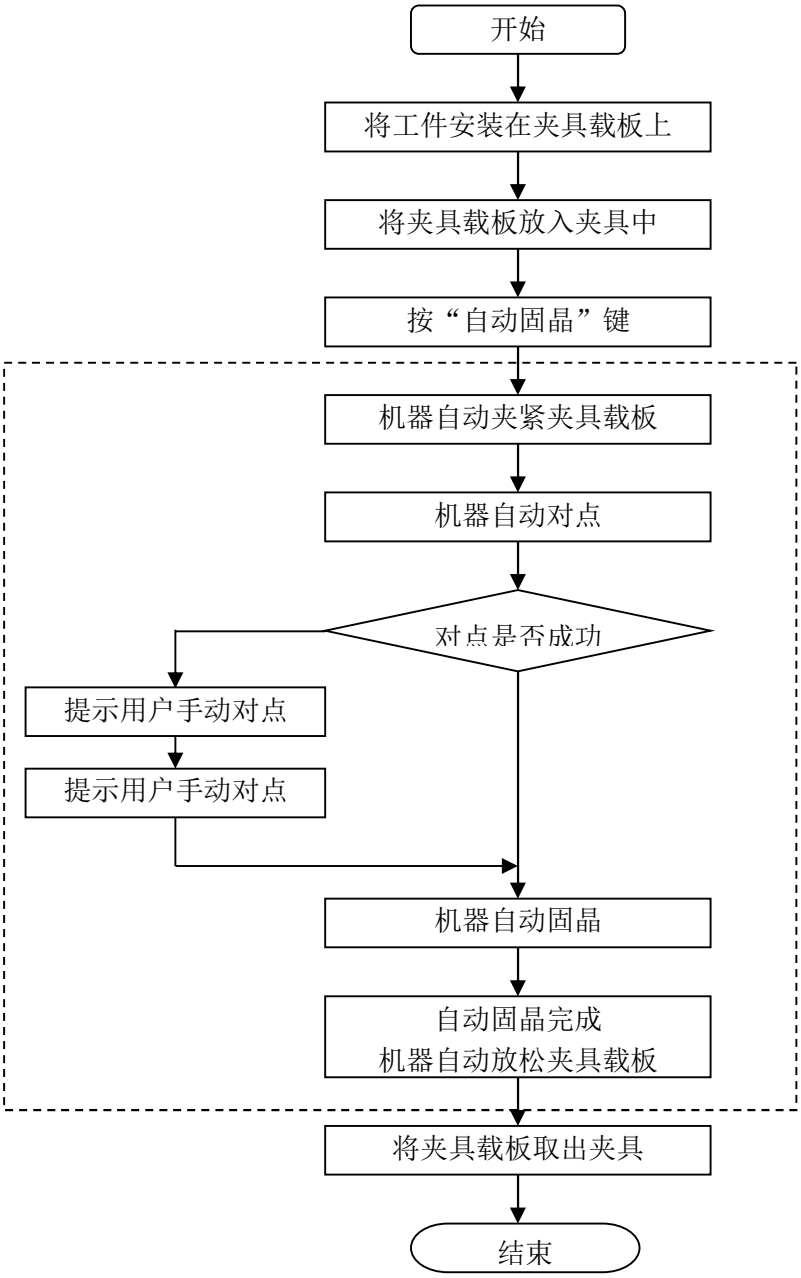


图 1.3 自动固晶流程图

在固晶机台安装及按以上步骤进行参数设置并完成后即可交由自动固晶岗位的操作人员使用而进行自动固晶的生产。

自动固晶的操作流程如下的图 1.3 所示，其各个步骤的说明如下：

（1）将工件安装在夹具载板上。安装时注意线路板定位孔的方向，且一定要工件在夹具载板上放平整，以免夹具夹紧时不能将工件压平。

（2）将夹具载板放入夹具中。正常情况下，此时夹具气缸应在松开位置，因此可将夹具载板直接放入夹具中，如果之前进行过其它操作，夹具气缸处于顶上的位置，则需先按“更换载件”按钮将气缸降下，然后再插入夹具载板。

（3）按屏幕上的“自动固晶”键或“开始固晶”按钮，使机器进入自动固晶流程。（注意：按此按钮之前，一定要使手以及身体其他部位离开机器夹具及其它运动部件，以免意外伤害）

（4）机器自动将夹具载板夹紧：夹具气缸将升起以夹紧夹具载板。

（5）机器自动对点：机器将根据程式的对点位置分别将载板工作台移动到第一和第二对点位进行自动对点，如自动对点不成功，机器将提示出现提示对话框，要求用户手动对点。用户可用推杆将工作台带到对点位，按“对点确认”输入手动对点；若由于载板影响校正做得不好而造成对点对不过，还可按“载板映像标定”按钮重做映像校正。

（6）机器自动固晶：正常情况下，机器将连续完成拾晶、固晶和取浆、固浆的动作。当出现漏拾晶或漏固晶时， 通过漏晶检测传感器进行检测，并重新拾晶或报警。在固晶过程中如需停下查看或进行其它操作，可按键盘上的“+”键停止固晶。

（7）固晶完成，机器自动将夹具载板放松：夹具气缸将下降松开夹具载板。

（8）更换夹具载板：从夹具中取出已完成固晶的夹具载板换上待固夹具载板，然后按“开始固晶”按钮开始下一次固晶循环。在机器进行自动固晶过程中，操作员可将固好晶的工件从刚取下的载板上取出，载板以备下次使用。

④自动固晶过程的主要被动暂停与解决方法

在自动固晶机自动固晶运行过程中，一切条件正常的情况下，机器会在支架用完以及芯片用完这两种情况下发生被动暂停，并提示操作员更换支架或芯片。

但在以下几种机器不能正常固晶的情形下，也会发生被动暂停。

（1）吸嘴堵塞

由于动作非常频繁，吸晶嘴有可能在生产过程中发生堵塞，此时，机器将会自动停下并提示操作员清晰吸嘴，此时，应在操作软件界面中设置将吸晶头摆至清洗位，清洗完毕后检验三点一线是否仍对准，如发生偏移需进行校正，其后再继续启动自动固晶流程。

（2）吸晶或点胶位置偏移

在吸晶或点胶位置发生偏移的时候，可能需要重做三点一线、或者重做 PR、或者两者都需要重做。

（3）芯片辨认时常出错暂停

原因之一是扩晶操作时参数不一致，导致前后各晶环中晶片间距之间的差别过大，这样，根据前一晶环所做的晶片 PR 在机器对后一晶环中的晶片进行识别时困难较大，导致无法识别而发生被动暂停，这时，可视暂停出现的频繁度决定重做 PR 或者手动操作。

2 焊线

固晶结束后的下一个工序就是焊线，也称引线焊接、压焊、键合等。焊线是 LED 封装生产中非常重要的一个环节，它通常是采用热超声键合工艺，利用热和超声波，在压力、热量和超声波能量的共同作用下，使焊丝焊接到 LED 芯片电极和 LED 的支架引脚上，完成 LED 芯片的内外电气连接，通电使之发光。焊线操作完成后，要求在显微镜下进行检查及拉力测试等，检测合格后才可进入下一站——封胶工序。

焊线需要通过焊线机才能完成。焊线机的发展经历了：手动焊线机——半自动焊线机（改装机）——低速全自动焊线机——高速全自动焊线机。目前全自动焊线机在 LED 行业应用已经很普遍，是 LED 行业封装不可缺少的设备，手动和半自动焊线机由于在产能上满足不了市场的需求，已经逐步被全自动焊线机所取代，只是作为补线用的辅助设备，用得较少。

2.1 全自动焊线机

全自动焊线机是一种集计算机控制、运动控制、图像处理、网络通信、由多个高难度 XYZ 平台组成一个非常复杂的光、机、电一体化设备，他对设备要求高响应、低振动、高效率、稳定的超声输出和打火系统、高精准的图像捕捉，焊接材料通过全自动上下料系统实现全自动循环焊接。广泛应用于生产发光二极管（LED LAMP）、SMD 贴片、大功率 LED、三极管、数码管（DIGITAL DISPLAY）、点阵板（DOTMATRIX）、背光源（LED BACKIGHT）和 IC 软封装（COB）CCD 模块和一些特色半导体的内引线焊接。

以目前使用比较普遍的全自动焊线机——ASM iHawk 自动焊线机（新加坡进口）为例，给予介绍，机台如图 2.1 所示。它主要有 PR 系统和 PC 系统两大系统组成，除此之外，还有其它辅助设备。

图 2.1　ASM 自动焊线机

①PR 系统

PR (Pattern Recognition) 即模式识别，编辑图像黑白对比度（做 PR），目的是对点、点数、功能和动作的设定，它决定了焊线机生产过程中能否高效、精确以及自动化的程度。

②PC 系统

自动焊线机的 PC 系统主要是对信息数据进行处理并加以控制的作用，在焊线机中由多个控制模板构成。

③金线

LED 封装焊线主要是采用金线。封装不同光电器件所使用的材料有所不同，焊丝的材料大致有三类：金线、铝线和铜线。由于铜线和铝线在 LED 焊线中制程问题，焊线不太顺畅，质量不好，而金线和 LED 芯片上的金电极接合性较好，并且金线不易氧化，所以 LED 封装主要常用金线作为焊丝。

LED 金线是由纯度 99.99%以上的金（Au）材质拉丝而成，它在 LED 封装中起到导线连接的作用，将芯片表面电极和支架连接起来。安装在焊线机上的成卷金线如图 2.2 所示。

图 2.2 金线

④瓷嘴和打火杆

瓷嘴也叫陶瓷劈刀，是焊线机的一个重要组成部件，金线通过焊线机的送线系统最后到达瓷嘴，在瓷嘴上下移动的过程中完成烧球、压焊等操作。瓷嘴和打火杆在焊线机上的外形和位置如图8.16所示。

打火杆的高度、位置和水平度要设置好，要求：焊线窗 Window clamp 打开后，不会碰到打火杆；尖端低于劈刀尖一定程度；劈刀下降后，不会碰到打火杆；打火杆尖端应该保持水平。

图 2.2 金线　图 2.3 瓷嘴和打火杆

⑤进料盒和出料盒

进料盒一般在焊线机的左侧，出料盒一般在其右侧。如图 2.4 所示。进料盒和出料盒的升降都会与焊线进度很好配合，达到送料和出料及时不待机。

图 2.4 进料盒（左）和出料盒（右）

⑨其它辅助设备

焊线过程中还需要用到的工具设备有：拉力计、防静电环、镊子、挑晶笔、酒精、螺丝刀、夹具、铁盘、显微镜等等。它们在 LED 焊线过程中是不可缺少的。例如，检测 LED 焊线拉力大小的拉力计就是焊线环节中非常重要的一个 QC 工序；显微镜用于焊线结束后检查是否虚焊、松焊和焊歪等。

2.2 焊线机机台基本调整

①编程

当在磁盘程序〈DISK UTILITIES〉中，无法找到所需适用的程序时，就必须重新建立新的程序步骤如下：

（1）设置参考点（对点）
（2）编辑图像黑白对比度（做 PR）
（3）焊线设定（编线）
（4）复制
（5）设定跳过的点
（6）做瓷咀高度（测量高度）及校准可接受容限（即容差值）
（7）一焊点脱焊侦测功能开关设定

②校准 PR

PR 校正必须在有程序的情况下才能进行，当我们在焊线途中出现搜索失败或 PR 不良时，有必要重新校正图像对比度（即 PR 光校正）。它所包含以下 3 个步骤：

（1）焊点校正（对点）
（2）PR 光校正(做光)
（3）焊线次序和焊位校正

③升降台的调整（料盒部位）

2.3 焊线机机台更换材料时调机步骤

正常换单时，首先了解芯片及支架型号后再按照以下步骤进行调机：

①调用程序
②轨道高度调整
③支架走位调整
④PR 编辑（做 PR）
⑤测量焊接高度（做瓷嘴高度）
⑥焊接参数和线弧的设定

焊线机操作讲解视频 01 做 PR（二维码）(视频文件)
http://101.71.249.92/nz_rms/sites/default/files/mat_resource/led-zshj-ldfj-mp4-02-0002han_xian_ji_cao_zuo_jiang_jie_shi_pin_01zuo_prer_wei_ma__0.flv

2.4 焊线工艺规范要求

①焊接位置

（1）键合第一焊点焊接面积不能有1/4以上在芯片压点之外，焊线金球合格与不合格对比图如图8.28所示。

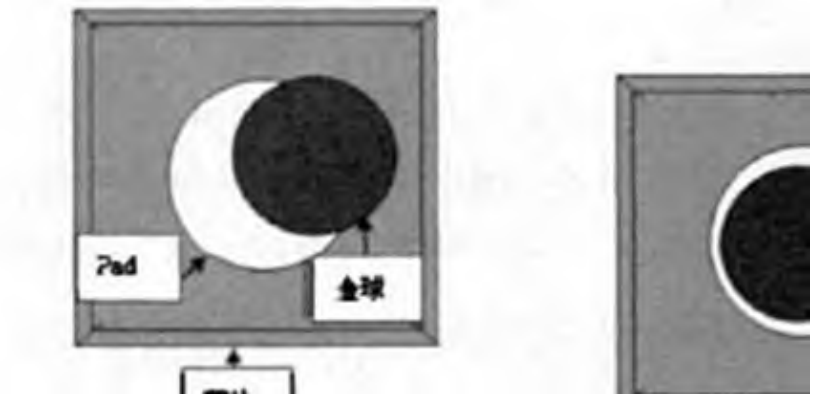


图8.28　第一键合点位置规范

（2）第二焊点不得超出支架键合小区范围，合格与不合格对比图如图8.29所示。

图8.29　第二键合点位置规范

（3）在同一焊点上进行第二次焊接时，重叠面积不能大于之前焊接面积的1/3；

（4）引线焊接后与相邻的焊点或芯片压点相距不能小于引线直径的1倍。

②焊点状况

（1）键合面积的宽度不能小于引线直径的1倍或大于引线直径的3倍；

（2）焊点的长度不能小于引线直径的的 1 倍或大于引线直径的 4 倍；

（3）不能因为缺尾而造成键合面积减少1/4，丝尾的总长度不能超出引线直径2倍；

（4）键合的痕迹不能小于键合面积的2/3，且不能有虚焊和脱焊；

（5）焊球大小：焊球的直径应该大于2倍金线直径，小于4倍金线直径；

（6）焊球厚度：焊球的厚度应该大于 1.2 倍金线直径，小于 2.5 倍金线直径。

③弧度要求

（1）最低：第一点的高度应该高出第二点的高度，形成第一点到第二点的抛物线形状；

（2）最高：不能高出晶片本身厚度的2倍。

④拉力控制

（1）0.8----1.0 金线：拉力>=5g

（2）1.0----1.2 金线：拉力>=6g

⑤引线要求

（1）引线不能有任何超过引线直径1/4的刻痕，损伤，死弯等；

（2）引线不能有任何不自然拱形弯曲，且拱丝高度不小于引线直径的6倍，弯屏后拱丝最高点预屏蔽罩的距离不应小于2倍引线直径；

（3）不能是引线下塌在芯片边缘上或其距离小于引线直径的1倍；

（4）引线松动而造成相邻两引线间距小于引线直径的1倍或穿过其他引线和压点；

（5）焊点预引线之间不能有大于30度的夹。

⑥芯片外观

（1）不能因为键合而造成芯片的开裂，伤痕和铜线短路；

（2）芯片表面不能因为键合而造成的金属熔渣，断丝和其他不能排除的污染物；

（3）芯片压点不能缺丝，重焊或未按照打线图的规定造成错误键合。

⑦其它

框架不能有明显的变形，管脚、基底镀层表面应该致密光滑，色泽均匀呈白色，不允许有沾污、水迹、异物、发花、起皮、起泡等缺陷。

2.5 焊线常见品质异常分析

①虚焊、脱焊

查看时间Time、功率Power、压力Force是否设定正确，预备功率是否过低，搜索压力是否过小或两个焊点是否压紧等。

A. TIME （时间）：一般在8-15MS之间。

B. POWER （功率）：第一焊点一般45-75之间， 第二焊点一般120-220之间。

C. FORCE （压力）：第一焊点一般45-65之间， 第二焊点一般120-220之间。

②焊球变形

第二焊点是否焊上或焊接功率是否设得过大，烧球时间或线尾是否设得过长， 支架是否压紧或瓷嘴是否过旧？

③错焊、位置不当

焊接程序和PR是否有做好，焊点同步是否设定正确，搜寻(Search)范围是否设得太大等?

④球颈撕裂

检查功率压力是否设得过大， 支架是否压紧？或者适当减小接触功率，瓷嘴是否破裂或用得太久？

⑤拉力不足

焊点功率、压力是否设得太大，支架有否压紧，瓷嘴是否已超量使用而过旧？（瓷嘴目标产能双线 800K/支）。

2.6 瓷嘴更换

需在主菜单界面下更换，将扭力扳手放在 2 公斤力矩下，松开磁嘴定位螺丝，取下磁嘴，左手用镊子将磁嘴放于磁嘴上表面与换能器上表面持平状态，用扭力扳手上丝时应旋转用力，不可前推，换完磁嘴后，校准磁嘴按 cha cap 键，依提示校准后，再做一下瓷嘴高度（详见 8.2.1 部分内容），然后穿线，再按 EFO 键烧球。进入焊线作业前要进行切线！

8.2.7 焊线过程中常见问题与解决方法

①虚焊

解决方法：将时间、功率、压力参数调大

②焊线弧度过高

解决方法：清洗瓷嘴并扭紧线夹

③断线

解决方法：调整机台工作稳定

④PR 认不到

解决方法：找相似度，重新对点

⑤焊不上线

解决方法：清洗线夹、更换瓷嘴，或更变焊线参数，直至更换金线

⑥尾线过长

解决方法：用镊子夹掉线尾并刮掉金球再单步焊接

⑦拉力不足

解决方法：调整拱丝参数，减小一焊、二焊参数，清洗送线系统

⑧塌线

解决方法：调整焊线弧度参数标准

⑨掉电极

解决方法：降低温度和功率参数，或芯片问题及时反馈给供货商

⑩金球过大

解决方法：调整机台功率压力参数合理

3 封胶

LED 灯珠须经过封胶环节，将硅胶注入盖有透镜的灯珠内，待硅胶凝固后即可保护焊点等内部结构，使 LED 灯珠在实际应用环境中，能够抵抗各种外界力量的冲击而保持其结构和功能的稳定性。

对于白光 LED 而言，与以上原因相同，也必须经过封胶环节。而且，作为灯具的白光 LED 采用色光（通常是蓝色光）激发其互补色（黄色）荧光粉而得到白光。因此，在封胶环节之前，还必须经过添加荧光粉的环节，将适量的黄色荧光粉通过配胶环节混溶于硅胶中，并将硅胶覆盖于蓝光芯片之上，这就是点粉环节。

3.1 LED 封胶原物料知识

封胶岗位群中用到的主要原物料是 LED 封装胶及用以产生白光的荧光粉。

3.1.1 LED 封装胶

①成分及主要特性

LED 封装中采用的胶水一般为有机硅胶或环氧树脂胶，两者相比较而言，硅胶的性能更佳。LED 封装中采用的硅胶一般由两种组分构成，分别称为 A 胶和 B 胶，A 胶为主胶，B 胶为固化剂，使用时将两者按一定比例（通常为 1：1）混合即可的得到 LED 封装所用的胶水。其主要特性如下：

（1）混合后粘度低，脱泡性好，颜色有透明，黑色，白色以及彩色等，一般根据需要采用，通常采用透明的胶水。

（2）常温下使用期长，中温固化速度快 2-3 小时，能受温度之变动及挠曲撕剥应力，无腐蚀性；

（3）固化后机械性能和电性能优秀，收缩率小，固化物透光性好。

②使用方法及要点

LED 封装胶在选型设计和使用时需要注意以下一些问题。

（1）从工艺的角度要考虑胶水和该批次的 LED 产品在混合后的黏度、固化后的硬度、混合后的操作时间、固化条件以及粘结力等方面是否匹配。

（2）从功能的角度要考虑折射率、透光率、耐热性能、抗黄变性能等方面的问题。

（3）使用的时候要注意以下问题。

1）注意要封胶的产品表面需要保持干燥、清洁；

2）按配比取量，且称量准确，请切记配比是重量比而非体积比；

3）A、B 剂混合后需充分搅拌均匀，以避免固化不完全；

4）搅拌均匀后请及时进行灌胶，并尽量在可使用时间内使用完已混合的胶液；

5）有些 A、B 胶可搭配扩散剂和色膏使用，添加剂用量一般为 2%-6%

（4）以下是封装胶使用的一些典型数据。

1）混合比例：A：B = 100：100（重量比）

2）混合粘度 25℃： 650-900cps

3）凝胶时间：150℃×85-105 秒

4）可使用时间：25℃×4 小时

5）固化条件：初期固化 120℃-125℃×35-45 分钟，后期固化 120℃×6-8 小时或 130℃×6 小时

3.1.2 荧光粉

20 世纪 90 年代中期，日本日亚化学公司的 Nakamura（中村修二）等人经过不懈努力，突破了制造蓝光发光二极管（LED）的关键技术，并由此开发出以荧光材料覆盖蓝光 LED 产生白光光源的技术，开创了半导体照明的新纪元。

①白光 LED 的荧光粉实现方法

目前所采用的方法是在蓝色 LED 芯片上涂敷能被蓝光激发的（YAG）黄色荧光粉，芯片发出的蓝光与荧光粉发出的黄光互补形成白光。该技术被日本 Nichia 公司垄断，而且这种方案的一个原理性的缺点就是该荧光体中 Ce3+离子的发射光谱不具连续光谱特性，显色性较差，难以满足低色温照明的要求，同时发光效率还不够高，需要通过开发新型的高效荧光粉来改善。

②LED 荧光粉的特性

LED 用荧光粉的重要特性需求包含：适当的激发光谱、适当的放射光谱、高能量转换效率、高安定性等。其中以前两项最重要。

（1）激发（Excitation）特性

荧光材料在白光 LED 的应用当中，激发波段与发光颜色的匹配，是最重要的先决条件，目前应用荧光材料所制作的白光 LED，其 LED 之放射波长多属于近紫外线或紫、蓝光范围，是故荧光材料之适用激发特性为在 350～470 nm 之波段范围内，可以被 UV-LED or Blue-LED 所激发者。

（2）发光（Emission）特性

荧光材料之发光特性可以其发光光谱（Photoluminescence Spectrum；PL）来判断，其亦可利用荧光光谱仪量测获得。除此之外，发光特性亦可应用色度坐标分析仪所量测之色度坐标（CIE Chromaticitycoordinates）值，进行辅助判断，如此更能完整了解荧光材料之发光特性。

③白光 LED 荧光粉配比浅析

萤光粉在 LED 制造过程起着至关重要的作用。白光 LED 的显色指数（CRI）与蓝光芯片、YAG 萤光粉、相关色温等有关，其中最重要的是 YAG 粉，不同色温区的 LED，用的粉及蓝光芯片不一样。目标色温越低的管子用的粉发射峰值要越长，芯片的峰值也要长，低于 4000K 色温，还要另外加入发红光的粉，以弥补红成分的不足，达到提高显色指数的目的，在保持的芯片及粉不变的条件下，色温越高显色指数越高。

在生产中总结出来的经验来看，白光 LED 中，蓝光芯片与 YAG 荧光粉的最佳匹配关系如表 9.1 所示。

表 3.1 蓝光芯片峰值波长与 YAG 荧光粉发射峰值波长的最佳匹配关系

YAG 发射峰值/nm	蓝光峰值波长/nm
530±5	450-455
540±5	455-460
550±5	460-465
555±5	465-470

按照表 3.1 的配比做出的白光 LED 色度比较接近正白，即色温适中，不偏暖色也不偏冷色。

一般芯片厂家提供的都是主波长，峰值波长要用专门仪器测试，测出来的值一般都比主波长短 5nm 左右。萤光粉与芯片波长决定了色座标中一条直线，确定了萤光粉与芯片波长，只要增加减少配比就可以调节色座标在此直线上，这就是白光 LED 制作中荧光粉配比的基本原理。

荧光粉的需要添加并调匀在硅胶中才能正常使用。YAG 萤光粉和 AB 胶之比例一般为 1：6 ~ 10（重量比）。至于 AB 胶应为 6 ~10g 之间的多少数量，必须视蓝色芯片的功率大小做调整。芯片功率大者，在萤光粉数量固定不变下，AB 胶数量应较为少（例如 1：6）。反之，功率小者 AB 胶数量应较为多（例如：1：10）。

3.2 LED 封装封胶岗位群工序与岗位任务介绍

LED 封装中封胶的工序和具体工艺步骤因 LED 的类型（封装形式）不同而有一定区别，以下以工序较为完整的大功率白光 LED 的封胶为例，说明 LED 封装中封胶岗位群的主要工作步骤和相关知识。

大功率白光 LED 封胶岗位群包括配胶、自动点粉、补粉（补粉后需烘烤）、盖透镜及压边、灌胶（灌胶后需经短烤和长烤两个步骤的烘烤）等 5 个工序的不同岗位，如图 9.1 所示。

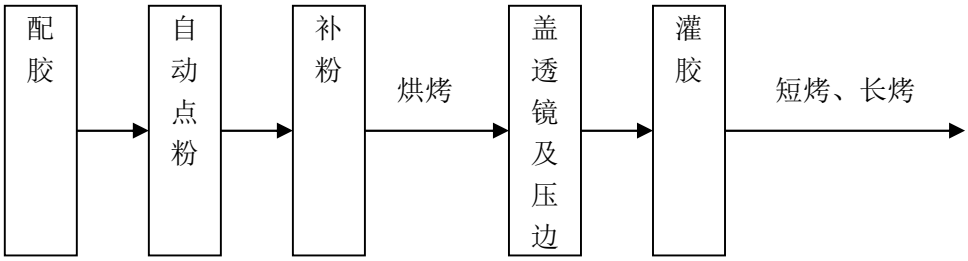


图 3.1 大功率 LED 封胶岗位群工序流程图

大功率色光 LED 的封胶环节不需要点粉工序，将其相应步骤略去即可。

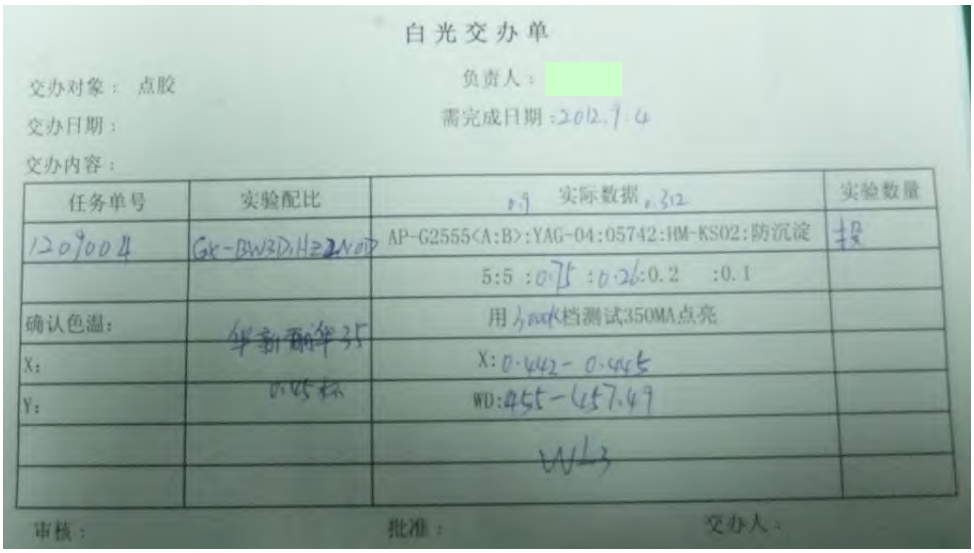
3.2.1 配胶

配胶岗位包括两个类型的工作：

其一是对白光 LED 产品，称量和配比各种物料比例合适的荧光胶，以使 LED 产品能按照设计的要求产生所需光度和色度特性的白光；

其二是配比用于色光及白光 LED 封胶的硅胶。

因为配硅胶的操作步骤完全包含于配荧光胶步骤中，以下主要说明配荧光胶的过程，荧光胶的过程包括配比单识读、物料称量、搅拌和抽真空四个环节，具体步骤如下：



白光交办单

交办对象： 点胶　　负责人：

交办日期：　　需完成日期：2012.7.4

交办内容：

任务单号	实验配比	实际数据	实验数量
1209004	Gk-BW3D.H2	AP-G2555<A:B>:YAG-04:05742:HM-KS02:防沉淀	1支
		5:5 :0.75 :0.26:0.2 :0.1	
确认色温：	华新丽华35	用3mok档测试350MA点亮	
X：	0.45标	X:0.442-0.445	
Y：		WD:455-457.49	
		WL3	

审核：　　批准：　　交办人：

图 3.2 大功率 LED 配胶物料配比单

①配比单识读与物料称量

配比单是白光 LED 配荧光粉工序中指定各种物料比例生产指令单。配比单识读是配胶岗位的基本知识要求，图 3.2 是某大功率 LED 公司的 LED 配荧光粉工序配比单。

在图 3.2 中，指示了配胶工序中一共用到 5 种物料，分别为硅胶中的 A 胶、B 胶、黄色的 YAG-04 荧光粉、红色荧光粉 05742、扩散粉 HM-KS02 以及防沉淀粉。其中硅胶的作用是荧光粉的载体、YAG-04 为主要荧光粉、红色荧光粉 05742 的作用是产生较低的色温、HM-KS02 是扩散粉：由于荧光粉是小颗粒，在胶水中会沉淀或者分布不均匀，在点下去以后就会影响 LED 的光斑等，因此要加扩散粉，扩散粉就是加一定比例在胶水中，可起到光学扩散即增加漫反射的效果，但加多了的话会影响亮度、防沉淀粉就是专门防沉淀的。

物料称量步骤：将配胶杯置于电子天平上，依次按原料配比单的指定质量，称出荧光粉、防沉淀粉、A 胶、B 胶。电子天平的使用注意运用“去皮”这一功能，即令当前的测量质量显示值为零的功能，这样可以避免对各物料的指定质量作加法这一不必要的步骤。

图 3.3 配胶子工序之电子天平称量物料

②搅拌

用搅拌杆将所配物料搅拌均匀，搅拌时间 5～6 分钟。也可采用自动搅拌机搅拌，自动搅拌机结构如下的图 3.4 所示。

③抽真空

将搅拌后的配胶杯放入抽真空箱中，抽去胶水中因搅拌而形成的气泡（很细微、肉眼不可见）。

抽真空的过程中，在操作时要**注意通过手动控制真空箱进气阀的开关时开时合，以逐渐减小真空箱内压强**，以免将箱内迅速抽成真空，从而造成胶水泡发溢出的工序事故。

箱内抽成真空后，需保持一段时间使胶水的真空状态稳定下来。白光 LED 的荧光胶保持时间 8 分钟左右，灌胶的胶水保持时间 15 分钟左右。

图 3.4 配胶子工序之搅拌（自动搅拌机）

图 3.5 配胶子工序之抽真空机

抽真空之后配胶环节就结束了。配好的荧光胶可用于下一工序：点（荧光）粉，或称点胶。

3.2.2 自动点胶

点荧光粉（或称点胶）岗位的任务是将融有荧光粉的适量的荧光胶覆盖在焊线完成的 LED 灯珠半成品的芯片上，使之能够发出与设计要求的光学参数一致的白光。目前，该工序通常在自动点粉机上进行自动点粉。本工序使用到的机器设备、测试仪器及附件主要有自动点胶机、胶筒以及光色电参数测试仪（含计算机）等。

图 3.6 分立仪器型自动点胶机

图 3.7 整体机器型自动点胶机

自动点胶工序包括点胶程序设定、胶筒准备、单支架测试、量产测试和量产运作四个步骤，具体可参考如下视频：

自动点胶（二维码）（视频文件）
http://101.71.249.92/nz_rms/sites/default/files/mat_resource/led-zshj-ldfj-flv-03-0005zi_dong_dian_xiao_er_wei_ma_.flv

①点胶程序设定

点胶程序设定类似于自动固晶或自动焊线中的程序设定即做 PR（也包括三点一线对准）的过程，但由于机器的点胶动作相对固晶和焊线而言较为简单，点胶程序设定和固晶和焊线的程序设定相比也较为简单。

设定好程序和参数后，就可按步骤进行点胶操作了。以下以分立仪器型自动点胶机的自动点胶过程为例进行说明。

②胶筒准备

卸下自动点粉机上的胶筒，清洗干净，倒入上一工序配胶配好的荧光胶，接上自动点胶机的气管，将出胶嘴处的空气排干净。

③单支架测试

根据生产任务单指定的波长即色温范围，设定好大致的通气时间（影响胶量的多少）。将自动点粉机设定成手动单步模式，每次对单个支架进行点粉，用**光色电参数测试仪**测试单个支架的光学特性，调整通气时间，直至在光色电参数测试仪上光色电参数测试通过，确定初步的通气时间。

④量产测试

在自动点粉机上，对一片支架（含 20 个）自动运作进行点粉，但点完该片支架后，需

停下，并在光电参数测试仪上对该片支架上的每一个支架进行光色电参数测试，如果大部分支架的粉量均合格，则可进行量产运作。如接近一半支架的粉量不合格，则需调整通气时间再重新测试，直到大部分支架的粉量合格为止。

⑤量产运作

让自动点粉机进行量产运作，同时在适当的时候手工放入未点粉的支架，以及取出点好粉的支架。每点完四片左右支架的时候，取出一片支架让补粉人员马上实时测试整块支架中各支架粉量是否符合要求，必须保证大部分支架风量符合要求，如接近一半支架不符合，则需实时调整通气时间，使粉量达到正常。

3.2.3 补粉

由于事物的随机性，自动点胶机点胶后，整片支架中不可避免地会有若干个支架的粉量超出正常的设定范围，可能多，也可能少。因此，必须通过补粉环节，对自动点粉后的每一片支架，均利用光色电参数测试仪进行测试，对其中粉量不合格的支架进行人工的补粉操作，粉量多支架的需要用补粉针去除多余的荧光胶，粉量少的需要用补粉针添加一些荧光胶，直到该片支架上的每一个支架的粉量均符合要求。

因为所需添加和去除的粉量非常细微，补粉工作需要非常细心地操作。

补粉视屏可扫描以下二维码

图 3.8 补粉工序仪器设备

补粉后的支架，需要进烤箱烘烤，以除湿及固化。烘烤温度 150° C，时间 120 分钟。

3.2.4 盖透镜及压边

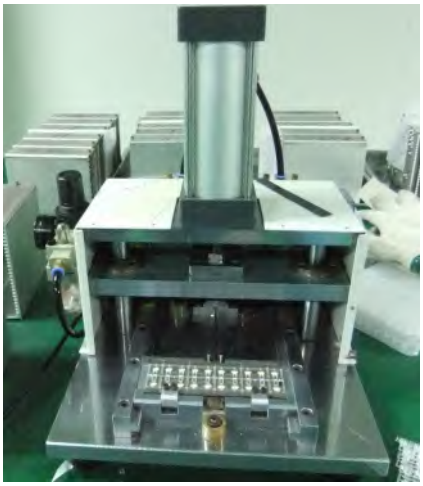


图 3.9 自动盖透镜机 左：分立型 右：透镜片型

本工序包括盖透镜和压边两个环节。其主要任务是将透镜盖在已近补好粉的支架上，并将盖好的透镜的底边压紧。

盖透镜操作是在自动盖透镜机上进行，操作较为简单。自动盖透镜机一般又分为两种类型，一种是分立透镜型，另一种是透镜片型。而分离透镜型机器中，透镜是一个一个分立的，机器需将透镜一个一个地盖到支架片上；透镜片型则是若干个（一般为 20 个）组成一个透镜片，与支架片对应，机器可一次将透镜片中的 20 个透镜盖在 20 个支架组成的支架片上，提高了生产效率。

压边操作是在自动压边机上进行，操作也较为简单。压边机参数设定主要有温度（一般可设为 220° C），以及压边时间（一般可设为 3.5 秒）。

由于以上两岗位较为简单操作，属于产线后工序（封胶与分光检测）中的普通型通用岗位。

盖透镜及压边可参考以下视频

3.2.5 灌胶

灌胶工序的任务是在盖好透镜并压好边的支架中灌入硅胶（A、B 胶），以对芯片、金线等灯珠内部结构进行必要的保护，并自然形成会聚光线的透镜：前一工序盖透镜只是盖上了

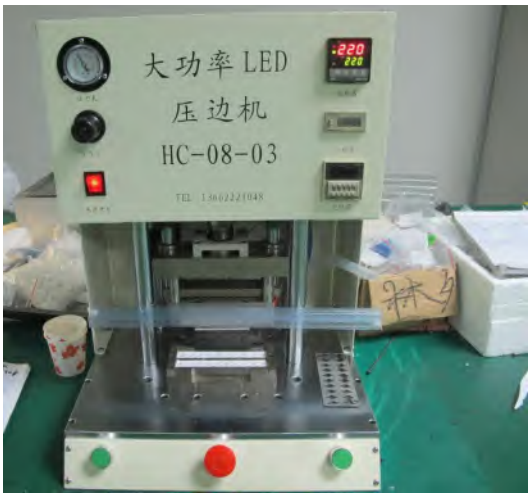


图 3.10 自动压边机

一个透镜壳，只有灌入硅胶，才能形成透镜。

根据不同类型的 LED 封装过程，灌胶工序有着较大的不同。

以下以贴片式的大功率 LED 为例说明灌胶工序的主要原理和步骤。

灌胶是在半自动的灌胶机上进行的，压好边的支架，其透镜的底部有两个小孔，一个用于进胶，另一个用于出气。操作时，首先将灌胶筒的气管接通灌胶机主机，将灌胶筒的针头插于进胶孔上，脚踏灌胶机的气压开关即可启动灌胶，待灌满透镜腔后，松开脚踏即可停止灌胶。多余的胶水用抹布擦除。

如果手部操作熟练之后，可以启动灌胶机的半自动模式，即设定灌胶机的喷胶周期，令其周期性地喷胶，从而可以省去脚部的动作。

此外，也可采用自动灌胶机进行自动灌胶操作，每次可灌一个支架片（20 个支架），但自动灌胶之后，仍需要进行手动的补胶操作才能确保灌胶合格。

图 3.11 灌胶设备与操作 左：手动 右：自动

灌胶后的支架，需要进烤箱中分两个阶段进行烘烤。

首先，在烘烤温度 100° C 下，进行时长 60 分钟的烘烤，称为“短烤”；

其次，仍在烘烤温度 100° C 下，进行时长 240 分钟的烘烤，称为“长烤”；

最后，长烤后的支架待其在停止烘烤的烤箱中温度自然回落到 80° C 以下就可取出并进行下一工序的加工。

4 分光

分光属于成品检测的范畴，但由于分光是 LED 产品特性参数检测和区分的重要环节，加上自动分光机的操作也是LED封装行业产线上重要的岗位，而且对应着不同类型的LED产品，分光过程以及分光后的包装也有着较大的差异，因此，通常仍然将分光界定为 LED 封装中一个重要的产线操作岗位。

在大功率 LED 封装生产线中，分光与包装岗位群包括拨料、自动分光、包装三个工序。

4.1 拨料

拨料是使每一个支架从整个支架片框架中分离出来的过程，是针对贴片式支架大功率 LED 的一个工作环节。在直插式支架 LED 的生产中，与之相对应的是切脚，即半切、全切等工序。

拨料通常是在半自动的拨料机上进行，机器对整个支架片操作，将每一个支架和支架片相连接的部分同时压拨断裂，从而使各支架从支架片上分离出来，形成一个一个的 LED 灯珠，这时的 LED 灯珠，实际上已经是成品。但还需要通过分光工序的检测使之按照性能进行分类，以满足各种不同的客户要求。

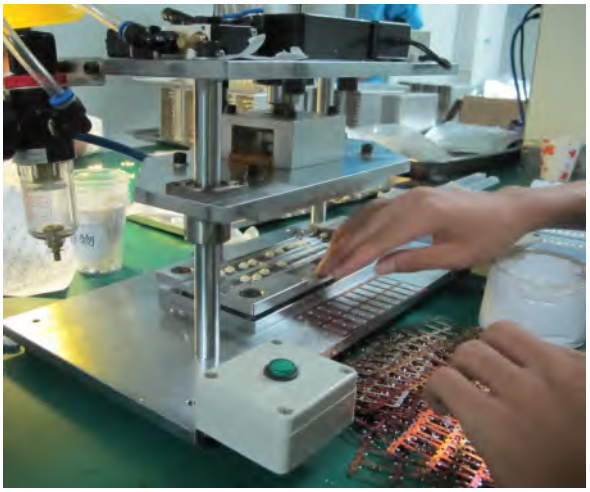


图 4.1 拨料机与拨料操作

由于大功率 LED 分光机通常使用料条来送入待分光的 LED 灯珠，故在拨料这一环节中，还包含手工将拨料后的每个 LED 灯珠，按照相同的正负极性排列装入空料条的过程，每条料条装入固定数量的灯珠（例如 50 颗）。

本工序的要点是放入料条中的灯珠极性排列一定要相同，否则将加大下一个工序-自动分光的返工率。

4.2 自动分光

分光是将前面各工序生产出来的 LED 灯珠按照其光通量（亮度）、波长（或色温）以及电学特性进行检测和分批，以将某一批次的产品划分为本批次合格品、等外品以及次品的过程。本批次合格品是指光色电参数完全达到本批次生产任务单要求的产品；等外品是指特性参数和本批次的生产任务单要求有一定出入，但仍属于合格品范畴，可先库存，待以后有客户需要用到该特性参数的产品时即可作为该批次合格品出厂；次品是指光色电参数中明显有缺陷的产品，例如各种原因的不亮、颜色和设计要求差异迥异、亮度明显不足等。

图 4.2 大功率 LED 自动分光机

分光工序一般在自动分光机上进行。自动分光机是一种能自动对 LED 灯珠进行光色电特性参数进行在线批量检测的机器，大功率 LED 自动分光机外观结构如图 4.2

所示：

在理想的情形下，只要人工将拨料工序后装满 LED 灯珠料条堆放与自动分光机的进料单元，预先安装好出料口处的空料条，及时取出各出料单元的已分光的满料条，并将其送到包装环节即可，机器会自动完成分光过程的运作。

但实际上，由于机器本身的运作过程存在着很多不确定的因素，加上生产中采用的 LED 的支架，在尺寸上总会有一定的误差范围。因此，物料在分光机上运行的整个过程中，不可避免会在机器的各个衔接处出现卡料而发生被动暂停的想象，需操作人员及时手工处理。

因此，分光操作员的主要操作包括以下内容：

设定自动分光机的日常分光参数、装待分光料条、处理被动暂停、更换出料口满、空料条以及已分光满料条送临时包装袋等。其操作要点简介如下：

①分光参数设定

分光参数设定是分光工序的重要操作内容，其具体任务是在自动分光机配套的分光软件的设置界面中，通过输入波长、色品坐标、工作电流、光通量、正向电压等参数的各区域允许值而使自动分光机将某一批次的 LED 灯珠按照设定的参数进行分批。分光参数设定的相关规定和要求可因各企业的不同而有所差异，但其主要内容均是对产品划分出波长、色品坐标、工作电流、光通量、正向电压等参数的不同范围并依次分级和命名。

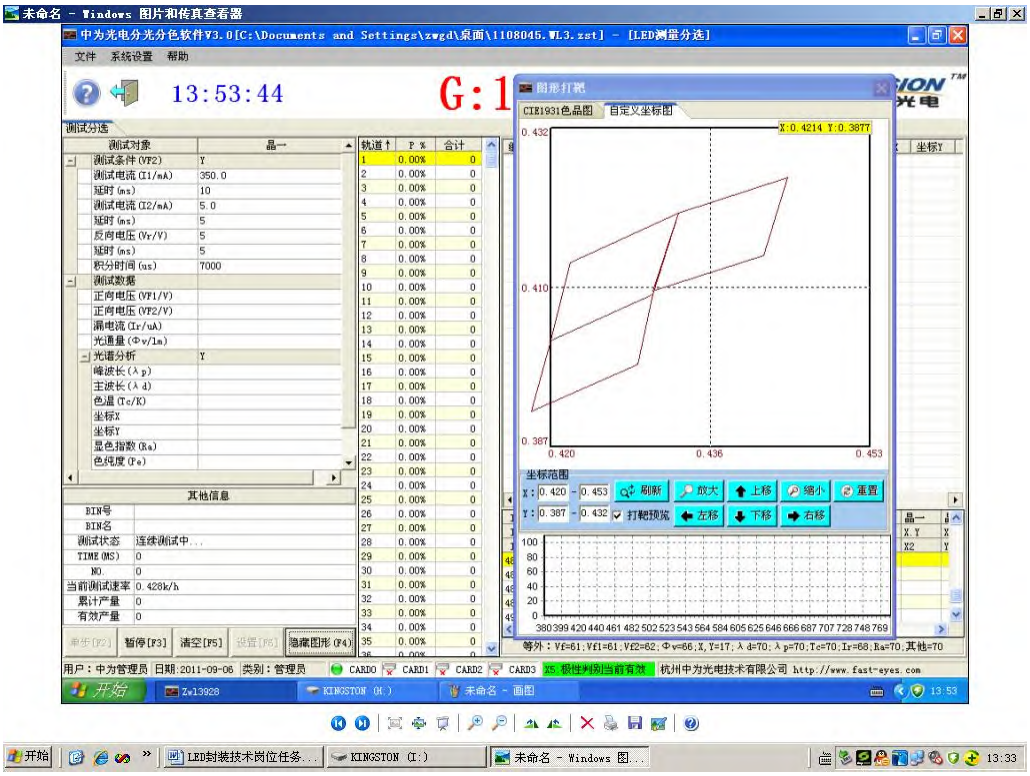


图 4.3 自动分光软件主界面

自动分光机软件的主界面如图 4.3 所示，在主界面的“系统设置”子菜单中，选取“参数设置”菜单项即可唤出参数设置界面，在参数设置界面中即可进行各项参数设置。主界面的文件子菜单的菜单项还可实现保存和读取当前的参数设置、以及将当前分光统计数据导出成 EXCEL 文件的功能。

在“参数设置”的子菜单中即可实现色品坐标、工作电流、光通量等参数的设置，如图 4.4 是主要参数色品坐标的设置界面图，在该界面中，可对色品坐标的 x 和 y 参数值进行设

定，划定出分光的各个不同区域。其余参数的设定类似，设定分光参数后，即可启动分光机自动分光功能进行自动分光。

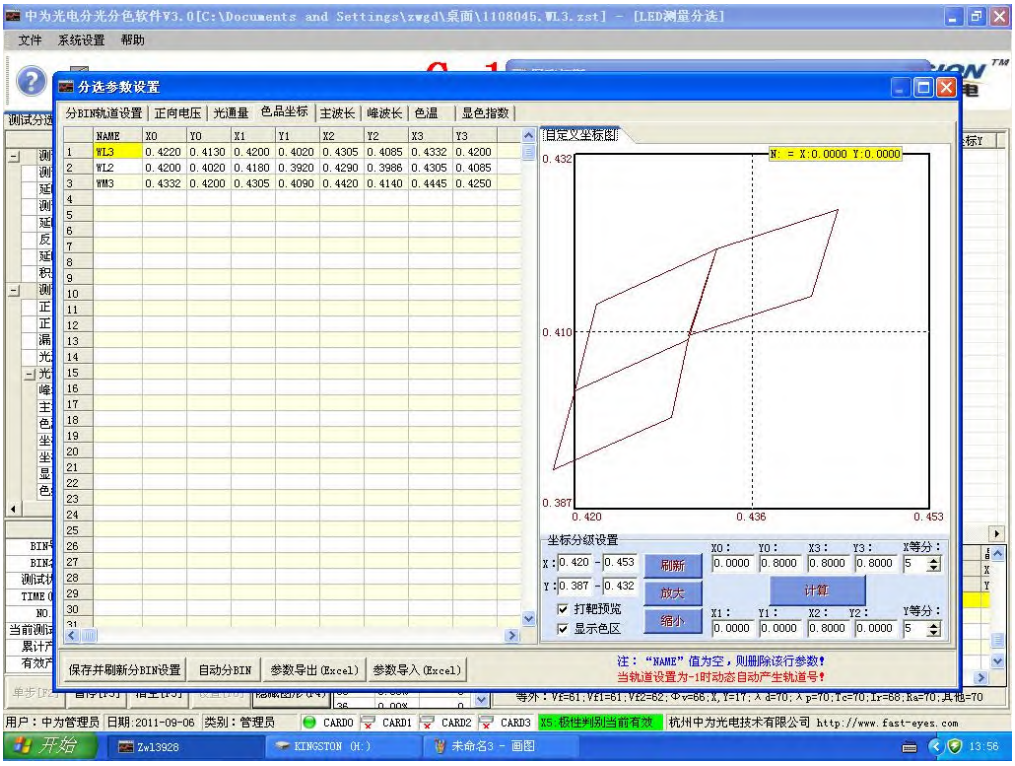


图 4.4 分光参数设置：色品坐标

②装待分光料条

装料条操作的关键点是按照料条中灯珠的正确极性方向（负极朝上），将料条放置在进料单元处，否则自动分光机将无法对该料条中的灯珠进行分光。

装料条时，如果生产过程中机器出现的卡料而被动暂停的次数很少，可以一次装入多条料条。否则，如果机器被动暂停较多，则装料条时应该一条一条地装，待上一料条分光完毕再装入下一料条。以免在发生卡料时，自动分光机的进料识别系统误认为是上一料条以处理完毕而去抓取下一料条，从而造成上一料条中灯珠散落而影响整个分光工作的效率。

③处理被动暂停

被动暂停主要由以下两个原因造成：

（1）卡料

卡料的主要原因之一是支架尺寸的不标准，尤其是某一批次的支架尺寸较大，则容易造成在导轨中的某一段移动受阻，从而使系统发生暂停。

处理方法：用手扳或钝针捅的方法使之回复移动而解决暂停。经常发生暂停的地方主要是进料槽以及各 bin 的出料槽处，处理后即可解除暂停。

处理卡料而造成的被动暂停时常需要将挡板扳下，或将分光积分球拉出。

（2）某一出料 bin 的料条已满。

将其取出，塞好端口后放入相应 bin 号的装袋中。在机器上相应 bin 号处更换上新的空料条后，暂停即可解除。

④成品料条分装

将各分光机分出的各 bin 料条装入相应 bin 的袋中。

自动分光机分光操作参见以下视频

自动分光视频（二维码）(视频文件)

http://101.71.249.92/nz_rms/sites/default/files/mat_resource/led-zshj-ldfj-mp4-04-0001zi_dong_fen_guang_shi_pin_.flv

5　LED 检测技术

经封装工序得到 LED 灯珠后，作为一种新型光源，实际应用中还要根据需求配置适当灯具，其具有各种各样的特性参数，不同的应用场合对各种参数的要求各不相同，本章将介绍 LED 的光、色、电、热等参数及其常用的测量设备和测试方法。

5.1 LED 的测试参数

LED 常见的测试参数如表 5.1 所示。

表 5.1　LED 常见测试参数

参数类型	基本参数	符号	单位	基本定义
光参数	光通量	Φ	流明　lm	光源在单位时间内发出的能量（其中人眼所能感觉到的）
	发光强度	I	坎德拉　cd	光源在指定方向的单位立体角内发出的光通量
	光照度	E	勒克斯　lx	被光均匀照射的物体，在单位面积上得到的光通量
	峰值波长	λ	纳米　nm	光谱辐射功率最大的波长
	半强度角	$\theta_{1/2}$	度　°	最大发光强度一半所对应的角度
	最大光强角	θ_m	度　°	取得最大光强值所对应的角度
	光通量效率	η	流明每瓦 lm/w	LED 发射的光通量与其电功率的比值
色参数	光谱光视效率函数	V（λ）		人眼对各种波长光的平均相对灵敏度
	色品坐标	（x，y）		根据光谱功率分布 P（λ）曲线，用分光光度法求和来近似积分
	主波长	λ	纳米　nm	任何一个颜色都可以看作为用某一个光谱色按一定比例与一个参照光源（如CIE标准光源A、B、C 等，标准照明体 D_{65} 等）相混合而匹配出来的颜色，这个光谱色就是颜色的主波长
色参数	显色指数	Ra		光源对物体本身颜色呈现的程度称为显色性，光源显色性由显色指数表明，表示物体在光下颜色比基准光（太阳光）照明时颜色的偏离，CIE 把太阳的显色指数定为 100
	光谱半宽度	△λ	纳米　nm	相对光谱能量分布曲线上，两个半极大值强度处对应的波长差
	色温	T	开尔文　K	以热力学温度（K）表示，即将

				一标准黑体加热，温度升高到一定程度时颜色开始由深红—浅红—橙黄—绿—蓝逐渐改变，当加热到与光源颜色相同时，我们将黑体当时的热力学温度称为该光源的色温
	色纯度	P		样品颜色接近主波长光谱色的程度表示该样品颜色的纯度
电参数	正向电流	I_F	安培 A	LED 正常发光时的正向电流值，由 LED 芯片决定
	正向电压	V_F	伏特 V	通过发光二极管的正向电流为确定值时，在两极间产生的电压降
	最大反向电压	V_{RM}	伏特 V	所允许加的最大反向电压。超过此值，发光二极管则出现反向电流突然增加而出现击穿损坏现象
热参数	结温	T_j	摄氏度 ℃	在工作状态下，P-N 结的温度
	热阻	R_{th}	摄氏度每瓦 ℃/W	在热平衡条件下，导热介质在两个规定点处的温度差，即热源
	温度系数	K	摄氏度每毫伏 ℃/mV	材料的物理属性随着温度变化而变化的速率

LED 在生产后要根据应用要求进行参数测试，针对 LED 光、色、电、热等参数，主要使用 LED 光色电综合测试系统、荧光粉激发光谱与热猝灭分析系统和 LED 热阻结构分析系统等三个设备进行检测。

5.2 LED 光色电综合测试系统

5.2.1 功能简介

ZWL-9200 型光色电综合测试系统是一款针对 LED 光通量、色温、波长、显示指数、色纯度、电流、电压、电功率、光效率等全性能的检测设备。通过模拟视觉函数对不同颜色的谱线自动修正，达到最精确测试，且对不同功率 LED 测试速度都在 ms 级，所有测试条件符合 CIE 相关标准。

5.2.2 技术参数

表 5.2 测试系统技术参数

	功能	参数范围	精度	分辨率
电参数	正向电压测量	1.000V～45.000V	≤ 5V： ± 0.2% 键值 +0.01 V ＞5V：±0.2%键值	0.015V
	驱动电流	0-5A	≤300 mA：±0.2%键值 +0.001A ＞300 mA：±0.2%键值	<1.5A，分辨率 0.001A ≥1.5A，分辨率 0.003A

光参数	光通量测量	0-4000.00lm	3%f.s.	0.001lm
色参数	波长范围	380-780nm（可扩展测紫外、近红外）	＜600nm 0.4nm ＞600nm 1.0nm	0.19nm
	显色指数	0-100	1	1
	色品坐标	X、Y 和 U、V	0.003	0.0001
	色温	1300-25000k	0.05%f.s	1K

5.2.3 工作环境

- 环境温度：23℃±5℃；
- 相对湿度：55％±25；
- 电源电压：220V±11V；
- 电源频率：50～60HZ；
- 空间环境：无强烈的机械振动、冲击、强电磁场。

5.2.4 测试系统主要仪器及使用

此测试系统主要由测试系统柜、积分球和计算机测试软件组成，其中，大积分球适用于灯具光色电综合测试，小积分球适用于灯珠光色电综合测试。具体如图 5.1 所示。

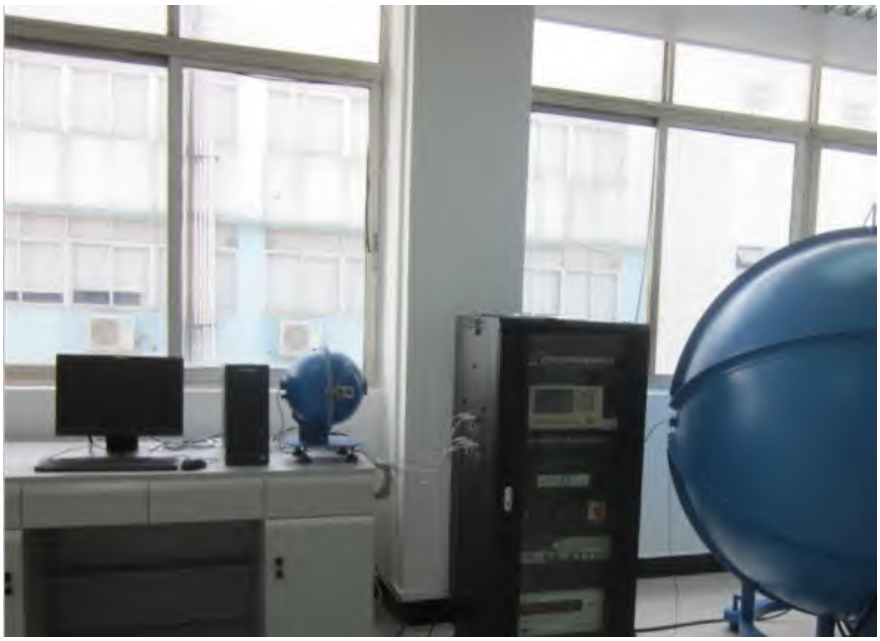


图 5.1　LED 光色电综合测试系统

5.2.4.1 测试系统柜及使用

其中测试系统柜包括测试主机、数显功率计、高精度直流稳压电源、交流稳压电源。机柜仪器及主要接口示意图见图 5.2。

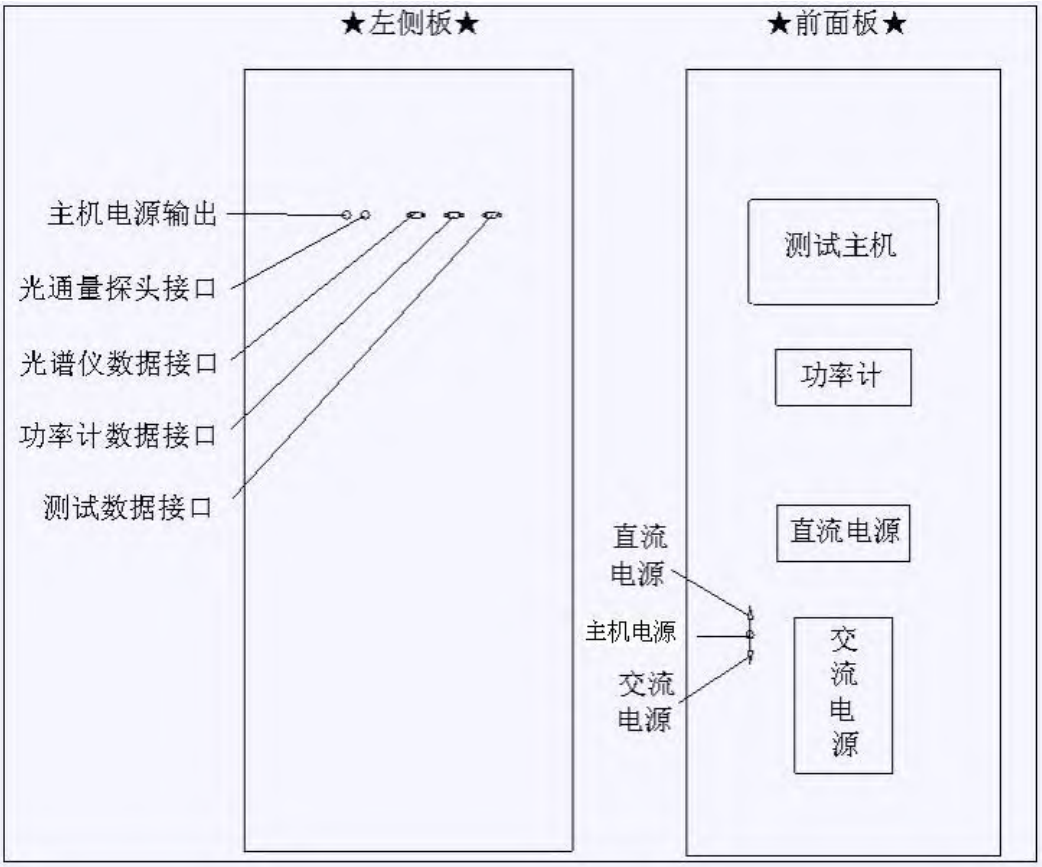


图 5.2　机柜仪器及主要接口

1）测试主机的使用

（1）前面板介绍

如上图所示，前面板上的快捷键有“设置”、“确认”、 “←”、“校零”、“光强”、“光通量”、“漏电流”、“曲线”以及数字键和电源开关按钮。

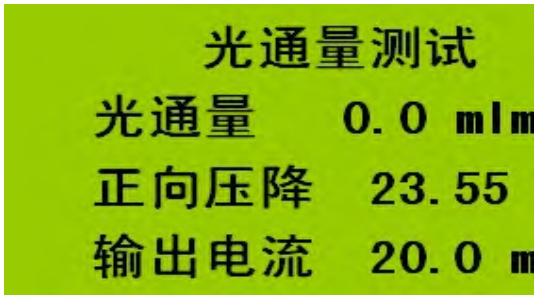
各快捷键的主要作用如下

1、“设置”：可以用来设置检测标准或设置积分球的型号。

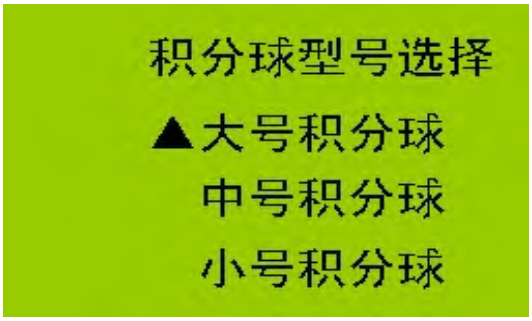
2、“确认”：对之前的输入数值或者选择项的确认。

3、“←”：在光强、光通量及漏电流状态下，用于清除当前电流或电压值，使其处于数值输入状态（出现下划线且无数值）；

4、“校零”：仪器零点校准。
5、“光强”：切换到光强测试模式。
6、“光通量”：切换到光通量测试模式。
7、“漏电流”：切换到漏电流测试模式。
8、“曲线”：切换到曲线测试模式，此功能需要上位机控制进行。
9、数字键：改变电流或电压的数值大小，最后要按“确认”键。
10、“#”：这里用来做 5V/24V 电压软切换，每按一次改变一次。
※注：此测试主机无光强、曲线功能。
（2） 测试主机操作说明
1、校零
在光通量测试模式下，如果当前显示的光通量数值不为零（允许是个较小的数值），需要对机器进行校零，操作如下：让灯具处于非点亮状态；按下主机前面板的“校零”快捷键；在提示“校零完成”后，自动恢复到之前的状态。
2、光通量测试
测试前把主机切换到“光通量测试”模式，并确认积分球装置已经连接到测试主机，等待灯具点亮即可进行测试，这时候主机界面显示如下图（若没有点亮灯具，正向压降应该是 24V 左右）：



在测试界面下按“←”键清除当前电流值，再按数字键输入需要的电流值，最后按“确认”键使设置生效。本仪器可任意设定输出电流值（输出范围 0～1500mA），以适应不同的测试项及不同的灯具的测试需要。
进行光通量测试时，有三种积分球型号可以选择，根据您的需求进行选择，使用前需要进行校准（使用校准软件）。在“光通量测试”模式下，按“设置”键，出现如下图所示：



然后按“←”键上下移动光标进行积分球型号的选择，最后按“确认”键。
2）功率计的使用
（1）仪器前面板

（2）使用方法

若被测量为交流(AC)，按 “AC/DC/ •” 键，使面板右侧的“AC”指示灯亮，表示测量交流(AC)。

若被测量为直流(DC)，或交直流(AC+DC),按 “AC/DC/ •” 键，使面板右侧的“DC”指示灯亮，表示测量直流(DC)或交直流(AC+DC)。

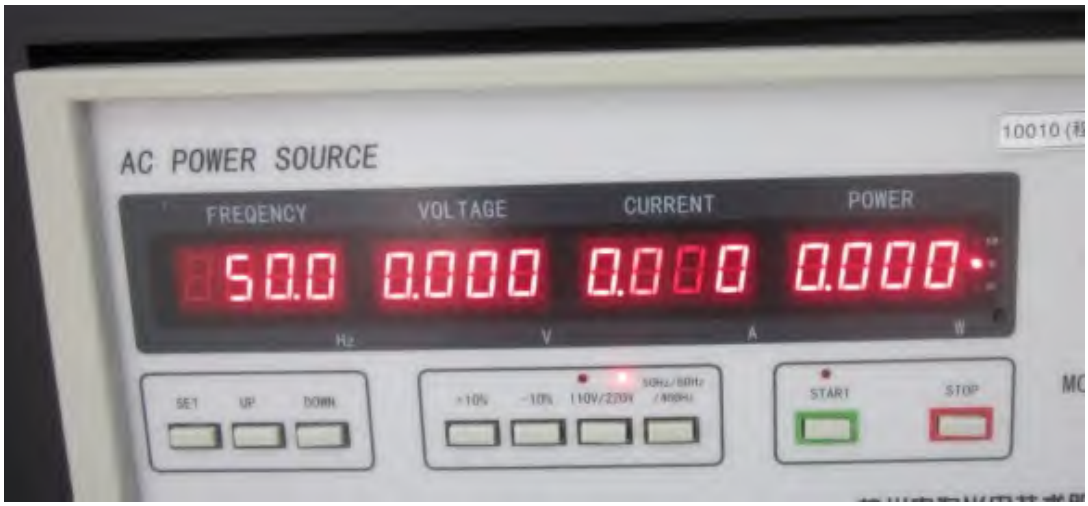
注意：仪器应在预热 15 分种后，方进入稳定状态；切断仪器电源后，应等待 10 秒以上才能再次上电，严禁在短时间内反复开关电源，这会引起仪器寿命缩短，并有可能引起仪器故障。在当天测量完毕后，关闭仪器电源，并拔下插头，以防可能的雷击造成仪器的损坏。

用户一般使用时只需按电源开关即可，其它厂家已设置好。

3）数控电源的使用

数控电源有两种，分别是直流和交流数控电源，仪器前面板分别如下图。

直流数控电源



交流数控电源

数控电源是给测试灯（具）提供电能的仪器设备，在实际应用时只会使用一种数控电源给电灯供电，通过如下图的直流/交流“电源切换”开关更换。例如待测 LED 电灯是交流供电的，则打开交流数控电源开关，同时将“电源切换”先置于空挡，然后安装待测试灯（具），安装好电灯后把开关置于对应的交流档。测试完毕后，也要先将“电源切换”先置于空挡，然后拆卸待测灯（具）。这个程序要特别注意，避免发生触电危险。

用户一般使用其中任一种数控电源时只需按电源开关即可（交流数控电源同时要按 START/STOP），其它厂家已设置好。

5.2.4.2 积分球及使用

积分球又称为光通球，是一个中空的完整球壳，其实是一个光收集器。球内壁均匀喷涂多层白色漫反射材料，如硫酸钡、聚四氟乙烯等，且球内壁各点漫射均匀。将被测光源置于球内，其所发出的光线在积分球内部经过多次漫反射后光线均匀分布在球内部，然后漫反射后被光电探测器接收（光电探测器前方有一个遮光板，遮光板表面的属性与球体内表面的材料属性是相同的，都能产生漫反射效果，这个挡板的作用是为了避免 LED 光源发出的光线直接照射到探测器上，使得测量不准确）。

积分球直径规格有大小之分，根据测试光源大小不同和应用场合不同而选择，常见的直径 0.3m 积分球常用于测试灯珠，常见的直径 1.5m 积分球常用于测试各种各样的灯具，它们的用法及连线相同，只是各自夹具略有不同。

1）积分球的结构

积分球的结构，以直径为 0.3m 积分球为例。如图 5.2 所示，其主要由遮光板、LED 电源接口和 LED 夹具所组成。

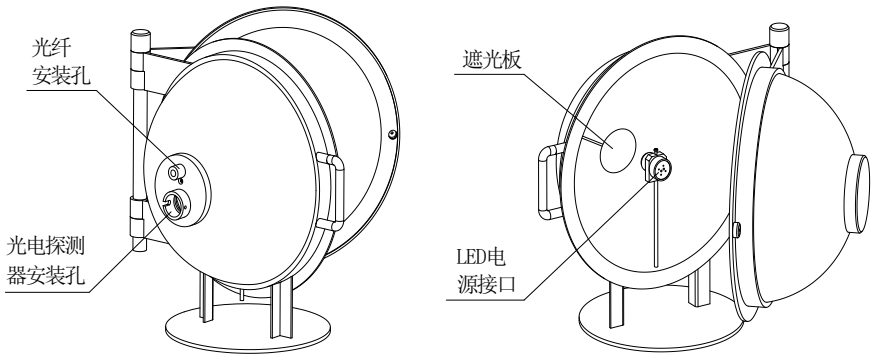


图 5.2　积分球结构图

2）使用操作注意事项

（1）在安装积分球时，一定要小心搬运，防止球体受损变形或内壁涂层受损。

（2）在日常使用中，尽量保持球体内部清洁，防止涂层污损和受潮腐蚀。

（3）在使用积分球进行测试的过程中，尽量避免在球内放置遮挡物和有色物体（中性白色除外）。

（4）测试前，系统柜的输出接口和积分球电源输入接口接线要特别注意。安装 LED 光源应注意正负极，如图 5.3 所示。

图 5.3　系统柜输出接口和积分球电源输入接口

系统柜直流输出，是接四根线；若交流输出就只需接两根线即可。积分球电源输入接口，要根据待测光源是什么类型来调整，若是测球泡灯，则按图 5.3 所示接四根线，不用动；若是测日光灯管，注意灯管两端的正负极做适当调整。图 5.4 所示灯具的安装位置。

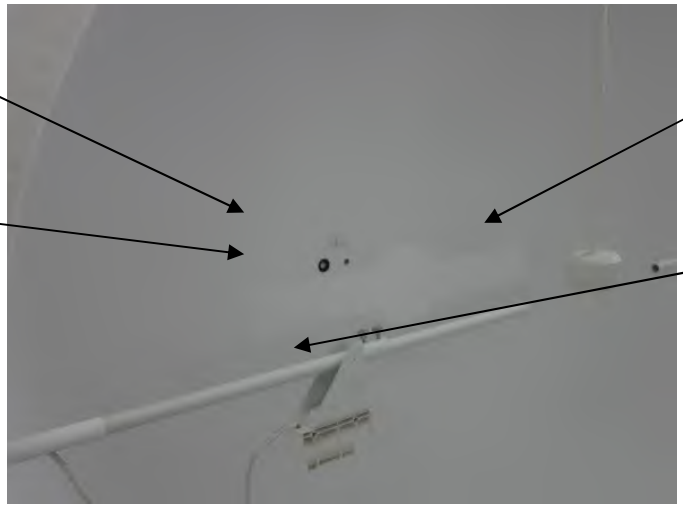


图 5.4　灯具的安装位置

5.2.4.3 计算机测试软件及使用

软件的功能同系统的输入源机构、输出接收机构之间的关系框图如图 5.5 所示：

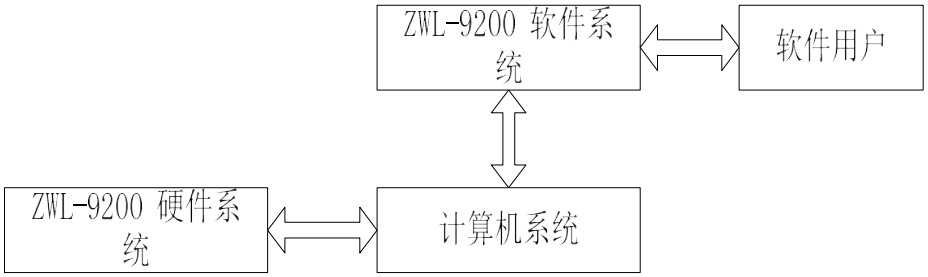


图 5.5　测试软件系统框图

安装好测试软件后，双击 ZWL-9200.exe 文件图标打开，即可启动软件。启动界面如图 5.6 所示。

图 5.6　光色电综合测试软件启动界面

软件开启前应该确保 ZWL-9200 主机已经正确连接。点击重启系统初始化检测，检测过程会自动进行，如果发现问题，系统会提示出错，用户根据提示进行相应操作后，再点击重启系统初始化检测，再次检测系统。第 3、4 点需用户勾选确认对话框，来通过检测。检测通过后，系统会自动关闭系统初始化界面并进入操作界面。

5.2.5 光色电综合测试操作流程

1）开系统柜电源开关，如图 5.7 所示，系统柜从上到下依次打开主机、功率计和交流数控电源等各仪器的电源开关，同时数控电源的切换开关置于空挡。按主机上光通量按钮。

图 5.7　系统柜电源开关

2）检查系统柜输出接口和积分球输入电源接口接线是否正确，然后安装待测 LED 光源（切记，安装和拆卸光源电源切换开关一律打在空挡位置），关闭好积分球。

3）在计算机上打开测试软件，操作测试软件前，用户必须先进行硬件系统和串口的连接。通过初始化检测后进入操作界面。测试流程如图 5.8 所示。

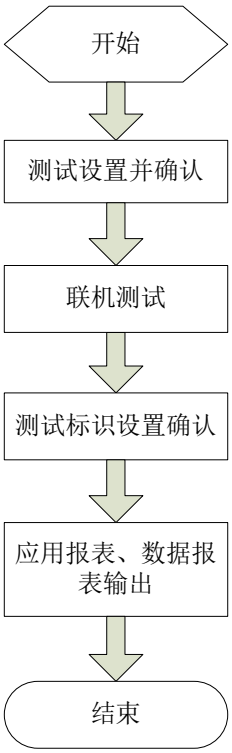


图 5.8　测试流程图

4）测试设置

在主界面中点选基本曲线，此时所有菜单、快捷按钮都对应到基本曲线的操作。然后在在菜单中点击 设置—>测试设置，或直接点击快捷按钮的“测试设置”，即可打开基本曲线的测试设置界面。操作过程如下图所示：

完成所有参数设置后，点击“确认设置”，即完成测试设置，设置的参数值显示到基本曲线的显示界面上。

打开光谱分析的测试设置界面。设置过程如下图所示：

电参数设置页面说明：

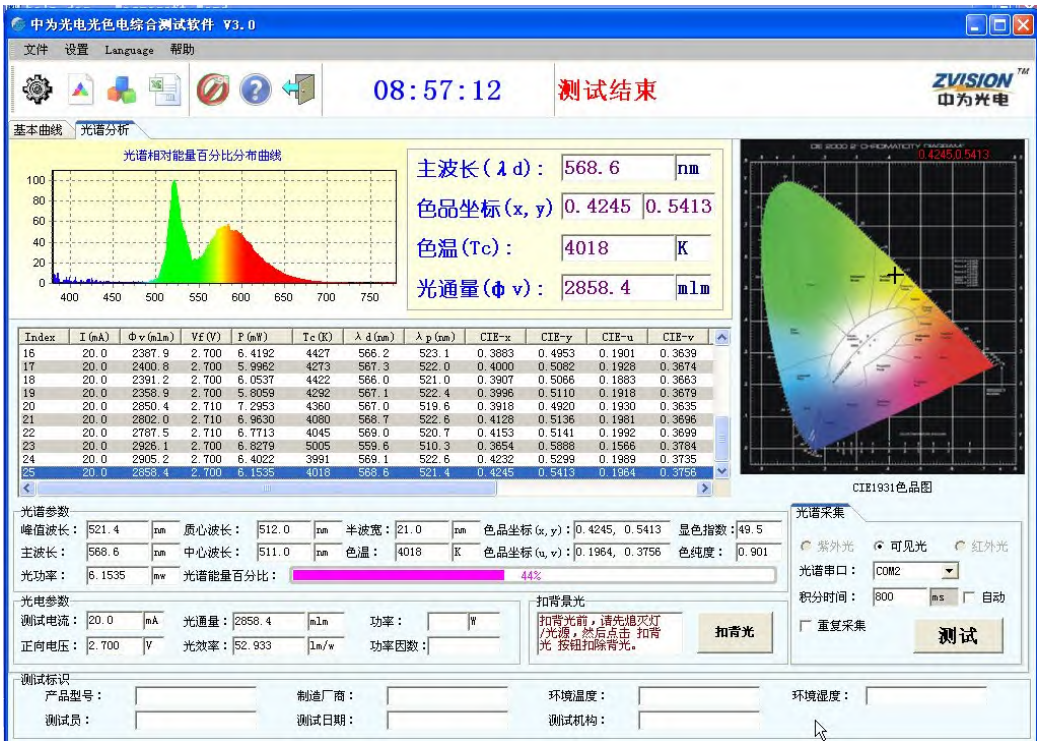
ZWL-600 只支持横流输出， ZWL-8105 支持恒压及横流输出。 不论在何种供电方式下，勾选读光通量都会从 ZWL-600 主机读取光通量。

这儿的 ZWL-600 通信串口自动匹配，不需要用户选择，其他串口需要用户选择。

勾选“连接功率计”，挑选好通信串口，其它设置都为 0。

5）联机测试

参数设置完毕后，即可进行联机测试，具体操作为：点击菜单 文件—>联机测试 或直接点击快捷按钮的“联机测试”，也可用点击主界面中的测试按钮。如下图所示



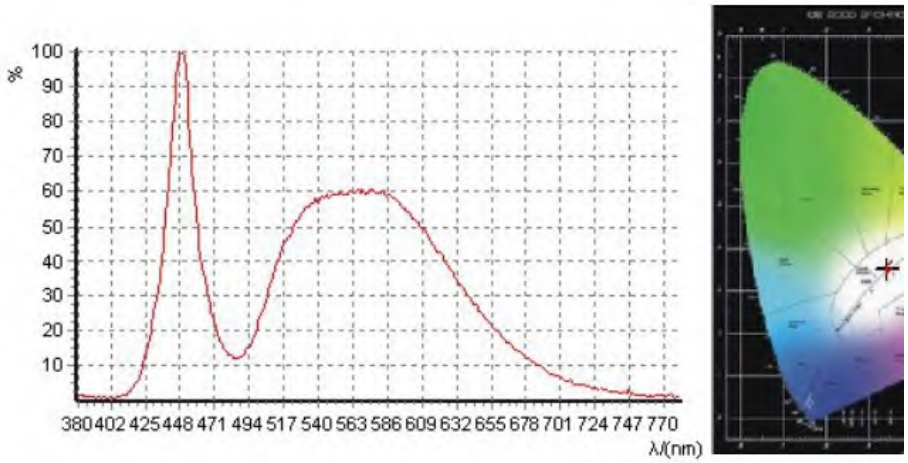
6）测试数据报表导出

测试完成后，用户可根据需要进行应用报表、数据报表的打印，通常采用导出 PDF 格式文件的测试报告，保存好电子档数据文件，如图 5.9 所示。

灯具光色电测试系统测试报告

测试项目:	光谱分析	
测试设备:	灯具光色电测试系统	
测试标识	产品型号:	制造厂商:
	环境温度:	环境湿度:
	测试员:	测试日期:
	测试机构:	

光谱相对能量分布曲线



光谱参数		光电参数	
峰值波长:	448.2 nm	测试电流:	97.000 mA

图 5.9　灯具光色电测试系统测试报告

其中测试报告里的“测试标识”内容可在测试设置步骤里进行内容添加。

7）关闭测试软件，系统柜切换到空挡位置，拆卸 LED 光源，关闭好积分球，系统柜从上到下依次关闭仪器开关，最后关闭系统柜电源总开关。

http://101.71.249.92/nz_rms/sites/default/files/mat_resource/led-zshj-ldfj-ewm-flv-05-0001guang_se_dian_ce_shi_er_wei_ma__0.flv

6 EX-1000 荧光粉激发光谱与热猝灭分析系统

荧光材料的特点是：在特定波长的光辐射激发下，能发出具有一定光谱分布的光辐射，通常称这种特点为荧光材料的光致发光。例如，新兴半导体照明行业中的 LED 荧光粉就是一种在一定波长（取决于 LED 芯片）的光辐射激发下，发射出长波段光辐射能量的荧光材料。

荧光材料的另一个特点是光致发光的强度和光谱分布会随着温度而变化。一般来讲，光致发光的强度首先会随着温度的上升而逐渐增加，在达到一定温度后，发射光强会随着温度的升高而降低，出现热猝灭现象；同时光致发光的光谱分布和色品坐标等参数也会随着温度的上升而发生漂移，色漂移程度与荧光材料本身特性有关。

荧光粉激发光谱与热猝灭分析系统基于 GBT23595-2009、GBT14633-2010 及 SJ/T11397-2009 标准，能够测量荧光材料处于不同恒温条件（从室温至 200℃）下，受不同波长（200nm-800nm）的光辐射激发，发射光的光谱功率分布，从而分析荧光材料的最佳工作条件，控制和判定荧光粉的品质。

5.3.1 荧光粉激发光谱与热猝灭分析系统及使用

图 5.10　荧光粉激发光谱与热猝灭分析系统全景图

1）系统前视图

图 5.11　系统前视图

①指示灯：系统电源指示灯、恒温控制指示灯、安全指示灯。

②舱门：测试时应关上，以免影响测量。

③光源开关：激发光源开关，在较长时间不用激光光源时应及时关闭，以延长光源使用寿命。

④粉盘放置入口处：待测试荧光粉盘应放入其中的槽底部。

⑤加热腔：在测试时应注意将门关严实，内部有高温，注意安全。

⑥风机：请保持风机出风口通畅，以使系统有较好的散热效果。

⑦激发光谱入射、出射狭缝调节旋钮。

2）系统后视图

图 5.12　系统后视图

①系统电源插座；

②系统电源保险丝；

③系统电源开关；

④接地端子；

⑤CAN 通讯口；

⑥光源灯泡更换窗口。

3）系统分析软件

将厂家提供的应用软件光盘放入光盘驱动器，打开 EX-1000 安装软件，将 CAN 转换器、电源线等连接好，做好测试准备。打开系统分析软件程序窗口如下图所示。

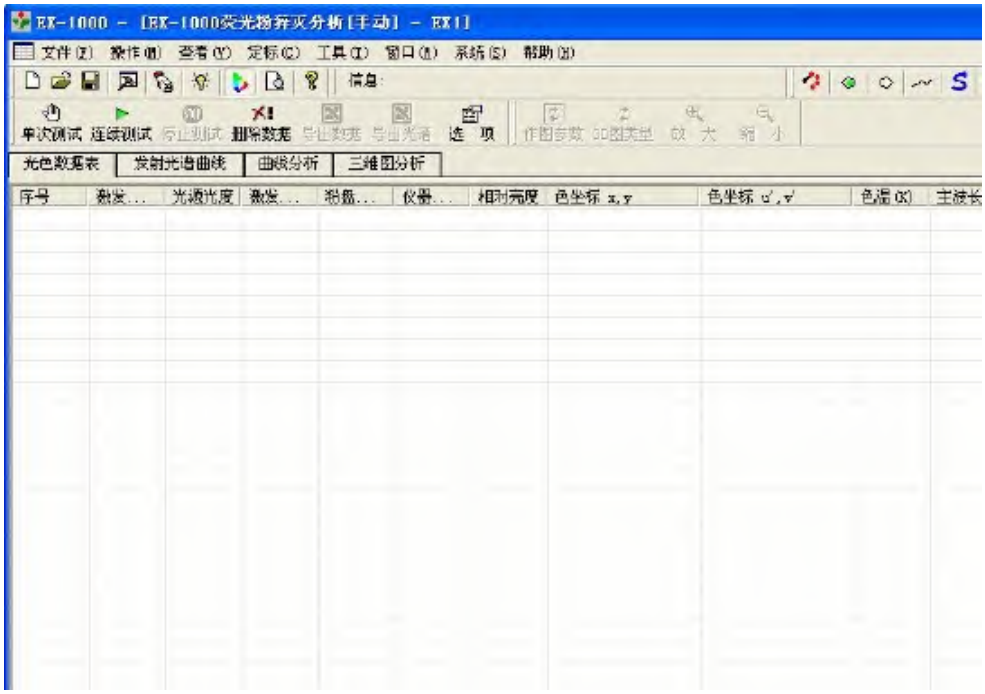


图 5.13　系统分析软件程序窗口

①系统设置

在“操作”菜单下点击“系统设置”，进入系统设置对话框（如图 5.14，图 5.15）。在对话框中设置主机 EX-1000 的通讯串行口。温控仪为 CAN 通信时，其地址是 18.

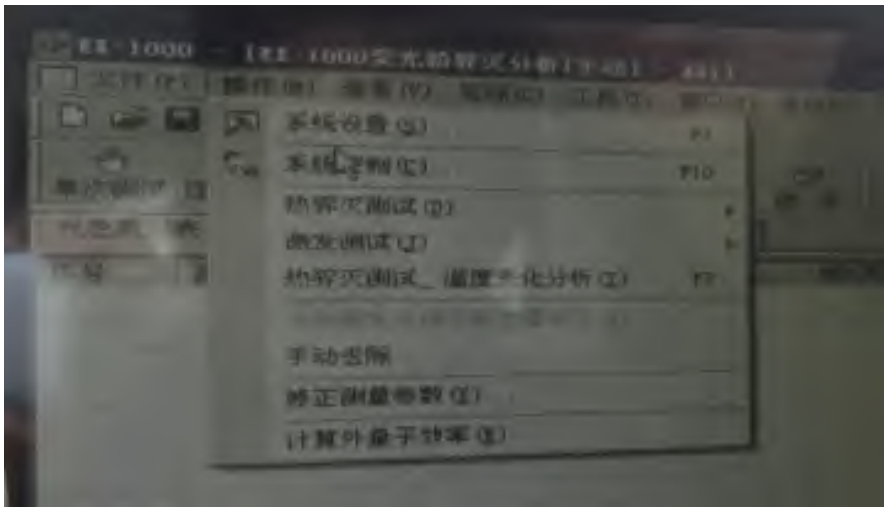


图 5.14　操作菜单

图 5.15　系统设置

②系统控制

在“操作”菜单下点击“系统控制”，即进入系统控制接口（图 5.16）。

图 5.16　系统控制

- 激发波长：在“设定激发波长”栏内输入激发波长值，再按确定即可。
- 温度读取及恒温控制：单击“读取温度”测量所有通道的当前温度值。
- 开温控：按设定的温度调节粉盘温度。注意：温度调节需要较长时间（20 分钟或以上）。
- 关温控：关闭粉盘加热控制。

5.3.2 测试操作流程

1）测试前的准备工作

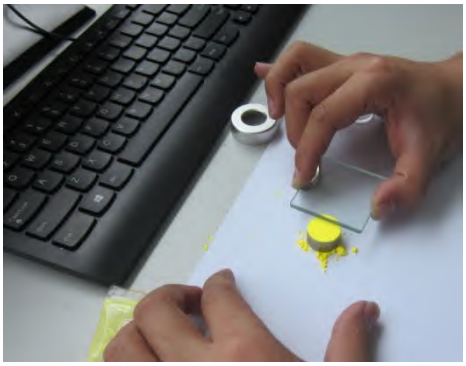
① 做粉盘

做粉盘需要用到的设备和器材，如图 5.17 所示。

图 5.17　做粉盘用到的器材

做粉盘步骤：旋开粉盘盖子—用小匙将荧光粉装入粉盘—用玻璃压实—玻璃水平移开—盖紧粉盘盖—粉盘做好，分别对应如图 5.18 所示的（a）~（f）。

（a）　　（b）



（c）　　（d）

（e）　　（f）

图 5.18　做粉盘的六个步骤

② 装粉盘

装粉盘步骤：打开舱门—旋开加热腔螺丝—放入粉盘至槽底—盖紧加热腔盖—打开激发光源—改好舱门，如图 5.19 所示的（a）~（f）。

（a）　　（b）

（c）　　（d）

（e）　　（f）

图 5.19　装粉盘的六个步骤

2）热猝灭测试

热猝灭测试即直接测试当前条件下的光色参数，当荧光粉温度达到设定的温度后，用户可点亮激发光源，并调整到需要的激发波长位置。

由于仪器降温的时间远远长于加温的时间，所以用户在进行热猝灭测试时应从低到高进行试验。

- 单次测试：在“操作”菜单下点击“热猝灭测试”->单次测试（快捷键 F5），测试一次光色参数，自动添加数据至表格中。
- 连续测试：在“操作”菜单下点击“热猝灭测试”->开始连续测试（快捷键 F6），则连续测试当前的光色参数，自动添加数据至表格中。点击“停止连续测试”结束连续测试。

3）激发测试

激发测试自动在不同激发波长下测试光色参数。在测试前，用户需自行点亮激发光源。

在“操作”菜单下点击“激发测试”->开始测试（快捷键 F3），出现激发测试对话框（图 5.20）。设定后，按测试即开始测试。在测试过程中可点击“激发测试” ->停止测试（快捷键 F4）停止测试。

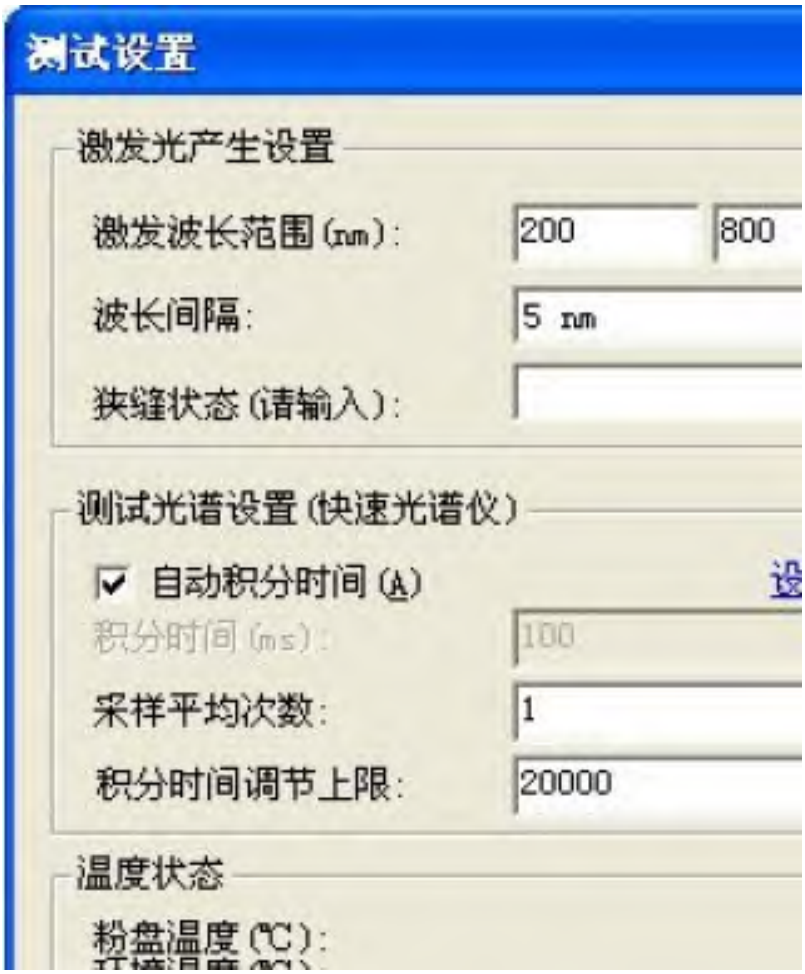


图 5.20　激发测试设置

4）热猝灭-温度变化分析

热猝灭-温度变化分析功能用于温度变化过程中光色测试分析，可粗略分析荧光粉在不同温度下的特性，精确的温度特性需用热猝灭测试功能，即在恒温足够时间后再进行测试分析。在测试前，用户需自行点亮激发光源。

在“操作”菜单下点击“热猝灭-温度变化分析”（快捷键 F2），出现设置对话框（图 5.21）。设定后，按测试即开始测试。在测试过程中按快捷键 F4 或 F7 停止测试。

图 5.21　温度变化分析设定

测试结果分析时，为便于处理，通常要去除激发光谱来进行对比分析，如图 5.22 和图 5.23 所示。

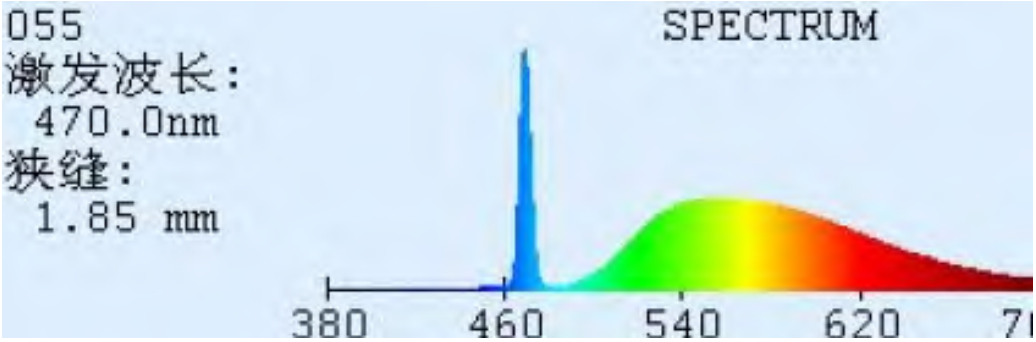


图 5.22　去除激发光前光谱图

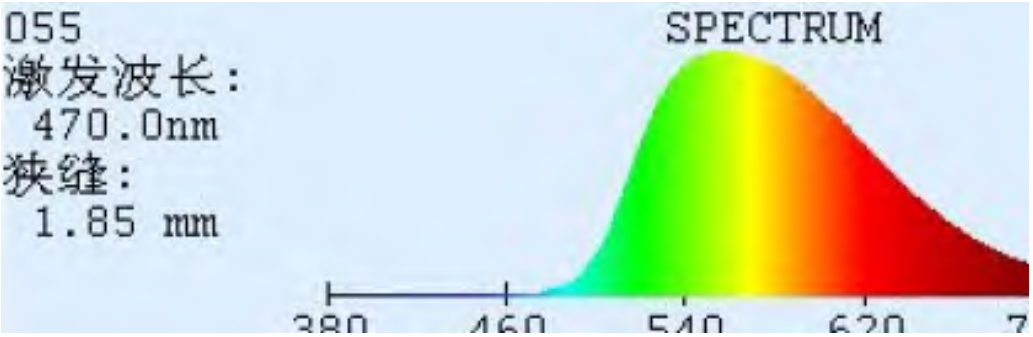


图 5.23　去除激发光后光谱图

5）测试结果分析

测试结果通常有光谱曲线、曲线分析和三维图分析几个部分。如图 5.24，图 5.25，图

5.26 所示。

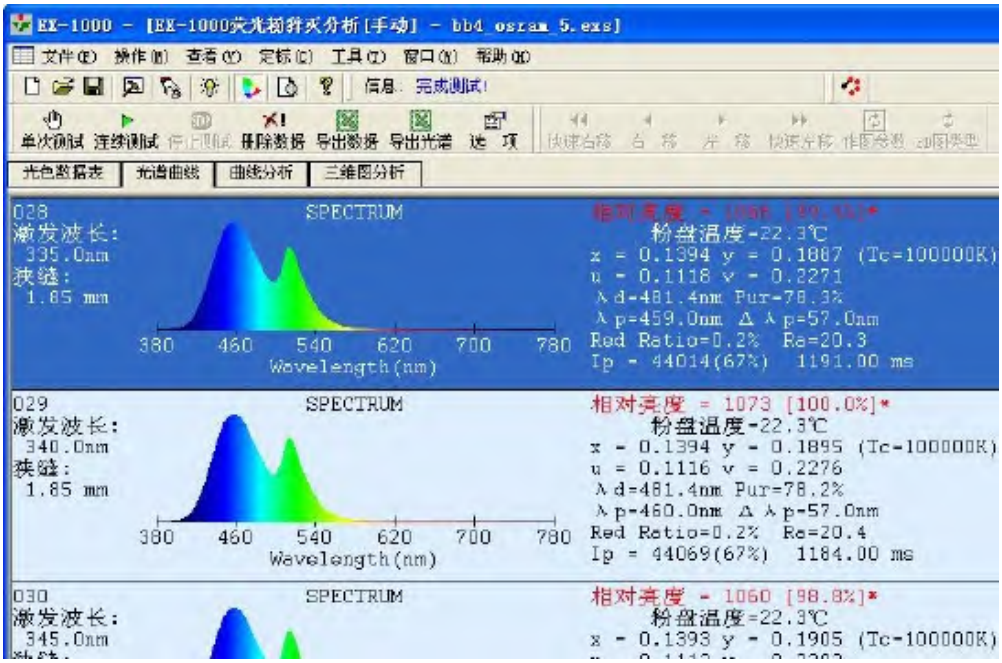


图 5.24　光谱曲线

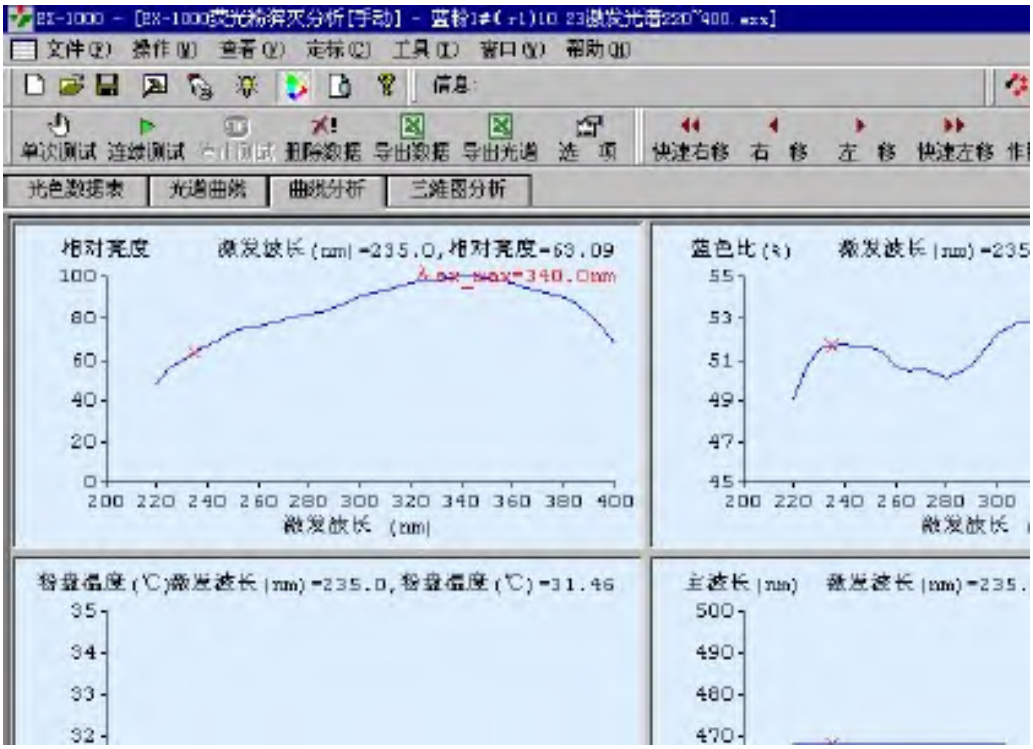


图 5.25　曲线分析

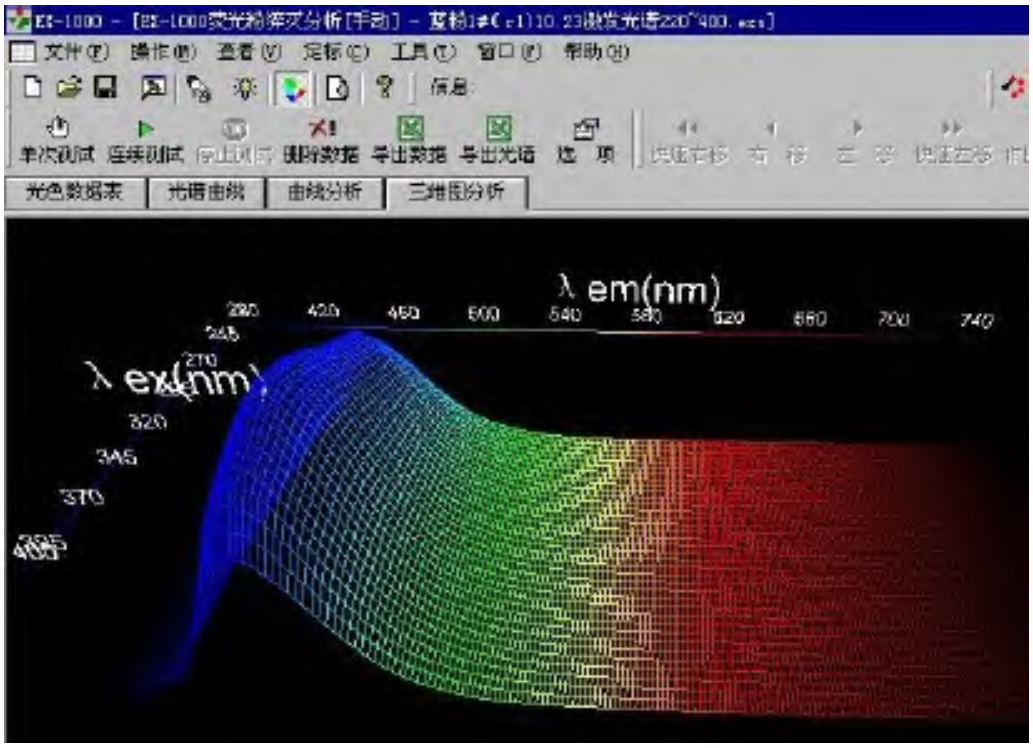


图 5.26　三维图分析

http://101.71.249.92/nz_rms/sites/default/files/mat_resource/led-zshj-ldfj-ewm-flv-07-0001guang_se_dian_ce_shi_ying_guang_fen_jian_ce_cao_zuo_shi_pin_01er_wei_ma__0.flv