

## 电子逸出功与荷质比的测定

### 【实验目的】

1. 了解热电子发射的基本规律，验证肖脱基效应。
2. 学习用理查森直线法处理数据，测量电子逸出电位。
3. 了解磁控原理，利用磁控法测定荷质比。

### 【实验原理】

二十世纪前半叶，物理学在工程技术方面最引人注目的应用之一是在无线电电子学方面。无线电电子学的基础是热电子发射。当时名为热离子学的学科，研究的就是热电子发射。它的创始人之一，英国著名物理学家理查森（Owen W. Richardson, 1879~1959），由于发现了热电子发射定律，即理查森定律，为设计合理的电子发射机构指明了道路，其研究工作对无线电电子学的发展产生深远的影响，因而荣获1928年诺贝尔物理学奖。

在一真空玻璃管中装上两个电极，其中一个用金属丝做成（一般称为阴极），并通过电流使之加热，在另一电极（即阳极）上加一高于金属丝的正电位，则在连接这两个电极的外电路中就有电流通过。有电子从加热了的金属丝中射出，这种现象称为热电子发射。研究各种材料在不同温度下的热电子发射，对于以热阴极为基础的各种真空电子器件的研制是极为重要的，电子的逸出电位正是热电子发射的一个基本物理参量。

### 一、电子逸出电位的测定

根据量子论，原子内电子的能级是量子化的。在金属内部运动着的自由电子遵循类似的规律：①金属中自由电子的能量是量子化的；②电子具有全同性，即各电子是不可区分的；③能级的填充状况要符合泡利不相容原理。根据现代的量子论观点，金属中电子的能量分布服从费米-狄拉克分布。在绝对零度时，电子数按能量的分布曲线如图1中的曲线(1)所示，此时电子所具有的最大动能为 $W_i$ ， $W_i$ 所处能级又称费米能级。当温度升高时，电子能量分布曲线如图1中的曲线(2)所示，其中少数电子能量上升到比 $W_i$ 高，并且电子数随能量以接近于指数的规律减少。

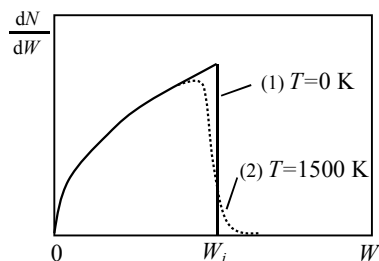


图1 电子能级分布曲线

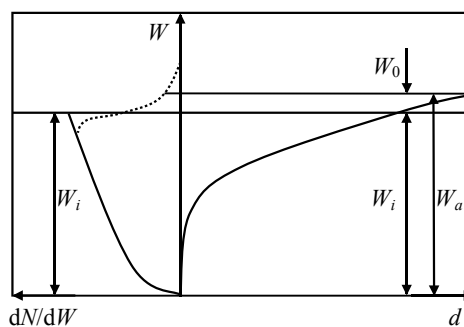


图2 位能壁垒图

由于金属表面存在一个厚约 $10^{-10}$ 米左右的电子-

正电荷电偶层，阻碍电子从金属表面逸出。也就是说金属表面与外界之间有位能壁垒 $W_a$ ，如图2，因此电子要从金属中逸出，必须具有至少大于 $W_a$ 的动能，即必须克服电偶层的阻力做功，这个功就叫做电子的逸出功，以 $W_0$ 表示，显然 $W_0=W_a-W_f=e_0\phi$

。 $W_0$ 的常用单位为电子伏特（eV），它表征要使处于绝对零度下的金属中具有最大能量的电子逸出金属表面所需要给予的能量。 $\phi$ 称为逸出电位，其数值等于以电子伏特表示的电子的逸出功，单位为伏特（V）。

由上述可知：热电子发射是用提高阴极温度的办法以改变电子的能量分布，使动能大于 $W_0$ 的电子增多，从而使动能大于 $W_0$ 的电子数达到一可观测的大小。可见，逸出功的大小对热电子发射的强弱有决定性的作用。

根据以上的理论，可以推导出热电子发射的理查森—杜许曼（S. Dushman）公式

$$I_e = AST^2 e^{-\frac{e_0\phi}{kT}} \quad (1)$$

式中： $I_e$ 为热电子发射的电流强度，单位安培； $S$ 为阴极金属的有效发射面积，单位(厘米)<sup>2</sup>； $T$ 为热阴极绝对温度，单位开； $e_0\phi$ 为阴极金属的电子逸出功，单位电子伏特； $k$ 为玻耳兹曼常数 $k = 1.38 \times 10^{-23}$ 焦耳/开； $A$ 为与阴极化学纯度有关的系数。

(1)式即为本实验的理论依据。原则上看，似乎只要能测定式中有关的 $I_e$ 、 $S$ 、 $A$ 及 $T$ 等量，就可以求出逸出功 $e_0\phi$ 的数值，实则不然，请看下面的讨论。

### 1. $A$ 与 $S$ 两个量的处理

$A$ 这个量直接与金属表面对发射电子的反射系数 $R_e$ 有关，而 $R_e$ 又与金属表面的化学纯度有很大的关系，其数值决定于位能壁垒。如果金属表面处理不够洁净，电子管内真空度不够高，则所得的 $R_e$ 值就有很大的差别，直接影响到 $A$ 值。其次，由于金属表面是粗糙的，计算出的阴极发射面积与实际的有效面积 $S$ 也可能有差异，因此， $A$ 与 $S$ 这两个量难以测定，甚至是无法测量。

为此，我们可用理查森直线法进行数据处理。将(1)式除以 $T^2$ ，再取以10为底的常用对数，并将 $e_0$ 和 $k$ 的数值代入得

$$\lg \frac{I_e}{T^2} = \lg AS - 5.039 \times 10^3 \frac{\phi}{T} \quad (2)$$

从(2)式可以看出， $\lg \frac{I_e}{T^2}$ 和 $\frac{1}{T}$ 成线性关系。这样，以 $\frac{1}{T}$ 、 $\lg \frac{I_e}{T^2}$ 分别作为横坐标、纵坐标，作出 $\lg \frac{I_e}{T^2} \sim \frac{1}{T}$ 图线，由直线的斜率即可定出 $\phi$ 。由于 $A$ 与 $S$ 对某一固定材料的阴极来说是常数，故 $\lg AS$ 一项只改变直线的截距，而不影响直线的斜率，这就避免了由于 $A$ 与 $S$ 不能准确确定以致影响确定 $\phi$ 的困难。

### 2. 发射电流 $I_e$ 的测量

如图3，在阴极与阳极之间接以灵敏电流计G，当阴极通以电流 $I$ 时，产生热电子发射，相应地有发射电流 $I_e$ 通过G。但是，当热电子不断从阴极发射出来飞往阳极的途中，必然形成空间电荷，这些空间电荷的电场必将阻碍后续的电子飞往阳极，这就严重地影响发射电流的测量。为此，必须维

持阳极电位高于阴极，即在阳极与阴极之间外加一个加速场 $E_a$ ，使电子一旦逸出，就能迅速飞往阳极。图4是测量 $I_e$ 的示意图。

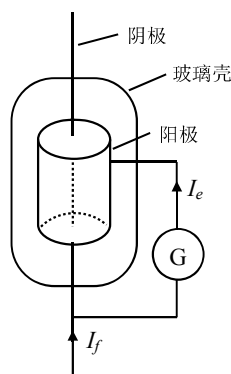


图3 测量 $I_e$ 的原理图

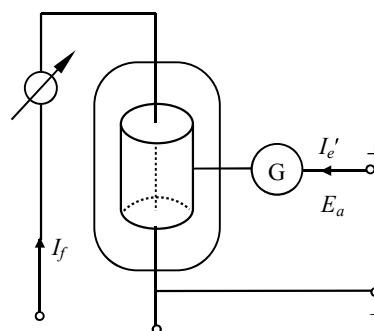


图4 测量 $I_e$ 的示意图

外加加速场 $E_a$ 固然可以消去空间电荷的影响，然而，正是由于 $E_a$ 的存在，就不能不影响热电子的发射，即出现肖脱基效应。所谓肖脱基效应，是指在热电子发射过程中受到阳极加速电场的影响，使电子从阴极发射出来将得到一个助力，因而增加了电子发射的数量，增加后的值自然不是真正的 $I_e$ 值，而必须作相应的处理。根据肖脱基的研究，在加速电场 $E_a$ 的作用下，热电子发射电流 $I_e'$ 与 $E_a$ 有如下关系

$$I_e' = I_e e^{\frac{0.439\sqrt{E_a}}{T}} \quad (3)$$

上式中： $I_e'$ 与 $I_e$ 分别为在加速电场 $E_a$ 及 $E_a = 0$ 时的发射电流。同样，对(3)式取以10为底的对数，得

$$\lg I_e' = \lg I_e + \frac{0.439}{2.303T} \sqrt{E_a} \quad (4)$$

如果把阴极和阳极作成共轴圆柱形， $r_1$ 和 $r_2$ 分别为阴极和阳极的半径， $U_a$ 为阳极电压，若忽略接触电位差及其它影响，加速电场可表示为

$$E_a = \frac{U_a}{r_1(\ln r_2 - \ln r_1)}$$

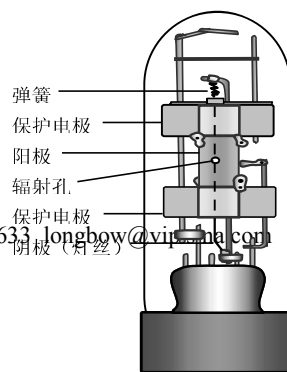
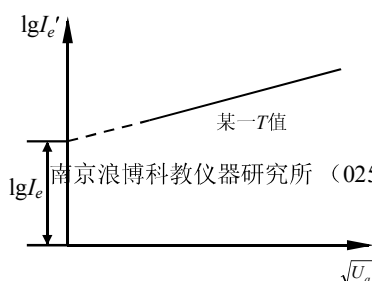
则(4)式变为

$$\lg I_e' = \lg I_e + \frac{0.439}{2.303T} \frac{1}{\sqrt{r_1(\ln r_2 - \ln r_1)}} \sqrt{U_a} \quad (5)$$

由(5)式可见，在阴极温度及管子结构一定的情况下， $\lg I_e'$ 与 $\sqrt{U_a}$ 成线性关系，因此可用作图外推法处理数据。以 $\sqrt{U_a}$ 为横坐标， $\lg I_e'$ 为纵坐标作 $\lg I_e' \sim \sqrt{U_a}$ 直线，将其外推到 $\sqrt{U_a} = 0$ 处，

$\sqrt{U_a} =$

0时的 $\lg I_e'$ 即为 $\lg I_e$ ，由此可获知在不同阴极温度下（即不同的 $I_f$ 下）的 $I_e$ 值，如图5。至此，解决了 $I_e$ 的测量问题。



### 3. 温度 $T$ 的测量

在热电子发射公式的指数项中包括有温度 $T$ ，所以温度测量的误差对结果的影响很大，准确地确定温度，在热电子发射的实验研究中是一个很重要的问题。

测量阴极温度的方法虽然不少，但准确度都不够高，本实验是通过测量阴极加热电流，利用灯丝电流与灯丝温度关系的数据表1来确定阴极温度。应该指出：加热电流与阴极温度的关系并不是一成不变的，它与阴极材料的纯度有关，此外，管子的结构情况也影响阴极的热辐射。表1中数据为本实验所用20只同类管子的平均值。

表1 灯丝电流与温度的关系

灯丝电流 (A)	0.650	0.675	0.700	0.725	0.750	0.775	0.800
灯丝温度 ( $10^3\text{K}$ )	1.96	2.00	2.04	2.08	2.12	2.16	2.20

本实验所用电子管为直热式理想二极管，管子结构及外形见图6。阴极由钨丝做成，阳极是用镍片做成的圆筒形电极（半径 $a = 4.0\text{mm}$ ），在阳极上有一小孔以使用光测高温计测定灯丝温度。为了避免灯丝有冷端效应和电场的边缘效应，在阳极两端装有两个保护电极。保护电极与阳极加同一电压，但其电流不计入热电子发射电流中。

## 二、磁控法测电子荷质比

在理想二极管中，阴极和阳极为一同轴圆柱系统。当阳极加有正电压时，从阴极发射的电子流受电场的作用将作径向运动，如图7a所示。如果在理想二极管外面套一个通电励磁线圈，则原来沿径向运动的电子在轴向磁场作用下，运动轨迹将发生弯曲，如图7b所示。若进一步加强磁场（加大线圈的励磁电流）使电子流运动如图7c所示，这时电子运动到阳极附近，电子所受到的洛仑兹力减去电场力后的合力恰好等于电子沿阳极内壁圆周运动的向心力，因此电子流运动的轨迹也将沿阳极内壁作圆周运动，此时称为“临界状态”。若进一步增强磁场，电子运动的圆半径就会减小，以致电子根本无法靠拢阳极，就会造成阳极电流“断流”，如图7d所示。但在实际情况中，由于从阴极发射的电子按费米统计有一个能量分布范围，不同能量的电子因速度不同，在磁场中的运动半径也是各不相同的，在轴向磁场逐步增强的过程中，速率较小的电子因做圆周运动的半径较小，首先进入临界状态，然后是速率较大的电子依次逐步进入临界状态。另外，由于理想二极管在制造时也不能保证阴极和阳极完全同轴，阴极各部分发出的电子离阳极的距离也不尽相同。所以随着轴向磁场的增强，阳极电流的降低有一个逐步降低的过程。只有当外界磁场很强、绝大多数电子的圆周运动半径都很小时，阳极电流才几乎“断流”。这种利用磁场控制阳极电流的过程称为“磁控”，在微波通讯和自动控制等方面有广泛的应用。

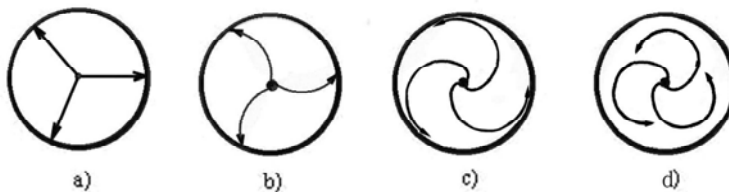


图2 磁场增强时电子运动轨迹的改变

在一定的阳极加速电压下，阳极电流 $I_a$ 与励磁电流 $I_S$ 的关系如图8所示。阳极电流在图8中1-2段几乎不发生改变，对应图7中a和b的情况；图8中2-3段弯曲的曲率最大，对应于图7中c的情况；从3以后，随着 $I_S$ 的加大， $I_a$ 逐步减小，到达5点附近时 $I_a$ 几乎降到0。在图8的 $I_a \sim I_S$ 曲线上取阳极电流最大值 $I_{a0}$ 约1/4高度的点作为阳极电流变化的临界点 $Q$ ，临界点 $Q$ 只是个统计的概念，实际上不同速率运动的电子的临界点是不同的，我们按多数电子的运动情况来考虑临界点的。

以下定量分析外界磁场对阳极电流的磁控条件：

在单电子近似情况下，从阴极发射出的、质量为 $m$ 的电子动能应由阳极加速电场能 $eU_a$ 和灯丝加热后电子“热运动”所具能量 $W$ 两部分构成，所以有

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU_a + W \quad (6)$$

电子在磁场 $B$ 的作用下作半径为 $R$ 的圆周运动，应满足

$$m \frac{v^2}{R} = evB \quad (7)$$

而通电励磁线圈中心处的磁感强度

$$B = \frac{\mu_0 N I_S}{2(r_2 - r_1)} \ln \frac{r_2 + \sqrt{r_2^2 + L^2}}{r_1 + \sqrt{r_1^2 + L^2}} = K' I_S \quad (8)$$

与励磁电流 $I_S$ 成正比。

由(6)、(7)和(8)式可得

$$\frac{U_a + W/e}{I_S^2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{R^2}{2} \cdot K'^2 \quad (9)$$

若设阳极内半径为 $a$ ，而阴极(灯丝)半径忽略不计，则当多数电子都处于临界状态时，与临界点 $Q$ 对应的励磁线圈的电流 $I_S$ 称为临界电流 $I_C$ ，且此时 $R=a/2$ ，阳极电压 $U_a$ 与 $I_C$ 的关系可写为

$$\frac{U_a + W/e}{I_C^2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{a^2}{8} \cdot K'^2 = K \quad (10)$$

显然， $U_a$ 与 $I_C^2$ 成线性关系。

用同一个理想二极管，在不同的 $U_a$ 下，就有不同的阳极电流随励磁变化曲线(见图9所示)，因而就有不同的 $I_C$ 值与之对应。再将测得的 $U_a \sim I_C^2$ 数据组用图解法或最小二乘法求得斜率 $K$ ，如果 $U_a \sim I_C^2$ 的关系确为线性关系，则上述电子束在径向电场和轴向磁场中的运动规律即可得到验证。

本实验用励磁线圈参数：线圈的内半径 $r_1=24.0\text{mm}$ 、外半径 $r_2=36.0\text{mm}$ ，线圈半长度 $L=18.0\text{mm}$ ，匝数 $N=800$ ，真空中的磁导率 $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}$

$\text{H/m}$ ，若励磁线圈通过的电流为 $I_C$ ，则其中心处产生的磁感强度为

$$B = \frac{\mu_0 N I_C}{2(r_2 - r_1)} \ln \frac{r_2 + \sqrt{r_2^2 + L^2}}{r_1 + \sqrt{r_1^2 + L^2}} = 1.445 \times 10^{-2} I_C$$

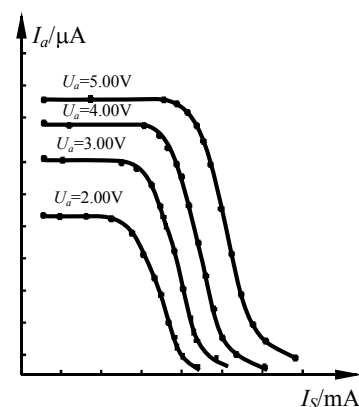


图9  $I_a \sim I_S$  曲线图

这样，公式(8)或(10)中， $K'=1.445 \times 10^{-2}$ ，将测得的 $K$ 值、理想二极管的阳极内半径 $a$ 等，代入(10)，即可求得电子的荷质比 $e/m$ 。

### 【实验仪器】

LB-MEP金属电子综合实验仪 / LB-MEP-PC微机型金属电子综合实验仪。

实验仪面板如图10所示，LB-MEP-PC型比LB-MEP型增加了“手动/自动”功能选择开关，并在仪器内设有12位A/D转换器的计算机接口，经过计算机接口处理，运行“逸出功”和“荷质比”2套实验软件，在计算机屏幕上将所测得的电流、电压等变化曲线实时显示，并对实验数据进行拟合处理和结果分析，同时可对采取的数据进行图形保存、误差分析及实验结果打印等。有关计算机采集及数据处理的方法请参阅LB-MEP-PC金属电子综合实验仪软件使用说明书。

测量线路原理如图11所示。

“ $\mu\text{A}$ ”为阳极电流；“V”为阳极电压， $0 \sim 120.0\text{V}$ ；“A”为阴极灯丝加热电流， $(0.400 \sim 0.800)\text{A}$ ；“mA”为励磁电流， $0 \sim 0.800\text{A}$ 。所有电表均为LED数字显示。

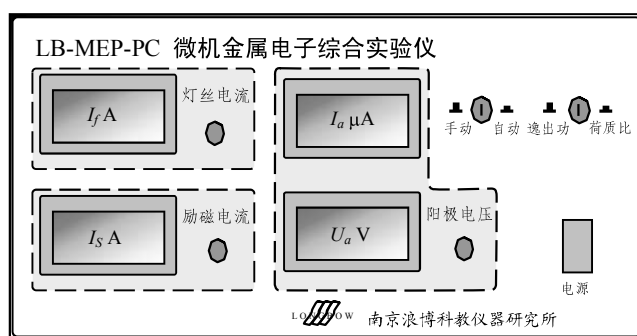


图10 实验仪面板图

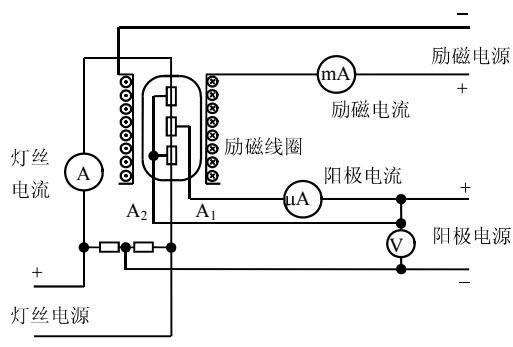


图11 测量线路原理图

本实验选用的励磁线圈参数：

线圈的内半径 $r_1=24.0\text{mm}$

外半径 $r_2=36.0\text{mm}$

线圈半长度 $L=18.0\text{mm}$

匝数 $N=800$

### 【实验内容与方法】

#### 一、准备

1. 熟悉仪器，组装仪器。将理想二极管插入金属电子综合实验仪的管座上，按实验原理图11将理想二极管的管座和金属电子综合实验仪的主机箱用导线连接好。出厂时，主机箱的电路已在仪器内部连接好，所以实验时只需按数字用导线一一对应连好即可。
2. 检查实验测量线路接线是否正确，检查无误后，接通电源。

实验使用时应注意：

①

电子管经过了老化处理，因此灯丝性脆，用时要轻拿轻放。加热与降温以缓慢为宜，尤其灯丝炽热后更应避免强烈振动。

②

钨的熔点为3643K，正常工作温度为(1700~2200)K，过高的灯丝温度会缩短管子寿命。因此，灯丝加热电流不要超过0.800A；同时，过低的灯丝温度会导致热电子发射电流太小而无法测量，因此，实验时应选择适当的灯丝工作温度范围，请参考表1。

③ 由于灯丝的热动平衡的滞后性，每调一次灯丝电流，要略等片刻，待稳定后再测量。

## 二、电子逸出电位的测定

1. 功能选择键分别选择“逸出功”和“手动”，将灯丝加热电流设定在某一数值（例如0.650 A）保持不变，预热10分钟。

2. 从小到大缓慢改变加速电压 $U_a$ ，每改变一次都将 $U_a$ 和相应的阴极发射电流 $I_e'$ 一起记录入表（请参考附录：数据记录与处理实例）。 $U_a$ 选取的测量点越多，绘出的曲线就越细腻，实验也更准确。

3. 将灯丝加热电流以0.025A间隔逐渐增大，每变化一次都重复步骤2，直至达到0.800A。

4. 根据所测数据作出 $\lg I_e' \sim \sqrt{U_a}$ 直线，求出不同灯丝加热电流亦即不同温度（通过表1查取）下的 $\lg I_e$ 值。

5. 由 $\lg I_e$ 和 $T$ 值，作出 $\lg \frac{I_e}{T^2} \sim \frac{1}{T}$ 直线，从直线斜率求出逸出电位 $\phi$ 值，并与理论值比较。

6. 【如果是微机型】用九芯串口电缆连接计算机和LB-MEP-PC主机（请注意必须在断电情况下完成），功能选择键分别选择“逸出功”和“自动”，利用数据处理软件完成实验（具体步骤请参考软件说明书）。此时，仪器面板上除“灯丝电流”外，其他表头的的数据都不再需要了。

## 三、磁控法测荷质比

1. 安装连接励磁线圈，理想二极管位于励磁线圈的中心。功能选择键至“荷质比”。

2. 将灯丝电流调到0.730A~0.750A范围内的某一值，例如电流调至0.745A，预热10分钟。请注意，随着时间的积累，灯丝的温度会越来越高，面板上灯丝电流的读数可能会有微小的增加，因此在整个实验过程中，请注意调节灯丝电流以保持数值的恒定。

3. 将阳极电压设为某值，例如5.0V，由小到大改变励磁电流 $I_S$ ，每改变一次都将励磁电流 $I_S$ 与相应的阳极电流 $I_a$ 一起记录入表（请参考附录：数据记录与处理实例），直到 $I_a$ 降到接近零为止。 $I_a$ 选取的测量点越多，描出的曲线就越细腻，实验也更准确。为降低误差，在阳极电流突变时要特别多选取一些测量点。

在改变励磁电流 $I_S$ 测定阳极电流 $I_a$ 的过程中，要保持灯丝电流 $I_f$ 和阳极电压 $U_a$ 始终不变。

4. 依次改变阳极电压为10.0V，15.0V，20.0V，25.0V，30.0V等，每变化一次都重复步骤3。

5. 根据所测数据作出 $I_a \sim I_S$ 直线，求出不同阳极电压下的 $I_C$ 值。

6. 作出 $U_a \sim I_C^2$ 图线，确定 $U_a$ 与 $I_C^2$ 的关系，利用相关公式求出荷质比，并与理论值比较。

7. 【如果是微机型】用九芯串口电缆连接计算机和LB-MEP-PC主机（请注意必须在断电情况下完成），功能选择键分别选择“荷质比”和“自动”，利用数据处理软件完成实验（具体步骤请参考软件说明书）。此时，仪器面板上除“灯丝电流”

和“阳极电压”外，其他表头的数据都不再需要了。

#### 四、关机

实验结束，关断电源。