

高等学校教学用书

气体电子学

QITI DIANZIXUE

南京大学物理系
无线电教研组编

人民教育出版社

33.65
390
C2

高等学校教学用书



气 体 电 子 学

QITI DIANZIXUE

南京大学物理系
无线电教研组编

人民教育出版社

气体电子学

南京大学物理系

无线电教研组编

人民教育出版社出版

高等学校数学书籍编辑部
北京宣武门内承恩寺7号

(北京市书刊出版业营业许可出字第2号)

人民教育印刷厂印装

新华书店科技发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 13010 1042 开本 $850 \times 1168^{1/32}$ 印张 $3^{10/16}$

字数 83,000 印数 0001-4,200 定价 (6) 元 0.38

1961年9月第1版 1961年9月北京第1次印刷

目 录

緒言	1
第一章 激发、游离、消游离	3
§ 1.1. 粒子的弹性碰撞与非弹性碰撞	3
§ 1.2. 气体粒子的激发与游离	6
§ 1.3. 激发几率与游离几率	11
§ 1.4. 正离子碰撞游离	12
§ 1.5. 第二类非弹性碰撞和多級激发与游离	13
§ 1.6. 消游离	16
第二章 电子和离子的运动	19
§ 2.1. 电子和离子在气体中运动的一般情况	19
§ 2.2. 扩散	19
§ 2.3. 迁移率	21
第三章 繁流放电	26
§ 3.1. 湯生放电理論	26
§ 3.2. 电子碰撞游离的压力最佳值	33
§ 3.3. 着火理論	34
§ 3.4. 着火后的放电形式	39
§ 3.5. 低气压辉光放电	41
§ 3.6. 阴极溅射	49
§ 3.7. 气体放电的等离子区	50
第四章 弧光放电	60
§ 4.1. 电弧的形成	60
§ 4.2. 阴极斑点	61
§ 4.3. 弧光放电的电位分布和伏特安培特性	62
§ 4.4. 弧光放电的温度及辐射	66
§ 4.5. 弧光放电在照明技术及工业上的应用	67
第五章 气体放电的其他类型	69
§ 5.1. 火花放电	69

§ 5.2. 电量放电.....	71
§ 5.3. 电滤波器.....	72
第六章 高频放电	73
§ 6.1. 高频放电现象.....	73
§ 6.2. 高频放电中电子运动的一般性质.....	74
§ 6.3. 高频放电的着火电压.....	75
§ 6.4. 脉冲放电.....	77
第七章 气体导电的应用	79
§ 7.1. 辉光管.....	80
§ 7.2. 十进制计数管.....	87
§ 7.3. 充气二极管.....	91
§ 7.4. 闸流管.....	97
§ 7.5. 汞弧整流管.....	102
§ 7.6. 气体放电在超高频技术的应用.....	106
参考资料.....	112

緒 言

一般說來，气体是一种完全的絕緣体。要証明这个事实，可以将一个本身絕緣得很好的靜电計充电，如果沒有外界影响的話，則不論靜电計的电极哪个是正哪个是負，都可以保持靜电計不漏电。但是当受到外界游离源的影响时，这种絕緣性便受到破坏；这时如果在充有气体的容器中封入两个电极，并在电极上加以适当电压，便发现外电路有微小电流。假如容器內气体相当稀薄，則当正电极的电压升高到某一临界值时，外电路的电流就会突然变得很大，同时容器內两电极之間有光出現；此时气体成为很好的导体，而且即使将外界游离源移去，也仍然維持着导电的性质。

能使气体发生导电的游离源較典型的是：

(1) X 射綫；(2) 放射性射綫(α , β , γ 射綫)；(3) 火焰；(4) 紫外綫；(5) 某种化学作用。而在电子学的应用上，使气体导电的方法是用具有适当能量的带电粒子，例如利用电子对气体分子进行碰撞。

气体受到游离源的影响或粒子的碰撞时，所以能够发生导电，是因为本来是中性的原子受到游离源的影响或粒子的碰撞时，其外壳的电子游离出来，中性的原子失去了一个电子之后便成为阳性的离子，这种正离子被吸向負极，电子則被吸向正极，因此便发生了导电現象。当加在正电极上的电压繼續升高，上述游离出来的电子受到加速，当其能量达到使气体原子游离的临界值时，中性原子又产生新的游离，新游离出来的电子受到电场加速之后又碰撞其他原子再产生游离，如此反复，当电压升到某一临界值时，电流便会突然升得很大，并有光出現，根据电极的不同形状，容器內

气体的不同密度和所加电压的大小，可以得到不同大小的电流和不同性质的光，即出现性质不同的辉光放电、弧光放电、电量放电和火花放电等。

利用这种电压增加到某一临界值而电流突然变得很大，以及此后各种不同性质的放电，可以做成各种用于无线电电路的器件，如闸流管，充气二极管等；也可以作为照明或者用来进行某些加工。

第一章 激发、游离、消游离

§ 1.1. 粒子的弹性碰撞与非弹性碰撞

粒子之間发生碰撞时如果没有发生内能的交换，便称为弹性碰撞，如果在碰撞的同时又发生了内能的交换，便称为非弹性碰撞。我們应用能量守恒定律和动量守恒定律来讨论这两种碰撞的情况。

(1) 弹性碰撞 先讨论质量为 m_1 速度为 v_1 的粒子碰撞质量为 m_2 而速度为零的粒子的情况。为讨论方便，我們称质量为 m_1 的粒子为第一粒子，质量为 m_2 的粒子为第二粒子。在碰撞以前的情况是质量各为 m_1, m_2 ，速度各为 $v_1, 0$ 。在碰撞以后的情况是质量仍为 m_1, m_2 ；速度为 V_1, V_2 。 m_2 与 m_1 之比以 K 表示， $\frac{m_2}{m_1} = K$ 。

(a) 如两者是中心碰撞，则由能量守恒定律与动量守恒定律可以求得碰撞后之速度为：

$$V_1 = v_1, V_2 = 0; \quad (1.1.1)$$

或者是：

$$V_1 = \frac{1-K}{1+K} v_1 = \frac{m_1-m_2}{m_1+m_2} v_1; \quad (1.1.2)_a$$

$$V_2 = \frac{2}{1+K} v_1 = \frac{2m_1}{m_1+m_2} v_1. \quad (1.1.2)_b$$

由此可得由第一粒子传给第二粒子的能量为

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_2 V_2^2 &= \frac{1}{2} m_2 v_1^2 \left(\frac{2m_1}{m_1+m_2} \right)^2 = \frac{4m_1 m_2}{(m_1+m_2)^2} \cdot \frac{m_1 v_1^2}{2} \\ &= \frac{4K}{(1+K)^2} E_1. \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

其中 $E_1 = \frac{m_1 v_1^2}{2}$ = 碰撞粒子原来的能量。

若以 f 代表由第一粒子传至第二粒子的能量的分数，则

$$f = \frac{\frac{1}{2} m_2 V_2^2}{E_1} = \frac{4K}{(1+K)^2}. \quad (1.1.4)$$

由此式可看出，如果 $m_1 = m_2$ ，则 $f = 1$ 。因此第一粒子的全部能量传给第二粒子，经碰撞之后，前者停下来，后者以前者原来的速度运动。如果 m_1 比 m_2 小得很多，则 $f \approx 0$ ，因此第一粒子所传给第二粒子的能量可以忽略不计，碰撞之后 m_2 差不多不动。

(b) 如果不是中心碰撞，即碰撞后两粒子有一个偏转角度，如图(1.1)，则同样由能量守恒定律和动量守恒定律，可得碰撞后两者的速度 V_1 和 V_2 为：

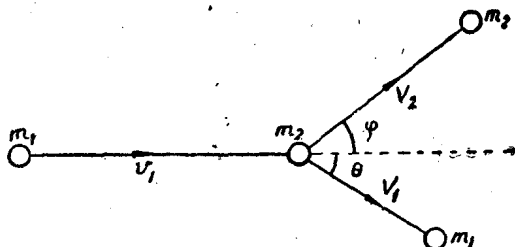


图 (1.1)

$$V_1 = \frac{\cos\theta \pm \sqrt{K^2 - \sin^2\theta}}{1+K} v_1, \quad (1.1.5)$$

$$V_2 = \frac{2\cos\phi}{1+K} v_1, \quad (1.1.6)$$

$$\tan\theta = \frac{2K \sin\phi \cos\phi}{1 - K \cos 2\phi} = \frac{K \sin 2\phi}{1 - K \cos 2\phi}. \quad (1.1.7)$$

在(1.1.5)式中，当 K 等于或者大于 1 时用正号，当 K 小于 1 时用负号，如 $K = 1$ ，则

$$\tan\theta = \frac{2\sin\phi\cos\phi}{1-\cos2\phi} = \cot\phi = \tan\left(\frac{\pi}{2}-\phi\right),$$

故
$$\theta + \phi = \frac{\pi}{2},$$

即碰撞后兩粒子軌迹的夾角等於 90° 。

由第一粒子傳給第二粒子的能量 $\frac{1}{2}m_2V_2^2$ 則等於

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m_2V_2^2 &= \frac{1}{2}m_1v_1^2 - \frac{1}{2}m_1V_1^2 \\ &= m_1v_1^2 \frac{K + \sin^2\theta + \cos\theta\sqrt{K^2 - \sin^2\theta}}{(1+K)^2}. \end{aligned} \quad (1.1.8)$$

由此可見，如果 $K=1$ ，則第一粒子傳給第二粒子的能量為 $E_1\sin^2\theta$ 。如果 $K \gg 1$ 則第一粒子傳給第二粒子的能量為

$$E_1 \frac{2(1-\cos\theta)}{K}.$$

由此式可知當 $\theta=\pi$ 時 m_1 傳給 m_2 的能量為最大，即等於

$$4\frac{E_1}{K}.$$

(2) 非彈性碰撞 和前面一樣，設質量為 m_1 的粒子以速度 v_1 碰撞着質量 m_2 而靜止着的粒子，同時質量為 m_1 的粒子的一部分能量轉化為質量為 m_2 的粒子的內能 W 。例如一個電子碰撞一個原子并傳給原子以位能 W 而使之發生游離。仍稱質量為 m_1 的粒子為第一粒子，質量為 m_2 的粒子為第二粒子。

我們只考慮粒子是中心碰撞時的情況。和前面一樣利用能量和動量守恆定律，并引入符號 $y = \frac{2W}{m_1}$ 。可解得

$$V_1 = \frac{1 - K\sqrt{1 - y(1+K)}}{1+K} v_1. \quad (1.1.9)$$

欲使 V_1 有适当的值, 则上式必须是一实数, 根号内之值必须为正号, 因此必定有

$$y \leq \frac{Kv_1^2}{1+K},$$

即

$$W \leq \frac{m_1 v_1^2}{2} \cdot \frac{K}{1+K}. \quad (1.1.10)$$

因而在两粒子之间交换的最大内能为

$$W_{\max} = \frac{K}{1+K} \frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{m_1 v_1^2}{2}. \quad (1.1.11)$$

由此可见由第一粒子的初动能转换为第二粒子的内能 W 最多等于前者的初动能的 $\frac{K}{1+K}$ 。例如一个电子碰撞一个氢原子时, 则转化为氢原子的内能的量最多等于 $\frac{1840}{1841}$ 倍电子的初动能, 假如是一个正离子碰撞一个氢原子则转化为氢原子的内能的最多, 只有正离子的初动能的 $\frac{1}{2}$ 倍。

§ 1.2. 气体粒子的激发与游离

原子外壳的电子由其原来的能级跳跃到较高的能级便称为激发。如果在一个原子中移去一个电子, 而使原子成为带正电荷的离子这过程便称为游离, 因为在原子最外层的电子与原子核的结合力最小, 所以当原子受到碰撞而得到能量时这个最外层的电子最容易跳出来。也就是说, 使原子发生游离时所跳出来的电子是在最外层的价电子。使原子发生游离的一般是由于电子碰撞, 正离子碰撞或者是吸收一个量子的辐射能量所引起。在这里我们只讨论由于电子碰撞和正离子碰撞所引起的游离。

由波尔 (Bohr) 的原子理论, 我们知道原子能级不是连续的, 而是分为 $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ 等状态, 其中以最低能级 E_1 为正常状态。如果我们要激发一个原子, 使其从能级为 E_1 的状态变为能级

为 E_m 的状态,就必须給以能量 $E_m - E_1$ 。假设是由于电子碰撞而激发,则激发所須的能量是来自电子的动能。因此要利用电子碰撞使原子从能級为 E_1 的状态激发到能級为 E_m 的状态,则电子最少必須具有动能

$$\frac{1}{2}mv^2 = E_m - E_1. \quad (1.2.1)$$

如果使电子具有动能为 $\frac{1}{2}mv^2$ 的电位为 V_e , 则 $\frac{1}{2}mv^2 = eV_e$; e 为电子的电荷量,故:

$$eV_e = E_m - E_1, \quad (1.2.2)$$

由此可知,要使气体原子激发,則必須有适当的能量 eV_e , 这个能量用电子伏特为单位, V_e 即称为激发电位。

受激发后的原子并不是永远停留在能量为 E_m 的激发状态,而是很快地又回复到能量为 E_1 的正常状态。停留在激发状态的时间非常短暂,只有 10^{-8} 秒的时间。原子由激发状态回到正常状态时,是以辐射光量子的形式放出原来所吸收的能量,这个能量是

$$h\nu = E_m - E_1, \quad (1.2.3)$$

其中 h 是普朗克常数, ν 是辐射频率。

受激发后的原子, 如果不可能以辐射光量子的形式而自发地回复到正常状态的能級, 则所处的这种激发状态便称为亚稳状态, 处在亚稳状态的原子便称为亚稳原子。亚稳原子回复到正常状态可以有两种不同的过程: 一种过程是需要再借一次新的非弹性碰撞或是吸收相应的光量子, 使原子升到更高能級的状态, 再从这个新的能級辐射出光量子而回复到正常状态。还有一种过程就是当亚稳原子和电子碰撞时, 亚稳原子把它的能量轉化为电子的动能, 而本身回复到正常状态。原子处在亚稳状态的暫留时间, 根据不同的状态而有所不同, 这个时间的数量級是 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} , 甚至 10^{-1} 秒。

假如 E_{∞} 是一个游离原子的能量, 而其正常状态为 E_1 , 则欲由一个电子来游离一个在正常状态的原子, 即从原子中撞出一个电子, 其所须的能量为

$$eV_i = E_{\infty} - E_1. \quad (1.2.4)$$

由此可知, 要使气体原子游离, 则必须有适当的能量 eV_i , V_i 即称为游离电位。

激发电位和游离电位可以用各种实验方法测量出来。

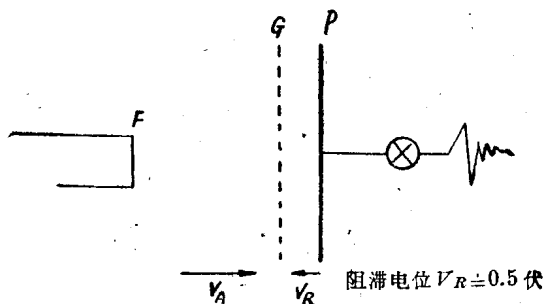
由(1.2.2)式和(1.2.3)式, 可知把原子由正常状态 E_1 激发到状态 E_m 所须的能量, 应该与由激发状态降到正常状态所辐射的能量相等, 即

$$eV = h\nu. \quad (1.2.5)$$

由此可得电位和辐射波长的关系, 如果 V 的单位为伏特, ν 的单位为埃则

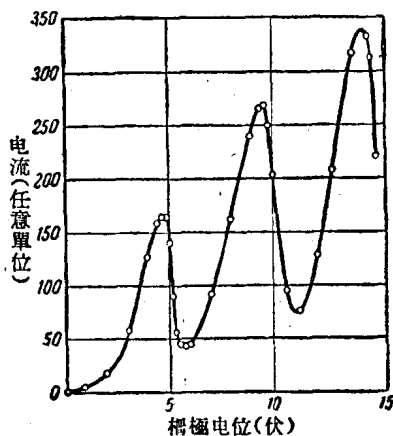
$$\begin{aligned} V &= \frac{h\nu}{e} = \frac{hc}{e\lambda} \\ &= \frac{6.624 \times 10^{-27} \times 3 \times 10^{10} \times 300}{4.803 \times 10^{-10} \times 10^{-8} \lambda} \approx \frac{12340}{\lambda}. \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

由光谱分析定出由原子辐射的波长 λ , 便可以精确地定出激发电位。但是在波尔的原子理论提出之前, 人们便已经用其他实验方法



图(1.2) 夫兰克和赫兹单栅极实验图。

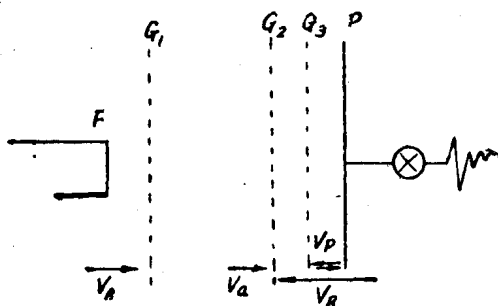
测定了激发电位和电离电位，首先提出实验的是夫兰克(Franck)和赫兹(Hertz)，他们所设计的仪器如图(1.2)所示。 F 为发射电子的灯丝， G 为栅极， P 为板极，在 F 与 G 之间加一可变的电压 V_A ，在 P 与 G 之间加一大约为0.5伏特的阻滞电压 V_R 。由灯丝 F 发射出来的电子被电位 V_A 加速至栅极 G ，电子通过 G 之后便被电位 V_R 阻滞。开始时流向板极 P 的电流随着 V_A 的增加而增加(F 的发射未达饱和)，但是当 V_A 增加至某一个临界值时，电流便反而随着 V_A 的增加而减少，这是因为电子在 G 附近发生非弹性碰撞而消耗了大部分能量，而剩下来的能量又不足以克服阻滞电位 V_R ，所以这些电子便落在 G 上。只有当 V_A 继续增加而直至电子经非弹性碰撞后所剩下来的能量足以克服 V_R 的阻滞作用时电流才能继续增加，但是当 V_A 增加至第一个临界值的倍数时，在 G 与 F 间(离 G



图(1.3) 夫兰克和赫兹用单栅极得出 Hg 的激发电位曲线。

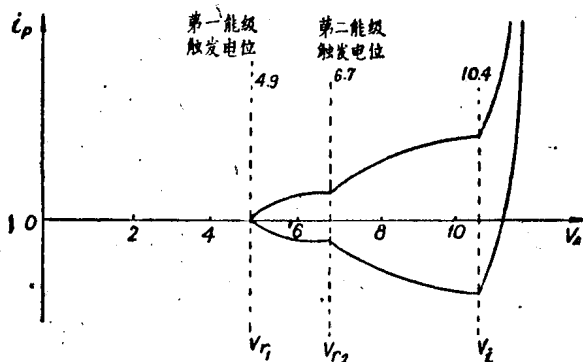
稍远处)的气体又被激发，电流又重新减少而后再增加。图(1.3)所示的是在水银蒸汽中实验得到的曲线。在此曲线中第一个高峰的电位(4.9伏特)便是水银分子的激发电位，下面每两个高峰之间的距离都是4.86伏特，也即都是水银分子的激发电位。

测量激发电位和游离电位的实验装置如图(1.4)所示， V_A 是一可变电电压， V_a 约0.1伏特， $V_R > (V_A + V_a)$ ， V_P 约2伏特其方向可以改换。这个实验可以将激发电位和游离电位区分开来，而且可以测出一个以上的激发电位。当 V_A 达到某一个临界值， G_1G_2



图(1.4)

之間的气体便被激发，如果 V_P 的方向是向 G_2 ，则当激发状态的原子向 P 辐射能量时， P 便发射出光电子，因此 P 中便有电流，其方向为正。如果 V_P 的方向与前相反，则激发原子辐射而使 G_2 发射的光电子流向 P ，于是 P 中又有电流但是其方向与前相反。当 V_A 增加到气体的游离电位时，在 G_1G_2 間所产生的正离子将不管 V_P 的方向如何，都将跑向板极 P ，因此电流都是增加。图(4.5)是在水银



图(1.5)

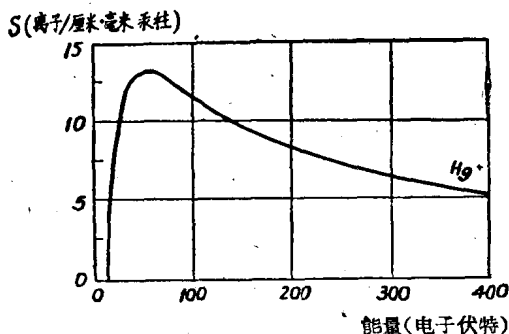
蒸汽中测得的曲线，由此曲线可得知水银原子第一能级的激发电位为 4.86 伏特，第二能级的激发电位为 6.7 伏特。而游离电位为 10.4 伏特。在上面两个实验中，横轴所取的电位读数已考虑到 F 与

G (或 G_1) 之间的接触电位差的修正, 否则从栅极 G 上所得的读数会比图中的数值低些。

§ 1.3. 激发几率与游离几率

由上面的实验可见当电子的能量比较低时, 不能激发气体原子, 也即电子与气体原子的碰撞只是弹性碰撞, 但是当电子的能量大于激发电位时, 电子与原子的碰撞是既有弹性碰撞也有非弹性碰撞, 即电子的能量不一定传给原子而使之激发。我们把电子激发原子的次数和电子碰撞原子的总次数的比例称为激发几率, 激发几率与电子的能量有关, 它是能量的函数, 这个函数称为激发函数。与激发几率及激发函数相似。电子与原子碰撞而发生游离时也有一定的游离几率和游离函数。很显然, 不论激发几率或游离几率, 它们的值都不大于 1。

在电子与原子发生碰撞游离的区域内, 如果没有电场存在, 则电子发生碰撞时所消失的能量很难得到补充, 因此使气体游离的可能性就要随着时间改变。一个电子在压力为 1 毫米水银柱的气体穿过 1 厘米距离时所游离的离子数称为微分游离系数, 一般是用 S 来表示, 它的单位是 [离子/厘米·毫米水银柱]。因为电子在



图(1.6) Hg 蒸汽中电子微分游离系数与能量关系。

碰撞时消耗能量的缘故，所以对于一个电子而言 S 也随着时间而改变。又因为在各种电子速度时，电离几率不同，所以 S 也与电子的速度有关。图 (1.6) 是水银蒸汽的微分游离系数与速度关系的曲线，速度以电位表示。由此图可以看出当电位为 40 电子伏特时 S 最大，当电位为 300 伏特时， S 便降至最大值的一半。 S 与电位 V 的关系可以用经验公式来表示，在 S 达到最大值之前此经验公式为：

$$S = a(V - V_i), \quad (1.3.1)$$

在 S 达到最大值以后，此经验公式为：

$$S = b(V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{c}} \quad (1.3.2)$$

其中 V_i 为气体的游离电位， a, b, c 为常数，这些常数与不同气体的性质有关。

§ 1.4. 正离子碰撞游离

气体粒子受正离子碰撞时是否会游离？由汤生的理论来看是会发生游离的，但是实验的结果，正离子碰撞发生游离的效果很小。

由粒子非弹性碰撞的公式 (2.2.11) 可以看出碰撞粒子的动能转换为被碰撞粒子的内能的最大值为 $\frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 v_1^2}{2}$ ，如果是电子碰撞原子，则差不多全部电子的动能都转换为原子的内能而使原子发生游离。但是当正离子与原子碰撞时，因为正离子的质量与原子的质量几乎相等，所以原子所得的内能最多只有正离子的动能的一半，因此在这种碰撞中原子不容易得到足够的内能使其发生游离。除此之外难以发生游离的另一个原因是正离子的速度很小，动能很小，碰撞的时间长。原子不容易从碰撞中吸取到足够的能量，在发生碰撞时电子的位置虽然有变动，但是并不脱离开原