

冉绍尔-汤森效应

洪宇宸* (学号: 181840084)¹

¹ 南京大学 物理学院

摘要: 1921 年, 冉绍尔用磁偏转法分离出单一速度的电子, 对极低能量 $0.75 \sim 1.1\text{eV}$ 的电子在各种气体中的平均自由程做了研究, 发现气体原子的弹性散射截面或电子平均自由程在低能区都与碰撞电子的能量明显相关, 实验结果与经典理论给出的预言有很大差别。1922 年, 汤森和贝利也发现了类似的现象, 这种现象我们现在称之为冉绍尔-汤森效应。冉绍尔-汤森效应是量子力学理论极好的实验验证, 通过该实验, 可以了解电子碰撞管的设计原则, 掌握电子与原子的碰撞规律和测量原子散射截面的方法, 测量低能电子与气体原子的散射几率以及有效弹性散射截面与电子速度的关系。

关键词: 冉绍尔-汤森效应, 弹性散射截面, 电子散射概率, 电子能量

1 引言

1921 年德国物理学家冉绍尔 (C.Ramsäuer) 在研究低能电子的平均自由程时发现: 在惰性气体中, 当电子能量降到几个电子伏特时, 气体原子和电子弹性碰撞的散射截面 Q (它与平均自由程 $\bar{\lambda}$ 成反比) 迅速减小; 当电子能量为 1 电子伏特时, Q 出现极小值, 而且接近 0。如果继续减少电子能量, 则 Q 迅速增大, 这说明弹性散射截面与电子能量密切相关。

1922 年英国物理学家汤森 (J. S. Townsend) 把电子能量进一步降低, 用另外的方法研究平均自由程随电子速度变化的情况, 亦发现类似的现象。随后, 冉绍尔用实验证实了汤森的结果。后来, 把气体原子的弹性散射截面在低能区与碰撞电子能量密切相关的现象称为冉绍尔-汤森效应。

冉绍尔-汤森效应在当时无法解释, 因为经典的分子气体运动论把电子看作质点, 把气体原子看作刚性小球, 它们之间碰撞的散射截面只决定于原子的尺寸, 而与电子的运动速度无关。只有德布罗意波粒二象性假设和量子力学建立后, 这种效应猜得到圆满的理论解释。因此冉绍尔-汤森效应成为量子力学理论极好的实验佐证。

2 实验仪器

FD-RTE-A 型冉绍尔-汤森效应实验仪 (主机两台, 一台为电源组, 一台为微电流计和交流测量装置), 电子碰撞管, 低温容器 (含液氮), 双踪示波器

3 实验目的

1. 了解电子碰撞管的设计原则, 掌握电子与原子的碰撞规则和测量的原子散射截面的方法
2. 测量低能电子与气体原子碰撞的散射几率 P_s 与电子速度的关系。
3. 测量气体原子的有效弹性碰撞截面 Q 与电子速度的关系, 测定散射截面最小时的电子能量
4. 验证冉绍尔-汤森效应, 并学习用量子力学理论加以解释

4 实验内容

4.1 实验项目

1. 了解电子碰撞管的设计原则, 掌握电子与原子的碰撞规则和测量的原子散射截面的方法
2. 测量低能电子与气体原子碰撞的散射几率 P_s 与电子速度的关系。
3. 测量气体原子的有效弹性碰撞截面 Q 与电子速度的关系, 测定散射截面最小时的电子能量

*Email: 181840084@smail.nju.edu.cn

4.2 注意事项

- 使用玻璃杜瓦瓶时, 应避免骤冷骤热。例如, 灌注低温液体时, 开始要慢; 热的实验装置不要触碰冷玻璃壁。同时, 还应该避免尖角划伤玻璃, 否则该处遇冷时容易破裂。
- 盛有低温液体的杜瓦容器真空夹层的封口必须保护好, 切不可突然打开或充入过量的气体, 否则由于绝热破坏, 容器内液体迅速蒸发, 有可能造成事故。
- 不要低温液氮触及人体, 否则会造成冻伤。
- 将电子碰撞管浸入液氮时, 注意不要将管子金属底座浸入液氮, 以防管子炸裂。
- 为了保证室温下和低温下两种测量条件下阴极的发射情况基本一致, 应该保证加速电压 $E_a = 1V$ 时, 使得 $I_p + I_s = I_p^* + I_s^*$ 。
- 液氮是窒息性气体, 应保持实验室有良好的通风。
- 所有盛低温液体的容器都不能完全封死, 必须留有供蒸汽逸出的孔道, 否则由于不可避免的外界露热使低温液体逐渐气化, 容器中的压强将逐渐升高, 最后会导致装置损坏或者爆炸。实验结束时尤其不可疏忽大意, 一定要把可能存有低温液体的密封器件的封口打开。

4.3 实验过程

4.3.1 交流测量

测量线路如图 5 所示, 仪器连接如图 6 所示。

1. 理解图 5 所示的线路图, 按照图 6 所示, 将两台 FD-RTE-A 冉绍尔-汤森效应实验仪主机和电子碰撞管以及双踪示波器相连。

2. 打开主机和示波器电源, 调节电子碰撞管阴极电源“ E_h ”至“2V”左右, (灯丝的正常的工作电压为 6.3V, 实验中应该降压使用, 例如 2V 或者 3V), 补偿电压“ E_c ”先调节至“0V”。

3. 示波器触发源选“外接”, 触发耦合选择“AC”, 选 CH1, CH2“双踪”观察方式, 置 CH1 为“AC”耦合, “50mV”或者“100mV”档。置 CH2 为“AC”耦合, “50mV”或者“100mV”档。

4. 调节电位器“ADJUST1”可以改变交流加速电压的幅度, 调节电位器“ADJUST2”的大小, 改变示波器 x 轴的扫描幅度。这时可以在示波器上定性观察到电流 I_p 和 I_s 与加速电压的关系。

5. 注意: 此时的加速电压不宜过大, 否则气体原子将被电离, 使管流急剧增加, 此时应将加速电压降低到气体原子的电离电位以下 (氙的电离电位约为 12.13V)。

6. 保温杯中注入液氮, 把碰撞管下部约 1/2 浸入液氮 (注意: 电子碰撞管应该缓慢浸入液氮, 以避免管壳突然受冷而爆裂), 示波器观察 S 板和 P 板电流的变化, 并与室温下曲线做比较, 思考变化的原因。

4.3.2 直流测量

测量线路如图 7 所示, 仪器连接如图 8 所示。

1. 在前面交流测量冉绍尔-汤森效应实验的基础上 (即保证示波器观察到的波形符合实验要求), 理解图 7 所示的电路图, 直流测量冉绍尔-汤森效应实验。按照图 8 所示的仪器连接图, 将两台 FD-RTE-A 型冉绍尔-汤森效应实验仪主机和电子碰撞管相连。

2. 首先打开 FD-RTE-A 型冉绍尔-汤森效应实验仪微电流计主机, 调节微电流计“CURRENT I_p MEASURE”和“CURRENT I_s MEASURE”的调零电位器, 将示值全部调节为“0.000” (注意此时应该将两个换档开关全部置于最小, 即左边“CURRENT I_p MEASURE”置于“ $2\mu A$ ”档, 右边“CURRENT I_s MEASURE”档置于“ $20\mu A$ ”档)。

3. 打开 FD-RTE-A 型冉绍尔-汤森效应实验仪电源组主机电源开关, 将灯丝电压“ E_h ”调至“2.000V”, 直流加速电压“ E_a ”和补偿电压“ E_c ”全部调节至“0.000V”。

4. 调节 FD-RTE-A 型冉绍尔-汤森效应实验仪电源组主机电源上的直流加速电压“ E_a ”旋钮 (往负电压调节), 等到微电流计主机上两个表头示值全部为“0.000”时, 把碰撞管下部约 1/2 浸入液氮 (注意: 电子碰撞管应该缓慢浸入液氮, 以避免管壳突然受冷而爆裂), 调节“ E_a ”旋钮观察微电流计两个表头是否同时有电流出现。如果不是同时出现电流, 适当改变补偿电压“ E_c ”的值, 再调节直流加速电压“ E_a ”旋钮观察此时是否两个微电流计是否同时有电流 (注意此时保证电子碰撞管约 1/2 浸入液氮), 如果同时有电流, 记录此时的补偿电压值的大小, 后面测量中固定此补偿电压值。如果仍旧不是同时有电流, 重复以上过程, 直至达到上述要求。

5. 低温下 (液氮温度 77K), 即将电子碰撞管下半部分浸入液氮, 从 0 — 10V 逐渐增加加速电压 (2V 以下每隔 0.1V 记录一次数据, 2V-3V 可以每隔 0.2V 测量, 以后每隔 0.5V 测量), 列表记录每一点对应的电流 I_p 和 I_s 的大小 (具体参照实验数据例)。

6. 将电子碰撞管从保温杯中取出, 将保温杯中剩余的液氮注入大的液氮杜瓦瓶中, 等到电子碰撞管恢复到室温情况, 调节加速电压为零, 此时为保持阴极温度不变, 改变灯丝电压的大小, 使得在加速电压 $E_a = 1V$ 的情况下 $I_p + I_s = I_p^* + I_s^*$, 这是因为在加速电压为 1V 时的散射几率最小, 最接近真空的情况。

7. 参照室温下的情况, 逐渐增加加速电压, 列表记录每一点对应的电流 I_p 和 I_s 的大小。做 $P_s \sim E_a$ 的关系图, 测量低能电子与气体原子的散射几率随着电子能量变化的关系。

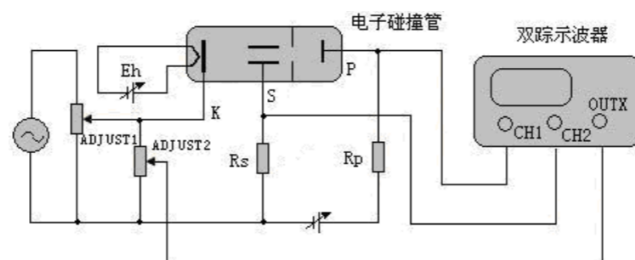


图 5 交流测量冉绍尔-汤森效应实验线路图

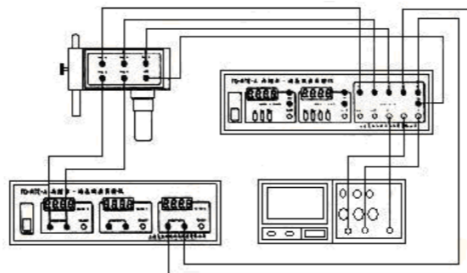


图 6 交流测量冉绍尔-汤森效应实验仪器连接图

图 1: 交流测量实验图

测量线路如图 7 所示，仪器连接如图 8 所示。

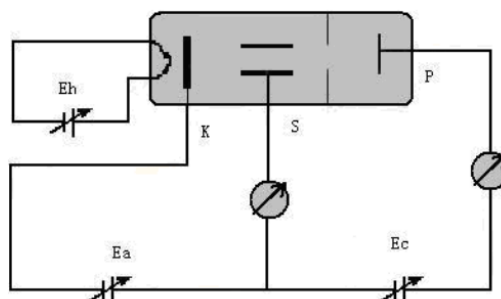


图 7 直流测量冉绍尔-汤森效应实验线路图

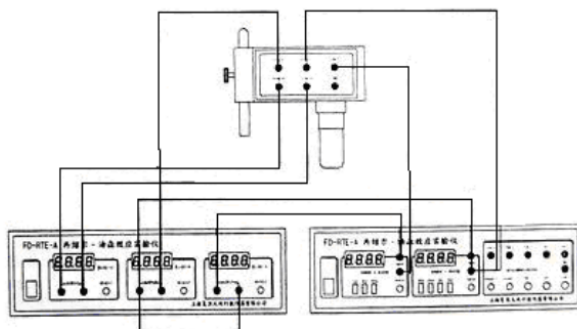


图 8 直流测量冉绍尔-汤森效应实验仪器连接图

图 2: 直流测量实验图

5 实验原理

5.1 理论原理

冉绍尔在研究极低能量电子 (0.75eV—1.1eV) 的平均自由程时, 发现氩气中电子自由程比用气体分子运动论计算出来的数值大得多。后来, 把电子的能量扩展到一个较宽的范围内进行观察, 发现氩原子对电子的弹性散射总有效截面 Q 随着电子能量的减小而增大, 约在 10eV 附近达到一个极大值, 而后开始下降, 当电子能量逐渐减小到 1eV 左右时, 有效散射截面 Q 出现一个极小值。也就是说, 对于能量为 1eV 左右的电子, 氩气竟好像是透明的。电子能量小于 1eV 以后 Q 再度增大。此后, 冉绍尔又对各种气体进行了测量, 发现无论哪种气体的总有效散射截面都和碰撞电子的速度有关。并且, 结构上类似的气体原子或分子, 它们的总有效散射截面对电子速度的关系曲线 $Q = F(\sqrt{V})$ (V 为加速电压值) 具有相同的形状, 称为冉绍尔曲线。图 1 为氙 (Xe), 氪 (Kr), 氩 (Ar) 三种惰性气体的冉绍尔曲线。图中横坐标是与电子速度成正比的加速电压平方根值, 纵坐标是散射截面 Q 值, 这里采用原子单位, 其中 a_0 为原子的玻尔半径。图中右方的横线表示用气体分子运动论计算出的 Q 值。显然, 用两个钢球相碰撞的模型来描述电子与原子之间的相互作用是无法解释冉绍尔效应的, 因为这种模型得出的散射截面与电子能量无关。要解释冉绍尔效应需要用到粒子的波动性质, 即把电子与原子的碰撞看成是入射粒子在原子势场中的散射, 其散射程度用总散射截面来表示。

$$\psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}, k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (5.1)$$

下求薛定谔方程, 是可以给出试验曲线相吻合的 $Q = F(\sqrt{V})$ 理论曲线的。对于氩, 氪, 氩原子来说, 的确能够得到在 1eV 附近, 散射截面取极小值的结果。 $V(r)$ 究竟取什么形式合适, 取决于将所设的 $V(r)$ 代入薛定谔方程, 看能否对冉绍尔曲线做解释。最为简化的一个模型是一维方势阱。解一维薛定谔方程可以得出, 对于一个给定的势阱 V_0 , 当入射例子的能量满足以下条件时:

$$k'a = n\pi \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.2)$$

$$k' = \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

或者说当势阱宽度是入射粒子半波长的整数倍时, 便发生共振透射现象。按照这个模型, 在散射截面—电子能量关系曲线中, 随着电子能量的改变, 散射界面应该周期性地出现极小值。实际情况并非如此, 氩, 氪, 氩的冉绍尔曲线, 只在 1eV 附近出现了一个极小值。如果把惰性气体的势场看成是一个三维方势阱, 则可以定性地说明冉绍尔曲线的形状。

在三维方势阱下,

$$V(r) = \begin{cases} -V_0, & r < a \\ 0, & r > a \end{cases} \quad (5.3)$$

由于 $V(r)$ 只与电子和原子之间的相对位置有关而与角度无关, 所以 $V(r)$ 为中心力场。对于中心力场, 波函数可以表示为具有不同角动量 l 的各入射波与出射波的相干叠加。对于每一个 l 称为一个分波, 中心力场 $V(r)$ 的作用是使它的径向部分产生一个相移, 而总散射截面为:

$$Q = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (5.4)$$

计算总散射截面的问题归结为计算各分波的相移 δ_l , 它可以通过解径向方程:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} R_l \right) + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - V(r) \right] R_l = 0 \quad (5.5)$$

来求出:

$$R_l \xrightarrow{kr \rightarrow \infty} \frac{1}{kr} \sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right), l = 0, 1, 2, \dots; \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (5.6)$$

低能散射可只考虑 $l=0$ 的分波的相移 δ_0 :

$$Q_0 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 \quad (5.7)$$

可见, 对于非零的 k , 当 $\delta_0 = \pi$ 时, $Q_0 = 0$, 这就是说, 当 $l=0$ 的分波过零而高 l 分波的截面 Q_1, Q_2, \dots, Q_n 又非常小时, 总散射截面就可能显示出一个极小值。另一方面, $l=0$ 时, 由式(5.6)可以得到 $\delta_0 = \pi$ 的条件为:

$$\tan(k'a) \approx k'a, k' \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} \quad (5.8)$$

由此可见, 调整势阱参数 V_0 和 a , 可以使入射粒子能量为 1eV 时散射截面出现一个极小值, 即出现共振透射现象。而当能量逐渐增大时, 高 l 分波的贡献便成为不可忽略的, 在这种情况下需要解 $l \neq 0$ 时的方程式(5.6)。各 l 分波相移的总和使 Q 值不再出现类似一维情形的周期下降, 这样三维方势阱模型定性的说明了冉绍尔曲线。更精确的计算散射截面, 需要用到哈特里—福克 (Hartree-Fock) 自洽场方法, 这里不再详述, 从上面的论述可以看出, 从弹性散射截面对电子能量关系的分析中, 我们可以得到有关原子势场的信息。

5.1.1 散射几率、散射截面与平均自由程之间的关系

当入射粒子 A 穿过由 B 粒子组成的厚度为 dz 的靶时，若其平均自由程为 $\bar{\lambda}$ ，则其散射几率为：

$$P_s = \frac{dz}{\bar{\lambda}} \quad (5.9)$$

另一方面，若靶粒子的体密度为 n ，单个靶粒子的散射截面为 Q ，入射例子穿过该靶时的散射几率又可表示为：

$$P_s = nQ dz \quad (5.10)$$

由以上两式，显然有：

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{nQ} \quad (5.11)$$

在本实验中，当电子能量约为 1eV 时，散射截面出现极小值，电子的平均自由程出现极大值，入射电子径直穿过势阱，犹如不存在原子一样，原子对电子是透明的，这种现象称为共振透射。

密度为 $N(z)$ 的入射例子，经过由 B 例子组成的厚度为 dz 的靶散射后，出射粒子密度的减小量为：

$$\begin{aligned} -dN(z) &= P_s N(z) \\ &= \frac{dz}{\bar{\lambda}} N(z) = nQ N(z) dz \end{aligned} \quad (5.12)$$

取不定积分，得：

$$N(z) = ce^{-nQz} = ce^{-z/\bar{\lambda}} \quad (5.13)$$

设 $z = 0$ 处的入射粒子密度为 N_0 ，则：

$$N(z) = N_0 e^{-nQz} = N_0 e^{-z/\bar{\lambda}} \quad (5.14)$$

于是求得密度为 N_0 的入射例子穿过厚度为 z 的靶时，散射几率为：

$$P_s = \frac{N_0 - N(z)}{N_0} = 1 - e^{-nQz} = 1 - e^{-z/\bar{\lambda}} \quad (5.15)$$

n 代表了单位体积内所有靶粒子对于碰撞的总贡献。当靶粒子密度 n 一定时，散射截面 Q 则是决定散射几率的因子。对于给定温度和气体的气体，其总散射截面为 (k 为玻尔兹曼常数)：

$$Q = \frac{-kT}{pz} \ln(1 - P_s) \quad (5.16)$$

5.2 测量原理

测量气体原子对电子的总散射截面的方法很多，装置也各式各样。如图 2 所示，为充氩电子碰撞管的结构示意图，管子的屏极 S(Shield) 为盒状结构，中间由一片开有矩形孔的隔

板把它分成左右两个区域。左面区域的一端装有圆柱形旁热式氧化物阴极 K(Kathode)，内有螺旋式灯丝 H(Heater)，阴极与屏极隔板之间有一个通道式栅极 G (Grade)，右面区域是等电位区，通过屏极隔离板孔的电子与氩原子在这一区域进行弹性碰撞，该区内的板极 P (Plate) 收集未能被散射的透射电子。

图 3 为测量气体原子总散射截面的原理图，当灯丝加热后，就有电子自阴极逸出，设阴极电流为 I_K ，电子在加速电压的作用下，有一部分电子在到达栅极之前，被屏极接收，形成电流 I_{s1} ；有一部分穿越屏极上的矩形孔，形成电流 I_0 ，由于屏极上的矩形孔与板极 P 之间是一个等势空间，所以电子穿越矩形孔后就以恒速运动，受到气体原子散射的电子则到达屏极，形成散射电流 I_{s2} ；而未受到散射的电子则到达板极 P，形成板流 I_P ，因此有：

$$I_K = I_0 + I_{s1} \quad (5.17)$$

$$I_s = I_{s1} + I_{s2} \quad (5.18)$$

$$I_0 = I_P + I_{s2} \quad (5.19)$$

电子在等势区内的散射概率为：

$$P_s = 1 - \frac{I_P}{I_0} \quad (5.20)$$

从上面论述可知， I_P 可以直接测得，而 I_0 需要用间接方法测定。几何因子 f 定义为：

$$f = \frac{I_0}{I_{s1}} \quad (5.21)$$

$$P_s = 1 - \frac{I_P}{f I_{s1}} \quad (5.22)$$

几何因子 f 是由电极间相对张角及空间电荷效应所决定，即 f 与管子的几何结构及所用的加速电压、阴极电流有关。为了测量几何因子 f ，我们把电子碰撞管的管端部分浸入温度为 77K 的液氮中，这时，管内掉气体冻结，在这种低温状态下，气体原子的密度很小，对电子的散射可以忽略不计，几何因子 f 就等于这时的板流 I_P^* 与屏流 I_{s1}^* 之比，即：

$$f = \frac{I_P^*}{I_{s1}^*} \quad (5.23)$$

若此时阴极电流和加速电压保持与之前相同，那么上式中的 f 与式(5.22)中的相等，因此有：

$$P_s = 1 - \frac{I_P I_{s1}^*}{I_{s1} I_P^*} \quad (5.24)$$

由式(5.18)和式(5.19)可得：

$$I_s + I_P = I_{s1} + I_0 \quad (5.25)$$

由式(5.21)和式(5.23)得到:

$$I_0 = I_{s1} \frac{I_P^*}{I_s^*} \quad (5.26)$$

联立以上两式, 得:

$$I_{s1} = \frac{I_s^*(I_s + I_P)}{I_s^* + I_P^*} \quad (5.27)$$

于是最终得到散射几率公式:

$$P_s = 1 - \frac{I_P(I_s^* + I_P^*)}{I_P^*(I_s + I_P)} \quad (5.28)$$

电子总有效散射截面 Q 和散射几率有如下的简单关系:

$$P_s = 1 - \exp(-QL) \quad (5.29)$$

其中 L 为屏极隔离板矩形孔到极板之间的距离。由以上两式得到:

$$QL = \ln \left(\frac{I_P^*(I_s + I_P)}{I_P(I_s^* + I_P^*)} \right) \quad (5.30)$$

因为 L 为一个常数, 所以由实验数据做 $\ln \left(\frac{I_P^*(I_s + I_P)}{I_P(I_s^* + I_P^*)} \right) \sim \sqrt{E_c}$ 的关系曲线, 即可以得到电子总有效散射截面与电子速度的关系。

6 数据处理

实验数据可整理为如下表格1:

实验中灯丝电压为 $E_h = 2.00V$, 补偿电压为 $E_c = 2.25V$
由以上数据可以画出三个关系图:

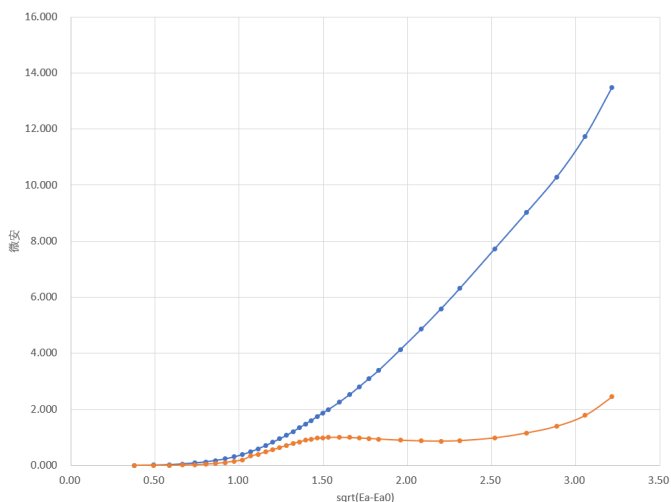


图 3: 极板电流与加速电压的关系

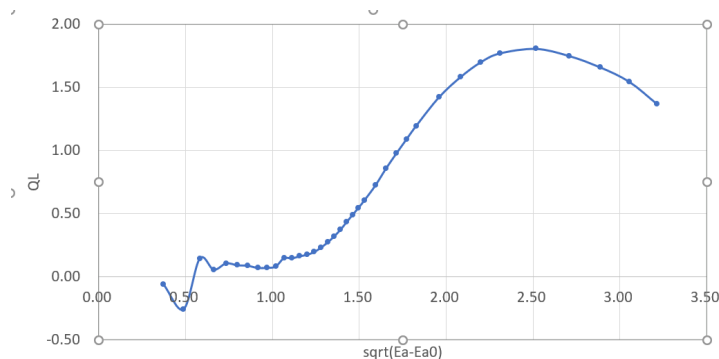


图 4: 总有效散射截面与加速电压的关系

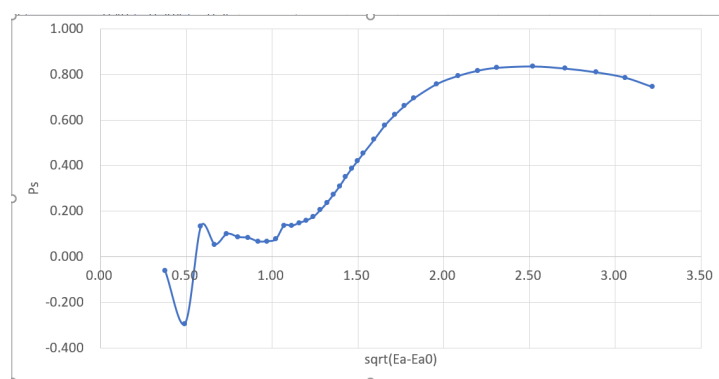


图 5: 电子散射概率与加速电压的关系

7 实验总结与分析

图3显示了实验中极板电流与加速电压的关系。图4与图5分别显示了总有效散射截面与加速电压的关系和电子散射概率与加速电压的关系, 可以看出电子散射概率和总有效散射截面与电子的运动速度密切相关, 电子能量降到 6eV 左右时, 散射截面达到极大值; 进一步降低电子能量, 散射截面急剧减小, 当减小到 1eV 左右时, 散射截面出现极小值, 气体原子呈现出所谓的“透明”现象, 即理论中给出的共振透射现象。但也正是这两个图直观地反映了前两组实验数据的错误——散射概率是负的! 但曲线的整体趋势和极大、极小值(散射概率和散射截面)的位置与真实情况是相符合的。经过简单分析我发现有以下几种原因可能导致了这种错误以及实验误差。

- 仪器所给的补偿电压不准确。本实验中, 因考虑到栅极与接收板之间的散射, 有接触电势差的存在, 需要额外加一个补偿电压将其对加速电压的不良影响抵消。运用边手动调节, 边观测示波器显示屏信号的方法, 达到了一定的补偿效果, 但仍有一些不足。这些不足可能正体现在直流测量的实验中。
- 所用仪器的初始加速电压并非为-0.34eV。
- 当加速电压很小时, 也即电子能量很小时(小于 1eV), 屏极电流和板极电流的数值都很小, 可能是仪器测量得

表 1: 室温和液氮温度下测量加速电压与板极电流、栅极电流的关系 ($E_{a0} = -0.34V$)

$E_a(V)$	$I_P^*(\mu A)$	$I_s^*(\mu A)$	$I_P(\mu A)$	$I_s(\mu A)$	$\sqrt{E_a - E_{a0}^1}$	P_s	QL
-0.20	0.007	0.05	0.003	0.02	0.37	-0.062	-0.06
-0.10	0.013	0.13	0.004	0.03	0.49	-0.294	-0.26
0.00	0.028	0.36	0.006	0.09	0.58	0.134	0.14
0.10	0.057	1.03	0.012	0.23	0.66	0.054	0.06
0.20	0.089	2.08	0.023	0.60	0.73	0.100	0.11
0.30	0.128	3.58	0.042	1.29	0.80	0.087	0.09
0.40	0.178	5.65	0.068	2.36	0.86	0.083	0.09
0.50	0.232	8.06	0.104	3.88	0.92	0.067	0.07
0.60	0.305	11.33	0.149	5.95	0.97	0.068	0.07
0.70	0.387	15.03	0.199	8.39	1.02	0.077	0.08
0.80	0.485	19.54	0.329	15.40	1.07	0.136	0.15
0.90	0.596	25.10	0.401	19.60	1.11	0.136	0.15
1.00	0.710	31.10	0.482	24.90	1.16	0.149	0.16
1.10	0.828	37.90	0.560	30.60	1.20	0.159	0.17
1.20	0.952	45.40	0.638	37.10	1.24	0.177	0.19
1.30	1.070	52.80	0.715	44.60	1.28	0.206	0.23
1.40	1.205	61.40	0.782	52.50	1.32	0.237	0.27
1.50	1.338	70.20	0.843	61.20	1.36	0.274	0.32
1.60	1.472	79.40	0.895	70.40	1.39	0.310	0.37
1.70	1.605	88.70	0.937	80.30	1.43	0.351	0.43
1.80	1.741	98.70	0.968	90.20	1.46	0.387	0.49
1.90	1.876	108.90	0.987	99.60	1.50	0.421	0.55
2.00	1.990	119.50	1.000	110.60	1.53	0.453	0.60
2.20	2.250	141.50	1.005	131.20	1.59	0.514	0.72
2.40	2.520	163.70	0.995	153.70	1.66	0.576	0.86
2.60	2.810	188.10	0.979	175.60	1.71	0.623	0.98
2.80	3.100	213.00	0.961	197.70	1.77	0.663	1.09
3.00	3.380	236.00	0.942	219.00	1.83	0.697	1.19
3.50	4.140	300.00	0.900	273.00	1.96	0.759	1.42
4.00	4.870	366.00	0.875	323.00	2.08	0.794	1.58
4.50	5.590	434.00	0.869	373.00	2.20	0.817	1.70
5.00	6.310	506.00	0.885	421.00	2.31	0.830	1.77
6.00	7.720	658.00	0.983	515.00	2.52	0.836	1.81
7.00	9.030	820.00	1.161	612.00	2.71	0.826	1.75
8.00	10.290	988.00	1.402	714.00	2.89	0.810	1.66
9.00	11.740	1141.00	1.786	820.00	3.06	0.787	1.54
10.00	13.480	1295.00	2.450	932.00	3.22	0.746	1.37

不够精确；也有可能时在电子能量还很小的时候，屏流和板流的数据会快速跳变，相对误差较大，而我没有等到计数稳定下来就记录了数据。

- 实验说明书里的实验过程是先测低温下的数据，而后待电子碰撞管恢复至室温，测量 $E_a = 1\text{eV}$ 时的数据，这时需要调节灯丝电压以确保 $I_P + I_s = I_P^* + I_s^*$ 。而我为了省去电子碰撞管恢复至室温的时间，将测量顺序颠倒了，并且略去了调节灯丝电压的步骤，以致阴极温度发生变化，使得 $E_a = 1\text{eV}$ 时， $I_P + I_s$ 与 $I_P^* + I_s^*$ 相差较大，很可能是这一步骤的忽略导致实验中误差较大，因为这个步骤可以保证室温、低温下实验中的几何因子 f 近似保持不变。
- 极低温条件下电子与氩原子仍然存在微弱碰撞，几何因子 f 在加速电压小于 1eV 或 1eV 附近时不是稳定值，所以导致了室温、低温下实验中的 f 因子不一致，使得 P_s 公式失去了准确的意义，这是本实验实验原理上的误差。
- 电子碰撞管浸入液氮的深度不恰当，没有观察到充分的“二次沸腾”现象，也就是刚开始时，电子碰撞管里的氩气还没降到液氮温度，而此时我已经开始记录数据，导致前两组数据中 I_s^* 偏大，因此时温度还不够低，氩原子对电子仍有一定的散射几率。而之后氩气逐渐降到真正的液氮温度，所测得的数据较为准确。

此外还可以尝试微调补偿电压，比较不同补偿电压下实验曲线的异同，探究补偿电压对实验的影响；可以改进测量补偿电压的方法以减小误差。

8 思考题

1. 影响电子实际加速电压值的因素有哪些？有什么修正方法？

影响电子实际加速电压值的因素有外界的电场、磁场、灯丝电压（电子进入阴极的初始动能）以及反射电压，阴极与屏极间的接触电势差还有电子在加速场中和气体分子的碰撞等等，为弥补这些影响因素对电子的影响，增加了一个补偿电压 $E_c = 0.34\text{V}$ ，也即 $E_{a0} = -0.34\text{V}$ 。

2. 仪器选用的电子碰撞管灯丝的工作电压为 6.3V ，实验中应该降压使用，例如 2V 或者 3V ，为什么？

实验中电子碰撞管灯丝正常使用时，自由电子获得的初速度较大，在与气体原子发生碰撞散射时，更多的自由电子能通过，而不是被散射，实验需要研究的是散射几率与电子能量的关系，这就需要自由电子的初速度小，即灯丝电压应小一点。通过改变加速电压的值来改变自由电子的能量，来研究电子能量与散射几率之间的关系。

3. 已知标准状态下氩原子的有效半径为 0.2nm ，按照经典气体分子运动论计算其散射截面及电子平均自由程，与实验结果比较，并进行讨论。

按经典气体分子运动论，分子散射截面：

$$Q = 4\pi r^2 = 5.027 \times 10^{-19} \text{m}^2 \quad (8.1)$$

平均自由程为（取室温为 15°C ，即 288K ；设氩气压强为大气压强。以上两个数据在实验中未测量，也未被告知）：

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2}Qp} = 5.535 \times 10^{-8} \text{m}, \text{ 其中 } p = 101\text{kPa} \text{ 为大气压强} \quad (8.2)$$

由式(5.16)与式(5.11)可以计算由实验数据所得 P_s 最大值和最小值相对应的散射截面和电子平均自由程。

排除前两组错误的数据（ P_s 为负数），设充氩电子碰撞管中屏蔽极隔离板矩形孔到极板的距离为 2mm （实验仪器未给出），大气压下氩原子数密度及电子平均自由程可由以下公式给出：

$$\begin{aligned} pV &= \nu kT \\ p &= \frac{mN_A}{V} kT \\ n &= \frac{p}{kT} \\ \bar{\lambda} &= \frac{kT}{pQ} \end{aligned}$$

实验中 P_s 最大值和最小值分别为 0.836 和 0.054 ，分别对应的散射截面为 $3.557 \times 10^{-23} \text{m}^2$ 和 $1.092 \times 10^{-24} \text{m}^2$ ，分别对应的电子平均自由程为 1.106mm 和 $3.604 \times 10^{-2} \text{m}$ 。经对比发现经典分子气体分子运动论计算的散射截面远大于实验值，说明量子效应（尤其在低能区）不可忽略。

4. 屏极隔板小孔以及板极的大小对散射概率和弹性散射截面的测量有何影响？

屏极隔板小孔越大，则可以穿过屏极隔板的电子数目越多，相对的被吸收的电子数目就会减少，则此时 f 值会增大，弹性散射概率会相应减小（从实验中数据可以看出， f 越大， P_s 越小）弹性散射界面会相应增大。反之， P_s 增大， Q 减小。板极越大， I_{s1} 导致 f 减小，则 P_s 会相应减小， Q 变大。

参考文献

- [1] 黄润生，沙振舜，唐涛. 近代物理实验[M]. 南京：南京大学出版社，2007：40-47.
- [2] 复旦. FD-RTE-A 型冉绍尔-汤森效应实验仪使用说明[J].

A 附录

以下图6和图7是原始数据。

$E_a(V)$	$I_p^*(\mu A)$	$I_s^*(\mu A)$	I_p	I_s	$\sqrt{E_a E_{a0}}$	P_s
$E_{a0} = -0.38V$						
-0.20	0.007	0.05	0.003	0.01		
-0.10	0.013	0.13	0.004	0.03		
0.00	0.028	0.36	0.006	0.09		
0.10	0.057	1.03	0.012	0.23		
0.20	0.089	2.08	0.023	0.60		
0.30	0.128	3.58	0.042	1.29		
0.40	0.178	5.65	0.068	2.36		
0.50	0.232	8.06	0.104	3.88		
0.60	0.305	11.33	0.149	5.95		
0.70	0.387	15.03	0.199	8.39		
0.80	0.485	19.54	0.329	15.4		
0.90	0.596	25.1	0.401	19.6		
1.00	0.710	31.1	0.482	24.9		
1.10	0.560	30.6	0.560	30.6		
1.20	0.638	37.2	0.638	37.1		
1.30	0.715	44.6	0.715	44.6		
1.40	0.782	52.5	0.782	52.5		
1.50	0.843	61.2	0.843	61.2		
1.60	0.895	70.4	0.895	70.4		
1.70	0.937	80.2	0.937	80.3		

图 6: 原始实验数据

1.80	0.967	90.2	0.968	90.2
1.90	0.987	99.6	0.987	99.6
2.00	1.99	119.5		
2.20	2.25	141.5	1.000	110.6
2.40	2.52	163.7	1.005	131.2
2.60	2.81	188.1	0.995	153.7
2.80	3.10	213	0.979	175.6
3.00	3.38	236	0.961	197.7
3.50	4.14	300	0.942	219 219
4.00	4.87	366	0.900	273 273
4.50	5.59	434	0.875	323
5.00	6.31	506	0.869	373
5.50	7.72	658	0.885	421 421
6.00	9.03	820	0.983	515 515
7.00	10.29	988	1.161	612 612
8.00	11.74	1141	1.402	714 714
9.00	13.48	1295	1.786	820 820
10.00			2.45	932 932

图 7: 原始实验数据