

冉绍尔-汤森效应

严海 08300300039

(复旦大学 材料科学系)

【Abstract】: To verify the Ramsauer-Townsend Effect, we measured the relationship between the probability of scattering and the the velocity of electrons of the low-energy electron, between the scattering cross section and the the velocity of electrons of the low-energy electron by ZQI 0.1/1.3 type inflatable thyratron. Also we measured the first ionization potential of Xenon. According to quantum mechanics, we have got some analysis and conclusion.

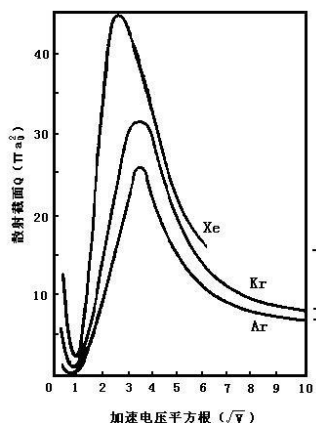
【摘要】: 为了验证冉绍尔-汤森效应, 通过使用 ZQI0.1/0.3 型充气(氙-氩)闸流管, 先定性再定量, 测量气体原子的散射概率 P_s 与低能电子速度的关系, 以及气体的有效散射截面 Q 与低能电子速度的关系, 测量散射概率 P_s 或散射截面 Q 最小时的电子能量 E_{min} , 得到在 $E_{min}=1.45eV$ 散射概率 P_s 或散射截面 Q 最小, 验证了冉绍尔-汤森效应, 并用量子力学知识解释它。

【关键词】: 冉绍尔-汤森效应 散射概率 散射截面 量子力学

一、引言

1921 年, 德国物理学家冉绍尔(Carl Ramsauer)用磁偏转法分离出单一速度的电子, 在研究电子与气体原子的碰撞中发现惰性气体(主要讨论 Ar)原子对电子的弹性散射截面在 $10eV$ 左右存在极大值; 在能量降到约 $0.2eV$ 时, Ar 的散射截面呈现极小值, 且接近于零。无论哪种气体原子的弹性散射截面, 在低能区都与碰撞电子的能量明显有关, 而且相似原子具有相似的行为。

1922 年英国卡文迪许实验室的汤森(J. S. Townsend)对极低能量 $0.75\sim 1.1eV$ 的电子在各种气体中的平均自由程作了研究。结果发现, Ar 气中的平均自由程远大于经典热力学的理论计算值。同时在能量约为



$0.37eV$ 时, 电子的自由程出现极大值。后来冉绍尔证明了汤森的结果并在 $0.2eV$ 时发现散射截面的极小值, 且接近于零。这种现象显然不能由经典理论解释

在经典理论中, 散射截面与电子的运动速度无关, 而冉绍尔与汤森的实验结果表明它们是相关的, 需要用量子力学理论作出合理解释。

二、实验原理

B 粒子在一薄层平面上分布, 单位面积上有 n 个粒子, A 粒子垂直地机射向面积为 S 的 B 粒子所在平面。把 B 粒子想象成面积为 σ 的圆盘, 记射中概率为 P , 则存在关系式 $P=nS\sigma/S=n\sigma$ 。由此定义散射截面

$$\sigma = P/n$$

把上述散射截面的定义推广到厚层。当 A 粒子入射到面密度为 n 的 B 粒子薄层时, 设它受到散射的概率为 $P(n)$, 或透过的概率为 $T=1-P(n)$ 。现在假定在面密度 n_1 的薄层后有一面密度为 n_2 的另一薄层, 则一个 A 粒子穿越这两个薄层的概率 $T(n_1 + n_2)$ 为:

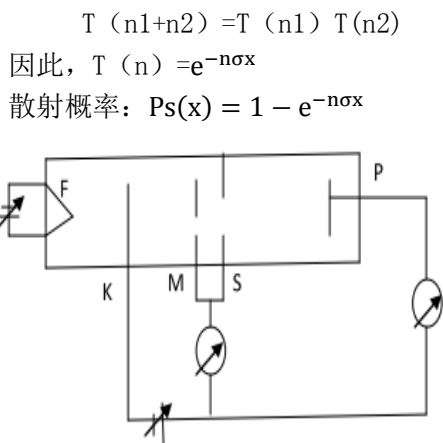


图 1 测量气体原子总散射截面原理图

灯丝被加热, 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, 形成透射电流 I_p

$$I_k = I_0 + I_{s1}$$

$$I_s = I_{s1} + I_{s2}$$

$$I_0 = I_p + I_{s2}$$

等势区内的散射概率为: $Ps = 1 - \frac{I_p}{I_0}$

式中 I_0 是不能直接测得的, 需要间接的方法来测量。定义: 几何因子

$$f = \frac{I_0}{I_{s1}} = \frac{I_p}{I_s}$$

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

所以, 散射概率 $Ps = 1 - \frac{I_p}{I_p} \frac{I_p}{I_{s1}}$

若 $f \ll 1$, $I_{s1} \approx I_s$, 总散射有效截面

$$Q = -\frac{1}{L} \ln(1 - Ps) = -\frac{1}{L} \ln \frac{I_p I_s}{I_{s1} I_p}$$

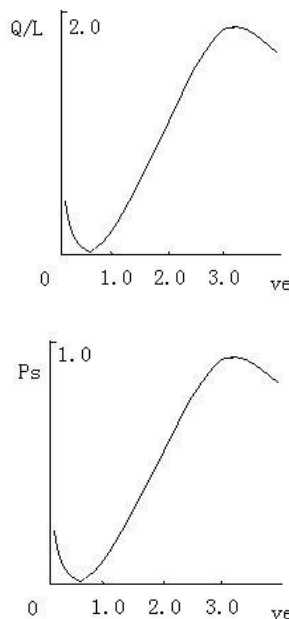


图 2、 Ps 与 Q/L 的理论图像

三、实验仪器

ZQI0.1/0.3 型充气 (氩-氮) 闸流管, R-T 实验仪, XJ4312 型二踪示波器

四、实验过程

1、交流定性观察

使用交流加速电压, 定性观察各极电流 (I_p, I_s) 与加速电压的关系 (利用双踪示波器), 其中 $E_f = 2.32V$

调整 w1 可在示波器中看到两条曲线如图 4

其中下面一条曲线代表 I_s 与加速电压的关系

上面一条曲线代表 I_p 与加速电压的关系

调整 w1 使电流从 0 开始逐渐增大, 可发现 I_s 与 I_p 的起点电压不同, 这是空间接触电位差造成的。

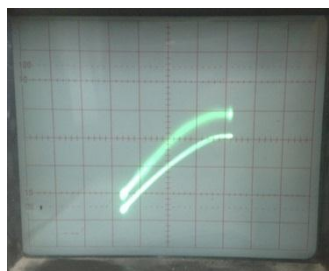


图 3 交流室温下 I_s 与 I_p

把充气闸流阀的管端部分缓慢浸入液氮中，示波器中 I_p 曲线发生明显变化(如图，而且在同一电压下， I_s 与 I_p 比常温大)



图 4 交流低温下 I_s 与 I_p

改变补偿电压 E_c 使 I_s 与 I_p 的起点电压相同，这样既可抵消接触电位差

$E_c=0.11V$

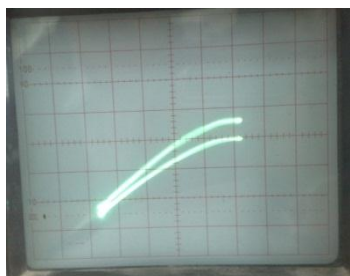


图 5 交流低温下 I_s 与 I_p

2、使用直流加速电源

将充气闸流阀的管端部分浸入液氮，调整 $E_A=0.4V$

发现 E_c 只要稍微变大一点， I_s 与 I_p 就立即有变化。

灯丝电压 2.35V，两微电流计调至最灵敏量程 ($I_p=1\mu A$, $I_s=50\mu A$)

将 $E_c=0.11V$

测量一组 V_a 和 I_p^* 、 I_s^* 的数据。

拿走液氮，待充气闸流管恢复到室温后，调节 V_a 到 1.00V，由于 $V_a=1.00V$ 时， $I_s^*+I_p^*=24.00\mu A$ ，而调节 V_f 到 2.60V 时

$I_p=0.592\mu A$, $I_s=23.46\mu A$,

$I_s+I_p=24.05\mu A$ ，与 $I_p^*+I_s^*$ 最为接近。

确定 $V_a=1.00V$ ，再测量一组 I_s 、 I_p

3、二极管法测氙的第一电离电位

调节 V_a 递增，记录一组 V_a 、 I_s 、

I_p

五、实验结果

1、将记下的数据输入至 EXCEL，根据公

式算出 f 、 P_s 及 $n\delta/L$ ，其结果如表 1 所示，再用 origin 作图。

由 $f=I_0/I_{s1}$ ，作出曲线

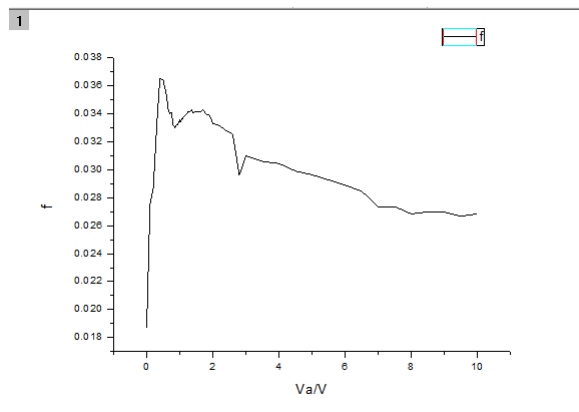


图 6 $f-V_a$ 曲线图

由上图可以看到，在低电压下，电子涨落，使 f 变化规律不明显，故去掉 0.8v 以下的部分，再作一张 $f-V_a$ 曲线

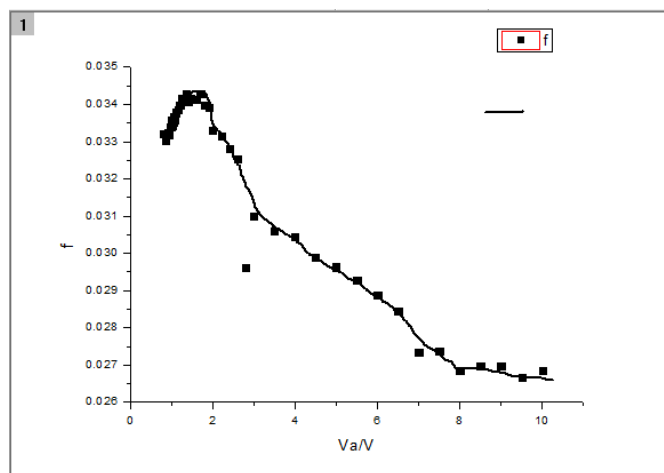


图 7 $f-V_a$ 曲线图

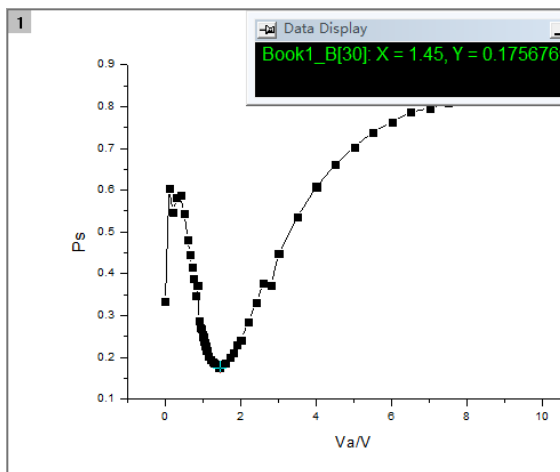
得到的 V_a-f 曲线， f 数值可以低至 0.02 左右，可视为 $f \ll 1$ ，故关系式(总有效散射截面)

$$Q = -\frac{1}{L} \ln(1 - P_s) = -\frac{1}{L} \ln \frac{I_p I_s^*}{I_{s1} I_p^*}$$

，在实验处理时完全可以采用。

$$P_s = 1 - \frac{I_p}{I_0} = 1 - \frac{1}{f} \frac{I_p}{I_{s1}}$$

P_s-V_a 曲线



曲线在 $v_e=1.2042\sqrt{eV}$ ，即电子能量为 1.45eV 时有极小值。

图 9 $Ps-v_e$ 曲线图

由 $Q = -\frac{1}{L} \ln(1 - Ps) = -\frac{1}{L} \ln \frac{I_{p1} I_s^*}{I_{s1} I_p^*}$ ， $L=6mm$ ，可

以作出散射截面 $Q-v_e$ 曲线
曲线在 $v_e=1.2042\sqrt{eV}$ ，即电子能量为 1.45eV 时有极小值。

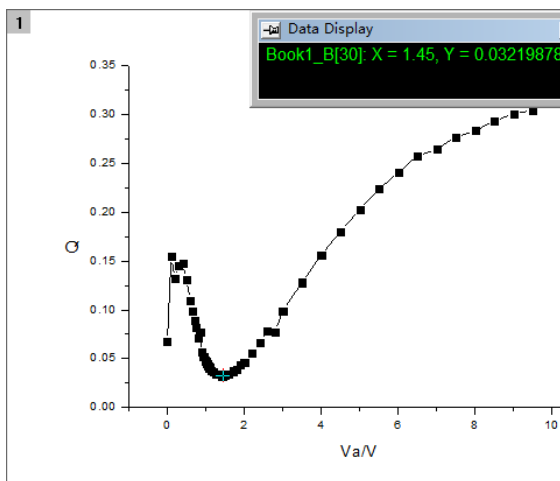


图 10 散射截面 $Q-v_e$ 曲线

曲线分析：

实验曲线与理论曲线复合较一致，验证了冉绍尔-汤森效应。可以看出，降低电子能量，散射截面急剧变小，当电子能量 V_e 降到 1.45V 时散射截面 Q 最小，此时，气体原子呈现所谓的“透明”现象，即电子经过原子气体时，几乎不与原子发生碰撞而径直透过；再降低电子的能量，散射截面将迅速增大。理论值 0.9V 左右，误差 0.55V，曲线趋势相符，但整体向右平移了。

2、二极管法测氙的第一电离电位

将数据导入 excel, origin, 作 $\lg I$ 与 $\lg V_{a0}$ 曲线图

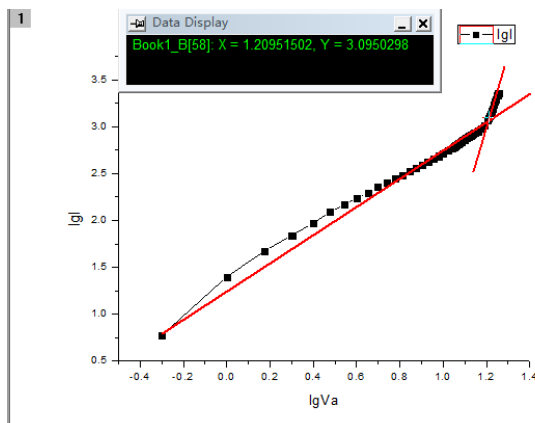


图 11 二极管法测氙的第一电离电位曲线

由 $\lg V_{a0}=1.21$ ，可得 $V_{a0}=16.218V$ ，氙的第一电离电位为 16.218V
理论值为 12.13V

$$\text{误差} = \frac{16.218V - 12.13V}{12.13V} = 33.7\%$$

与前几张图一样，应该是曲线整体右移。

六、结果与讨论

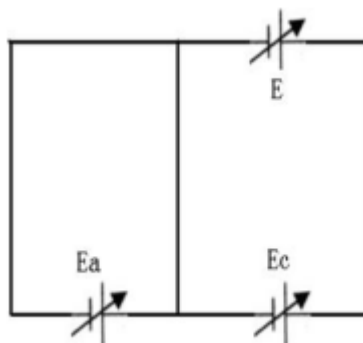
误差分析：

实验测得的散射截面 Q 最小值时的 V_a 值与氙的第一电离电位均明显偏大。

1、这可能是由于电压表定标偏移造成的。在实验时我们发现，当电压表旋钮调至最小时，电压表的示数并不为 0，而是大于 0，这样相当于所有的电压值均加了一个常数。

2、氙的电离电位测量值偏高还有一个原因是充气闸流管内不是纯净的氙，而是氙-氮混合气体，而氮的电离电位高于氙，为 14.00V，这样也会使得结果偏大。

3、 E_c 补偿电压偏小。



把试验管的接触电位差等等效为 E

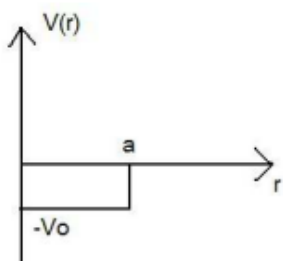
A、 $E_c=E$ 时，理想情况，完全刚好补偿，此时 V_a 等于真正的 V_a ，结果无偏差

B、 $E_c<E$ 时，总电压 (E_c-E) 与 V_a 相反，那么实际 V_a 读数偏大， E_{min} 也偏大

C、 $E_c>E$ 时，总电压与 V_a 同向，那么 V_a 的读数偏小， E_{min} 也偏小。

量子力学对冉绍尔—汤森效应的定性解释：

考虑三维球势阱，当电子远离氙原子时，由于氙原子是电中性的，电子不受任何作用。当电子移到与氙原子距离小于氙原子半径时，氙的电子云对原子核的屏蔽作用减少，电子受到氙原子核的吸引力越来越强。为了计算方便，我们把这一作用等效成一个半径为原子半径的有限深球势阱，如下图。



电子的波函数与散射截面为 (δ_l 为第 l 分波的相移， k 为入射电子波矢)：

$$\varphi = R(r)Y_l^m(\theta, \varphi)$$

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

在低能近似下 $ka \ll 1$ ，只用考虑 $l=0$ 的 s 分波，则 $\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0$ ，当 $\delta_0 = n\pi$ 时

σ 取最小值。令 $u(r) = rR(r)$ ，

$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ ， $k_1 = \frac{\sqrt{2m(E+V_0)}}{\hbar}$ 。解径向薛定谔方程得：

$$u(r) = \begin{cases} \sin k_1 r & (r < a) \\ \sin(kr + \delta_0) & (r > a) \end{cases}$$

根据 $r=a$ 时波函数的连续，并带入

$\delta_0 = n\pi$ ，得： $k_1 a = \tan(k_1 a)$ 。解这个超越方程既可得到 σ 只有一个趋于零的最小值。

实验小结：

实验的重点也是难点就出在低温条件测量，由于液氮挥发迅速且不易观察液氮的量，容易导致实验数据偏差。如果液氮的量可视或者低温温度可视，则可以减小误差。在进行液氮测量时，闸流管的下端需要始终浸于液氮中，以保证测量所需的冷却温度。实际情况是，盛液氮的保温杯密封性有限，上层液氮往往很快挥发掉，冷却温度不能保持。实验对照所要求的

调整补偿电压时发现示波器上的曲线模糊不清，无论怎样调节聚焦和辉度旋钮都不能消除这个现象，直到仔细检查后发现是输入导线的接头松了，手一握紧就能使它清晰，但一松开就又模糊了。

每次使用液氮后，需要等待充气闸流阀恢复室温，才能进行下一步的实验。

在测量氙的第一电离电位中，在 I_s+I_p 迅速增加后，应该再多测些数据，来证明拐点的位置，否则说服力不够。

使用直流加速电压测量时，由于加速电压调节的限制，不能将 I_s+I_p 刚好调到 24.00uA，也会造成结果的偏差。

在记录电流数据时，必须及时更换量程，否则超过量程时，电流读数就会不断往量程方向减小，造成读数不准。

致谢

感谢马世红老师对我的指导

感谢杨剑同学实验时的帮助

感谢所有老师和同学们一学期以来的帮助

参考文献

1、《近代物理实验》戴道宣，戴乐山主编，高等教育出版社。

2、《激光场中电子-氙原子散射》胡秋波，孙金锋 河南师范大学学报(自然科学版)，2009年12月

3、《用 ST0 波函数研究正电子与氦、氙、氡的弹性散射》，孙志红，戴彤，甘肃工业大学学报，2003年3月

4、《氙原子散射截面反常现象的观测分析》，胡永茂，桂樵，李汝恒，陈丽，张学清，物理实验，2008年7月