

冉绍尔-汤森效应实验中出现的问题及改进

李钊

(复旦大学材料科学系 上海)

The problems and improvement that appeared in the experiment of Ramsauer-Townsend Affect

LI Zhao

(Material Science Department of Fudan University, Shanghai)

Abstract: In this article the principle of Ramsauer-Townsend Affect are introduced simply. Via the problems that appeared in the experiment of Ramsauer-Townsend Affect being concluded and solved, the perfect images are figured finally, and Ramsauer-Townsend Affect are validated. At the same time, some notice and tips of this experiment are given in this article.

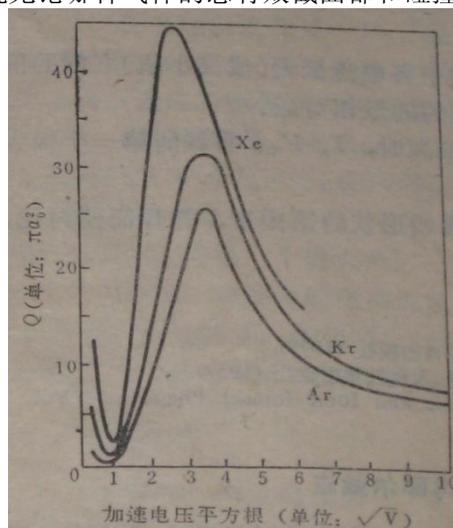
Keyword: Ramsauer-Townsend Affect scattered section the average free distance geometrical gene total valid section

摘要: 本文简单介绍了冉绍尔-汤森实验的原理, 并通过对冉绍尔-汤森实验中出现的问
题进行归纳总结, 一步一步解决问题, 最终得到了理想图像, 验证了冉绍尔-汤森效应。同
时, 本文也列出了一些本实验注意事项和实验技巧。

关键词: 冉绍尔-汤森效应 散射截面 平均自由程 几何因子 总有效截面

引言

1921年, 德国物理学家 Carl Ramsauer 在研究电子与气体原子的碰撞中, 发现碰撞截面的大小与电子的速度有关, 在电子与氙原子的碰撞实验中, Ramsauer 把电子能量从 100eV 一直降低到 1eV 左右; 当电子的能量较高时, 氙原子的散射截面随着电子能量的降低而增大; 当电子的能量小于十几个电子伏特后, 发现散射截面却随着电子能量的降低而迅速减小。与此同时, 1922年, 英国卡文迪许实验室的 J.S. Townsend 也发现了类似的现象。在测量电子在气体原子和分子的自由程时, 发现当电子以极慢的速度在氙原子中运动时, 电子的自由程特别长, 能量~0.37eV 时出现极大值。随后, Ramsauer 及其合作者用实验证实了 Townsend 的结果: 把能量降低到~0.2eV 时, 氙原子的散射截面呈现极小值, 且接近于零。^[1]此后, 又对各种气体进行了测量, 发现无论哪种气体的总有效截面都和碰撞电子的速度有关。^[2]



图一 Xe,Kr,Ar 的冉绍尔曲线^{[1][2]}

¹ 纵坐标单位 a_0 为波尔原子半径。

本文利用电子碰撞管结合微电流计得到了散射截面随电子能量变化的曲线图，着重分析了实验中出现的問題及改进方法，并且提出了测量接触电位差的方法。

一、概念

1、散射截面

假设 B 粒子杂乱的分布在一个很薄的平面层上，单位面积上平均有 n 个粒子。当一个 A 粒子垂直的入射到这一平面层，它可能通过与 B 粒子相互作用而离开入射束，设发生这一事件的概率为 P，则可如下定义散射截面 σ ：

$$\sigma = P/n$$

为了便于理解，我们把 B 粒子想象为一个面积为 σ 的圆盘，圆盘垂直入射的 A 粒子束，当一个 A 粒子随即射向面积为 S 的上述极薄层时，则射中圆盘的概率 P 为 B 粒子的圆盘总面积与 S 的比值：

$$P = nS\sigma / S \\ = n\sigma$$

可见，散射截面只是特定事件发生的概率的度量。^[1]

2、平均自由程：

通常用粒子的平均自由程 λ 来描述粒子与气体分子的相互作用的频率^[3]

当粒子束入射到厚度为 L 的 B 粒子中，可将厚度为 L 的靶看作一系列薄靶的叠加。则面密度为 n 厚度为 dx 的薄层中，单位面积内的 B 粒子数为 ndx，因此一个 A 粒子被这一薄层散射的几率为 $n\sigma dx$ 。设经过路程 x 后未散射的粒子束为 N(x)，则有

$$-dN(x) = n\sigma N(x)dx$$

解之即得

$$N(x) = C \exp(-n\sigma x)$$

设 x=0 时的粒子数为 N_0 ，则有

$$N(x) = N_0 \exp(-n\sigma x)$$

因此，经过路程 x 而散射的概率 $P_s(x)$ 为

$$P_s(x) = 1 - \exp(-n\sigma x)$$

在经典物理学中，我们定义粒子的平均自由程 λ 为

$$\lambda = \int_0^\infty x d[1 - P_s(x)] \\ = \int_0^\infty -n\sigma x e^{-n\sigma x} dx \\ = \frac{1}{n\sigma}$$

即粒子的平均自由程等于总散射截面 $n\sigma$ 的倒数。^[1]

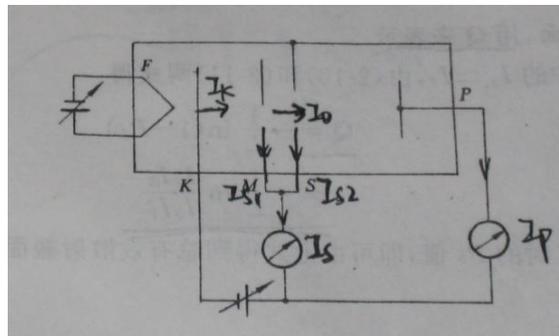
其实，我们也可以这样来理解平均自由程，不管最远的粒子能走多远也不管最近的粒子能走多近，他们平均能走的路程是 λ ，也就是说他们平均走 λ 距离后必然发生碰撞，因此有

$$\int_0^\lambda n\sigma dx = 1$$

解之得，

$$\lambda = 1/n\sigma$$

二、测量原理



图二 测量气体原子总散射截面的原理图^[1]

$$I_k = I_0 + I_{S1}$$

$$I_s = I_{S1} + I_{S2}$$

$$I_0 = I_p + I_{S2}$$

电子在等势区内的散射概率为

$$P_s = 1 - \frac{I_p}{I_0}$$

式中 I_0 是不能直接测得的，需要用间接的方法测量。由于阴极电流 I_K 分为两部分， I_0 与 I_{S1} ，他们不仅与 I_K 成比例，而且它们之间也有一定比例关系，这一比值成为几何因子 f ，即有

$$f = \frac{I_0}{I_S}$$

以此代入上式得

$$P_s = 1 - \frac{1}{f} \frac{I_p}{I_{S1}}$$

几何因子 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 ，我们把充气闸流管的管端部分浸到液氮中，使气体冻结，从而忽略气体分子对电子的散射，几何因子 f 等于这时的板流 I_p^* 与栅流 I_S^* 之比，即

$$f = \frac{I_p^*}{I_S^*}$$

如果这时阴极电流与加速电压保持不变，则上式得到的 f 也不变，因此有

$$P_s = 1 - \frac{I_p}{I_{S1}} \frac{I_p^*}{I_S^*}$$

设 L 为出射孔 S 到板极 P 之间的距离，则有

$$P_s = 1 - \exp(-n\sigma L)$$

式中 $n\sigma$ 称为总有效截面，用 Q 来表示。

当 $f \ll 1$ 时，上式中的 $I_S \approx I_{S1}$ ，可得

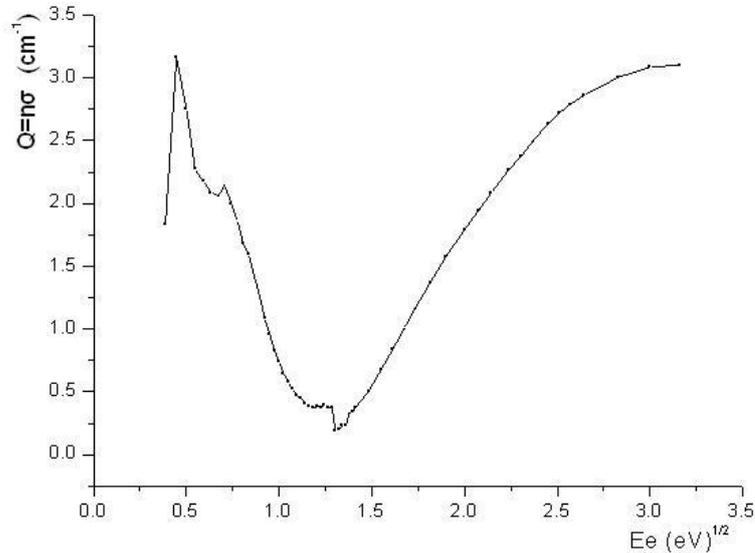
$$\begin{aligned} Q &= -\frac{1}{L} \ln(1 - P_s) \\ &= -\frac{1}{L} \ln \frac{I_p}{I_S} \frac{I_p^*}{I_S^*} \end{aligned}$$

测量不同的加速电压 V 时的 P_s 值，即可由上式得到总有效散射截面 Q 与 \sqrt{V} 的关系曲线。^[4]

三、实验过程及结果讨论

分别在液氮和室温下测量 I_p^* 、 I_S^* 和 I_p 、 I_S 随电子加速电压的变化关系，从而由 Q 的公式求出总散射截面 Q 与电子能量的关系图。^[5]

第一次做的结果如下：



图三 总有效截面与 \sqrt{V} 之间的关系之一

第一次实验所得图像只是有个大体上的样子， Q 不管是极大值还是极小值的位置（加速电压）都与予想值有所偏差，并且好多数据点位置都不算太好。分析其原因，有以下几点：

1、实验仪器自身的问题。之所以怀疑这一点是因为同组的另两位同学说他们得到的图像比较理想，并且我们在做交流信号观察的时候发现 I_p 、 I_S 在示波器上显示为多根信号线。

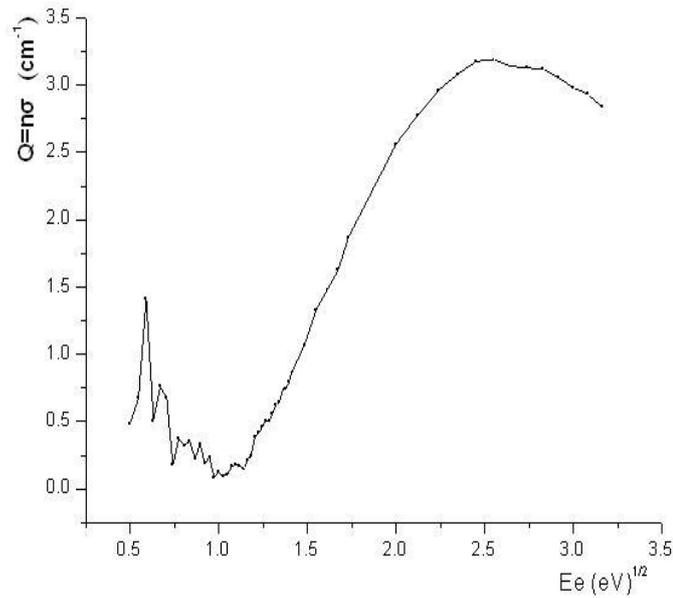
2、微电流计量程的切换导致切换前后对同一加速电压有不同的 I_p 、 I_S 与之对应。

鉴于以上两点，我又做了第二次实验。第二次实验中更换了实验仪器并且将微电流计

² 本实验中 L 取 0.6cm 。

量程统一用最大档。

第二次实验结果如下：



图四 总有效截面与 \sqrt{V} 之间的关系之二

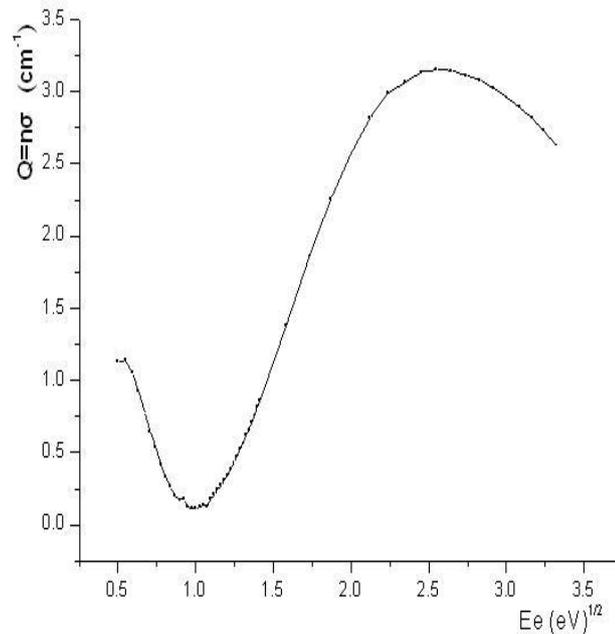
总体来说第二次实验比第一次有进步， Q 的极大值和极小值的位置还可以，图形的形状也比第一次有了较大提高，但美中不足的是在电子能量较低的时候总有效截面出现了不应该有的剧烈波动，分析其原因有以下几点：

1、微电流计量程过大，导致在计数较小的时候有较大偏差。而关于第一次实验中考虑的微电流计换挡问题应该不大，因为这只影响换挡前后几个数据而已。

2、碰撞管浸入液氮后还未等碰撞管内气体降温就开始计数，导致开始的数据与后面的数据并不是在同一温度下记录的。

为了得到理想图像，我又做了第三次实验。第三次实验中我按照微电流的大小来调整微电流计的量程，并且改用大口保温杯，时时注意观看碰撞管浸入液氮中的深度，保证碰撞管在整个过程中浸入液氮的深度一样。记录数据从碰撞管浸入液氮中有一定时间后开始。

第三次实验结果如下：



图五 总有效截面与 \sqrt{V} 之间的关系之三

可以看到，这次实验得到的图像非常理想。总有效截面极小值出现在 $V_e=0.95V$ 的时候，

此时总有效截面为 0.11cm^{-1} ，对应的散射概率为 0.06；极大值出现在 $V_e=6.5\text{V}$ 的时候，此时总有效截面为 3.15cm^{-1} ，对应的散射概率为 0.85。

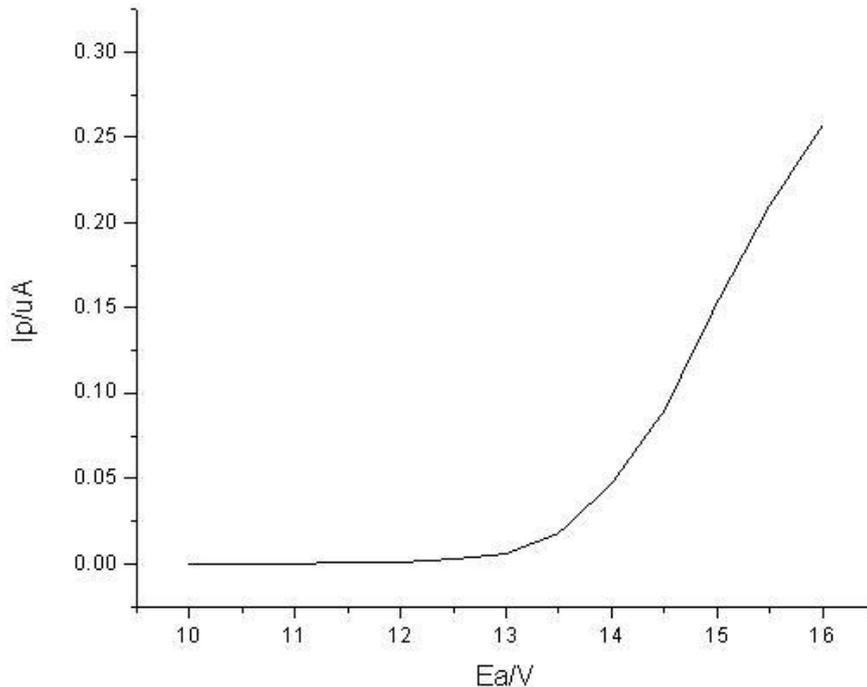
此次实验很好地证明了冉绍尔-汤森效应的正确性，使我认识到了电子与原子间的碰撞规律，掌握了测量原子散射截面的方法，并且又了解到了一个用量子力学才能解释实验现象的一个实例。³

四、注意事项

1、若灯丝电压保持不变，当环境温度变化时，气体原子的热运动也会不同，导致气体原子从阴极灯丝带走的电子数也不同，简单点说就是温度越高，气体热运动越剧烈，带走的电子数也就越多，从而导致发射出的有效电流越小。所以当环境由室温变到低温状态时，应该降低灯丝电压以保证在两个不同环境下的有效电流相同。反之亦然。

2、为了测量接触电位差，可以用以下方法：

按三极管法接好电路，测量氙的第一电离电位。结果如下图所示：



图六 I_p 与加速电压的关系

氙的第一电离电位的测量值为 12.5V ，而公认值为 12.13V ，他们之间的差值 0.37V 即为接触电位差。

3、电子的加速电压实际上并不等于电源的示数 V_{KS} ，应该等于电源的示数 V_{KS} 取样电阻 R_S 上的压降。但是由于 R_S 上的压降与电源的示数 V_{KS} 相比很小，在粗处理数据时可以不考虑。

五、小结

本文通过对冉绍尔-汤森实验过程中出现的问题进行讨论和改进，最终得到了符合冉绍尔-汤森效应的图像，验证了电子散射截面随电子能量不同而不同，并且在注意事项里面提出了对某些的更深层次问题的解决方案。

六、致谢

感谢白翠琴老师的悉心指导。

七、参考文献

- [1] 戴乐山. 近代物理实验[M].复旦大学物理教学研究室,1995: 69~85.
- [2]吴思诚 王祖铨.近代物理实验①（基本实验）[M],北京大学出版社,2005:65~71.
- [3] 华中一. 真空试验技术[M]. 上海科学技术出版社,1989:4~9

³ 这里不作详细的量子力学的解释，有兴趣的读者可以自行阅读参考文献[1]中的 79~81 页内容和参考文献[2]中的 66~68 页内容。