第一章 原子模型

原子的Thomson模型
原子的Rutherford模型
Bohr氢原子理论
原子光谱
类氢离子光谱

1.1 电子的发现

一、 电子的发现

1. 电子概念的提出（1881, G. J. Stoney斯托尼,爱尔兰）

- Avogadro定律（1811年）：同温同压下一摩尔任何物质都含有相同数目的粒子数。标准条件下，

$$N_A = 6.022\times10^{23}\ /\ \mathrm{mol}$$

- 电解定律（1833年）：一摩尔任何原子的单价离子永远带有相同的电量，此即法拉第常数F。

（F=96487库仑/mol）

假设每个原子的单价离子的电量为q， $Q = Nq$

$$F = N_A q \qquad q = F / N_A$$

- 斯托尼推测（1874年）：存在基本电荷，原子所带电荷是基本电荷的整数倍，1881年提出“电子”作为电荷的最小单位。

2. 电子的发现（1897年，J.J. Thomson）

(1) 前期研究

人们对阴极射线研究了十多年，无本质性进展

1890年,休斯脱(A. Schuster)：研究氢放电管中的阴极射线

阴极射线微粒 $\left[\frac{e}{m}\right] \Big/ \left[\frac{e}{m}\right]_{H^+} > 1000/1$

1897年,考夫曼(Kaufman，德)：较精确地测定了电子的荷质比，但没有勇气发表,1901年才公布于世。

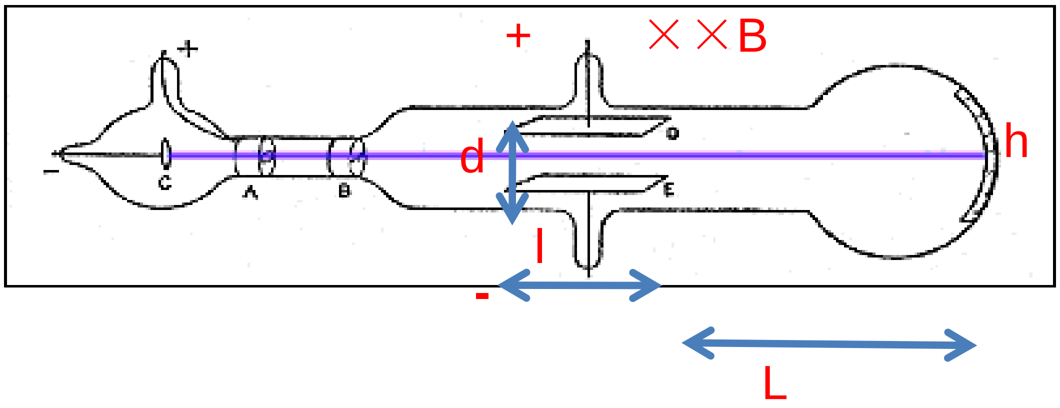
(2) 汤姆逊实验

- 1897年，剑桥大学，
  卡文迪许实验室，J.J.Thomson

- 发现真空放电管中阴极射线在电场、磁场中的偏转

Joseph Thomon
1856-1940
1897年发现电子

➢实验装置



➢实验结果

(1)无电场，射线在中间；
(2)加电场，射线偏向阳极h;
(3)加磁场，射线回到中间。

$$\frac{e}{m}=\frac{Eh}{LlB^2}$$

- 测出了阴极射线的**荷质比**： $\frac{e}{m}=7.6\times10^{10}C/kg$
- 注意到（e/m_e）>1000（e_H/m_{H+}） $[\frac{e}{m}]_{H^+}=9.6\times10^{7}C/kg$
- 一种新的粒子，
- 阴极射线是电子束。
- 现代质谱仪实际上是基于Thomson的工作

这个并不复杂的实验为何直到十九世纪末才做出呢？

（3） 电子的荷电量和质量

◈1910年，Millikan油滴实验测出单个电子的电荷

$$e = 4.803242(14)\times10^{-10}\,\text{esu}$$
$$= 1.6021892(46)\times10^{-19}\,\text{c}$$

由此，计算出电子的质量

$$m_{\text{p}} / m_{\text{e}} = 1836.15152(70)$$
$$m_{\text{p}} = 1.6726231(10)\times10^{-24}\,\text{g}$$
$$m_{\text{e}} = 9.109534(47)\times10^{-28}\,\text{g}$$

Robert Andrews Millikan
1868～1953
1910年测量了单个电子的电荷
1916年发表了光电效应实验结果

意义：电荷是量子化的，任何电荷只能是e的整数倍

二、原子的质量和大小

1、原子的质量

- 可以由原子量和由Avogadro定律计算
- Avogadro常数N_A：1mol原子的数量。
- 原子量A：1mol的原子的质量
- 一个原子的质量M

$$M = \frac{A}{N_A} \qquad N_A = 6.022 \times 10^{23} / \mathrm{mol}$$

N_A是联系宏观和微观的一个物理量

$$F = N_A e$$

2、原子的大小

设一摩尔M原子有A克，密度为ρ 克/cm3

一摩尔M原子总体积为 $\dfrac{A}{\rho}$

假设每个原子为球形，半径为r

一摩尔M原子体积为 $\dfrac{4}{3}\pi r^3 N_A$

$$\frac{A}{\rho}=\frac{4}{3}\pi r^3 N_A$$

原子半径 $$r=\sqrt[3]{\frac{3A}{4\pi N_A\rho}}$$

估算几种元素的原子半径

元素	原子半径(Å)	元素	原子半径(Å)
Li 3	1.6	S 32	1.8
Al 27	1.6	Pb 207	1.9
Cu 63	1.4		

结论：1.原子半径都很小；

2.不同元素的原子半径差别很小。

问题：

1. 原子是电中性的，其中有带负电荷的电子，原子中必有正电部分，正电部分如何分布？
2. 原子中正电部分是什么？原子的质量如何分布？
3. 原子如此小，电子在很小的空间如何运动？

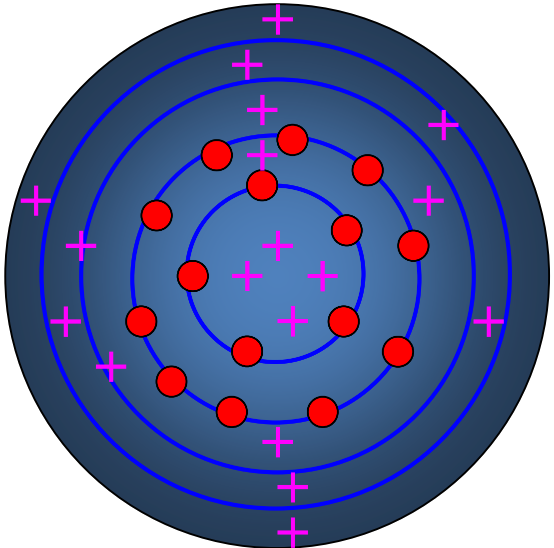
1.2 原子模型——经典图像

一、汤姆孙模型 （葡萄干布丁模型，或西瓜模型）

1. 模型

- 原子为电中性球体
- 正电荷均匀分布其中，电子嵌在其中
- 电子分布于其中一系列环上，第一环5个，第二环10个，……
- 电子在平衡位置做简谐振动

电子可以从原子中脱离，正电荷不可以脱离原子



2. 可解释

- 原子的电中性（正电荷+电子）
- 原子的稳定性（电子处于球内的平衡位置上）
- 原子的辐射性（电子在平衡位置做简谐振动）

3. 可贵之处

- 提出“环”的概念
- 环上只能有限个电子

二、 α粒子散射实验（盖革-马斯顿实验）

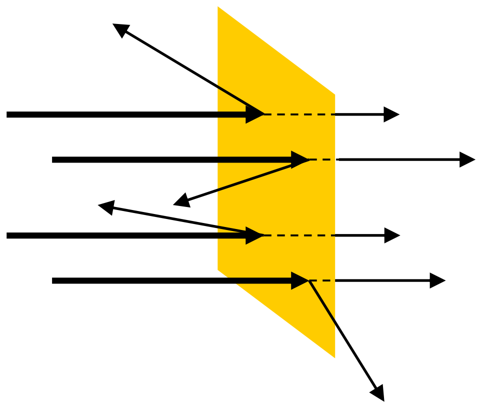
（Geiger-Marsden）

背景:

- 原子太小，对原子内部的结构的了解只能采用间接的手段获得信息，进行分析推理。
- 1899年，卢瑟福发现α散射， α粒子由放射性元素产生，等效为氦核 He^{++}

1909年，Geiger和Marsden用α粒子轰击原子（铂箔）

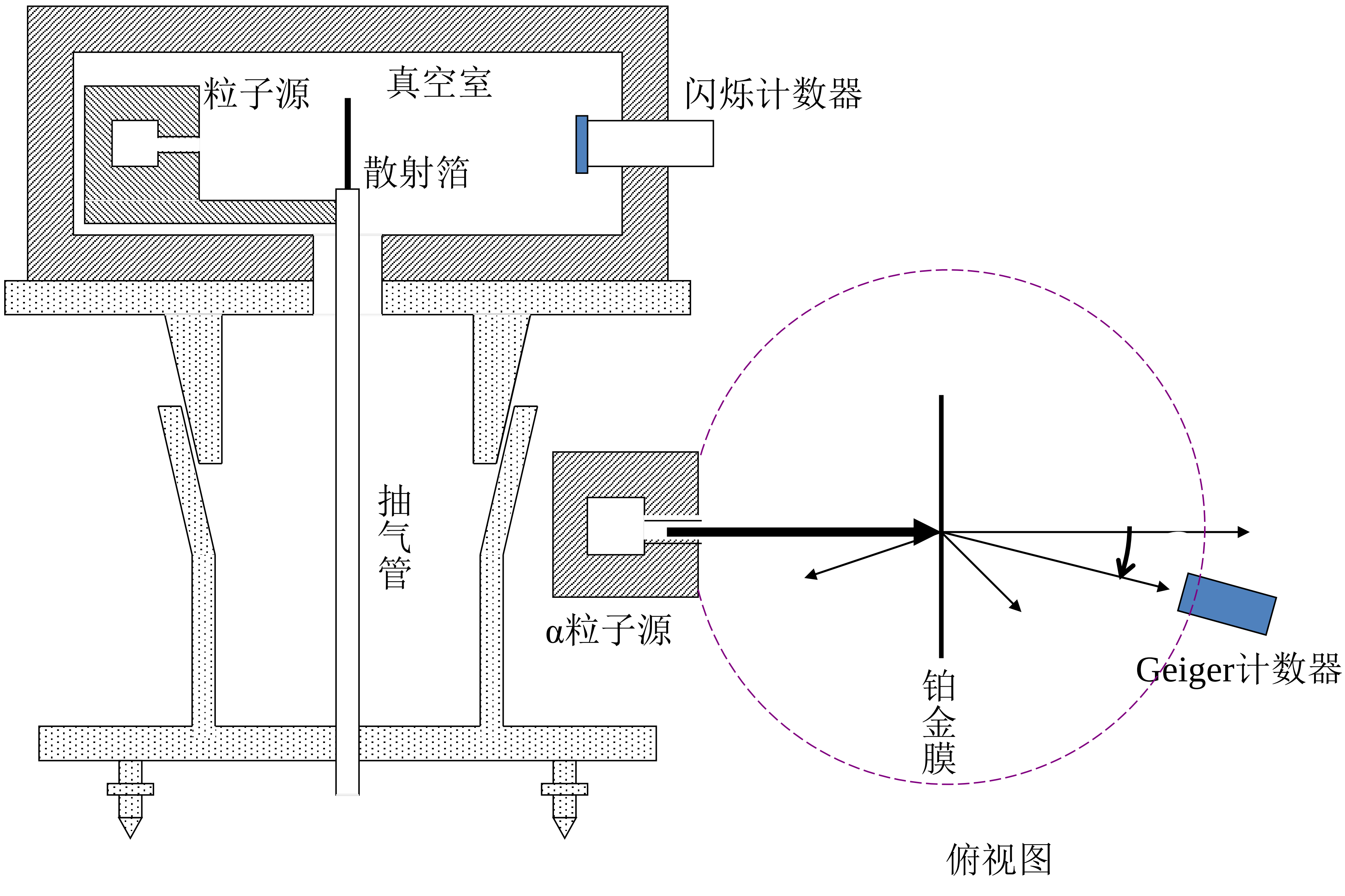
1.现象:



（1）大多为小角散射 $\bar{\theta} = 2 \sim 3^{\circ}$

(2) $\theta > 90^{\circ}, \theta \sim 180^{\circ}$ P=1/8000

Geiger-Marsden实验装置



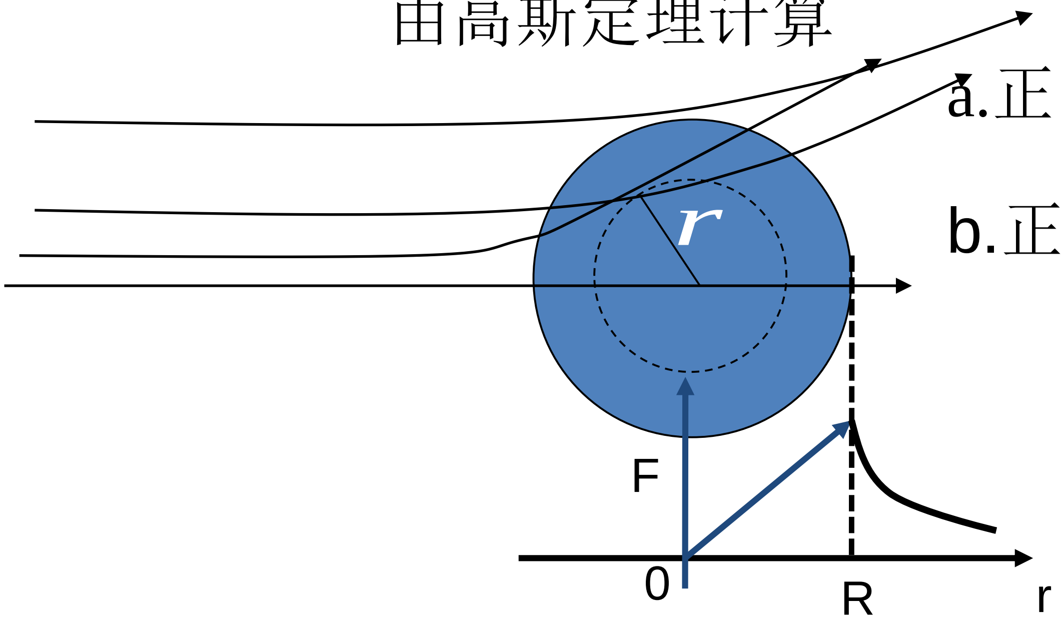
2.分析

简单的估算证明，Thomson模型不成立

（1）在散射过程中，电子的质量很小，对α粒子（He^{2+}）运动的影响可以忽略

（2）只考虑原子中均匀分布的正电荷对α粒子的影响

由高斯定理计算

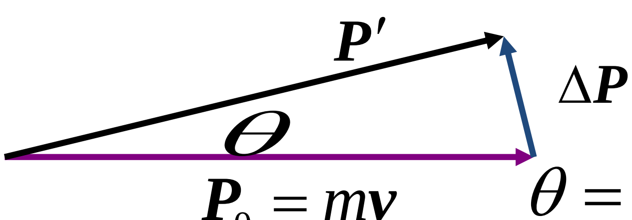


a.正电区域外 $F=\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}\dfrac{2Ze^2}{r^2}$

b.正电区域内

$$F_r=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Ze^2 r}{R^3}$$

$$F_{max}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Ze^2}{R^2}$$



$$\theta=\frac{\Delta P}{P_0}$$

$$\Delta P=F\Delta t=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Ze^2}{R^2}\frac{2R}{v}$$

$$\theta=\frac{\Delta P}{P_0}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Ze^2}{R^2}\frac{2R}{v}\frac{1}{mv}\qquad \frac{1}{2}mv^2=E_\alpha$$

$$=\frac{\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{R}}{\frac{1}{2}mv^2}=\frac{\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{R}}{E_\alpha}\overset{R\sim 1\mathring{A}}{=}3\times10^{-5}\frac{Z}{E_\alpha}$$

对Au，Z=79，取E_α=5MeV $\qquad \theta<10^{-3}$

若要产生大角度散射，必须经过多次碰撞，但其几率极小。

理论上，$\theta=\frac{\pi}{2}$的几率为10^{-3500} 而实验上却不小于1/8000

结论：Thomson原子模型不能解释α粒子散射，
模型是不正确的！

三、Rutherford模型和散射公式

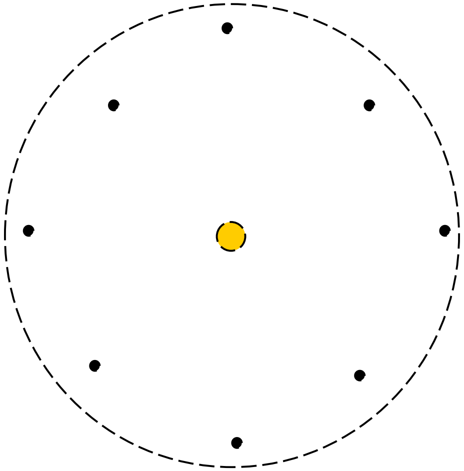
1.模型要点

启发　$\theta \propto F$　α粒子与所有正电荷作用

$\theta \propto 1/r$　$F \propto 1/r^2$

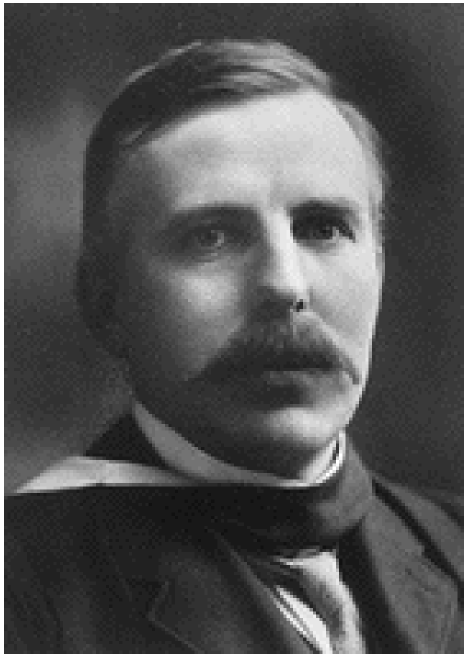
- 原子中正电荷集中于原子中心很小区域内，仅仅占原子体积的1/10000
- 原子中的绝大部分质量也集中在这一区域（原子核）
- 电子分布于核外（原子尺度）

α粒子进入原子，仍在原子核外，受全部正电荷排斥，且距离越小，库仑力越大，有可能发生大角散射！



“核式模型”

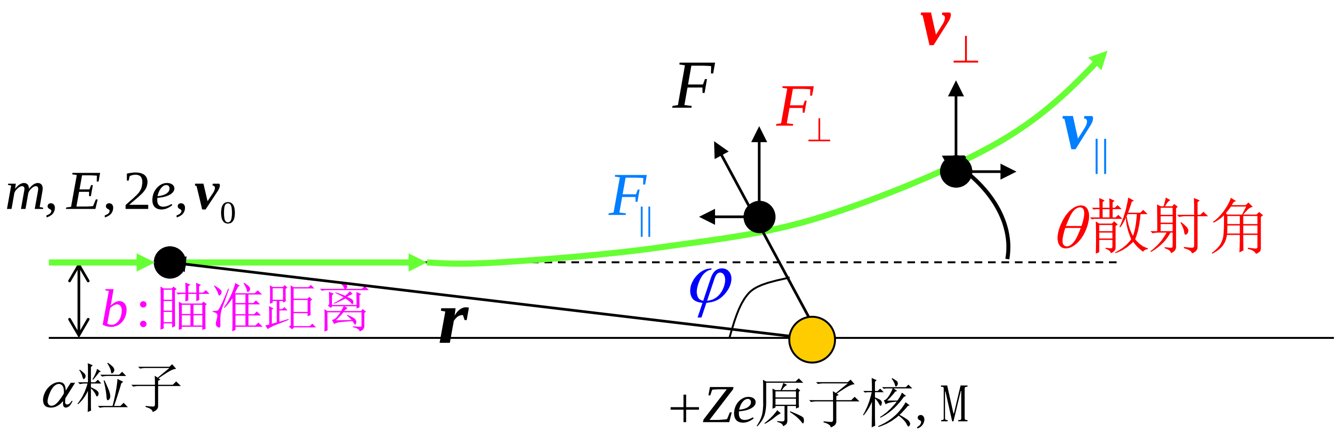
“行星模型”



Ernest Rutherford
1871~1937
1911年建立原子的核式模型

2. 库仑散射公式

假设（1）单次散射；（2）只有库仑相互作用；（3）核外电子作用忽略；（4）靶核静止。



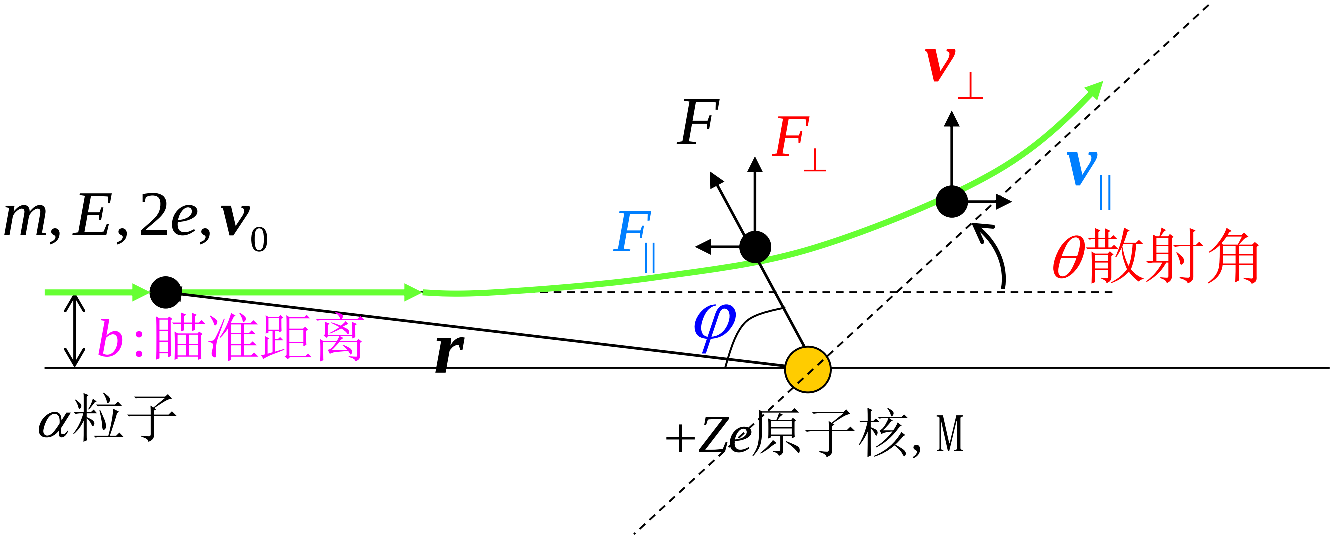
对α粒子， $P_0 = mv_0 \quad L = mv_0 b$

$$F_\perp = F\sin\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Ze^2}{r^2}\sin\varphi$$

（1) 冲量定理 $\quad F_\perp dt = mdv_\perp$

$$dv_\perp = \frac{F_\perp}{m}dt = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m}\frac{\sin\varphi}{r^2}dt$$

(2) 角动量守恒 $L = mr^2 \dfrac{d\varphi}{dt} = mv_0 b$ $\qquad dt = \dfrac{r^2}{v_0 b} d\varphi$



$r \to \infty,$

$\varphi = \pi - \theta$

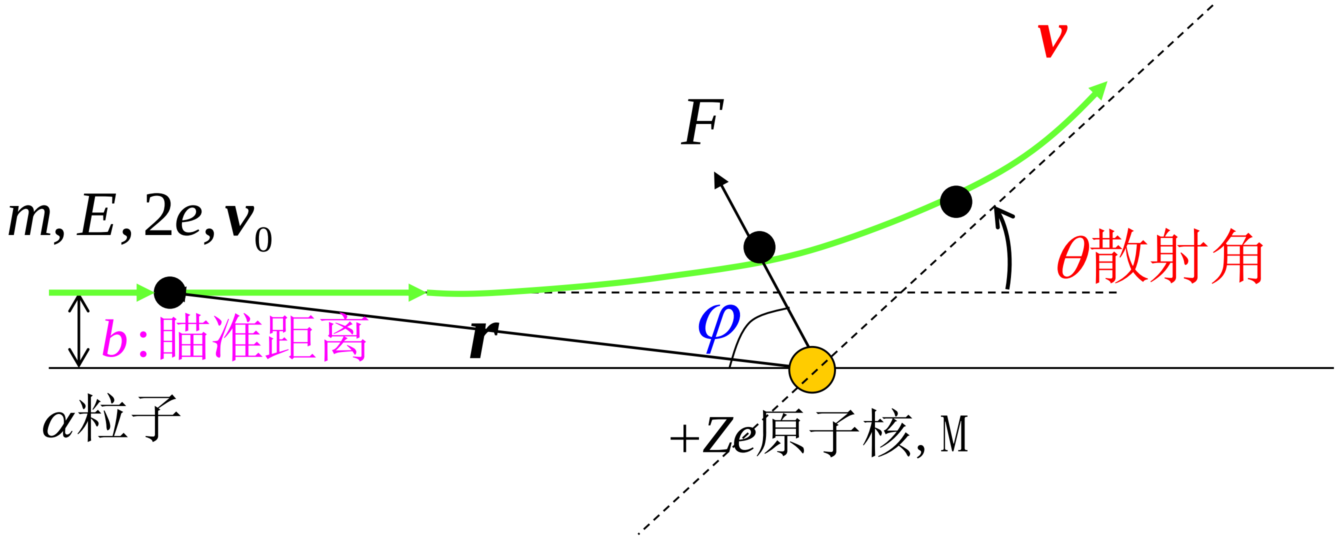
(3) 机械能守恒（动能守恒） $r \to \infty, \Rightarrow V \to 0$

$$\frac{1}{2} m|v_0|^2 = \frac{1}{2} m|v|^2 \qquad v_0 = v \qquad v_\perp = v_0 \sin\theta$$

$$v_0 \sin\theta = v_\perp = \int dv_\perp = \int \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m} \frac{\sin\varphi}{r^2} dt = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m} \int_0^{\pi-\theta} \frac{\sin\varphi}{r^2} \frac{r^2}{v_0 b} d\varphi$$

$$= \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m v_0 b}(1+\cos\theta)$$

$$v_0 \sin\theta = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m v_0 b}(1+\cos\theta)$$



$r \to \infty,$

$\varphi = \pi - \theta$

$$\cot\frac{\theta}{2} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{m v_0^2 b}{2Ze^2}$$

库仑散射公式

$$\cot\frac{\theta}{2} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{mv_0^2 b}{2Ze^2} \quad \Rightarrow \quad b = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{mv_0^2}\cot\frac{\theta}{2}$$

$$b = \frac{1}{2}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{\frac{1}{2}mv_0^2}\cot\frac{\theta}{2}$$

$$E = \frac{1}{2}mv_0^2$$

入射粒子的动能

$$D = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{\frac{1}{2}mv_0^2} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{E}$$

D:库仑散射因子

$$\begin{cases} b = \dfrac{D}{2}\cot\dfrac{\theta}{2} \\ \cot\dfrac{\theta}{2} = \dfrac{2b}{D} \end{cases}$$

b:又称碰撞参数

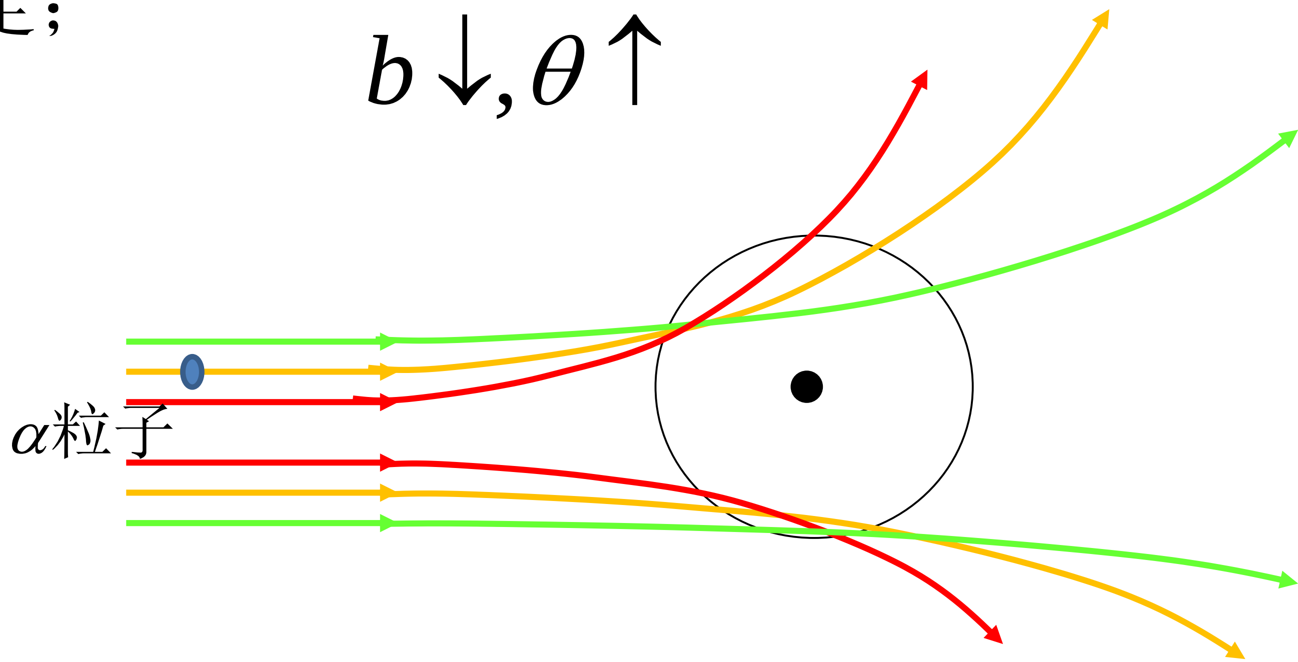
库仑散射公式

讨论：

$$b=\frac{D}{2}\cot\frac{\theta}{2} \qquad D=\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{E}$$

（1）E一定，D一定；

$$b\downarrow,\theta\uparrow$$



（2）数值计算

E=7.68MeV,

Au, Z=79

$b(fm)$	$\theta(^\circ)$
10	112
100	16.9
1000	1.7

实验可以直接对库仑散射公式进行验证吗？

无法测量入射粒子对一个原子的瞄准距离b

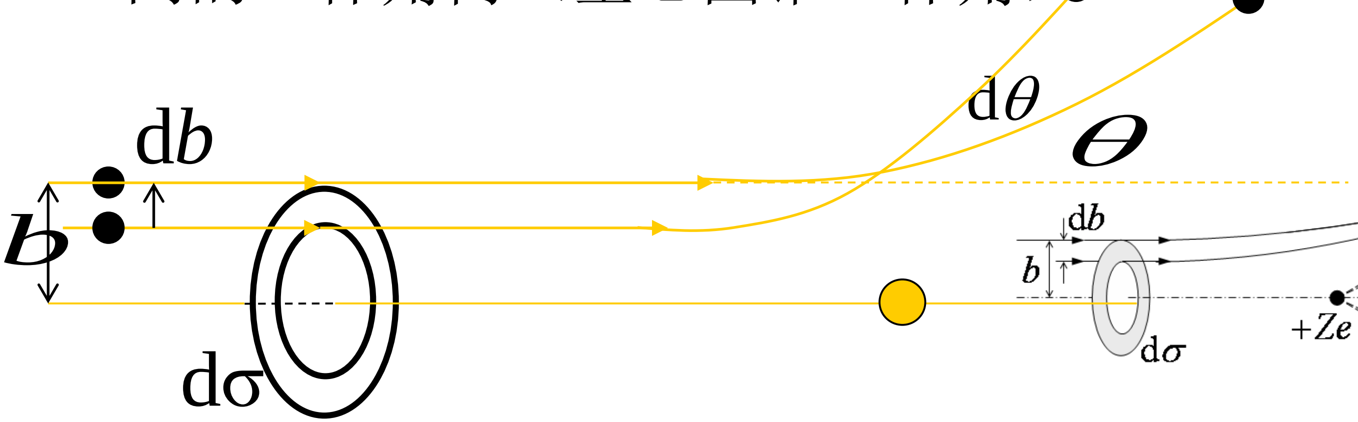
3. 散射截面（α粒子入射一个靶原子）

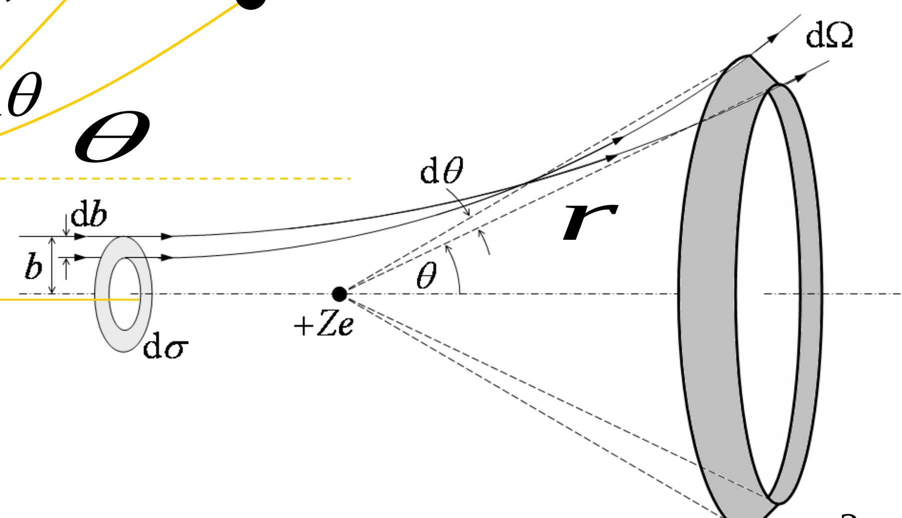
分析：

（1）库仑散射公式中的参数b，实验无法直接测量，须用统计的方法去掉b。

（2）实验测量的结果为大量α粒子与大量靶原子的散射，故应该用统计规律计算。

- 瞄准距离在(b,b-db)区域内入射的α粒子，都被散射到$(\theta,\theta+\mathrm{d}\theta)$间的立体角内（空心圆锥立体角）





α粒子散射到$(\theta,\theta+\mathrm{d}\theta)$的立体角内的几率正比于圆环面积

$$\mathrm{d}\sigma = 2\pi b\,|\,\mathrm{d}b\,|$$

θ与$\theta+\mathrm{d}\theta$间的立体角 $(\Delta\Omega = S / L^2)$

$$\mathrm{d}\Omega = 2\pi r\sin\theta r\mathrm{d}\theta / r^2 = 2\pi\sin\theta\mathrm{d}\theta$$

$$= 4\pi\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}\mathrm{d}\theta$$

$$d\sigma = 2\pi b\,|\,db\,| \qquad b = \frac{D}{2}\cot\frac{\theta}{2} \qquad d\Omega = 4\pi\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}\,d\theta$$

$$d\sigma = \frac{1}{16}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2\frac{d\Omega}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$$

$$= \frac{D^2}{16}\frac{d\Omega}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$$

Rutherford
散射公式

dσ：入射α粒子被散射到 θ 方向dΩ立体角内的概率。

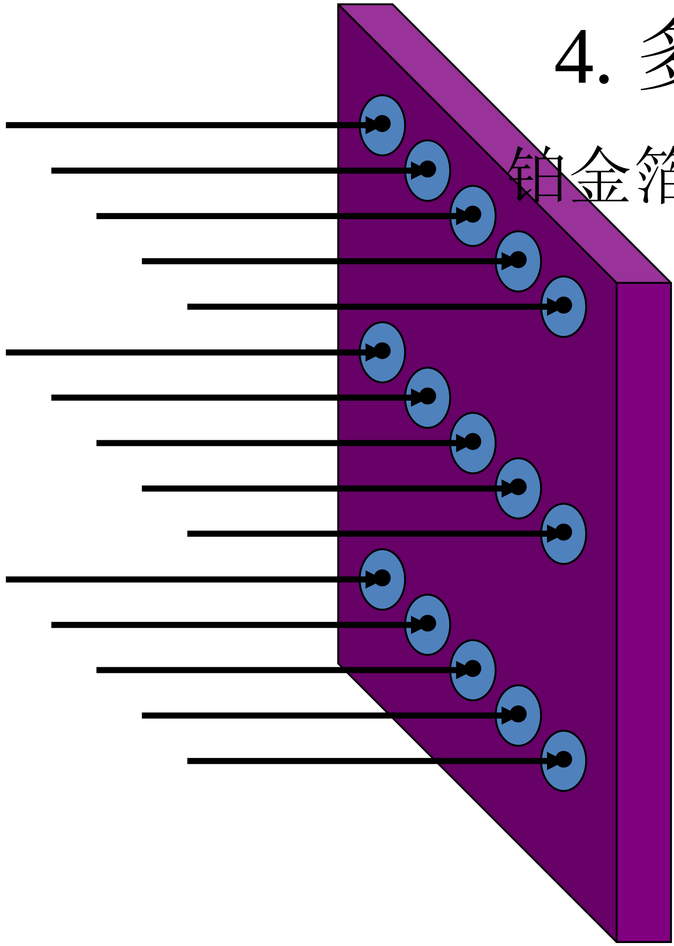
单位：靶恩 $1b = 10^{-24}cm^2$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{D^2}{16}\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$$

散射到 θ 方向单位立体角内的概率

原子的微分散射截面

4. 多原子散射



铂金箔，面积为A，厚度为t，单位体积原子数为N

箔上总原子数为 $N' = NAt$

箔上总微分截面为 $N'\mathrm{d}\sigma = NAt\mathrm{d}\sigma$

n个α粒子射到箔上，其中dn个入射到dσ中，则有

$$\frac{\mathrm{d}n}{n} = \frac{N'\mathrm{d}\sigma}{A} = Nt\mathrm{d}\sigma$$

（单次散射，靶很薄，原子互不遮挡）

被散射到dΩ立体角内的α粒子数为 $\mathrm{d}n = nNt\mathrm{d}\sigma$

代入Rutherford散射公式

$$\mathrm{d}\sigma = \frac{1}{16}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2\frac{\mathrm{d}\Omega}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$$

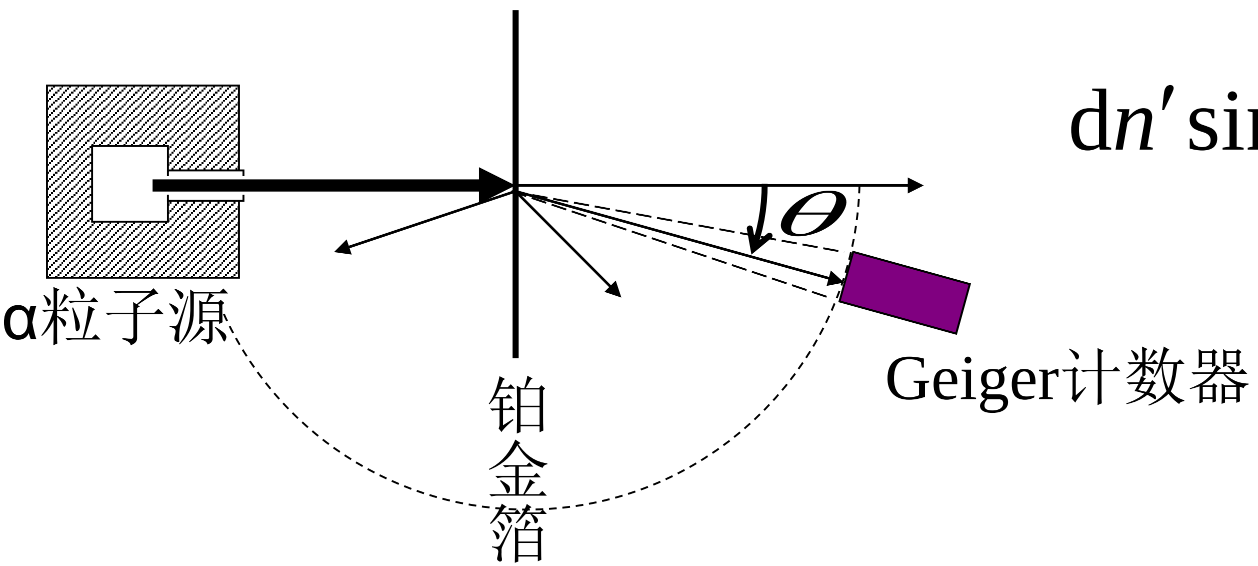
可得到散射的粒子数dn，以及散射几率dn/n

$$\mathrm{d}n = nNt\,\mathrm{d}\sigma \qquad \mathrm{d}\sigma = \frac{1}{16}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2\frac{\mathrm{d}\Omega}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$$

当散射粒子一定，靶一定

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Omega}\sin^4\frac{\theta}{2} = \frac{Nnt}{16}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2 = C\mathrm{onst}$$

实验中，探测器对散射粒子所张的立体角是常数

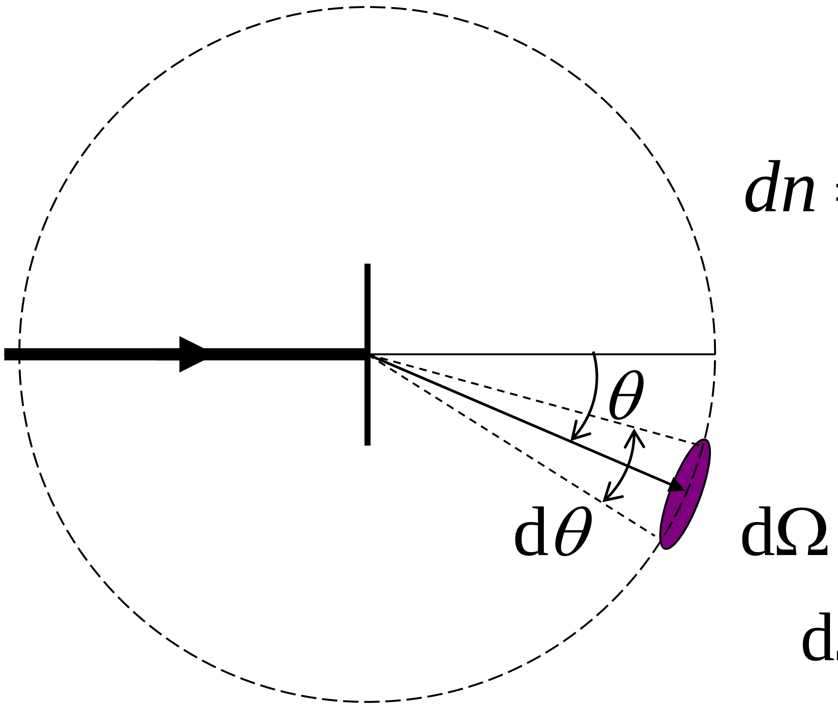


$$\mathrm{d}n'\sin^4\frac{\theta}{2} = \mathrm{Const}$$

$$\mathrm{d}n' = \frac{dn}{d\Omega}\Omega_0$$

关于散射粒子数的计算

$$\mathrm{d}n=\frac{Nnt}{16}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2\frac{\mathrm{d}\Omega}{\sin^4\dfrac{\theta}{2}}$$



$$dn=\frac{\pi nNt}{4}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2\frac{\cos\dfrac{\theta}{2}}{\sin^3\dfrac{\theta}{2}}\mathrm{d}\theta$$

$$\mathrm{d}\Omega=\frac{\mathrm{d}S}{r^2}$$

r：探测器窗口到粒子入射点的距离

例题：

将n个能量为E的α粒子打在厚度为t的金箔上，金的原子序数Z=79，离金箔距离L处 θ 方向上有一面积为S的计数器，求散射进计数器的α粒子的数目.

计数器所张开的立体角： $\Delta\Omega = S / L^2$

$$\frac{\mathrm{d}n}{n} = Nt\mathrm{d}\sigma$$

$$dn = nNt\frac{1}{16}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\Delta\Omega$$

单位体积靶中所包含的原子数 $N = \dfrac{\rho}{A / N_A} = \dfrac{N_A\rho}{A}$

A为原子量

5. 几点讨论

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Omega}=nNt\frac{D^2}{16}\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\qquad D=\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{E}$$

（1）四种关系（n一定）

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Omega}=Nnt\frac{D^2}{16}\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\begin{cases}\propto 1/\sin^4\frac{\theta}{2},\Rightarrow\theta\uparrow,\frac{dn}{d\Omega}\downarrow. \\ \propto t,\Rightarrow \text{同一}\theta,\ t\uparrow,\frac{dn}{d\Omega}\uparrow \\ \propto D^2(\propto\frac{1}{E^2}),\Rightarrow\text{同一}\theta,\ E^2\uparrow,\frac{dn}{d\Omega}\downarrow. \\ \propto D^2(\propto Z^2),\Rightarrow\text{同一}\theta,\ Z^2\uparrow,\frac{dn}{d\Omega}\uparrow\end{cases}$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Omega}\sin^4\frac{\theta}{2}=cons.$$

（其它条件不变）

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Omega}v^4=cons.$$

E越大，靶核的散射作用范围越小

Z越大，库仑势作用范围越大

（$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Omega}$实验可测）

查德威克(J. Chadwick)的验证工作(1920年)

测定Z，以检验散射理论和公式

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Omega}\sin^4\frac{\theta}{2}=\frac{Nnt}{16}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left(\frac{2Z}{E}\right)^2=\text{const.}$$

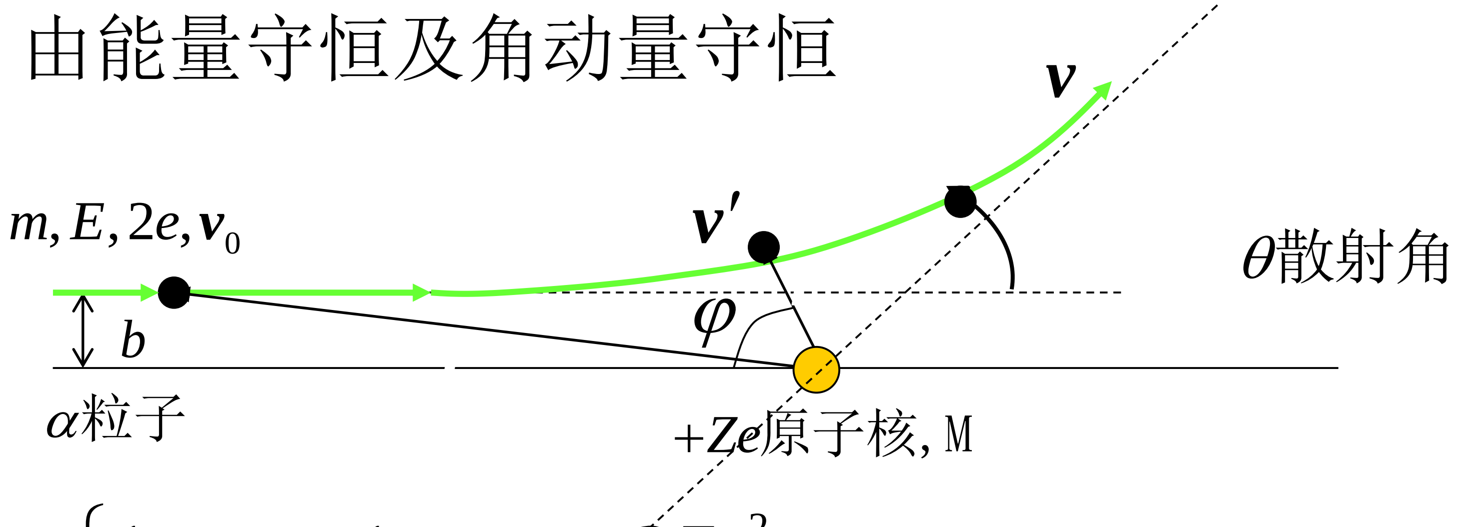
- 根据散射公式的测量结果，计算出原子的核电荷数Z
- 将计算结果与已有的结果比对

	铜	银	铂
原子序数	29	47	78
实验测得原子正电荷数	29.3	46.3	77.4

（2）估算原子核半径

- 如果α粒子可以到达的与核的最小距离为r_m

由能量守恒及角动量守恒



$$\begin{cases} \frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv'^2 + \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_m} \\ mv_0 b = mv' r_m \end{cases}$$

$$v' = \frac{r_m}{v_0 b}$$

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv_0^2\frac{b^2}{r_m^2} + \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_m}$$

$$b = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{mv_0^2}\cot\frac{\theta}{2}$$

$$r_m = \frac{D}{2}(1+\frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}) = \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{mv_0^2}(1+\frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}})$$

$$\theta = \pi \qquad \sin\frac{\theta}{2} = 1 \qquad r_m \sim D \qquad D = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Z}{E}$$

对于Au：Z=79， E=5.3 MeV,

$$D = 4.3\times10^{-12}\,cm$$

可得 $r_m < 4.3\times10^{-14}\,\mathrm{m}$

（3）小角度入射情况

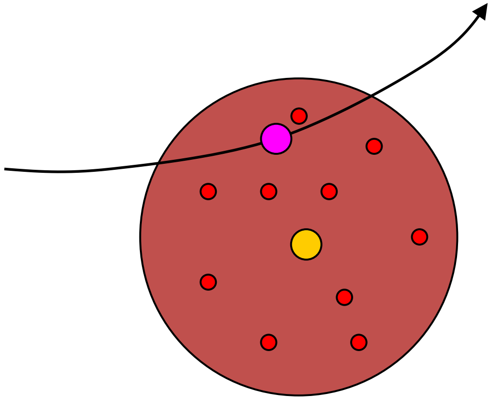
$$\theta \to 0 \qquad \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \to \infty,$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{n\,\mathrm{d}\Omega} = Nt\frac{D^2}{16}\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \to \infty$$

发散！

Why？

- 原因：小角散射对应于较大的瞄准距离b；此时入射的粒子距核较远，在粒子与核之间有电子，而电子所带的电荷对核的电场有屏蔽作用，即粒子所感受到的有效电场要小。



- Rutherford散射公式中的核电荷数Z应当以有效核电荷数代替。

四、Rutherford 模型的意义和不足

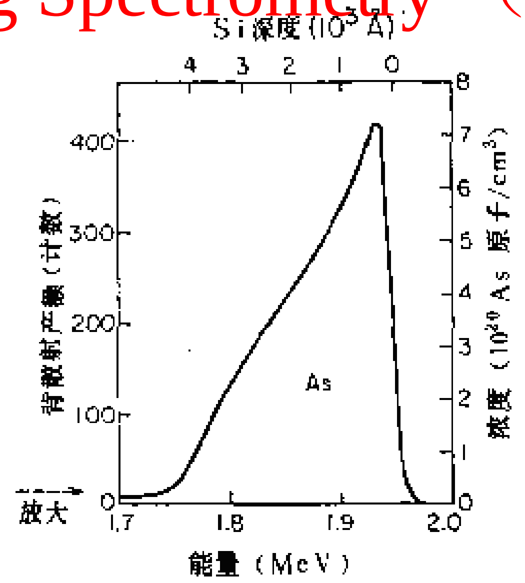
1. 意义

- 成功解释了大角度散射
- 提供了一种分析物质微观结构的方法：粒子散射，高能粒子轰击
- 提供了一种材料分析的手段（测Z）

Rutherford Backscattering Spectrometry （RBS）

As掺杂的Si样品
的背散射能谱

质量分辨
含量分辨
深度分辨



2. 不足

- 无法描述原子的稳定性

卢瑟福原子模型又称“行星模型”

$$F_{向}=m_e a$$

$$L=m_e vr$$

$$F_{向}=\frac{m_e v^2}{r}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r^2}\longrightarrow v=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{m_e vr}$$

$$a=\frac{v^2}{r}=(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 L})^2\frac{1}{\frac{L}{m_e v}}=m_e(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0})^3\frac{(Ze^2)^3}{L^4}\neq 0$$

经典电动力学理论：带电粒子作加速运动，要不断向外辐射能量。

又因

$$E=\frac{1}{2}m_e v^2-\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r}=-\frac{1}{2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r}$$

越靠近核，电子能量越低

$$\because \frac{m_e v^2}{r}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r^2}\longrightarrow \frac{1}{2}m_e v^2=\frac{1}{2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r}$$

电子在极短的时间内 从原子尺度塌缩到原子核！ $(10^{-10}s)$

- 无法解释氢原子的光谱

光谱是研究原子结构的主要途径之一

➢已积累的氢原子光谱的实验结果

◈ 赖曼（Lyman）系 1916

$$\tilde{\nu} = R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}], n = 2, 3, 4, \cdots$$

◈ 巴尔末（Balmer）系 1885

$$\tilde{\nu} = R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}], n = 3, 4, 5, \cdots$$

◈ 帕邢（Paschen）系 1908

$$\tilde{\nu} = R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}], n = 4, 5, 6, \cdots$$

◈ 布喇开（Brackett）系 1922

$$\tilde{\nu} = R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}], n = 5, 6, 7, \cdots$$

◈ 普丰特（Pfund）系 1924

$$\tilde{\nu} = R_{\mathrm{H}}[\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}], n = 6, 7, 8, \cdots$$

分立的线状光谱！

➢卢瑟福原子模型和经典理论预测原子光谱是连续的

经典理论：原子辐射光的频率=原子中电子运动的频率

$$f=\frac{1}{T}=\frac{v}{2\pi r}$$

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{r^2}=\frac{mv^2}{r} \longrightarrow v=\sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 mr}}$$

$$\therefore f=\frac{e}{2\pi}\sqrt{\frac{Z}{4\pi\varepsilon_0 mr^3}}$$

光谱是连续的!