

## Lezione 8

# L'atomo nucleare

## Un po' di storia

**1897** J. J. Thomson produce fasci di elettroni all'interno di tubi a vuoto. Misura la deflessione in campi elettrici e magnetici e misura il rapporto  $m_e/e$  che risulta indipendente dal materiale che forma il catodo e dal gas utilizzato.

Nel 1910 Millikan determina  $m_e = 0.511 \text{ MeV}$ . Ponte di Brooklyn, dirigibile Zeppelin

**1905** Einstein moto Browniano, Effetto fotoelettrico, Relatività ristretta.

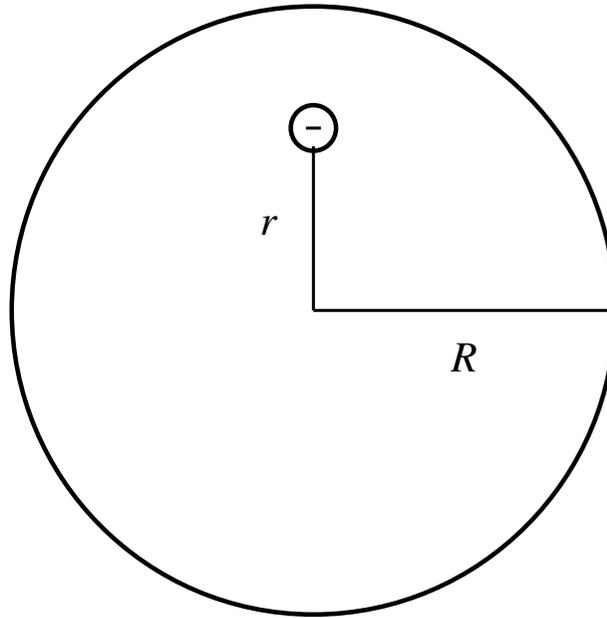
Fondazione di Las Vegas, Norvegia si separa dalla Svezia. Volo dei fratelli Wright.

**1907** Modello atomico di Thomson. Milano - Sanremo, Picasso - Les demoiselles d'Avignon

**1907 - 1909** Geiger, Mardsen e Rutherford effettuano gli esperimenti di diffusione di particelle  $\alpha$  su bersagli d'oro.

**1911** Pubblicazione dei risultati. Superconduttività, idrovolante

# L'atomo di Thomson



$$\rho = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

## Legge di Gauss

$$\phi = \oint \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA = \frac{q_{int}}{\epsilon_0}$$

$$4\pi r^2 |\mathbf{E}| = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Forza che agisce sull'elettrone che si sposta dal suo punto di equilibrio.

$$|\mathbf{F}| = e|\mathbf{E}| = e \frac{r}{3\epsilon_0} \rho = \frac{Ze^2}{4\pi R^3 \epsilon_0} r .$$

Dato che la forza riporta l'elettrone nella sua posizione di equilibrio

$$-\frac{d^2 r}{dt^2} m_e = \frac{Ze^2}{4\pi R^3 \epsilon_0} r$$

Oscillatore armonico

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \left( \frac{Ze^2}{4\pi R^3 \epsilon_0 m_e} \right) r = 0$$

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{Ze^2}{4\pi R^3 \epsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

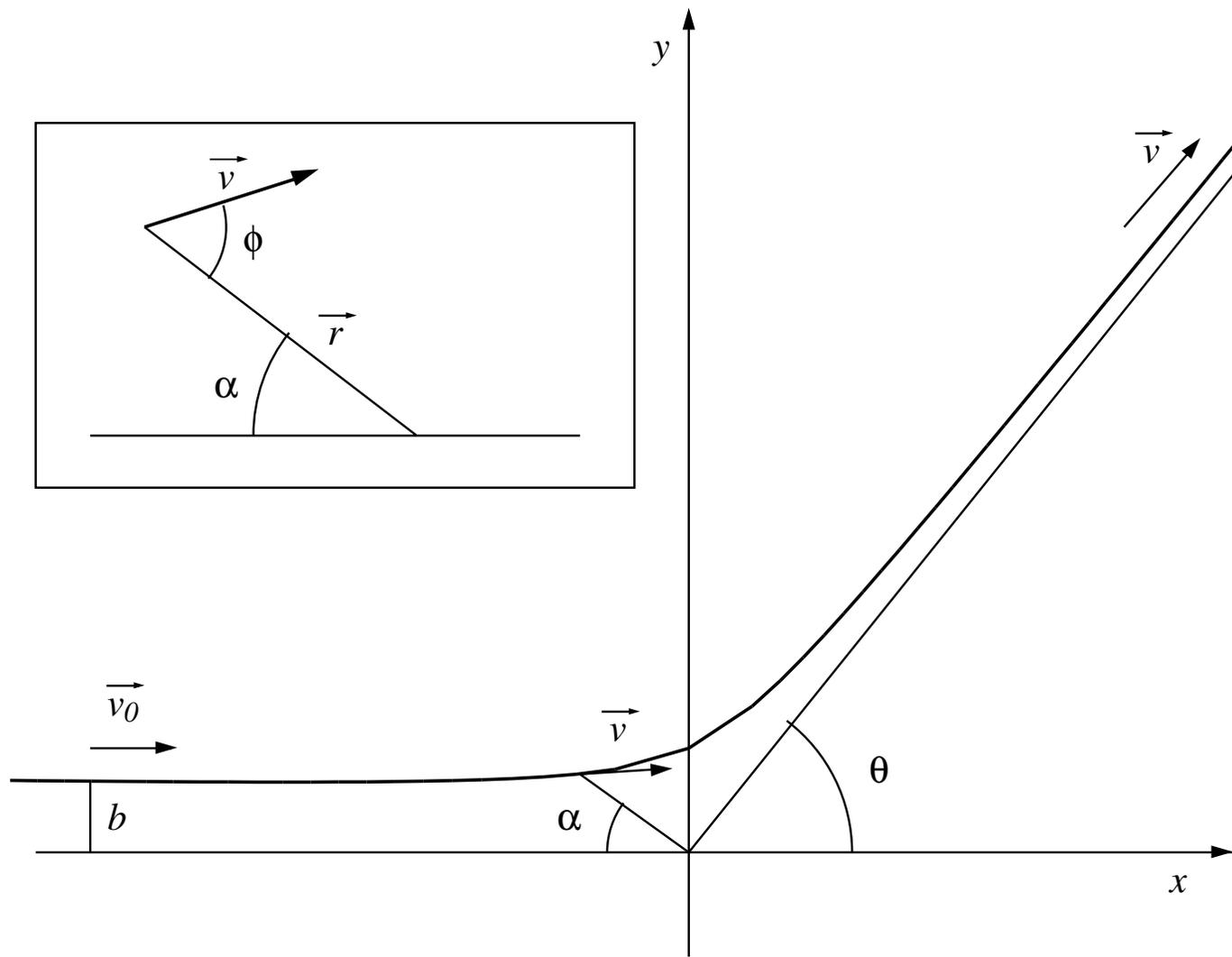
Inserendo  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C,  $m_e = 9 \cdot 10^{-31}$  kg,  $\epsilon_0 = 9 \cdot 10^{-12}$  F(arad)/m,

$R = 10^{-10}$  m, si ha

$$\nu = 2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$$

# L' atomo di Rutherford

1. Forze puramente coulombiane.
2. Diffusione singola.
3. Elettroni atomici trascurati.
4. Proiettile bersaglio puntiformi.
5. Bersaglio  $\infty$  pesante.
6. Effetti relativistici trascurati.
7. Effetti quantistici trascurati.



$$r = |\mathbf{r}| \quad ; \quad |\mathbf{L}| = |\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = mv_0 b$$

$$v_r = |\mathbf{v}| \cos \phi = \frac{d|\mathbf{r}|}{dt} \quad ; \quad v_\phi = |\mathbf{v}| \sin \phi = r \frac{d\alpha}{dt}$$

$$\begin{aligned} |\mathbf{L}| &= |\mathbf{r} \times m\mathbf{v}| = r m |\mathbf{v}| \sin \phi = mv_0 b \\ &= |\mathbf{r} \times m(\mathbf{v}_r + \mathbf{v}_\phi)| = |\mathbf{r} \times m\mathbf{v}_\phi| \\ &= r m |\mathbf{v}| \sin \phi = m r^2 \frac{d\alpha}{dt} \end{aligned}$$

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{v_0 b} \frac{d\alpha}{dt}$$

$$\mathbf{F} = \frac{K}{r^2} \hat{\mathbf{r}} ; \quad K = Z_1 Z_2 \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0}$$

Consideriamo solo la componente sull'asse y

$$m \frac{dv_y}{dt} = F \cos(\pi/2 - \alpha) = \frac{K}{r^2} \sin \alpha$$

$$dv_y = \frac{K}{mv_0 b} \sin \alpha d\alpha$$

Integriamo su tutta la traiettoria.

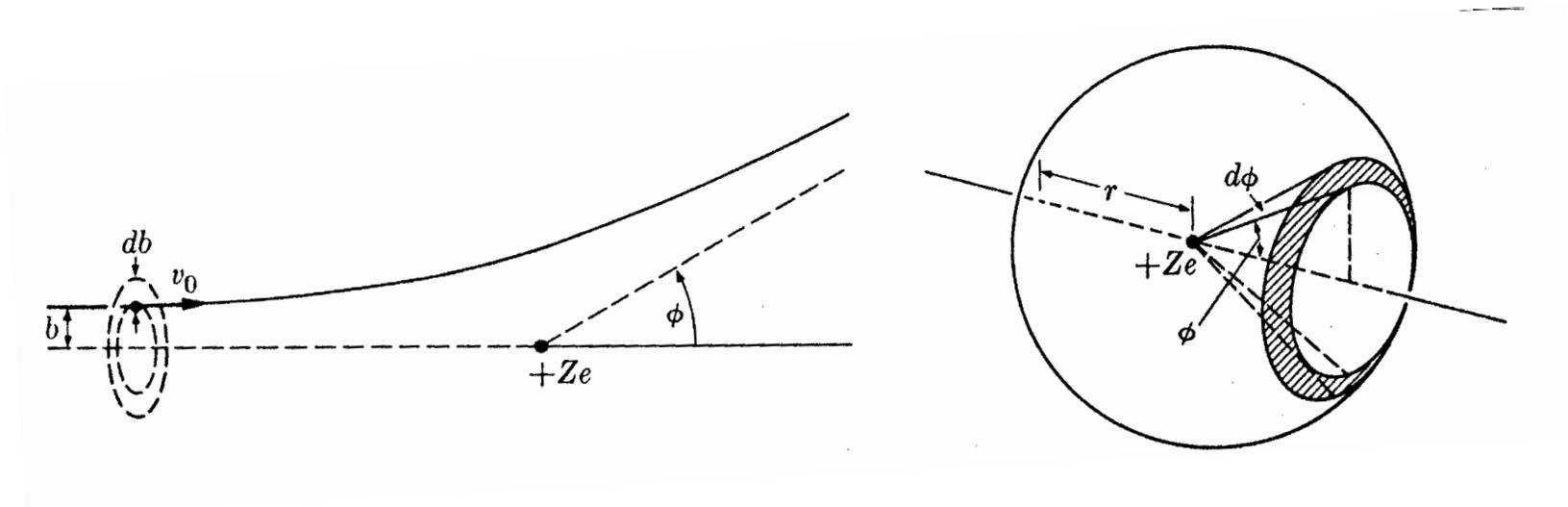
$$\int_0^{v_0 \sin \theta} dv_y = \int_0^{\pi - \theta} \frac{K}{mv_0 b} \sin \alpha d\alpha$$

$$v_0 \sin \theta = \frac{K}{mv_0 b} [-\cos \alpha]_0^{\pi - \theta} = \frac{K}{mv_0 b} (\cos \theta + 1)$$

$$\cos(\pi - \theta) = -\cos \theta ; \cos \theta + 1 = 2 \cos^2 \theta / 2$$

$$b = \frac{K}{mv_0^2} \frac{\cos \theta + 1}{\sin \theta} = \frac{K}{mv_0^2} \frac{2 \cos^2 \theta / 2}{2 \sin \theta / 2 \cos \theta / 2} = \frac{K}{mv_0^2} \cot g \frac{\theta}{2}$$

## Calcolo della sezione d'urto



$N$  = numero di particelle che incide sull'unità di area nell'unità di tempo.

Il numero di particelle con parametro d'urto tra  $b$  e  $b + db$  è:

$$dN = N(2\pi b db)$$

Dall'espressione del parametro d'impatto

$$db = \frac{K}{mv_0^2} \left( \frac{-1}{\sin^2 \theta/2} \right) \frac{1}{2} d\theta$$

$$dN = N 2\pi \left( \frac{K}{mv_0^2} \right)^2 \left( \frac{\cos \theta/2}{\sin \theta/2} \right) \frac{1}{2} \left( \frac{-1}{\sin^2 \theta/2} \right) d\theta.$$

L'angolo solido sotteso dal rivelatore

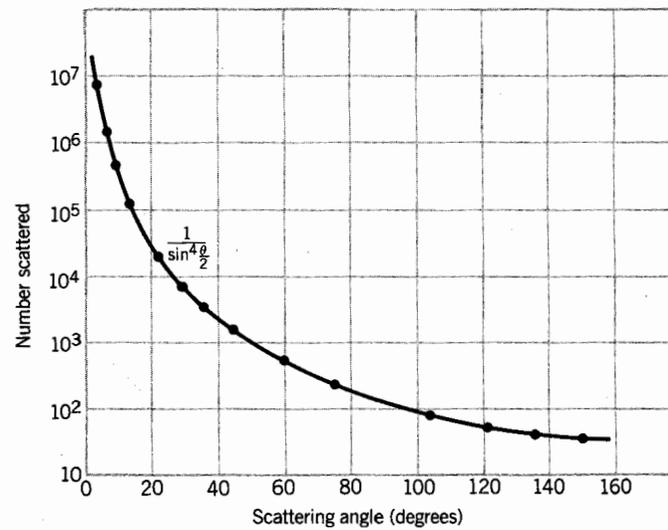
$$d\Omega = \frac{\text{areasottesa}}{r^2} = \frac{2\pi r \sin \theta r d\theta}{r^2} = 4\pi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta.$$

Il numero di particelle con parametro d'impatto compreso tra  $b$  e  $b + db$  che arrivano nell'angolo solido  $d\Omega$  è

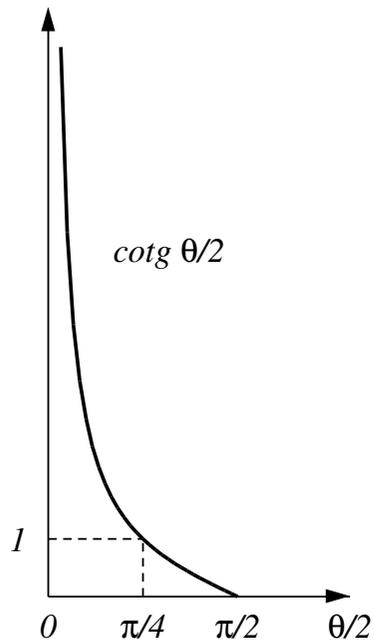
$$\left| \frac{dN}{d\Omega} \right| = N \left( \frac{K}{mv_0^2} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4 \theta/2}.$$

## Sezione d'urto

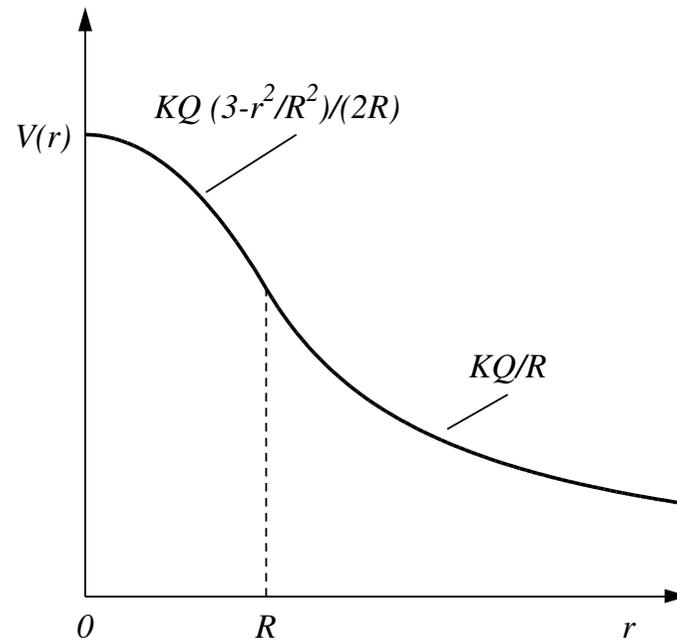
$$\sigma(\theta) = \frac{1}{N} \left| \frac{dN}{d\Omega} \right| = \frac{1}{4} \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m v_0^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$



$\alpha$  ( $Z=2$ ) 8 MeV su Au ( $Z=79$ )



A

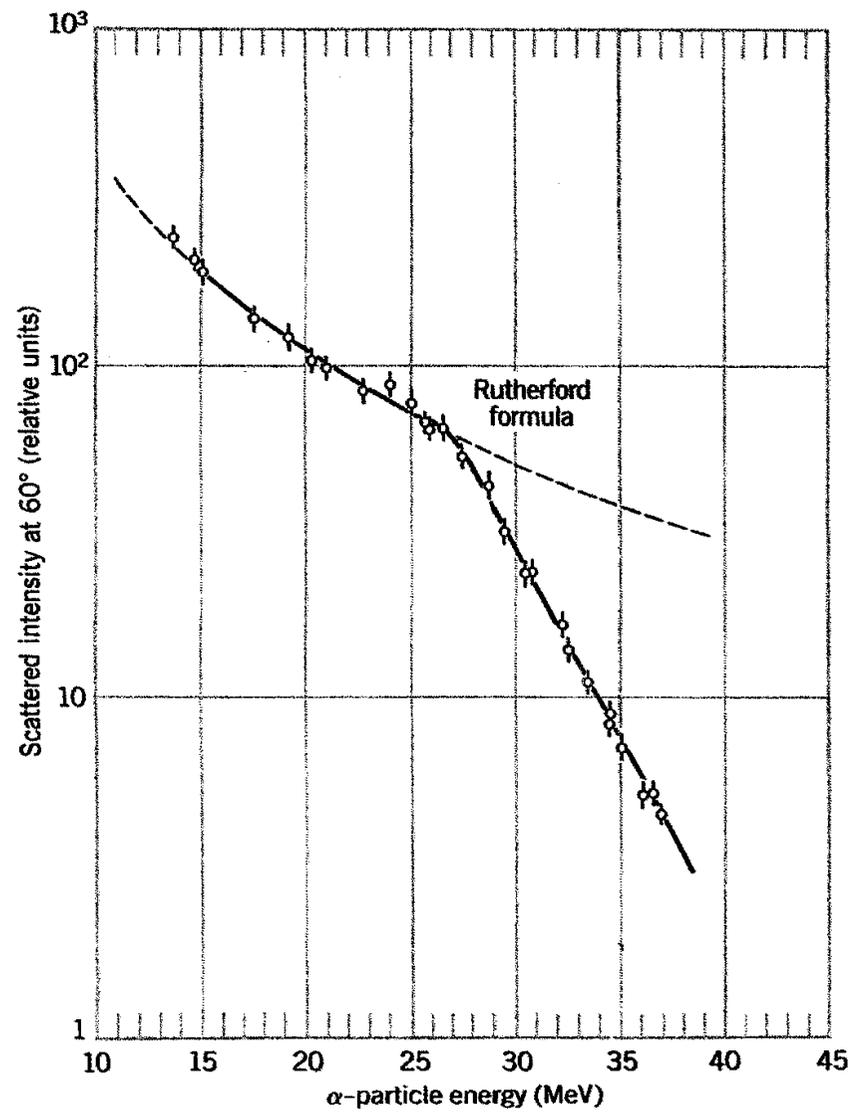
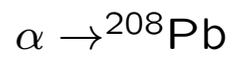


B

$$\cotg \frac{\theta}{2} = mv_0^2 \frac{4\pi\epsilon_0}{Z_1 Z_2 e^2} b \simeq \frac{2E_k}{Z_1 Z_2} b \cdot 10^{15} \text{m}^{-1} \text{MeV}^{-1}$$

$$b=10^{-10} \text{m}, \quad Z_1=2, \quad Z_2 \simeq 100, \quad E_k \simeq 1 \text{ MeV} \quad \cotg \theta/2 \simeq 10^3,$$

$$\theta \ll 1$$



Crisi dell'elettromagnetismo classico.

Gli elettroni su una traiettoria curva irradiano perdendo energia.

Bohr ipotizza orbite stazionarie.

L'emissione avviene soltanto nel passaggio tra due livelli.