

4300375 - Física moderna I

Aula 4 – Evidências da mecânica quântica (parte 3)

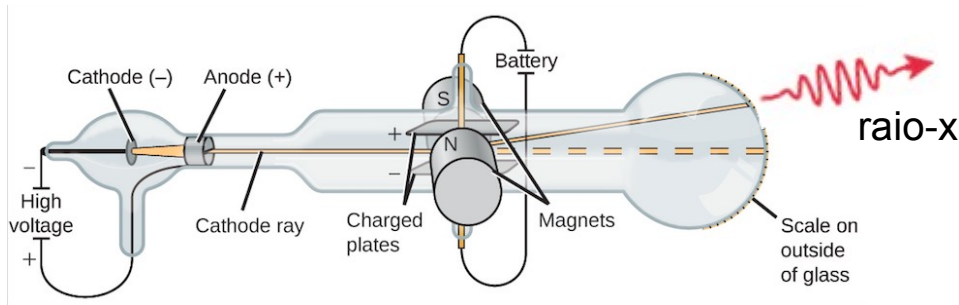
*Interação da radiação com a matéria e
modelo atômico do final do século XIX*

Nesta aula...

- Interação de radiação com a matéria
 - Produção de raios-x
 - Produção e aniquilação de pares
- Modelo atômico
 - Modelo de Thomson
 - Modelo de Rutherford
 - Espectros de emissão atômicos

Produção de raios-x

- Os **raios-x** foram descobertos por Wilhelm **Röntgen** em 1895.
- J. J. **Thomson** descobriu o **elétron** fora da matéria em 1897.
 - Raios catódicos são elétrons



Tubo de raios catódicos



Primeira radiografia feita por Röntgen.

Produção de raios x

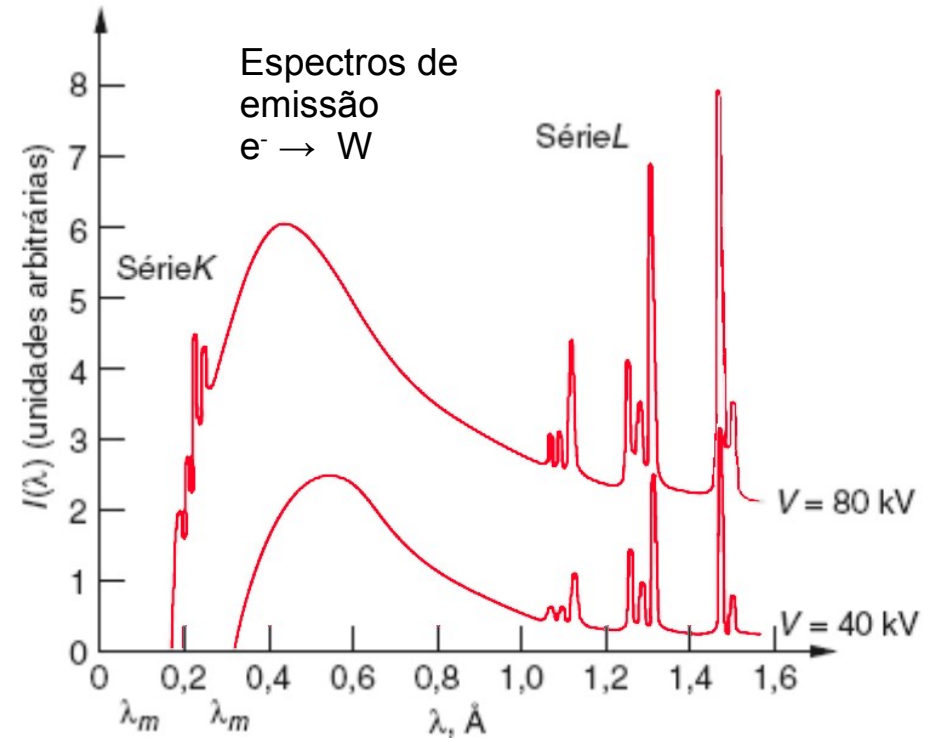
O raio-x vem de um processo eletrônico

- **Emissão** de radiação é prevista no **modelo clássico** do eletromagnetismo

$\vec{v} \perp \vec{a} \Rightarrow$ Radiação síncrotron.

$\vec{v} \parallel \vec{a} \Rightarrow$ Radiação bremsstrahlung.

Reitz & Milford – Capítulo 21.



Tipler

Produção de raios x

O raio-x vem de um processo eletrônico

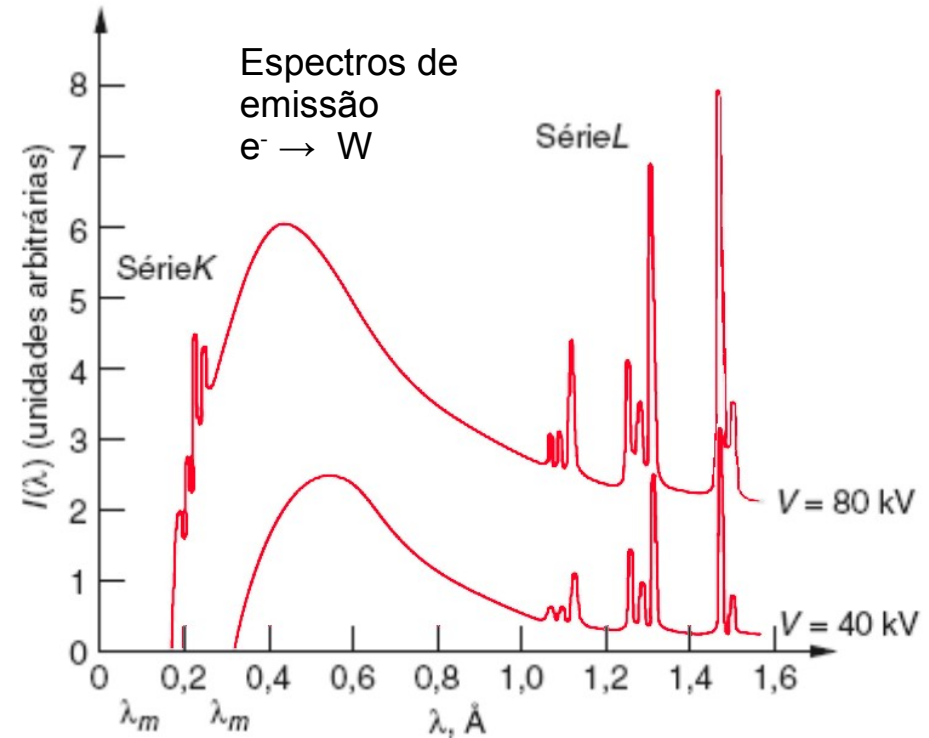
- **Emissão de radiação é prevista no modelo clássico do eletromagnetismo**

$\vec{v} \perp \vec{a} \Rightarrow$ Radiação síncrotron.

$\vec{v} \parallel \vec{a} \Rightarrow$ Radiação bremsstrahlung.

Reitz & Milford – Capítulo 21.

Emissão contínua!



Tipler

Produção de raios x

O raio-x vem de um processo eletrônico

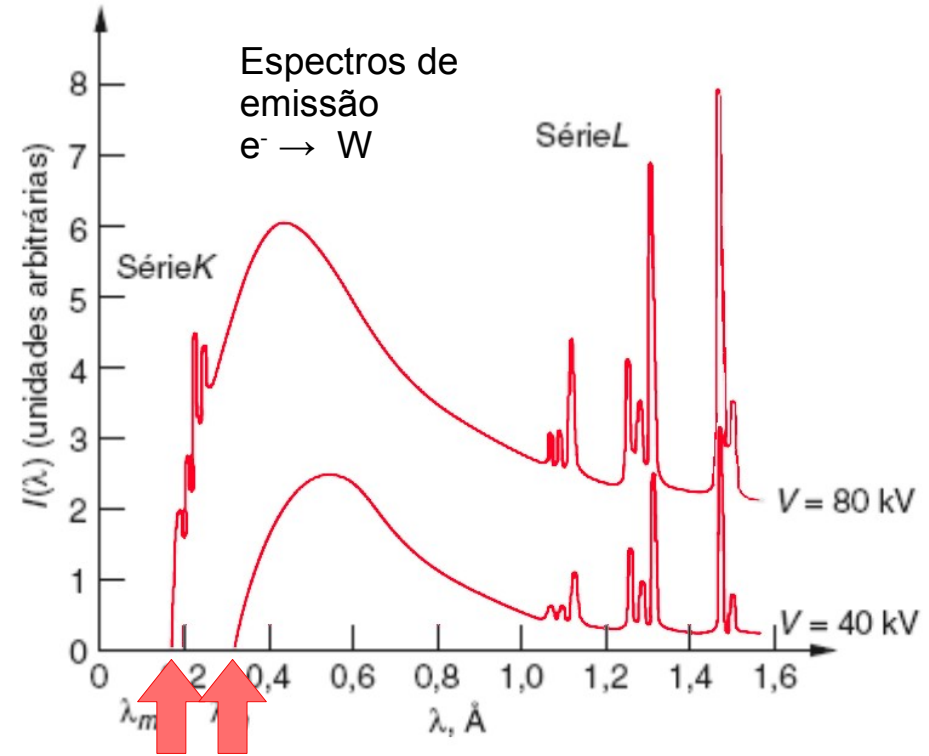
- **Emissão** de radiação é prevista no **modelo clássico** do eletromagnetismo

$\vec{v} \perp \vec{a} \Rightarrow$ Radiação síncrotron.

$\vec{v} \parallel \vec{a} \Rightarrow$ Radiação bremsstrahlung.

Reitz & Milford – Capítulo 21.

- Mas como explicar o **corte em comprimento de onda**?



Tipler

Produção de raios x

O raio-x vem de um processo eletrônico

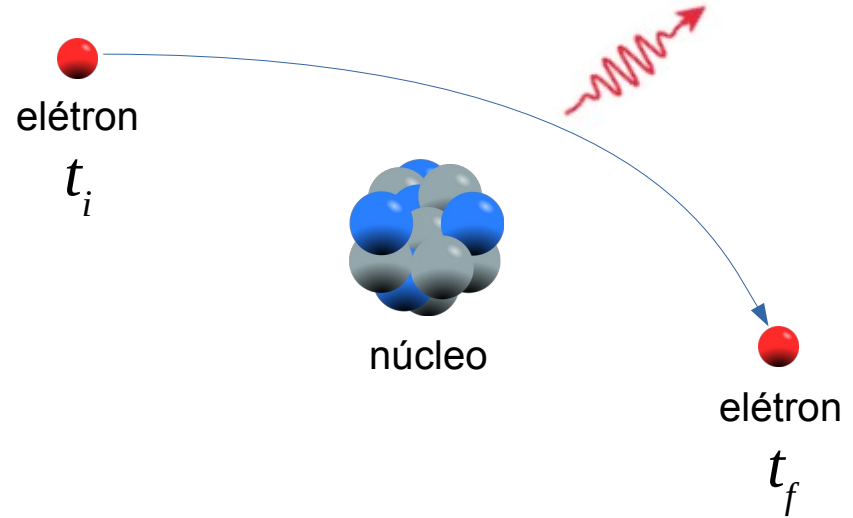
- Admitindo que o **raio-x** é emitido em **pacotes de energia** a explicação para o corte é imediata:

$$E_i = h \nu + E_f$$

$$h \nu = E_i - E_f$$

$$h \nu_{\max} = E_i \text{ para } E_f = 0$$

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV_0}$$

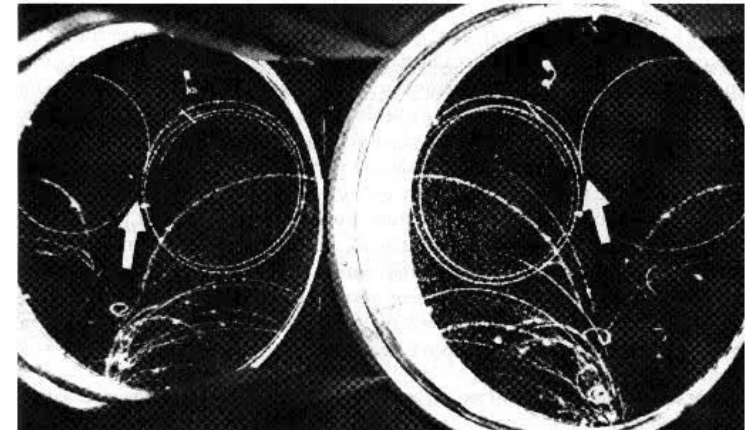


- O **elétron** **emite os fótons** na desaceleração, e a **máxima energia** do fóton é igual à **energia cinética do elétron**!

Produção de pares

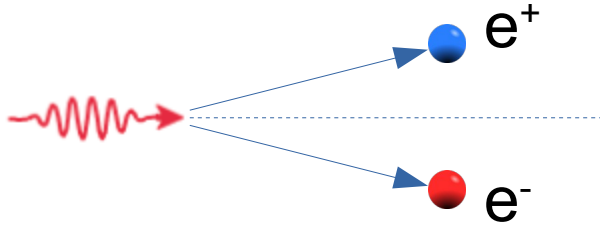
Energia vira matéria

- O fenômeno de **produção de pares** foi primeiro **observado** em experimentos de **raios cósmicos** com câmara de nuvens
- **Fóton energético produz o surgimento de um para elétron-pósitron (matéria e antimatéria)**
- O **pósitron** é uma partícula **idêntica** ao elétron, mas com carga de **sinal trocado**



Produção de pares

Energia vira matéria



Conservação da energia:

$$h \nu = E_e + E_p$$

$$h \nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + \sqrt{p_p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$$

Conservação do momento:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{h \nu}{c} = p_e \cos \theta_e + p_p \cos \theta_p \quad \text{para eixo x} \\ 0 = -p_e \sin \theta_e + p_p \sin \theta_p \quad \text{para eixo y} \end{array} \right.$$

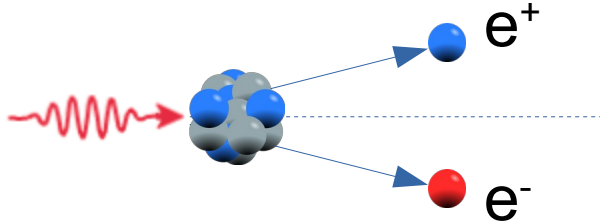
$$h \nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + \sqrt{p_p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$$

$$h \nu = (p_e c) \cos \theta_e + (p_p c) \cos \theta_p$$

Impossível conservar o momento e a energia simultaneamente!

Produção de pares

Energia vira matéria



Conservação da energia:

$$h \nu + M_0 c^2 = E_e + E_p + M_0 c^2 + K_{\text{núcleo}}$$

$$h \nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + \sqrt{p_p^2 c^2 + m_0^2 c^4} + K_{\text{núcleo}}$$

Conservação do momento:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{h \nu}{c} = p_e \cos \theta_e + p_p \cos \theta_p + p_{\text{núcleo}} \quad \text{para eixo x} \\ 0 = -p_e \sin \theta_e + p_p \sin \theta_p \quad \text{para eixo y} \end{array} \right.$$

$$h \nu = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + \sqrt{p_p^2 c^2 + m_0^2 c^4} + \frac{p_{\text{núcleo}}^2}{2 M}$$

$$h \nu = (p_e c) \cos \theta_e + (p_p c) \cos \theta_p + p_{\text{núcleo}}$$

O processo necessita a participação de um núcleo pesado para conservar a energia e o momento!

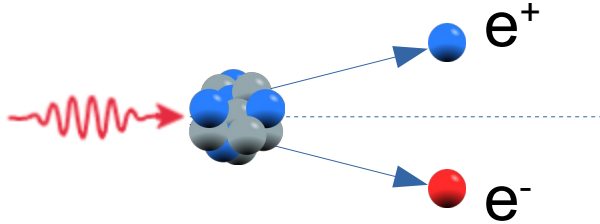
Produção de pares

Energia vira matéria

Energia mínima:

$$h\nu = E_e + E_p + K_{\text{núcleo}}$$

$$h\nu \approx K_e + K_p + 2m_0c^2$$



Conservação da energia:

$$h\nu + M_0c^2 = E_e + E_p + M_0c^2 + K_{\text{núcleo}}$$

$$h\nu = \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4} + \sqrt{p_p^2c^2 + m_0^2c^4} + K_{\text{núcleo}}$$

Conservação do momento:

$$\frac{h\nu}{c} = p_e \cos \theta_e + p_p \cos \theta_p + p_{\text{núcleo}} \quad \text{para eixo x}$$

$$0 = -p_e \sin \theta_e + p_p \sin \theta_p \quad \text{para eixo y}$$

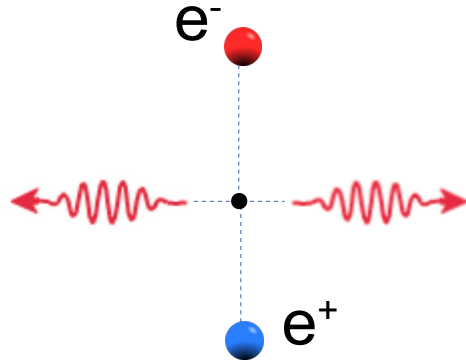
$$h\nu = \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4} + \sqrt{p_p^2c^2 + m_0^2c^4} + \frac{p_{\text{núcleo}}^2}{2M}$$

$$h\nu = (p_e c) \cos \theta_e + (p_p c) \cos \theta_p + p_{\text{núcleo}}$$

O processo necessita a participação de um núcleo pesado para conservar a energia e o momento!

Aniquilação de pares

Energia vira matéria



Conservação da energia:

$$h \nu_1 + h \nu_2 = 2 m_0 c^2$$

(elétron e pósitron em repouso)

Conservação do momento:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \vec{p}_e + \vec{p}_p \\ |\vec{p}_e| = |\vec{p}_p| \\ h \nu_1 / c = h \nu_2 / c \Rightarrow \nu_1 = \nu_2 \end{array} \right.$$

$$\nu_1 = \nu_2 = \frac{m_0 c^2}{h}$$

Emissão de 2 fótons de 511 keV
($\lambda = 0,024 \text{ \AA}$)

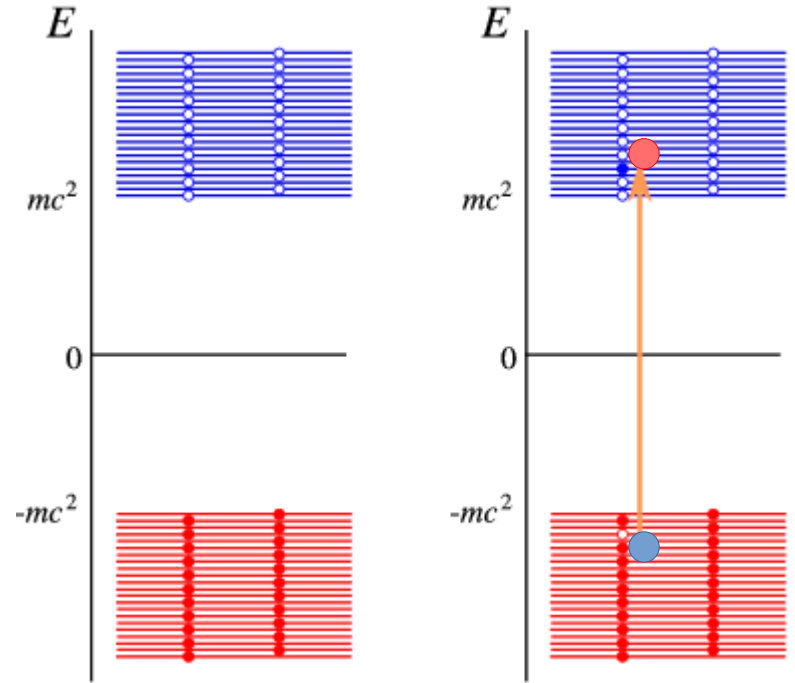
Produção e aniquilação de pares

A interpretação de Dirac

- **Dirac** interpretou o fenômeno de produção e aniquilação de pares supondo a existência de uma **mar de elétrons** com “energia negativa”
- Todos os **estados** com “energia negativa” estão **ocupados**


$$E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$$

Energia relativística!



phys.libretexts.org

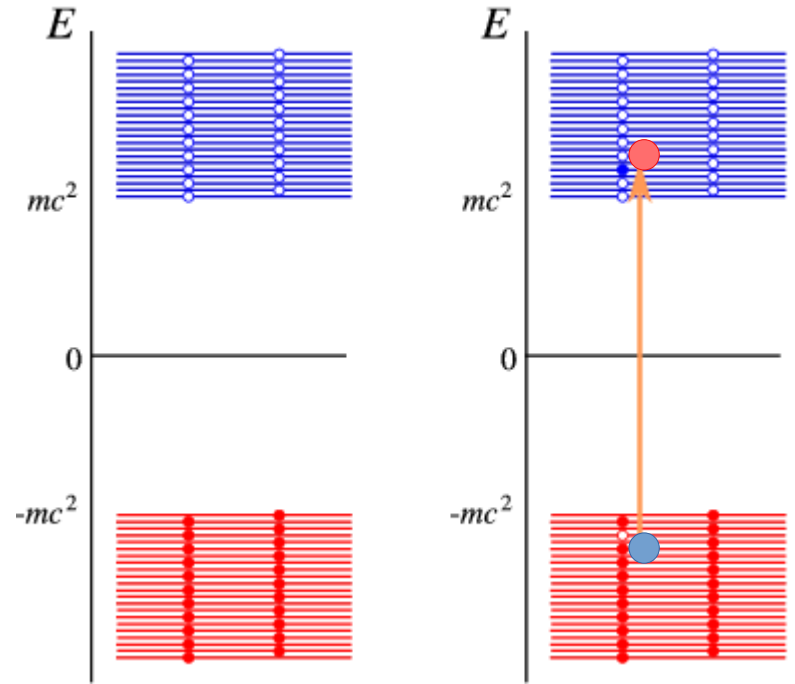
Produção e aniquilação de pares

A interpretação de Dirac

- A **produção** de um par elétron-pósitron é na verdade a **promoção** de um elétron para a região de energia positiva e a consequente formação de uma **vacância** na região negativa
- Já a **aniquilação** ocorre quando o elétron com energia positiva encontra uma vacância


$$E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$$

Energia relativística!



phys.libretexts.org

Interação de radiação com a matéria

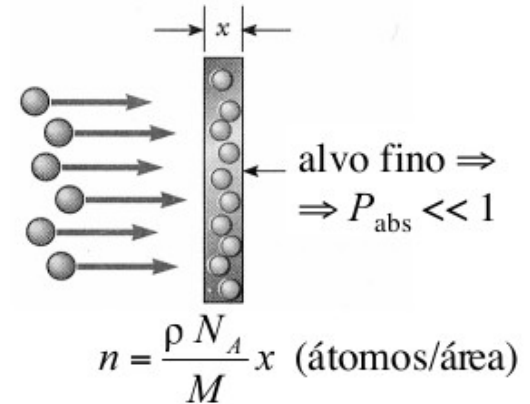
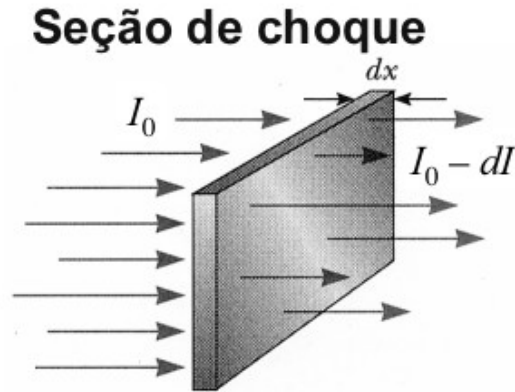
Conclusão

Seção de choque

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

Lei de Beer

- Cada efeito tem uma determinada **probabilidade** de ocorrer.
- Essa probabilidade depende da **distribuição de energias dos elétrons** (portanto do elemento químico) e da **energia do fóton**.



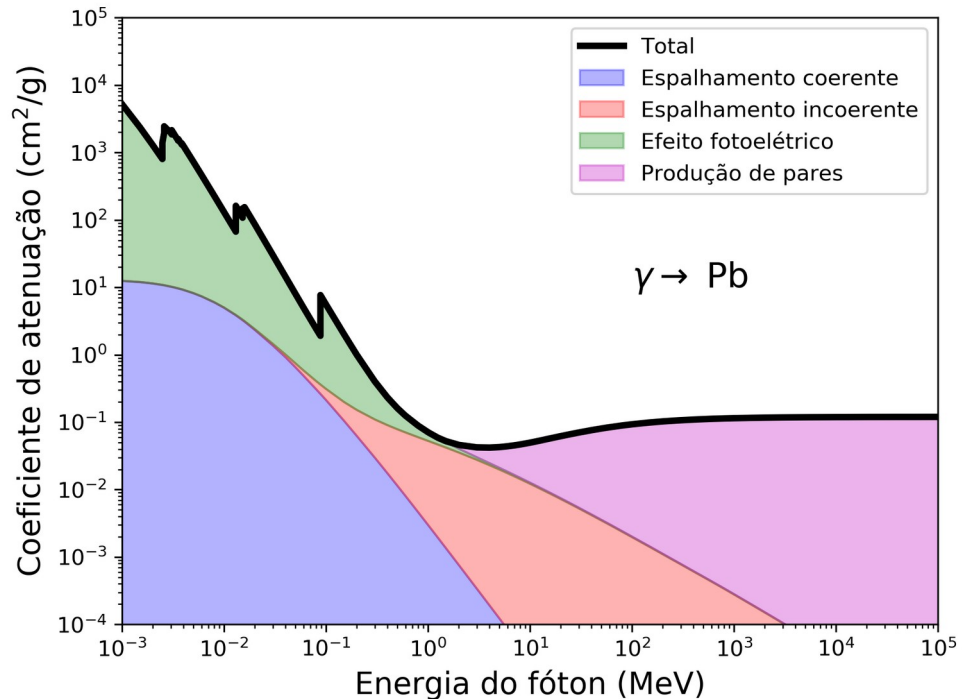
$$dI \propto I_0 \cdot n \Rightarrow dI = \sigma \cdot I_0 \cdot n$$

Interação de radiação com a matéria

Conclusão

Seção de choque

- Cada efeito tem uma determinada **probabilidade** de ocorrer.
- Essa probabilidade depende da **distribuição de energias dos elétrons** (portanto do elemento químico) e da **energia do fóton**.



Modelos atômicos

Demócrito e o modelo atômico

- **Demócrito** (460-370 aC) foi o maior expoente do **atomismo**: tudo o que existe é composto por **elementos indivisíveis** chamados átomos.
- Se a **matéria** não tivesse um elemento indivisível, seria possível se “criar” o **nada** a partir da diluição, ou **particionamento infinito** da matéria
- Daí concluiu que, para explicar a existência do mundo tal como o conhecemos, a **divisão da matéria não pode ser infinita**, isto é, há um limite indivisível, o **átomo**.



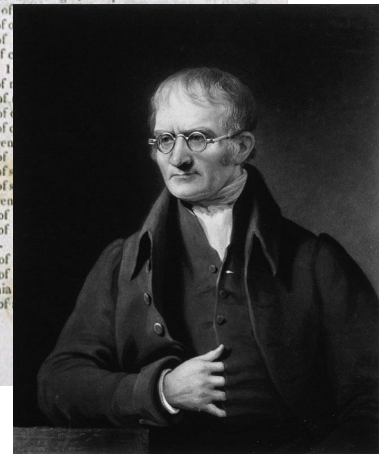
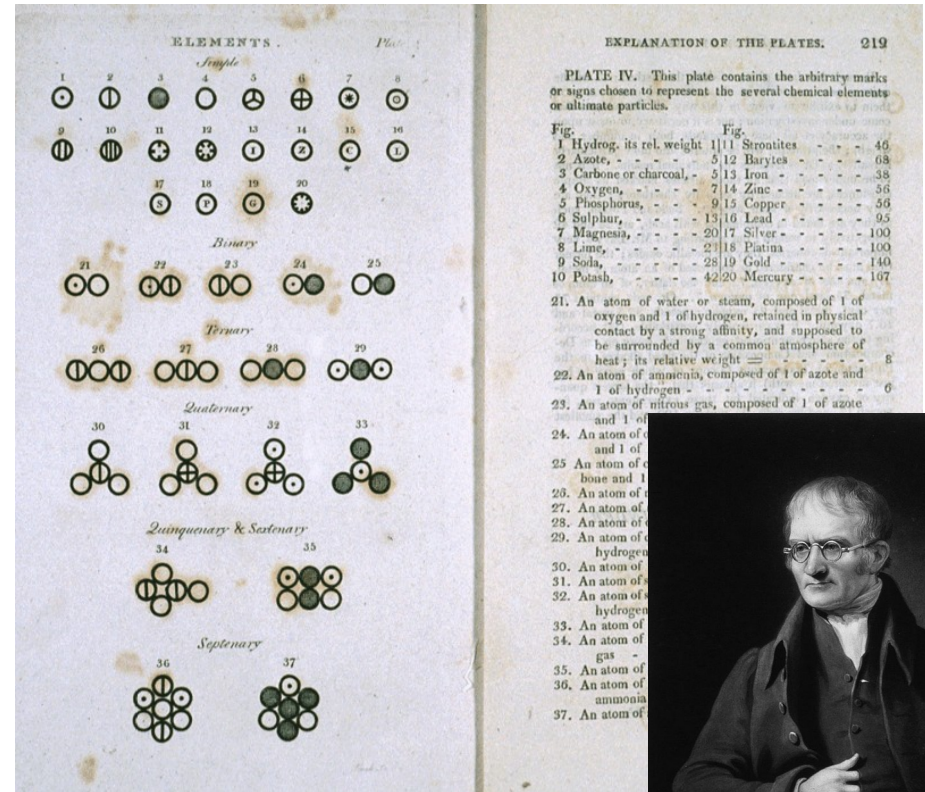
waymarking.com/gallery

Átomo, do grego, "a", negação e "tomo", divisível. Átomo= indivisível)

Modelos atômicos

O modelo de Dalton

- Dalton propôs em 1803 que cada elemento químico era composto por um **átomo** de tipo único e **indivisível**, que podem se combinar em estruturas complexas.

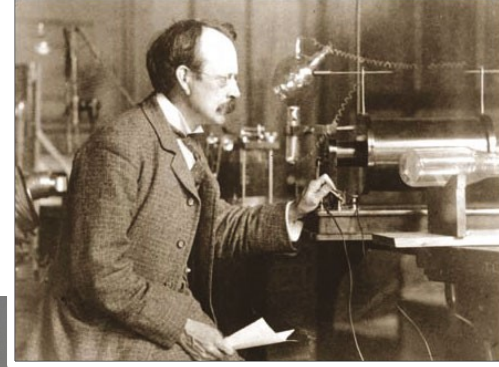


John Dalton

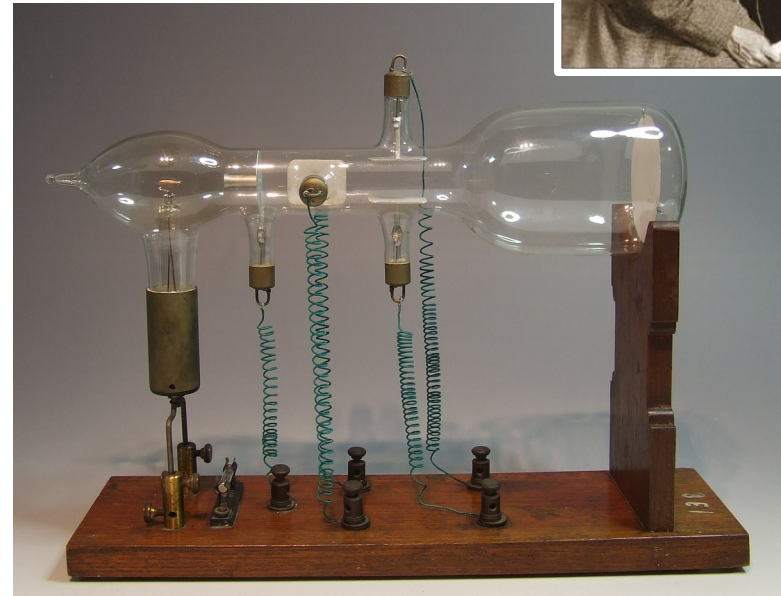
Modelos atômicos

A descoberta do elétron

O **elétron** foi **descoberto** em 1897 por J. J. Thomson com experimentos usando o tubo de raios catódicos.



- **Demonstrou** que o raio catódico tinha **carga negativa** e calculou a **razão carga-massa**



Modelo atômico

Thomson e o modelo do pudim de ameixas

- No **final do século XIX**, a ideia de átomo era a do modelo do “**pudim de ameixas**”, desenvolvido por **J.J. Thomson**.
- Após a **descoberta do elétron**, Thomson imaginou que o átomo era uma **grande massa positiva** “recheada” com **pequenas esferas negativas**, os elétrons

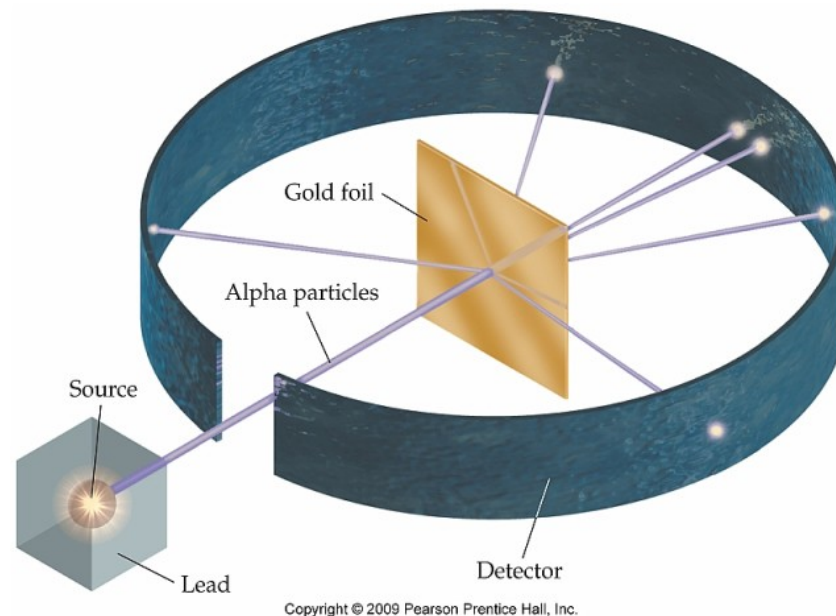


© 2006 Welsch & Partner, Tübingen
scientific multimedia

Modelo atômico

O experimento Geiger-Marsden

- O experimento Geiger-Marsden foi **executado a pedido de Rutherford** para resolver um problema do detector que Geiger e Rutherford desenvolviam juntos
 - O detector não media bem partículas alpha
- **Rutherford queria saber qual era o desvio causado nas partículas alpha por folhas finas de diversos materiais**



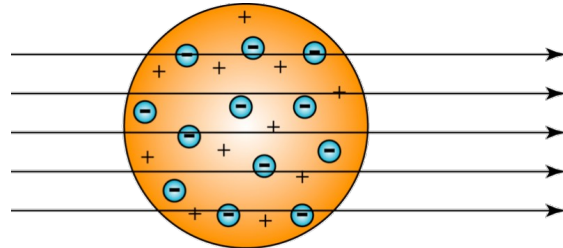
Gegier H., Marsden Ernest, e Rutherford Ernest, "On a diffuse reflection of the α -particles", Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, vol. 82, no 557, p. 495–500, jul. 1909.

Modelo atômico

A interpretação de Rutherford do experimento Geiger-Marsden

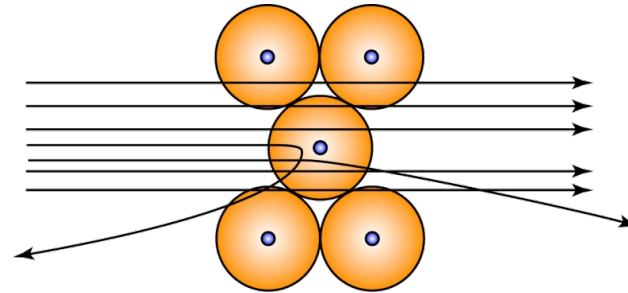
- No entanto, o resultado surpreendeu Rutherford, que esperava **desvios pequenos** dados pelo modelo de Thomson
- Ao invés disso, Geiger e Marsden observaram **partículas espalhadas inclusive na direção traseira!**

E. Rutherford, "The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom", in *The Old Quantum Theory*, Elsevier, 1967, p. 108–131.



Resultado
esperado

Modelo do pudim
de ameixas



Resultado
obtido

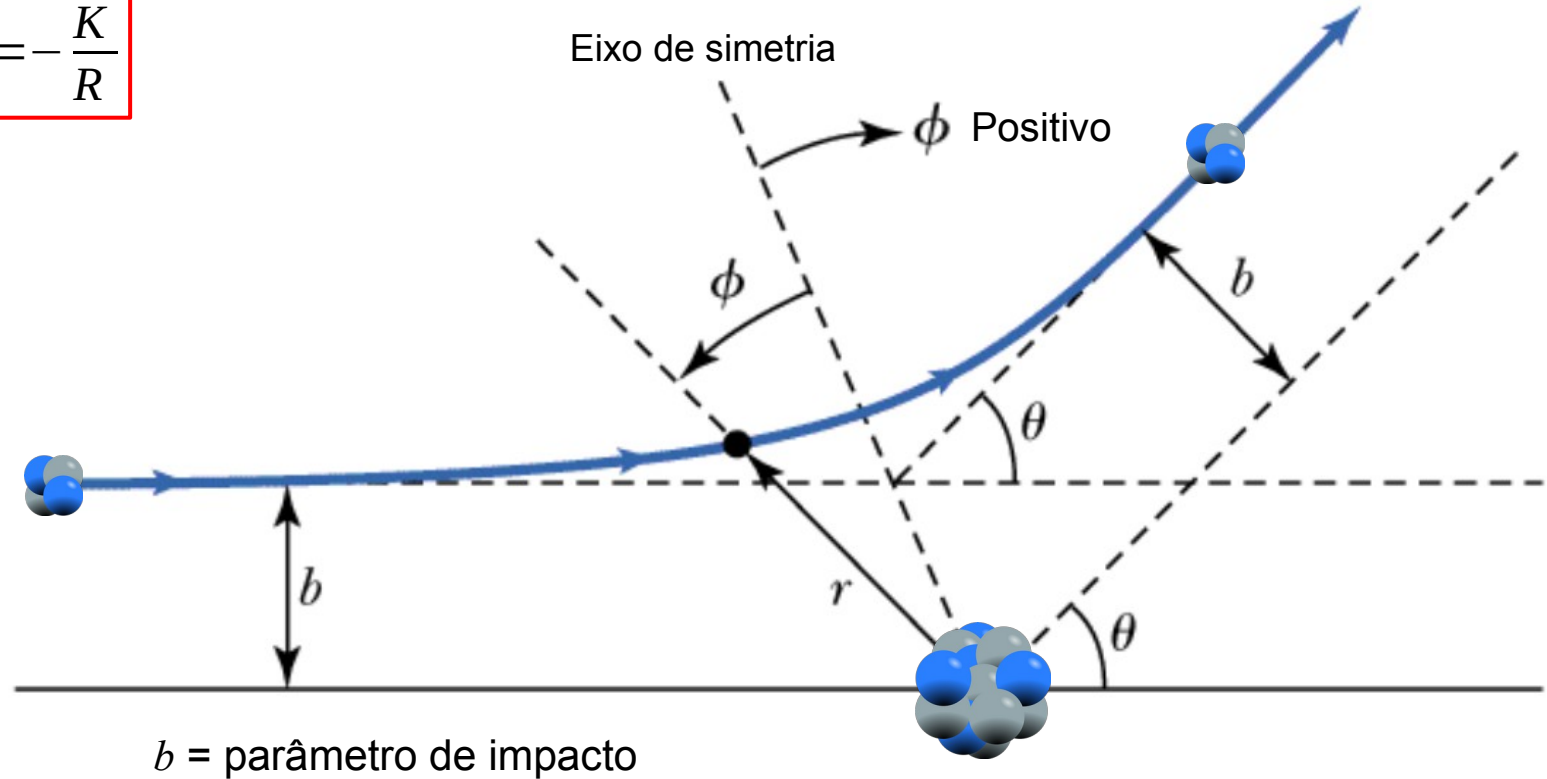
Modelo planetário

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

$$\vec{F} = -\frac{K}{R^2} \hat{R} \Leftrightarrow V(R) = -\frac{K}{R}$$

$$K = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0}$$



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

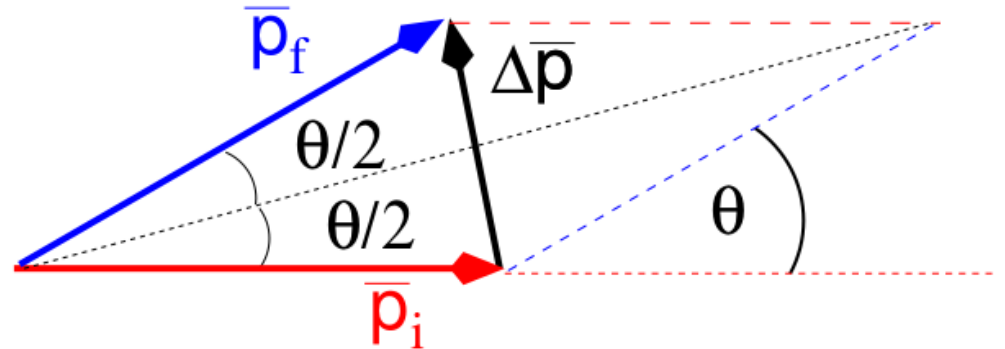
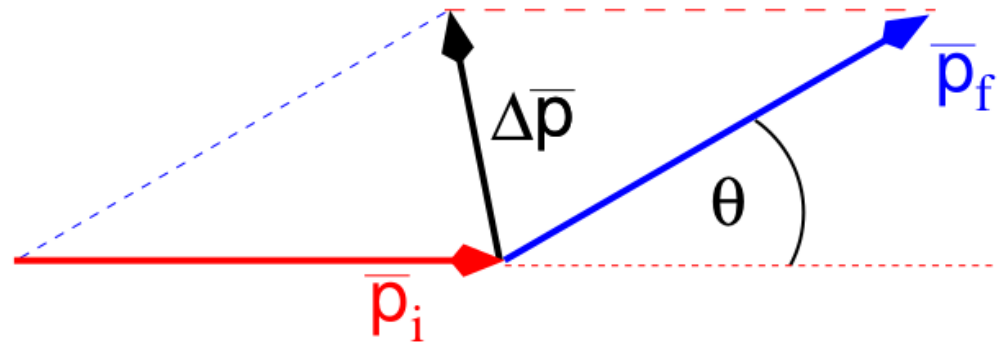
Impulso de uma força central:

$$|\vec{p}_i| = |\vec{p}_f| = p$$

$$|\Delta\vec{p}| = \Delta p$$

$$\sin(\theta/2) = \frac{\frac{1}{2}\Delta p}{p} = \frac{\Delta p}{2p}$$

$$\Delta p = 2p \sin(\theta/2)$$



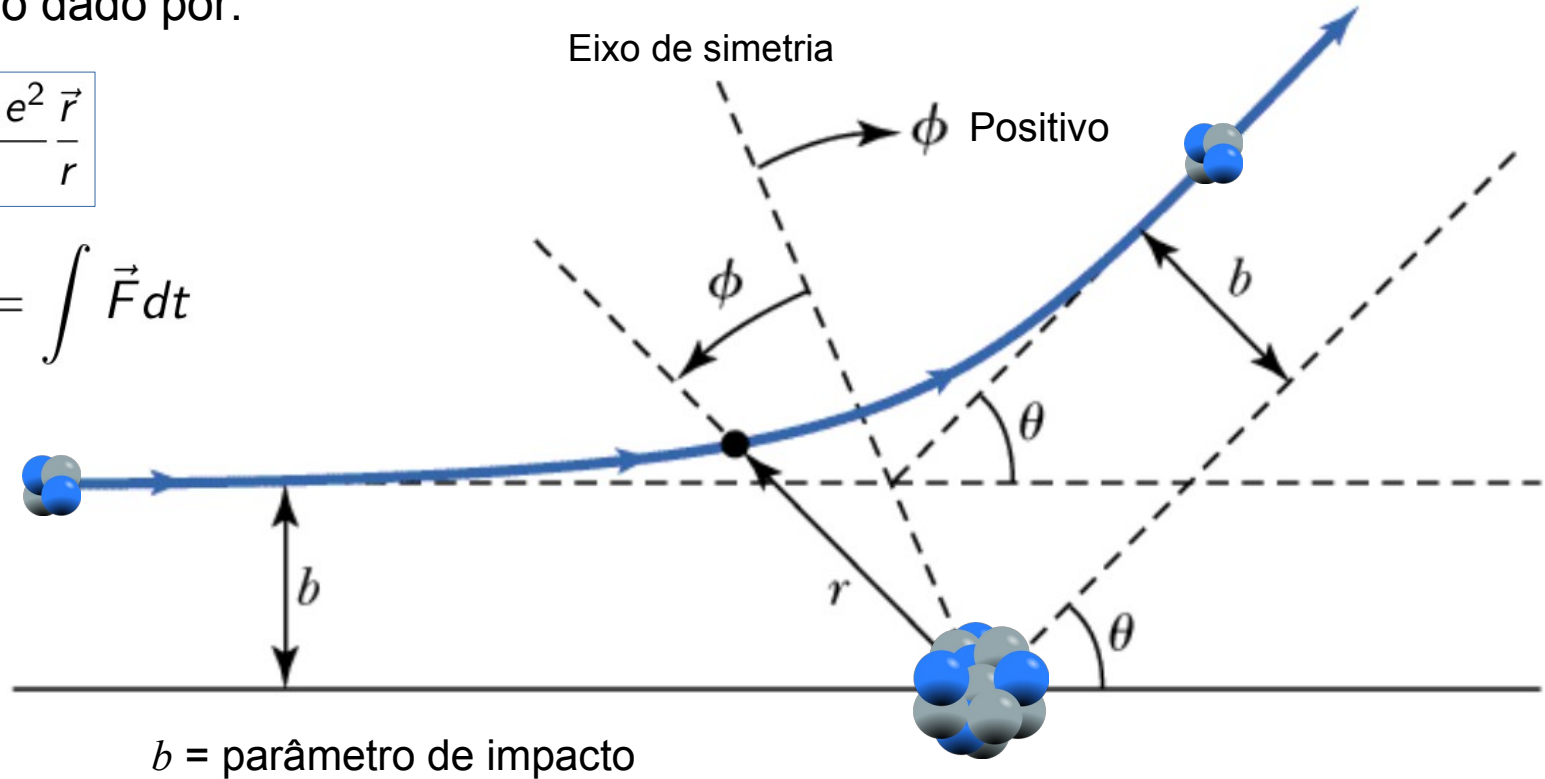
Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Calculando o impulso dado por:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \implies \Delta\vec{p} = \int \vec{F} dt$$



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Calculando o impulso dado por:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \implies \Delta\vec{p} = \int \vec{F} dt$$

$$\Delta\vec{p} = \int \vec{F} dt \implies \Delta p = \int F \cos \phi dt$$

$$\Delta p = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{1}{r^2} \cos \phi dt$$

Modelo atômico de Rutherford

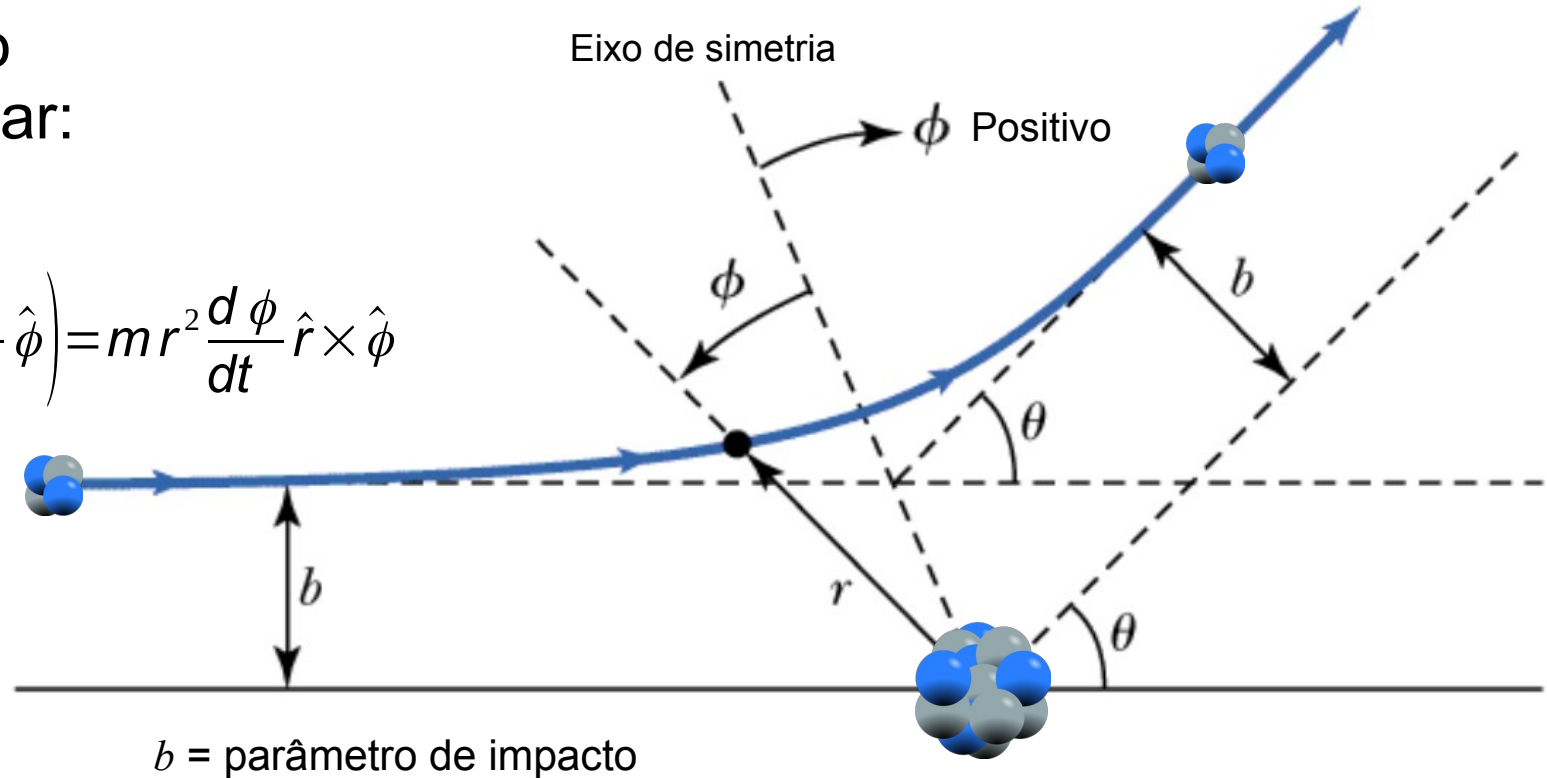
O espalhamento Rutherford

Impondo a
conservação do
momento angular:

$$\begin{aligned}\vec{L} &= \vec{r} \times \vec{p} = m \vec{r} \times \vec{v} \\ &= m \vec{r} \times \left(\frac{dr}{dt} \hat{r} + r \frac{d\phi}{dt} \hat{\phi} \right) = m r^2 \frac{d\phi}{dt} \hat{r} \times \hat{\phi}\end{aligned}$$

Condição inicial:

$$L = m v_0 b$$



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Impondo a
conservação do
momento angular:

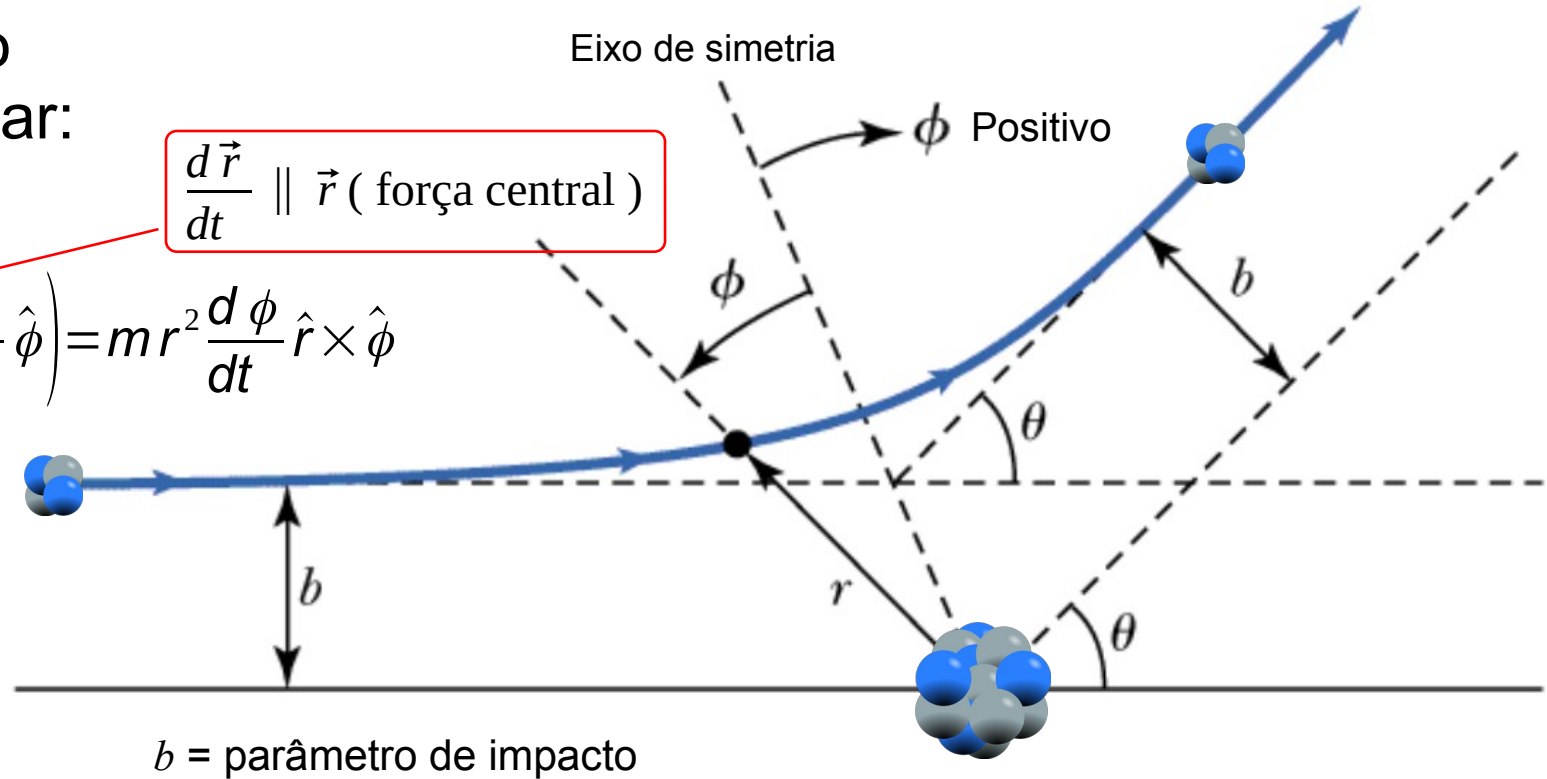
$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m \vec{r} \times \vec{v}$$

$$= m \vec{r} \times \left(\frac{dr}{dt} \hat{r} + r \frac{d\phi}{dt} \hat{\phi} \right) = m r^2 \frac{d\phi}{dt} \hat{r} \times \hat{\phi}$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} \parallel \vec{r} \text{ (força central)}$$

Condição inicial:

$$L = m v_0 b$$



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Impondo a
conservação do
momento angular:

$$\begin{aligned}\vec{L} &= \vec{r} \times \vec{p} = m \vec{r} \times \vec{v} \\ &= m \vec{r} \times \left(\frac{dr}{dt} \hat{r} + r \frac{d\phi}{dt} \hat{\phi} \right) = m r^2 \frac{d\phi}{dt} \hat{r} \times \hat{\phi}\end{aligned}$$

$$L = |\vec{L}| = m r^2 \frac{d\phi}{dt}$$

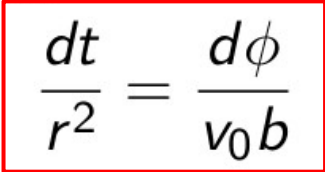
Condição inicial: $L = m v_0 b$

$$\left. \begin{array}{l} L = m r^2 \frac{d\phi}{dt} \\ L = m v_0 b \end{array} \right\} \frac{dt}{r^2} = \frac{d\phi}{v_0 b} \quad \boxed{\frac{dt}{r^2} = \frac{d\phi}{v_0 b}}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

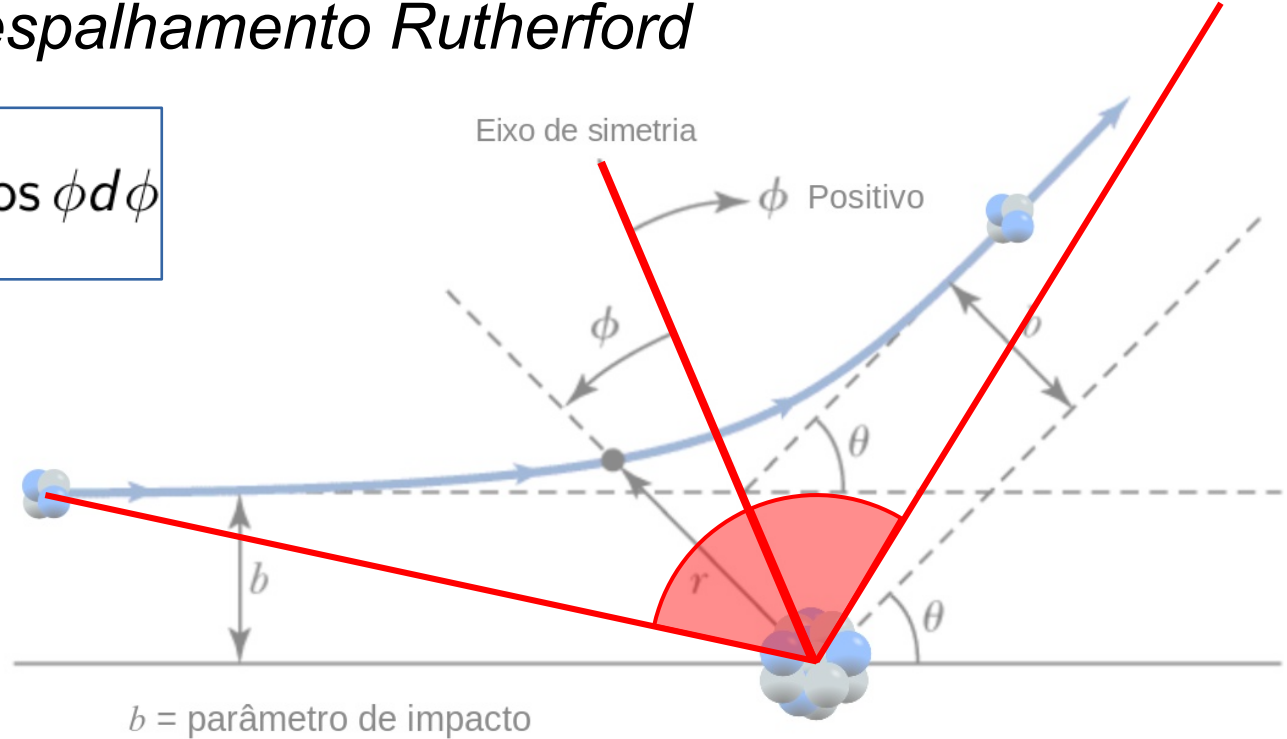
$$\begin{aligned}\Delta p &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dt}{r^2} \cos \phi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{d\phi}{v_0 b} \cos \phi = \\ &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0 b} \int_{\phi_<}^{\phi_>} \cos \phi d\phi\end{aligned}$$



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

$$\Delta p = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0 b} \int_{\phi<}^{\phi>} \cos \phi d\phi$$



Modelo atômico de Rutherford

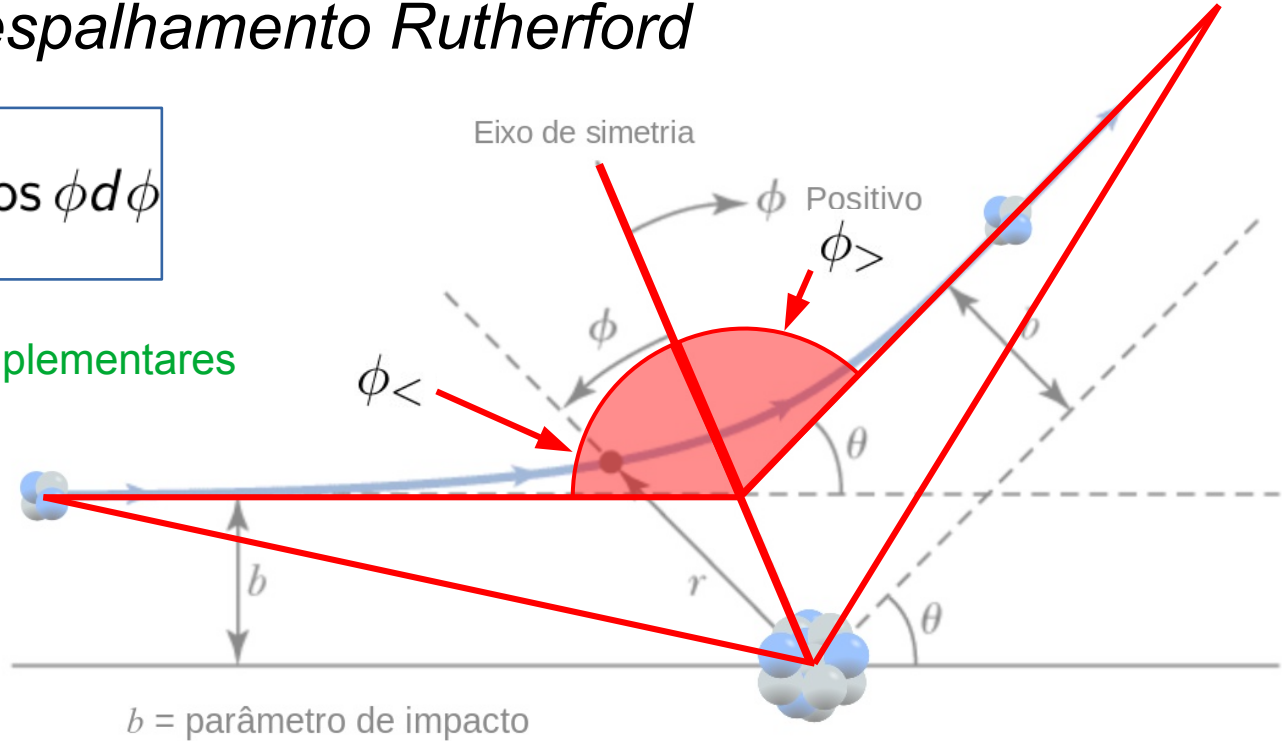
O espalhamento Rutherford

$$\Delta p = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0 b} \int_{\phi_{<}}^{\phi_{>}} \cos \phi d\phi$$

$$\phi_{<} + \phi_{>} + \theta = \pi \quad \text{Ângulos complementares}$$

$$\phi_{<} = -\phi_{>} \quad \text{Simetria}$$

$$\phi_{<} = -\frac{1}{2}(\pi - \theta)$$
$$\phi_{>} = \frac{1}{2}(\pi - \theta)$$



Modelo atômico de Rutherford

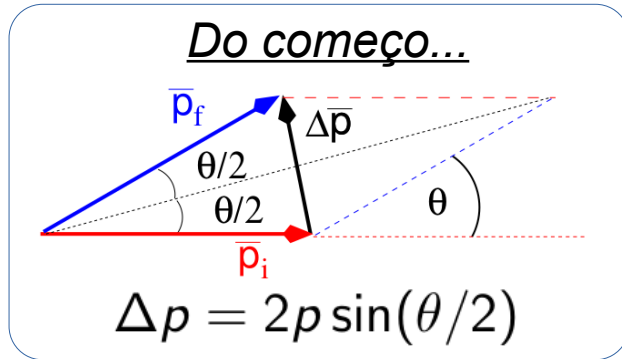
O espalhamento Rutherford

$$\begin{aligned}\phi_{<} &= -\frac{1}{2}(\pi - \theta) \\ \phi_{>} &= \frac{1}{2}(\pi - \theta)\end{aligned}$$


$$\begin{aligned}\Delta p &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0 b} \int_{\phi_{<}}^{\phi_{>}} \cos \phi d\phi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0 b} (\sin \phi_{>} - \sin \phi_{<}) \\ &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{v_0 b} 2 \sin\left(\frac{1}{2}(\pi - \theta)\right) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{v_0 b} \cos(\theta/2)\end{aligned}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford



$$\Delta p = 2p \sin(\theta/2) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{v_0 b} \cos(\theta/2)$$
$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{p v_0} \frac{1}{\tan(\theta/2)}$$

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2K} \frac{1}{\tan(\theta/2)}$$

Modelo atômico de Rutherford

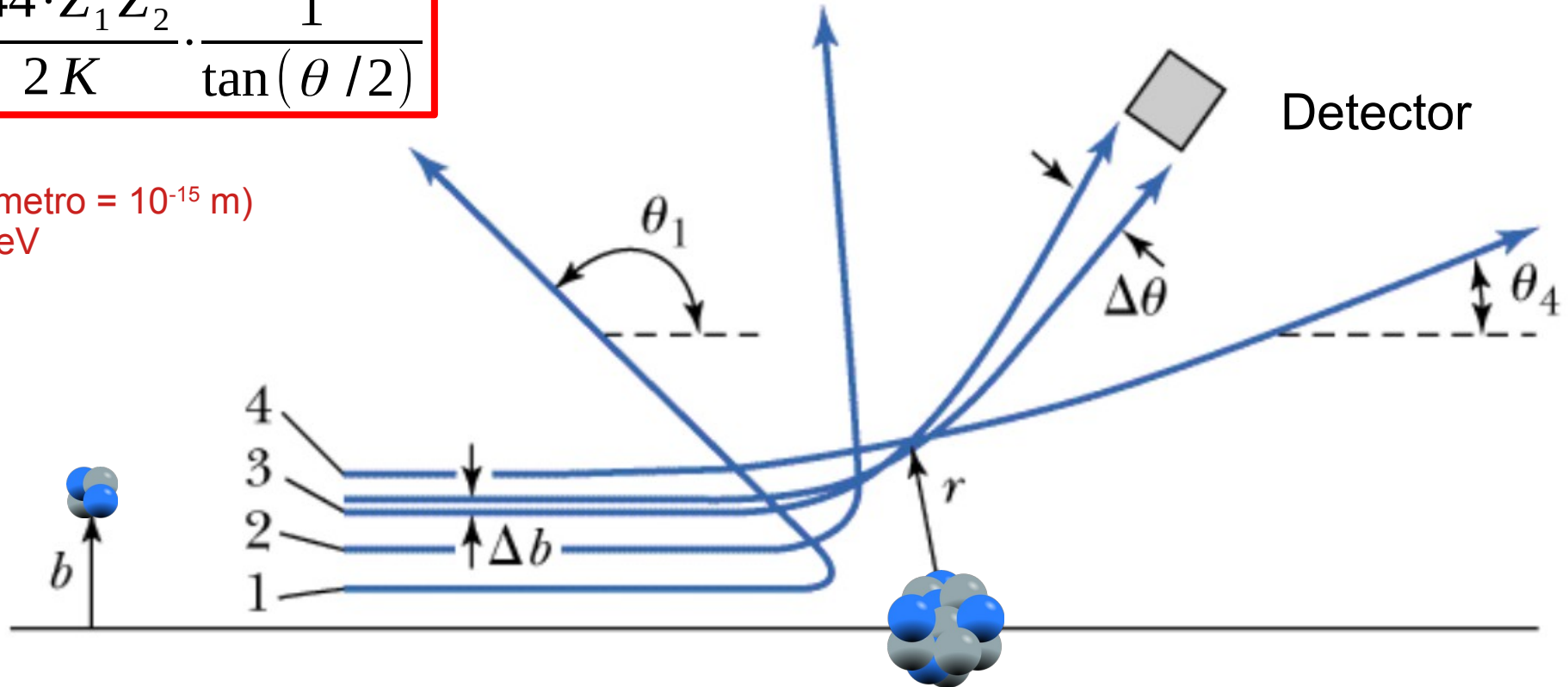
O espalhamento Rutherford

$$b = \frac{1,44 \cdot Z_1 Z_2}{2 K} \cdot \frac{1}{\tan(\theta / 2)}$$

b em fm

(1 fentômetro = 10^{-15} m)

K em MeV



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Distância de máxima aproximação
para colisão frontal ($b=0$)

$$K = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{d_0} \quad \text{Conservação da energia}$$

$$d_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{K}$$

$$d_0 [fm] = \frac{1,44 \cdot Z_1 Z_2}{K}$$

K em MeV

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2K} \frac{1}{\tan(\theta/2)}$$

$$b = \frac{d_0}{2} \frac{1}{\tan(\theta/2)}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Para qualquer valor de b :

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 \pi \epsilon_0} \frac{1}{d}$$

Conservação da energia

$$\left(\frac{v}{v_0} \right)^2 = 1 - \frac{d_0}{d}$$

$$m v_0 b = m v d$$

Conservação do momento angular

$$b^2 = d^2 \left(\frac{v}{v_0} \right)^2$$

$$b^2 = d^2 \left(1 - \frac{d_0}{d} \right) = d(d - d_0)$$
$$d^2 - d_0 \cdot d - b^2 = 0$$

$$d = \frac{d_0}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\tan^2(\theta/2)}} \right)$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford



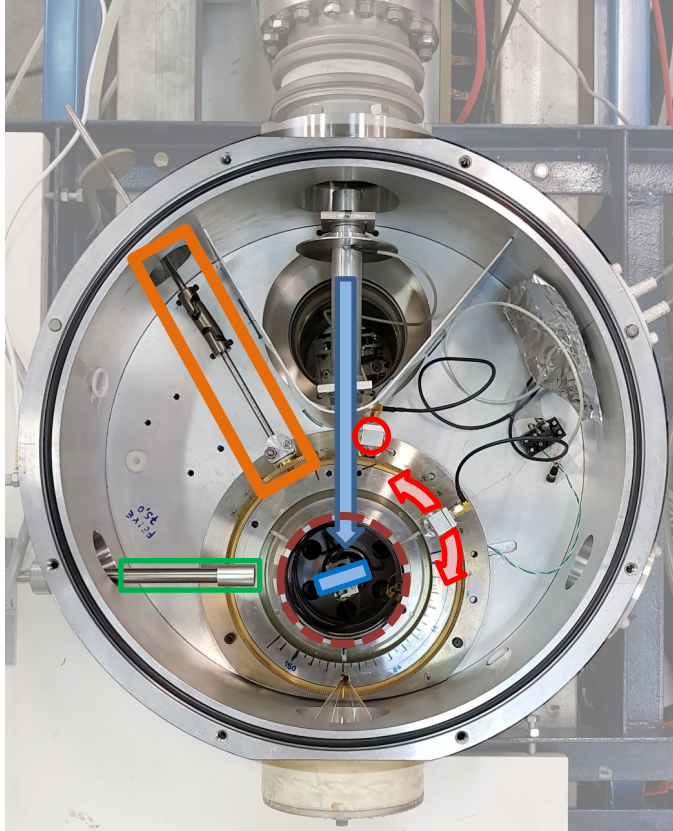
Acelerador do tipo Van der Graaf
1.7 MV – 5DSH/NEC

Coordenador: Prof. Tiago Fiorini da Silva

Criado em 1992, para desenvolver
aplicar e oferecer métodos de
física nuclear para a análise de
materiais e filmes finos.

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford



- Feixe de alphas ou prótons;
- Porta amostras de seis posições;
- Um detector fixo de referência;
- Um detector móvel;
- Um detector de raios-X;
- Sistema de supressão de elétrons secundários;
- Eixo para movimentação do detector móvel;

Energia do feixe:

De 1,0 MeV até 5,1 MeV para He

Alcance angular do detector móvel:

Frontal: de 35° a 45°.

Traseiro: de 90° a 150°.

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Exercício: Qual a máxima aproximação do núcleo do átomo de ouro que pode ser atingida no acelerador do LAMFI usando-se um feixe de partículas alfa ($E_{\text{max}} = 5,1 \text{ MeV}$)? E com feixe de prótons ($E_{\text{max}} = 3,4 \text{ MeV}$)?

$$d = \frac{d_0}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\tan^2(\theta/2)}} \right) \quad d_0[fm] = \frac{1,44 \cdot Z_1 Z_2}{K} \quad K \text{ em MeV}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Exercício: Qual a máxima aproximação do núcleo do átomo de ouro que pode ser atingida no acelerador do LAMFI usando-se um feixe de partículas alfa ($E_{\text{max}} = 5,1 \text{ MeV}$)? E com feixe de prótons ($E_{\text{max}} = 3,4 \text{ MeV}$)?

$$d = \frac{d_0}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\tan^2(\theta/2)}} \right) \quad d_0[fm] = \frac{1,44 \cdot Z_1 Z_2}{K} \quad K \text{ em MeV}$$

Alfas

Z1	2
Z2	79
K	5,1 MeV
theta	170 graus
d0	44,61 fm
d	44,70 fm
Rcarga	6,23 fm

Prótons

Z1	1
Z2	79
K	3,4 MeV
theta	170 graus
d0	33,46 fm
d	33,52 fm
Rcarga	6,23 fm

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

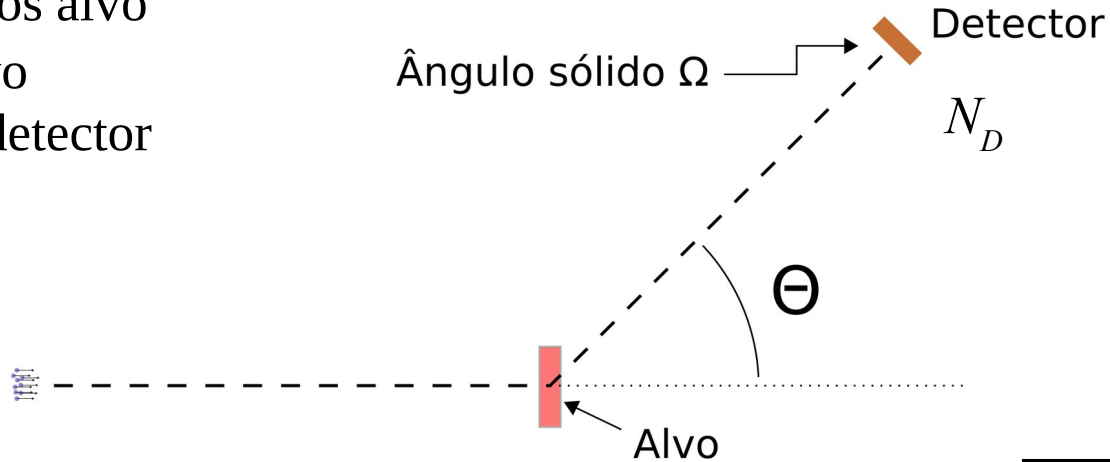
N_D = número de partículas detectadas

N_P = número de partículas incidentes

N_A = número de núcleos alvo

A = área frontal do alvo

Ω = ângulo sólido do detector



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_D}{N_P} \frac{A}{N_A} \frac{1}{\Omega}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

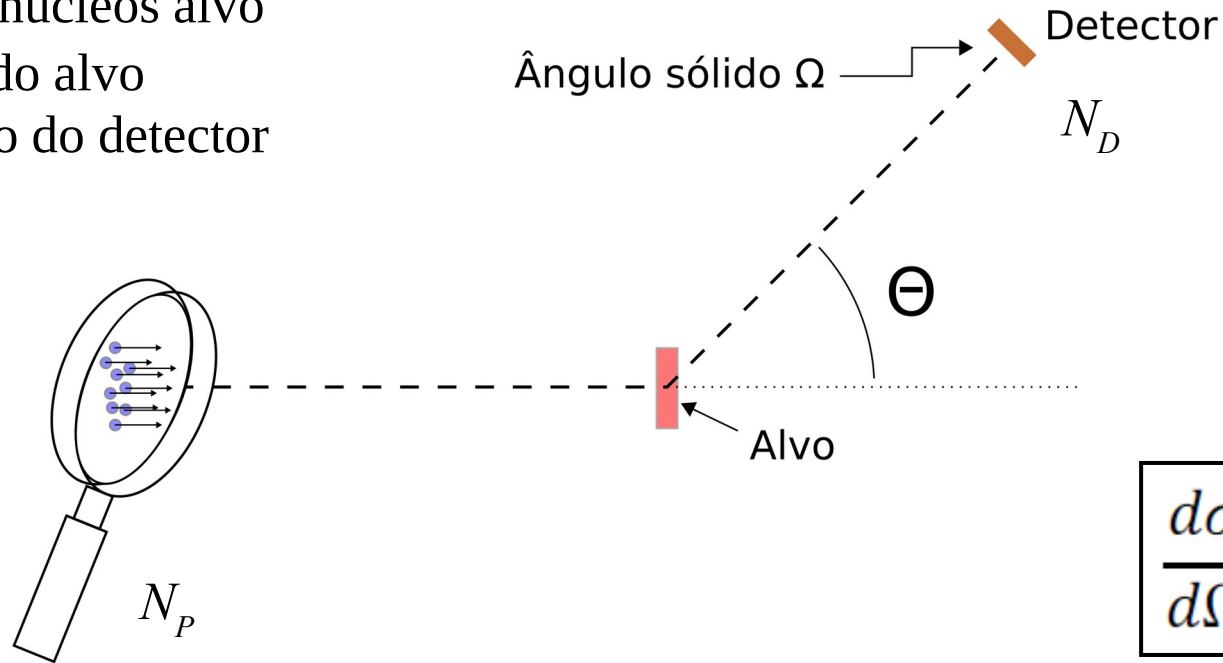
N_D = número de partículas detectadas

N_P = número de partículas incidentes

N_A = número de núcleos alvo

A = área frontal do alvo

Ω = ângulo sólido do detector



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_D}{N_P} \frac{A}{N_A} \frac{1}{\Omega}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

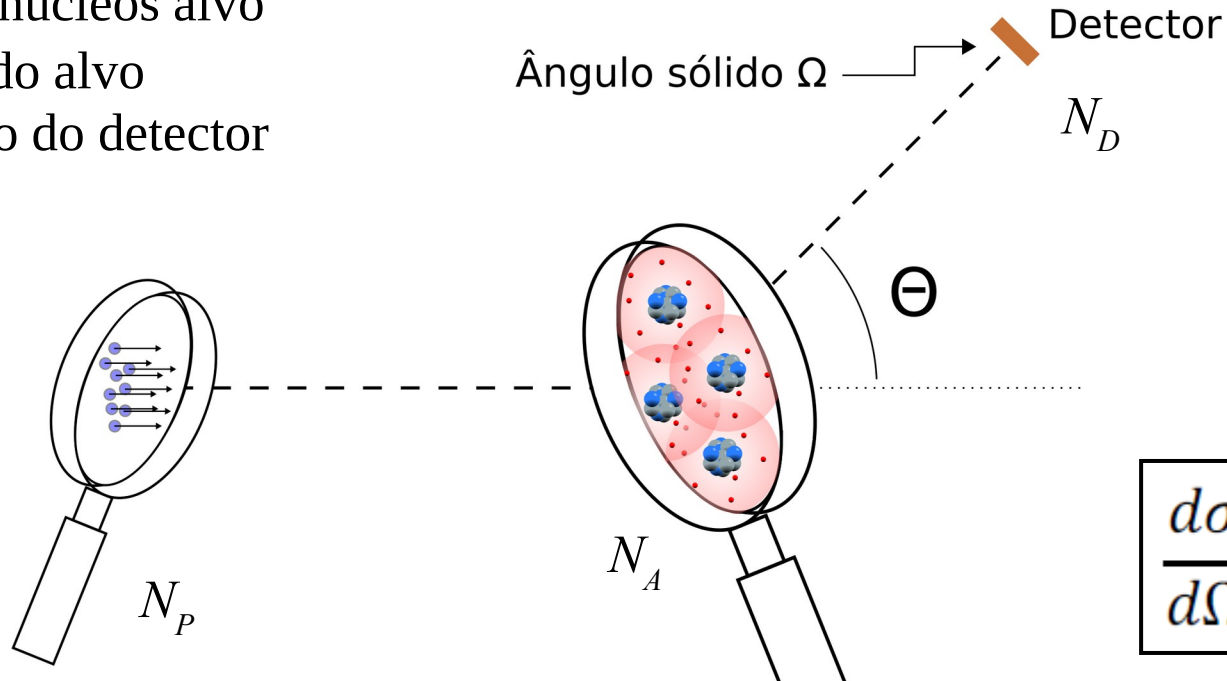
N_D = número de partículas detectadas

N_P = número de partículas incidentes

N_A = número de núcleos alvo

A = área frontal do alvo

Ω = ângulo sólido do detector



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_D}{N_P} \frac{A}{N_A} \frac{1}{\Omega}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

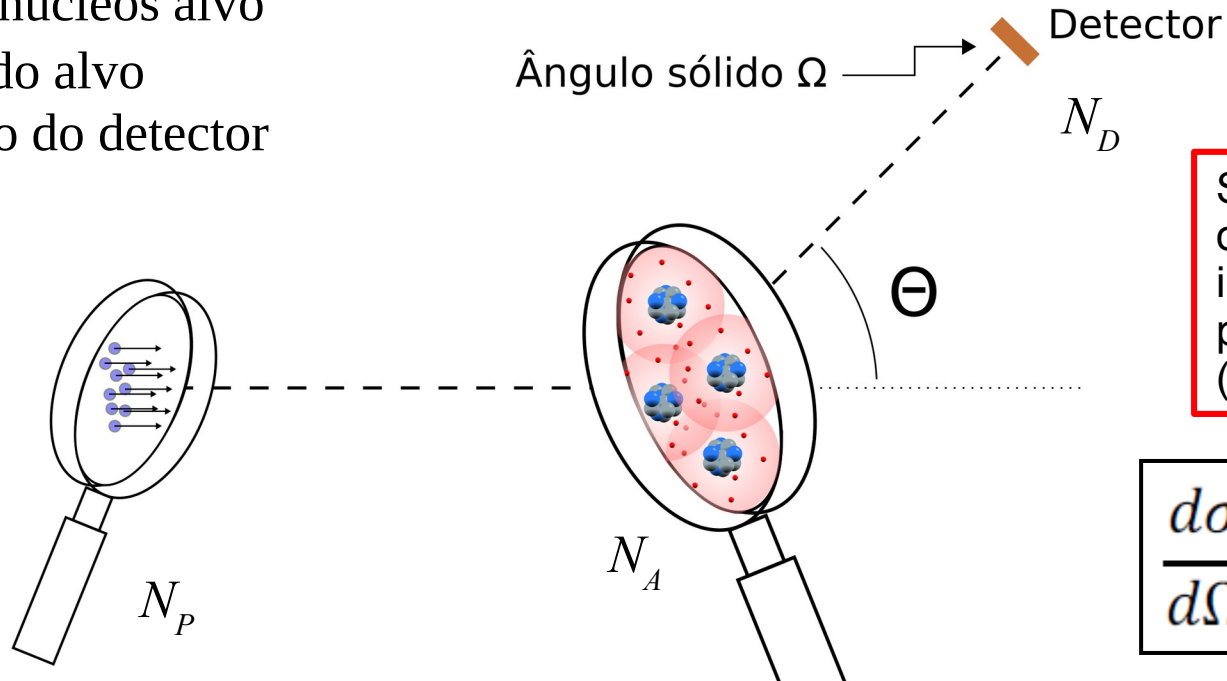
N_D = número de partículas detectadas

N_P = número de partículas incidentes

N_A = número de núcleos alvo

A = área frontal do alvo

Ω = ângulo sólido do detector



Suposição inicial:
os núcleos são
infinitamente
pesados
(não se movem!)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_D}{N_P} \frac{A}{N_A} \frac{1}{\Omega}$$

Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

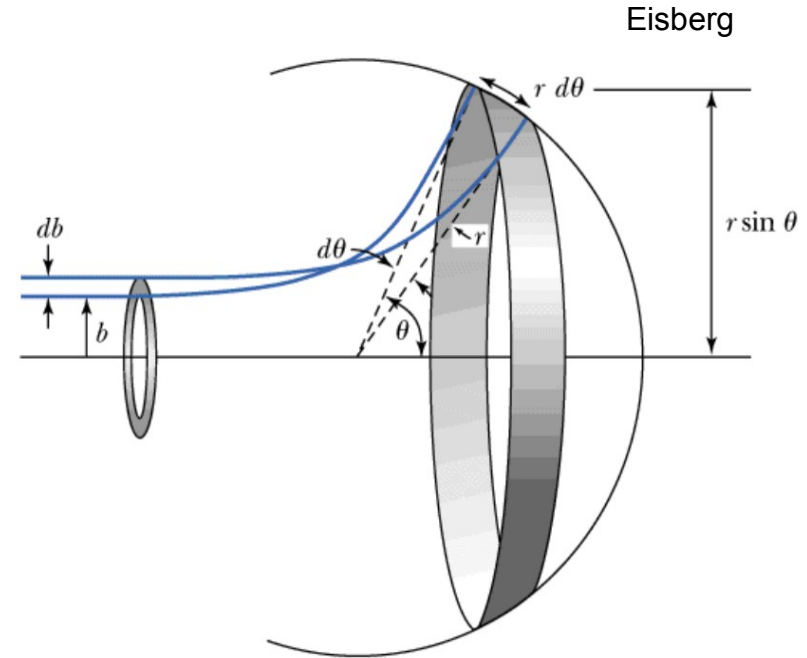
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi b db}{2\pi \sin\theta d\theta} = \frac{b}{\sin\theta} \frac{db}{d\theta}$$

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2K} \frac{1}{\tan(\theta/2)}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \left(\frac{d_0}{2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \\ &= \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2K}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \end{aligned}$$

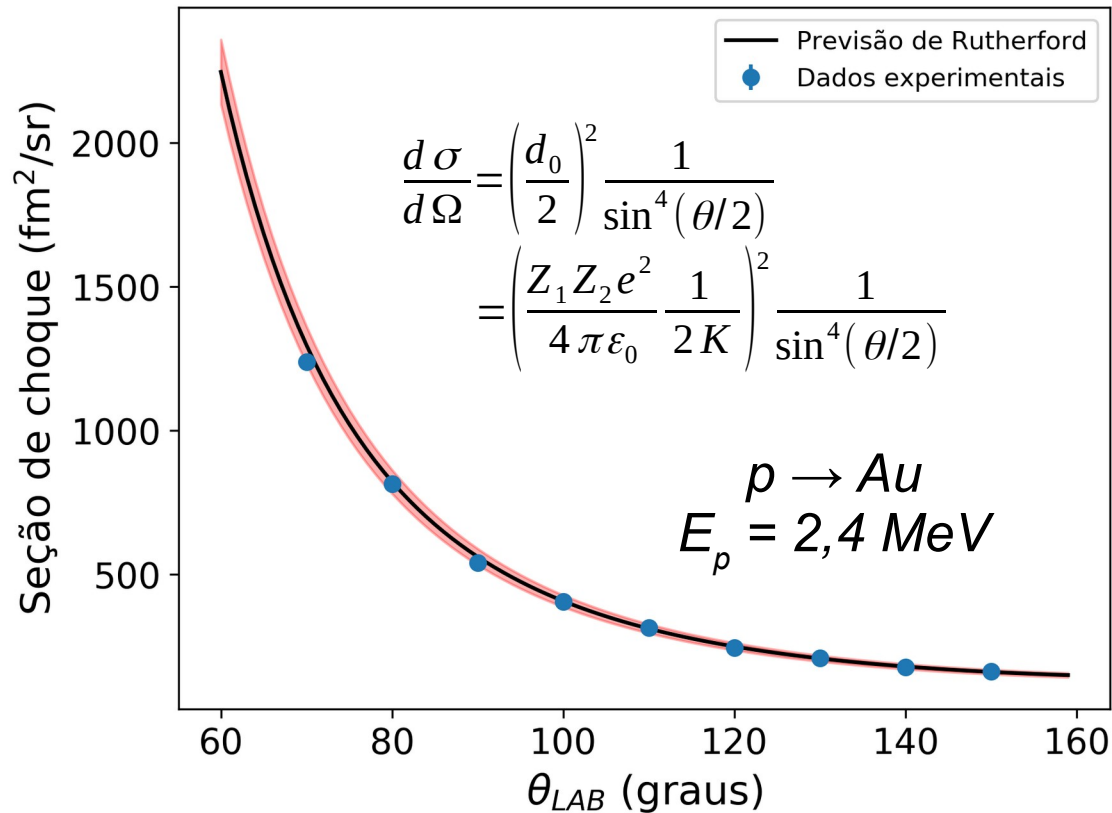
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [\text{fm}^2/\text{sr}] = \left(\frac{0,72 \cdot Z_1 Z_2}{K}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$$

K em MeV



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford



Modelo atômico de Rutherford

O espalhamento Rutherford

Quando o núcleo não pode ser considerado infinitamente pesado perante o íons incidente temos que usar o referencial do centro de massa:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{LAB}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CM}} \left(\frac{\sin^2 \theta_{\text{CM}}}{\sin^2 \theta_{\text{LAB}} \cos(\theta_{\text{CM}} - \theta_{\text{LAB}})} \right)$$
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} [\text{fm}^2/\text{sr}]\right)_{\text{CM}} = \left(\frac{0,72 \cdot Z_1 Z_2}{K_{\text{CM}}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4(\theta_{\text{CM}}/2)}$$

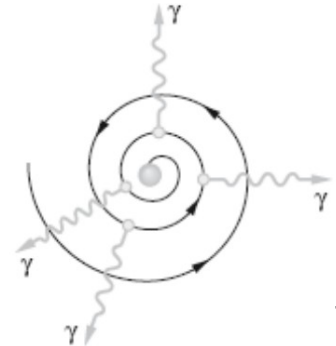
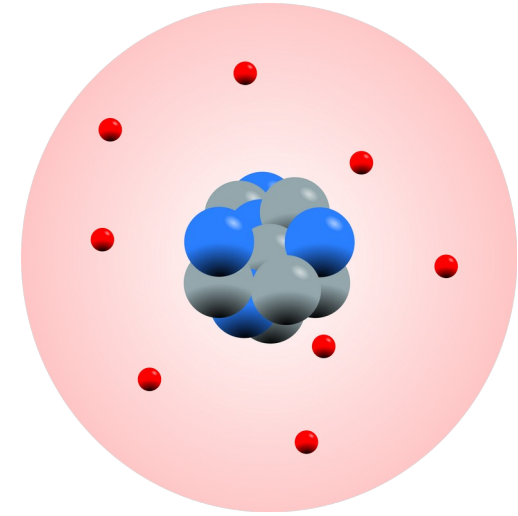
$$K_{\text{CM}} = K_{\text{LAB}} \left(\frac{M_P}{M_P + M_A} \right)^2 \left[\cos \theta_{\text{LAB}} + \sqrt{\left(\frac{M_A}{M_P} \right)^2 - \sin^2 \theta_{\text{LAB}}} \right]^2$$
$$\theta_{\text{CM}} = \theta_{\text{LAB}} + \arcsin \left[\frac{M_P}{M_A} \sin(\theta_{\text{LAB}}) \right]$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} [\text{fm}^2/\text{sr}]\right)_{\text{LAB}} = \left(\frac{0,72 \cdot Z_1 Z_2}{K_{\text{LAB}}} \right)^2 \cdot \frac{\left[\cos \theta_{\text{LAB}} + \sqrt{1 - (M_P \sin \theta_{\text{LAB}} / M_A)^2} \right]^2}{\sin^4 \theta_{\text{LAB}} \sqrt{1 - (M_P \sin \theta_{\text{LAB}} / M_A)^2}}$$

Modelo atômico de Rutherford

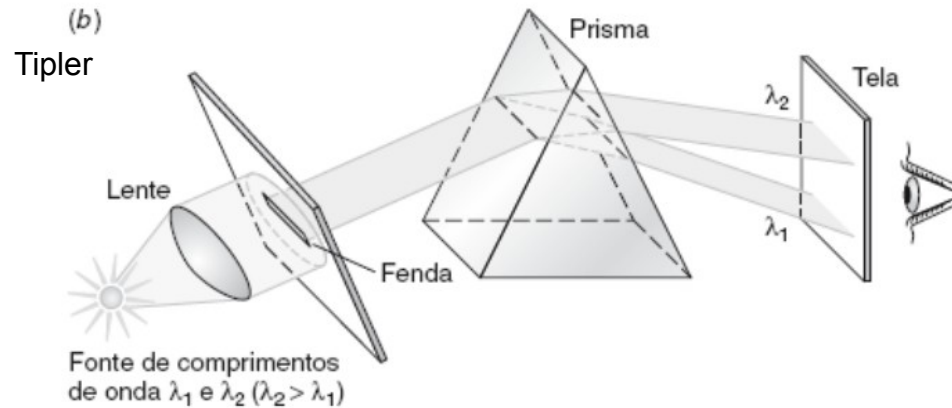
Conclusões

- O átomo deve ser constituído de um **núcleo positivo e muito denso** (praticamente toda a massa do átomo vem do núcleo)
- Os **elétrons devem orbitar o núcleo, dada a atração Coulombiana**, analogamente à gravitação
- **Mas tem um problema: Carga acelerada emite radiação!**
 - O elétron perderia energia até colapsar no núcleo

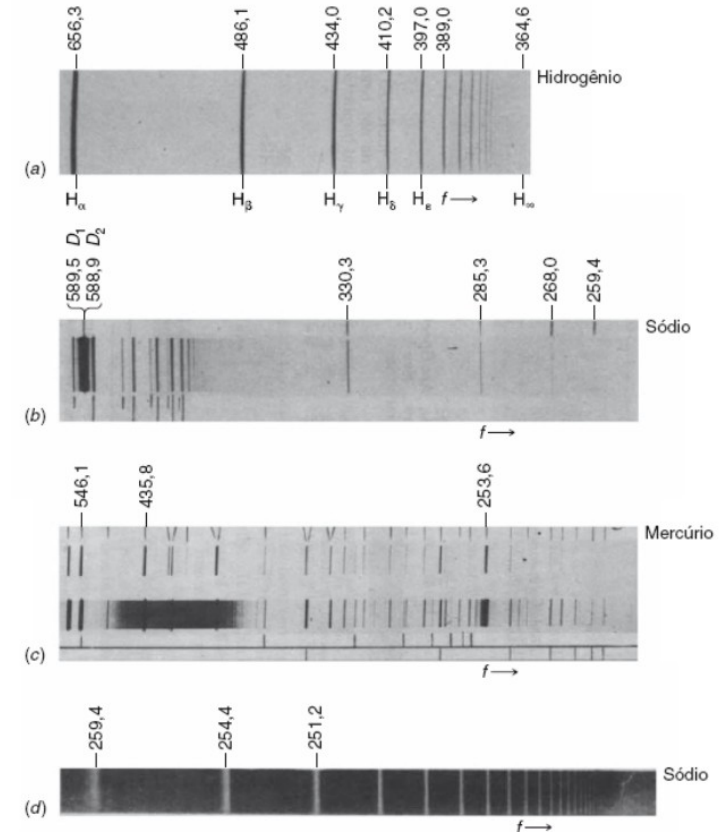


Tipler

Espectros de emissão atômica



- Da **decomposição** da luz de **emissão atômica**, observou-se que o espectro de emissão é constituído de **raias** bem específicas
- Os **elétrons na eletrosfera** não emitem **radiação contínua** como no caso da **radiação de bremsstrahlung** ou **síncrotron**



Espectros de emissão atômica

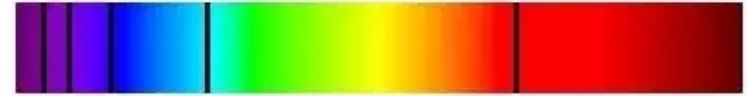
- Espectros de emissão e de absorção de radiação por materiais;
- Espectro de emissão discreto, e absorção em raias específicas não pode ser explicado com a física clássica;

Fórmula empírica de Rydberg:

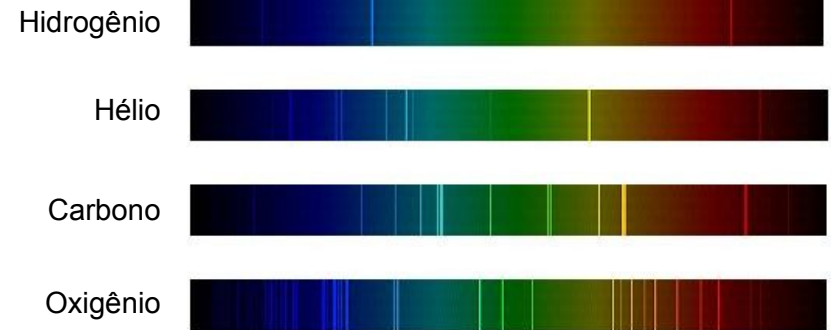
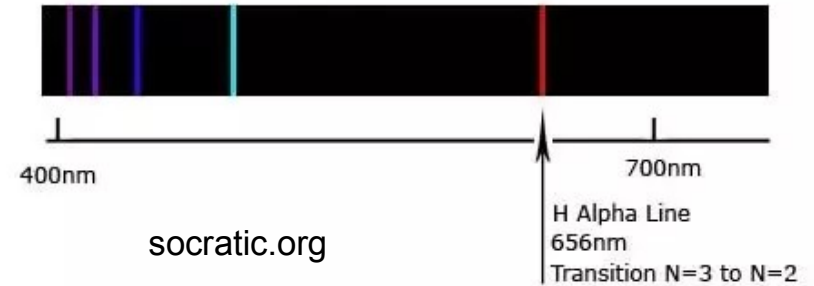
$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad R_H = 1,1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

n1	n2	Nome
1	2 → ∞	Série de Lyman
2	3 → ∞	Série de Balmer
3	4 → ∞	Série de Paschen

Espectro de absorção do Hidrogênio

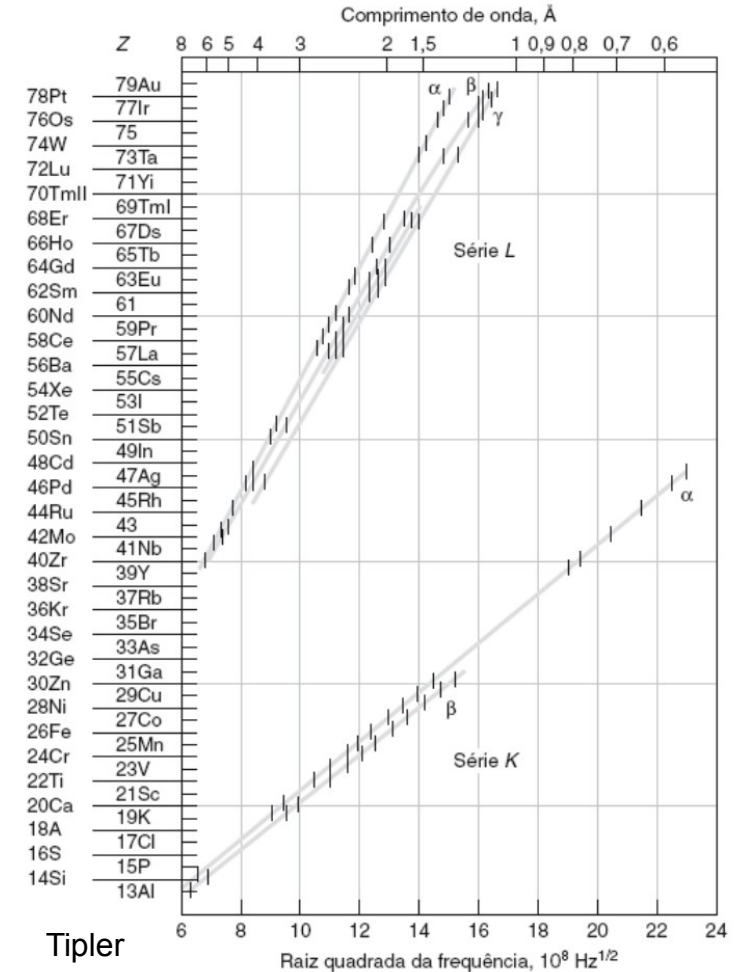
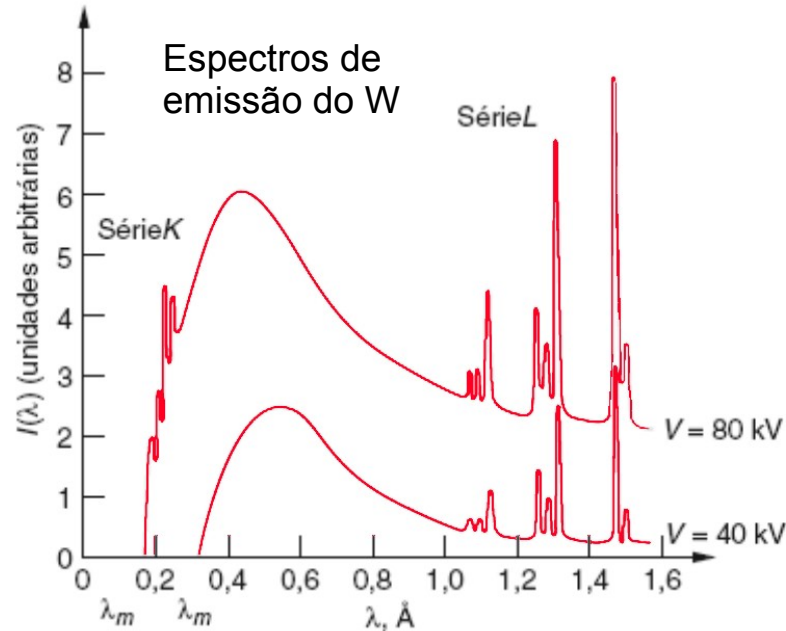


Espectro de emissão do Hidrogênio



Espectros de emissão atômica

- A **Lei de Moseley** é uma lei empírica obtida pela relação entre a **energia dos raios-X característicos** dos átomos e o **número atômico**.



Espectros de emissão atômica

- A lei de Moseley estabeleceu o número atômico como uma grandeza que pode ser medida, e que fornece o **número de prótons contido no núcleo atômico**.

$$f(K_{\alpha}) = 2,47 \times 10^{15} (Z - 1)^2 \text{ Hz}$$

$$f(L_{\alpha}) = 0,46 \times 10^{15} (Z - 7,4)^2 \text{ Hz}$$

- Como consequência, os **elementos puderam ser corretamente organizados na tabela periódica em ordem crescente de número atômico** (como consequência tivemos a inversão na posição do níquel ($Z=28$, 58.7 u) e cobalto ($Z=27$, 58.9 u)).

Resumo desta série de vídeos...

- Nesta série sobre evidências da mecânica quântica, vimos que no início do século XX foram descobertos uma série de fenômenos (quase todos ligados ao conceito de radiação e do átomo com seus constituintes)
- Estes fenômenos desafiavam a física clássica baseada nas concepções Newtonianas (da mecânica e da luz)
- Surgiram explicações que romperam com as concepções vigentes até o final do século XIX
- Ainda sem consenso, muito ainda teve de ser elaborado...

*"There is nothing new to be discovered
in physics now. All that remains is more
and more precise measurements"*

*[Não há nada novo a ser descoberto em física agora. Todo o que
sobrou são medidas mais e mais precisas]*

*Lord Kelvin, em discurso na British Association for
the advancement of Science em 1900.*

Próxima aula...

- O postulado de *de Broglie*
 - Ondas de matéria (dualidade onda-partícula)
 - Propriedades da onda de matéria
- O modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio
 - Os postulados de Bohr
 - Regras de quantização
 - O princípio da correspondência