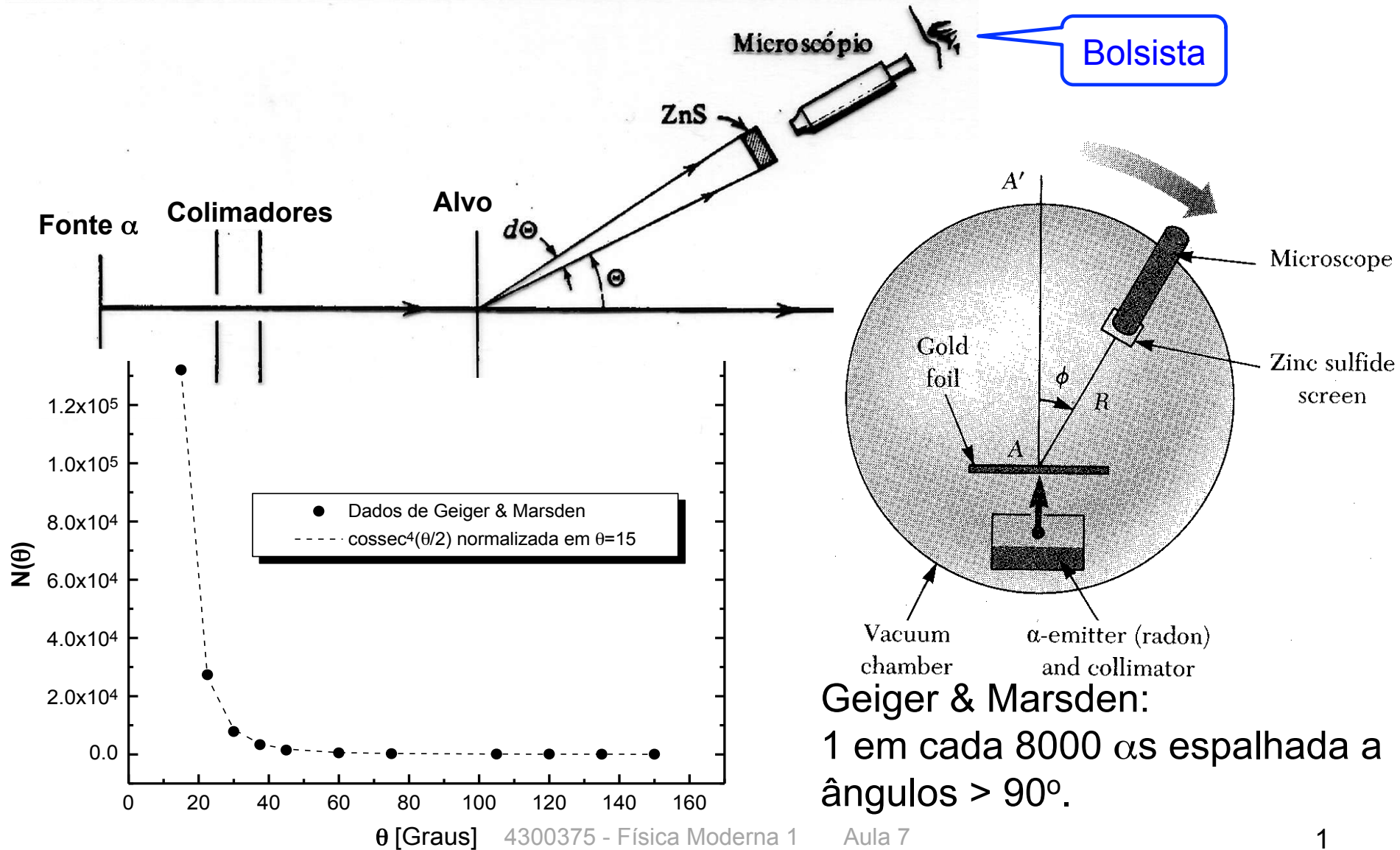
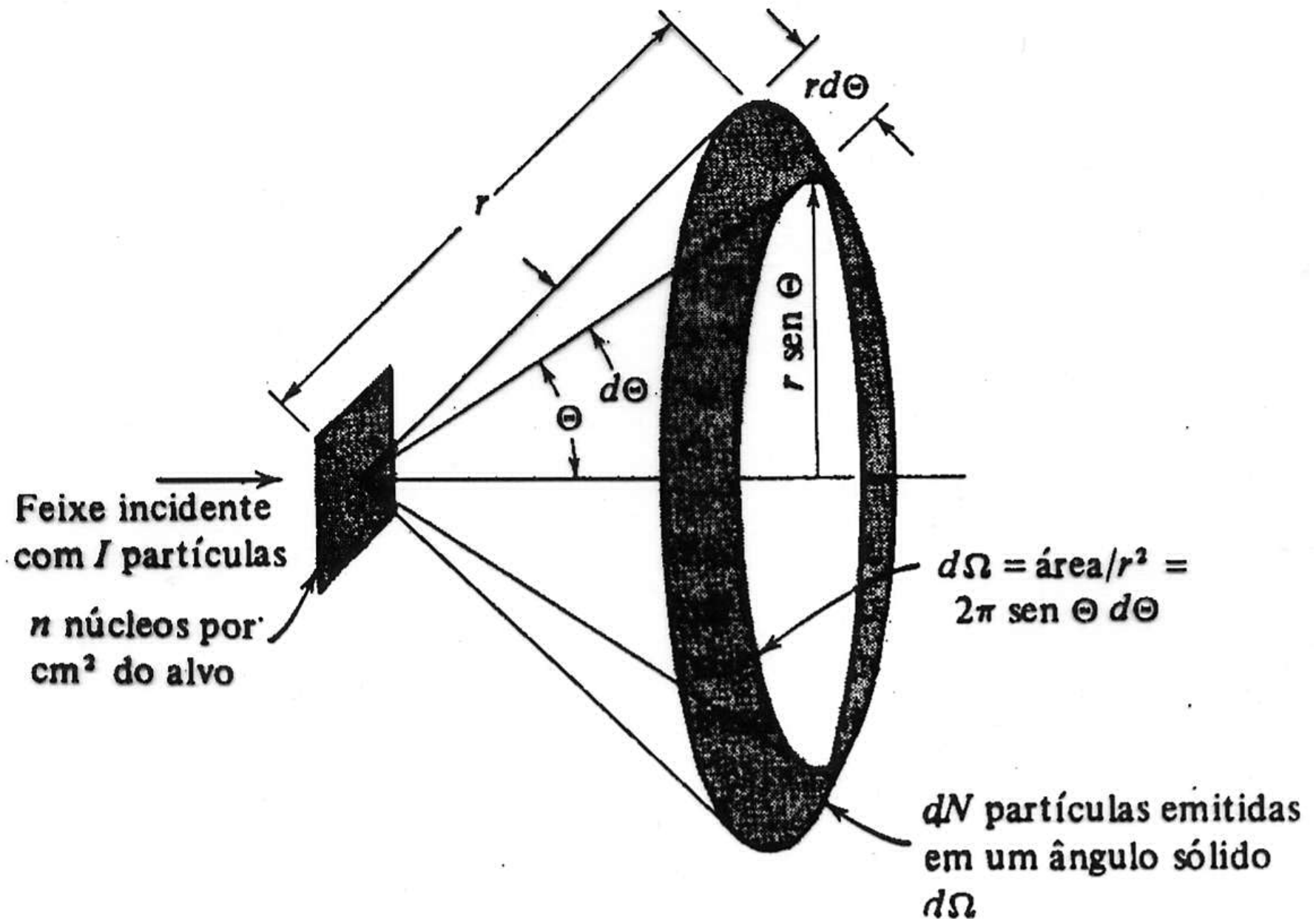


A experiência de Rutherford

Espalhamento de partículas α em folhas metálicas finas





$$dN = \frac{d\sigma}{d\Omega} I \rho t d\Omega = \frac{d\sigma}{d\Omega} I n d\Omega$$

$$dN = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{zZe^2}{2Mv^2} \right)^2 \frac{I n d\Omega}{\sin^4 \theta/2}$$

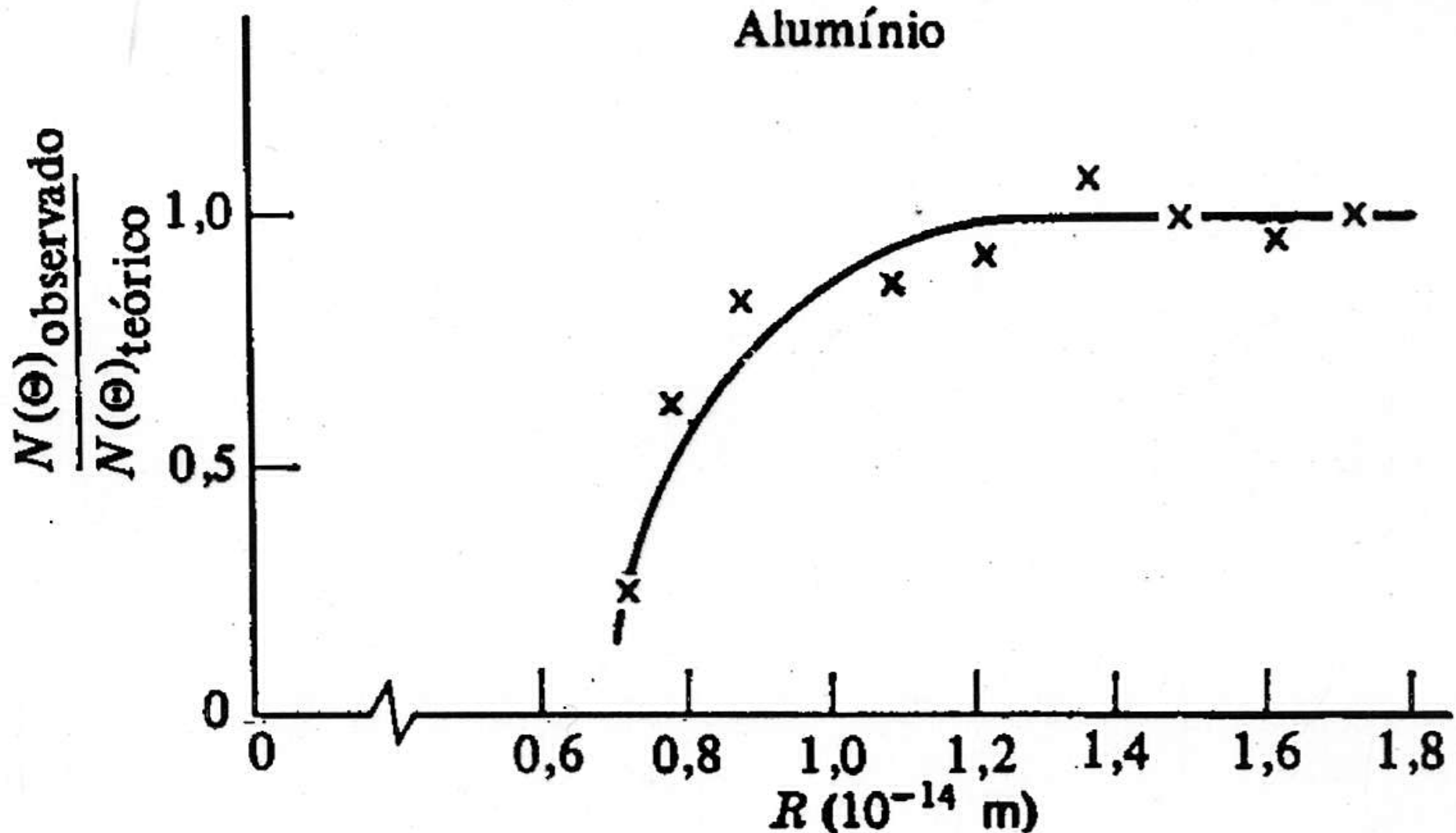
Portanto a seção de choque de Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{zZe^2}{2Mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$

$$2D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{\frac{Mv^2}{2}} \Rightarrow \frac{Mv^2}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{2D}$$

Distância de máxima aproximação em uma colisão frontal

Limite de validade da expressão teórica: tamanho do núcleo

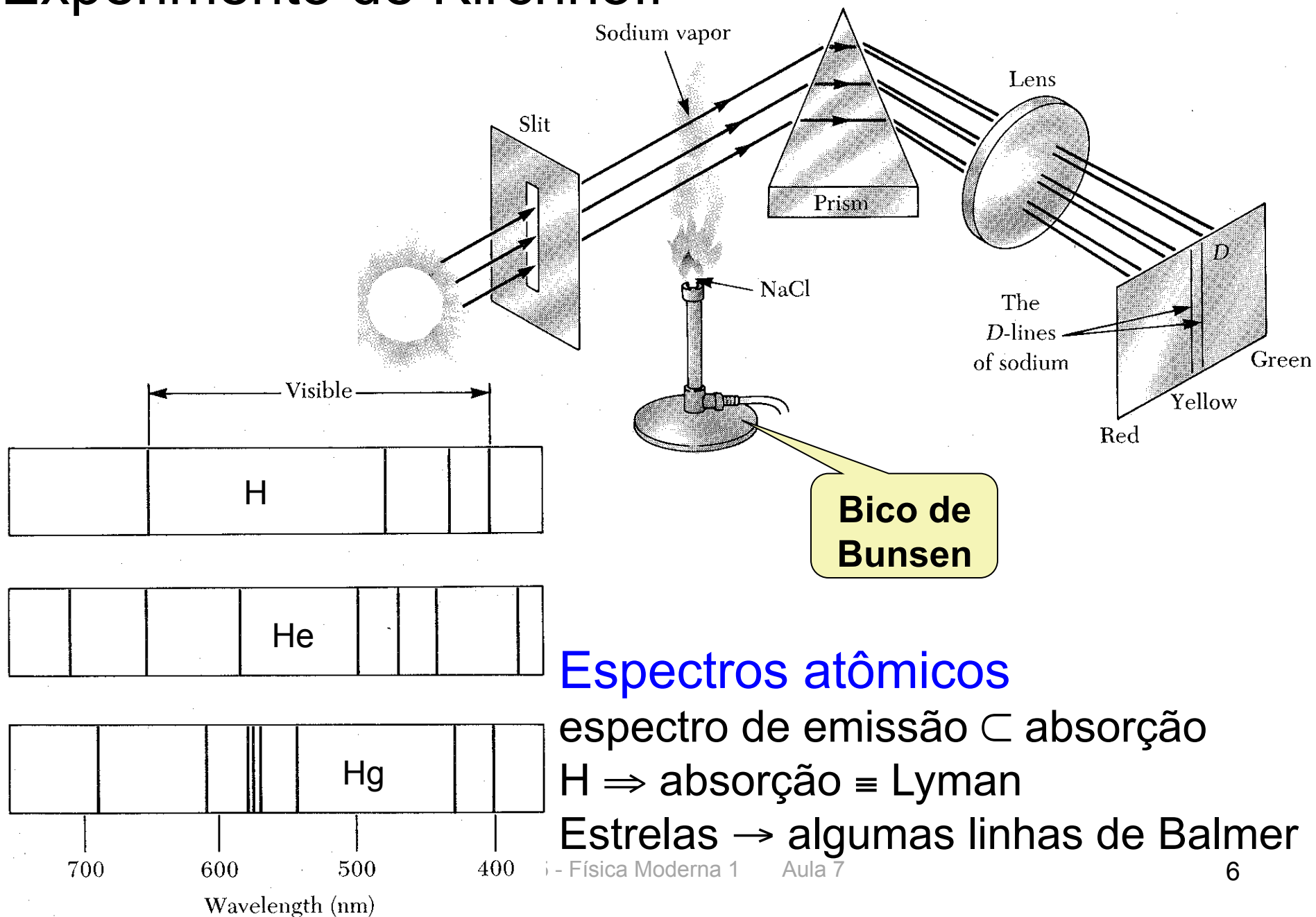


Rutherford: átomo nuclear. Mas e os e^- ? Estabilidade?

Espectro solar



Experimento de Kirchhoff

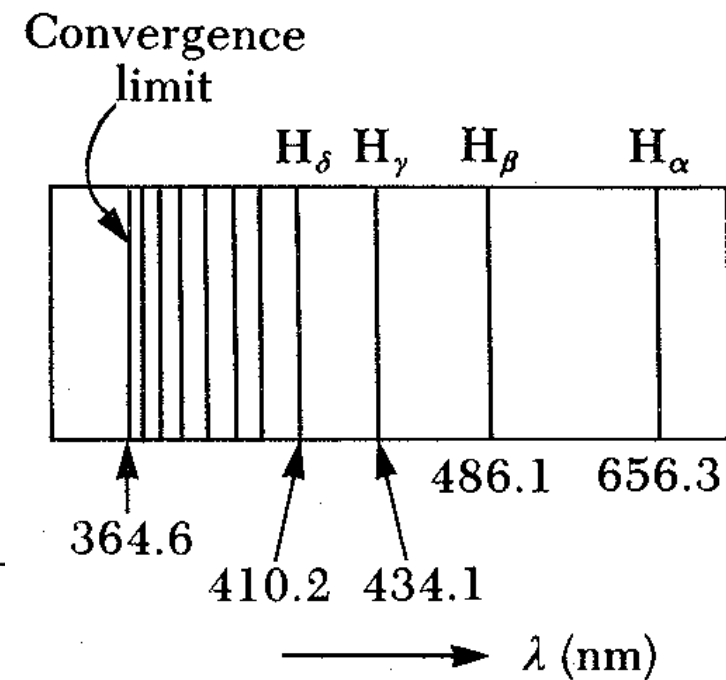


Séries do H

$$\text{Balmer (1885): } \lambda(\text{cm}) = C_2 \left(\frac{n^2}{n^2 - 2^2} \right)$$

com $n = 3, 4, 5, \dots$ e $C_2 = 364,56 \text{ nm}$

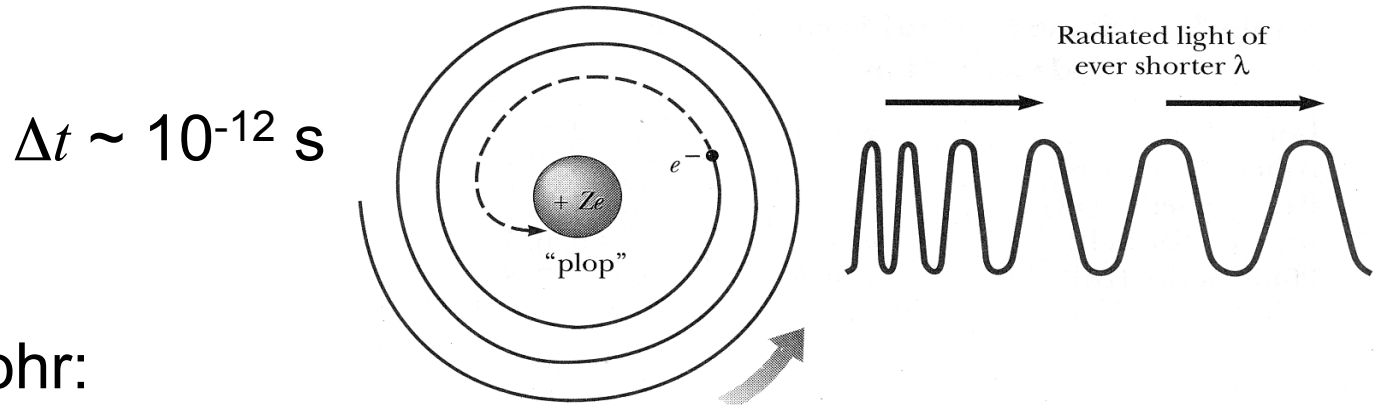
Nomes	Faixa de comprimentos de onda	Fórmulas	
Lyman	Ultravioleta	$\kappa = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 2, 3, 4, \dots$
Balmer	Ultravioleta próximo e visível	$\kappa = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 3, 4, 5, \dots$
Paschen	Infravermelho	$\kappa = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 4, 5, 6, \dots$
Brackett	Infravermelho	$\kappa = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 5, 6, 7, \dots$
Pfund	Infravermelho	$\kappa = R_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 6, 7, 8, \dots$



Rydberg, 1890:

$$\kappa = \frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{(m-a)^2} - \frac{1}{(n-b)^2} \right]$$

Átomo de hidrogênio



Postulados de Bohr:

- 1 e^- em um átomo move-se em uma órbita circular em torno do núcleo, sob ação da força coulombiana, de acordo com a mecânica clássica;
- apenas as órbitas com momento angular orbital $L = n\hbar$ (com n inteiro) formam estados estacionários;
- apesar de continuamente acelerado, o e^- em uma dessas órbitas não irradia;
- radiação eletromagnética é emitida quando um e^- , que se move em uma órbita de energia total E_i faz uma transição (descontínua) para uma órbita de energia total E_f . Nesse caso: $h\nu = E_i - E_f$.

Modelo de Bohr

$$\text{Força centrípeta} = \text{Força coulombiana} \Rightarrow \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (1)$$

$$\text{Postulado sobre momento angular} \Rightarrow mvr = n\hbar \Rightarrow v = \frac{n\hbar}{mr} \quad (2),$$

$$(2) \text{ em } (1) \Rightarrow Ze^2 = 4\pi\epsilon_0 mrv^2 = 4\pi\epsilon_0 mr \frac{n^2\hbar^2}{m^2 r^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2\hbar^2}{mr}.$$

$$\text{Portanto : } r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2\hbar^2}{mZe^2} \quad (3) \text{ e } v_n = \frac{n\hbar}{mr_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 n\hbar} \quad (4), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$$E_{pot} = -eV = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \text{ e } E_{cin} = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \text{ Portanto,}$$

$$E_{tot} = E_{pot} + E_{cin} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -E_{cin} \quad (5).$$

$$(3) \text{ em } (5) \Rightarrow E_n = -\frac{m}{2} \left(\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{n^2\hbar^2} = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV} \quad (6).$$

H $\Rightarrow Z = 1 : n = 1$
 $\Rightarrow r_1 \approx 0,05 \text{ nm e}$
 $v_1 \approx 2,2 \times 10^6 \text{ m/s}$

Previsões do modelo de Bohr

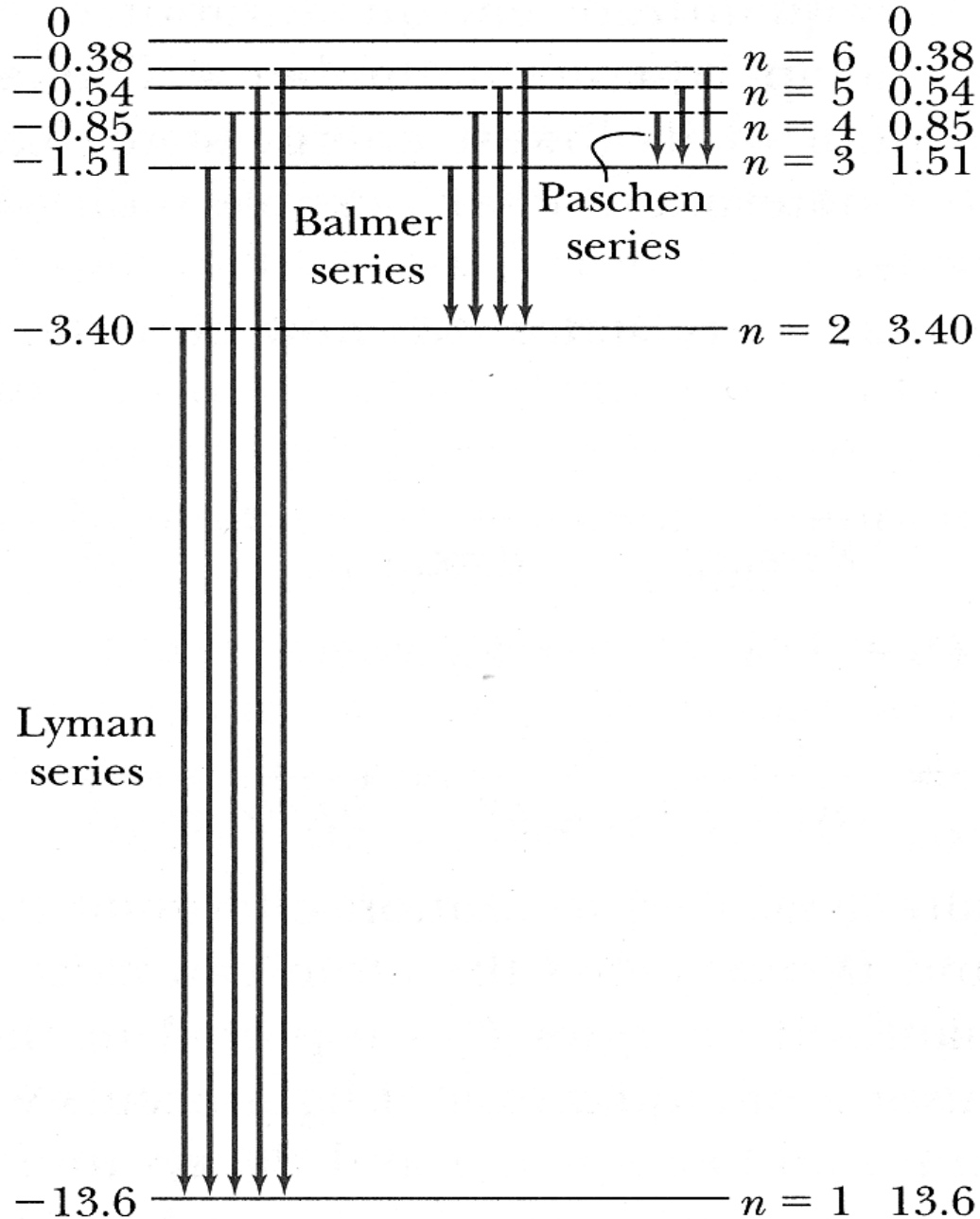
1. $n = 1 \Rightarrow$ estado fundamental (menor energia)
2. Excitação $\Rightarrow$ transições para n maior ($n > 1$)
3. Volta para o estado fundamental: emissão de fótons com a diferença de energia entre os estados. Caso particular do H: $Z = 1$ e $n_f = 2$ ($n_i > n_f \Rightarrow$ desexcitação)

$$\kappa = R_{\infty} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Espectro de Balmer, se $R_H = R_{\infty}$. Bohr obteve valor bastante próximo.

Correção para massa nuclear finita $\Rightarrow$ massa reduzida no lugar da massa do e^- .

$$\mu = \frac{mM}{m + M}$$



**Energia
do e^-**

**Energia de
ligação**
Ex. 4-6, pág.
141, Eisberg

