

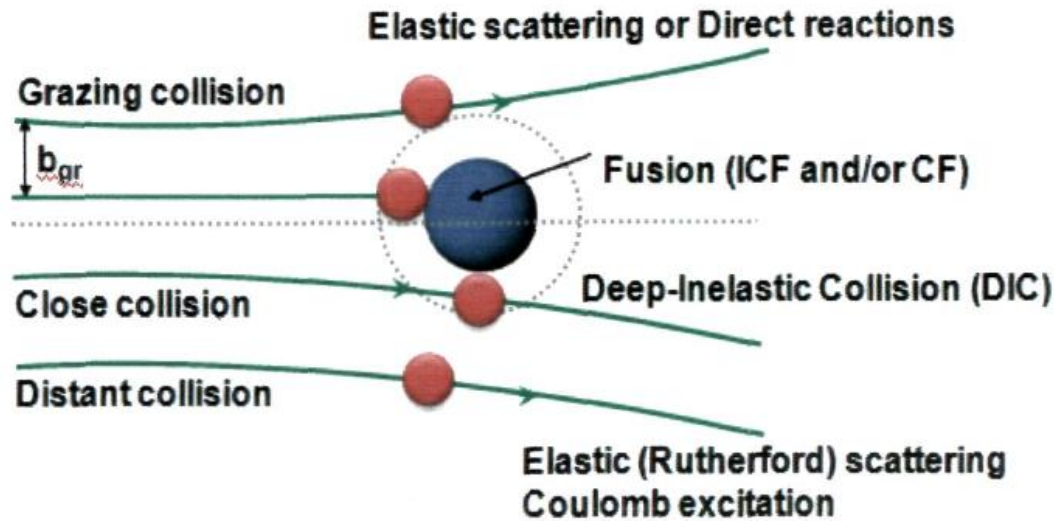
# Introdução a Física Nuclear

▶ Prof. Valdir Guimarães

▶ Instituto de Física

## Aula 18 - Reações de fissão

# Reações frontais

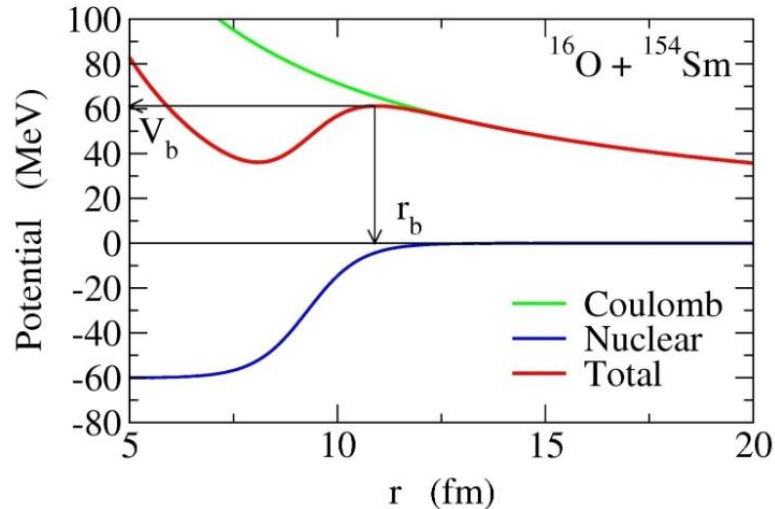


Reações frontais (com formação de nucleo composto) ( $b < b_g$ )

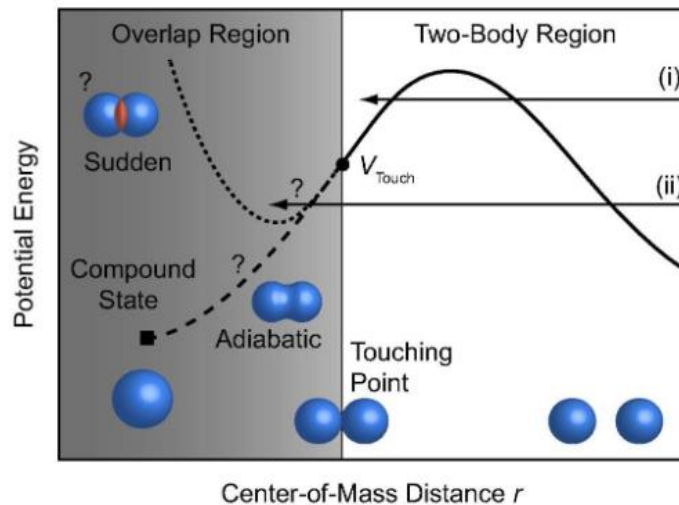
$b_g$  = parametro de impacto razante ou grazing ( $b_g = R_{\text{projetil}} + R_{\text{alvo}}$ )

- Fusão: Absorção com ou sem emissão (evaporação) de partículas.
- Reações de captura (fusão de partículas leves por uma pesada)
- Fissão
- Reações de espalação, deep-inelastic, fragmentação.

# Potenciais Nuclear e Coulombiano

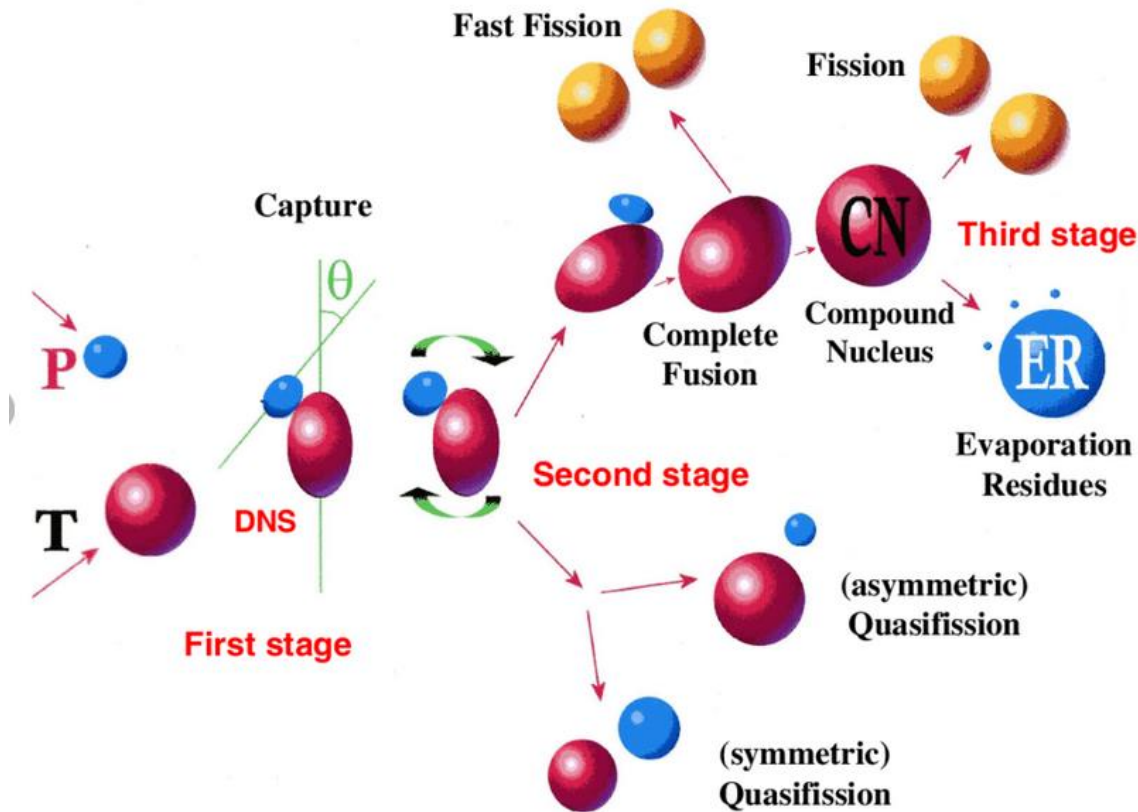


A formação de um núcleo composto ocorre quando os núcleos ultrapassam a barreira e ficam presos no poço de potencial.



# Fissão

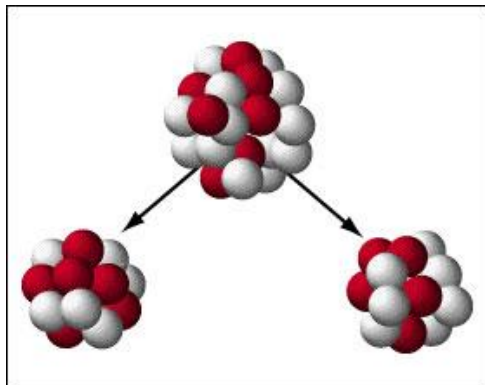
- ❑ O processo de fissão ocorre em estágios.
- ❑ 1º estágio = captura
- ❑ 2º estágio = início da formação do núcleo composto (não chega a se formar)
- ❑ 3º estágio = antes da formação do núcleo composto o núcleo fissiona



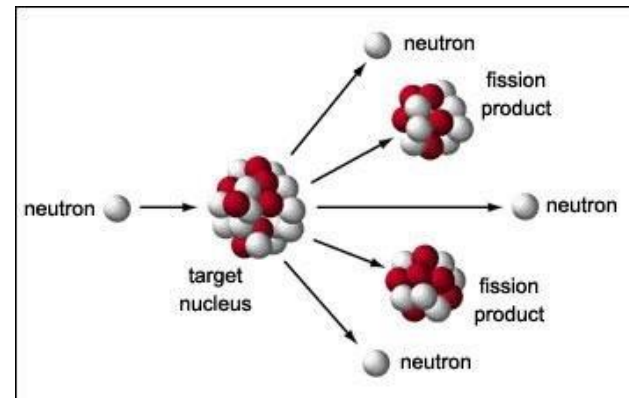
# Processo de fissão

- ❑ Fissão é um processo de quebra de um núcleo composto em fragmentos pesados.
- ❑ Um núcleo muito pesado pode decair se fragmentando em dois pedaços.
- ❑ No processo de fissão os fragmentos precisam superar uma barreira de potencial.
- ❑ Os fragmentos de fissão precisam ter energia suficiente para sair do poço de potencial, ou tunelar pela barreira.
- ❑ Podemos ter a **fissão espontânea e fissão induzida**.

espontânea

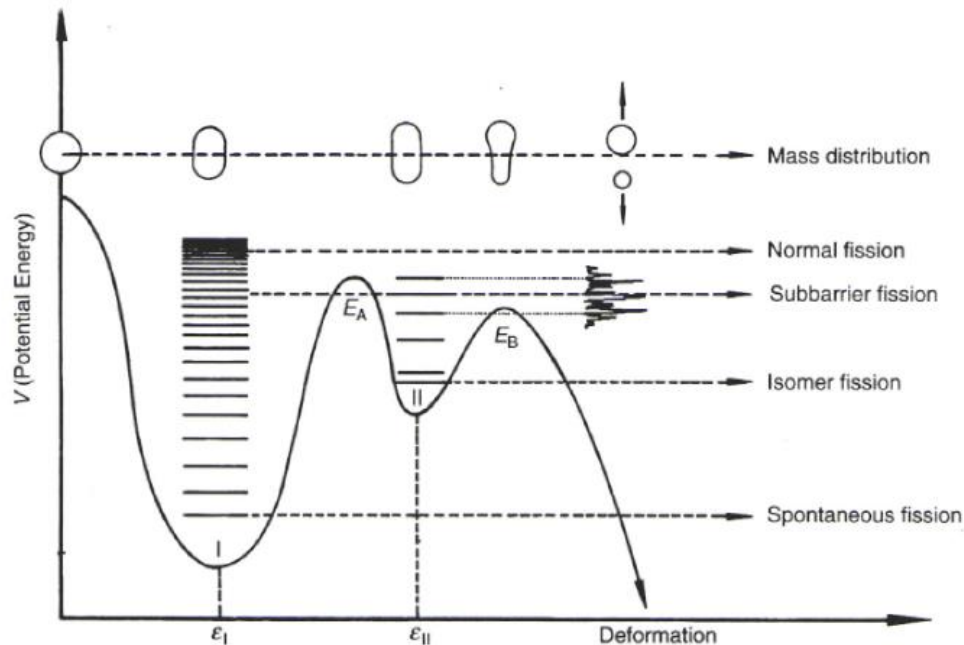


induzida



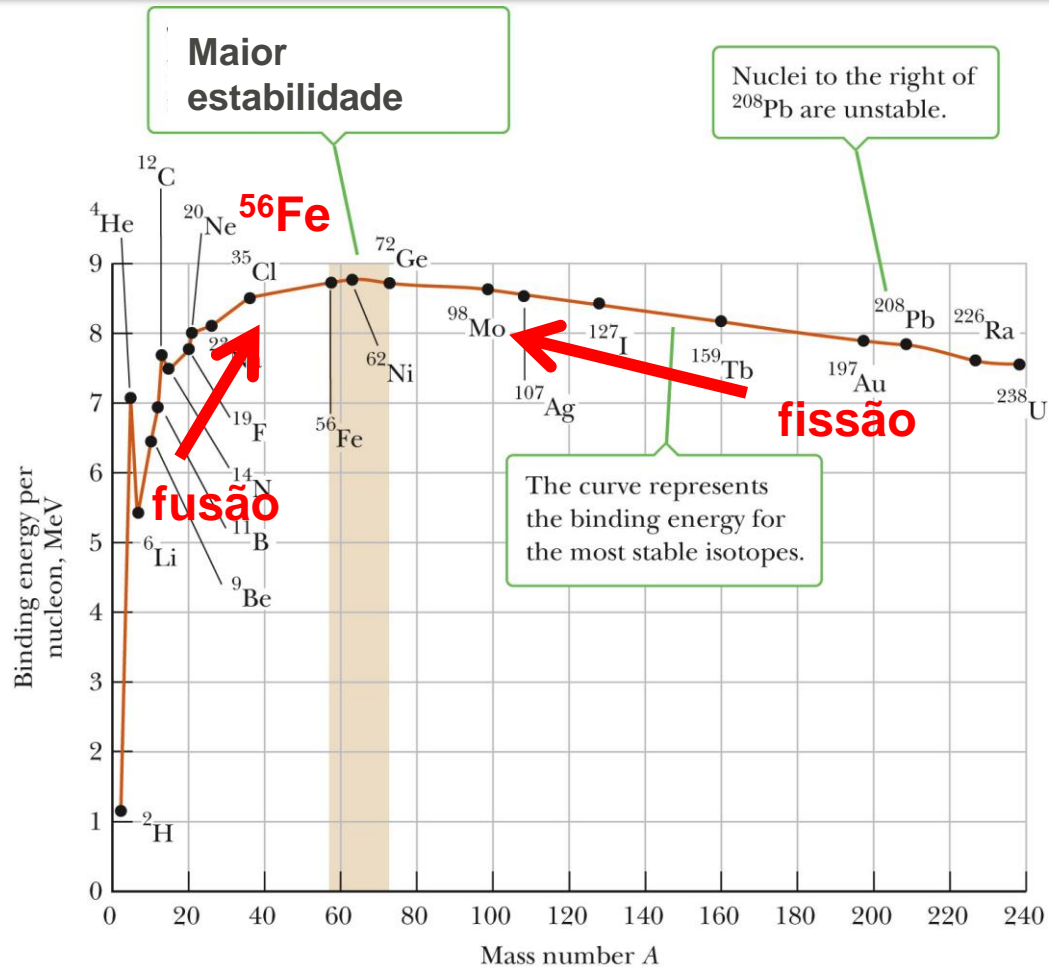
# Fissão espontânea

- ❑ Fissão, os fragmentos devem escapar do poço de potencial
- ❑ O primeiro fator que devemos levar em conta para um possível processo de desintegração deve ser o balanço de energia.
- ❑ O segundo fator é a Penetrabilidade de barreira
- ❑ O terceiro fator está relacionado com a deformação – quanto mais deformado for um núcleo mais fácil de se fissionar (uma pequena rotação seria suficiente para fissionar).

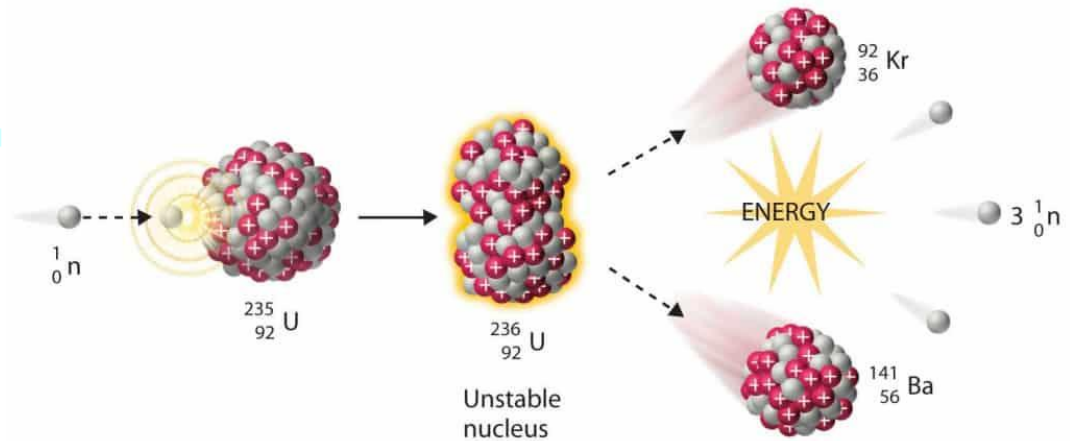
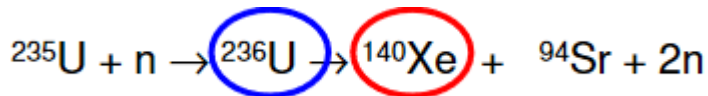


# Balanço de energia

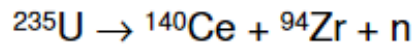
- ❑ Se um núcleo pesado for dividido por dois, os núcleos resultantes terão uma energia de ligação  $B/A$  maior, serão mais estáveis.
- ❑ Se dois núcleos leves se juntarem o núcleo resultante terá  $B/A$  maior, será mais estável.



☐ Exemplo de reação de fissão:

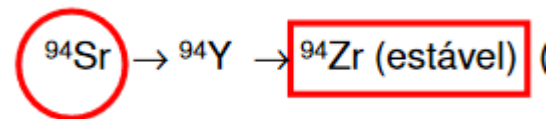
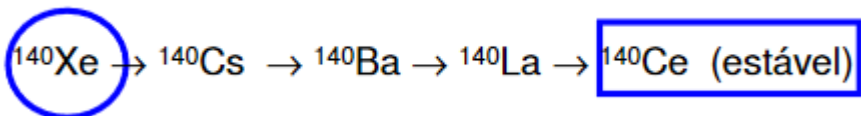


☐ Note o balanço do número de massa e Z dos núcleos residuais



$$\begin{aligned} Q &= -\Delta mc^2 = - [ (139,9054 \text{ u} + 93,9063 \text{ u} + 1,008 67 \text{ u}) - 235,0439 \text{ u} ] c^2 = \\ &= - [ 234,82037 \text{ u} - 235,0439 \text{ u} ] \\ &= - [ - 0,223 53 \text{ u} ] 931,5 \text{ Mev/u} = 208 \text{ MeV} \end{aligned}$$

☐ Os núcleos residuais são em geral instáveis e podem ainda decair por decaimento beta:





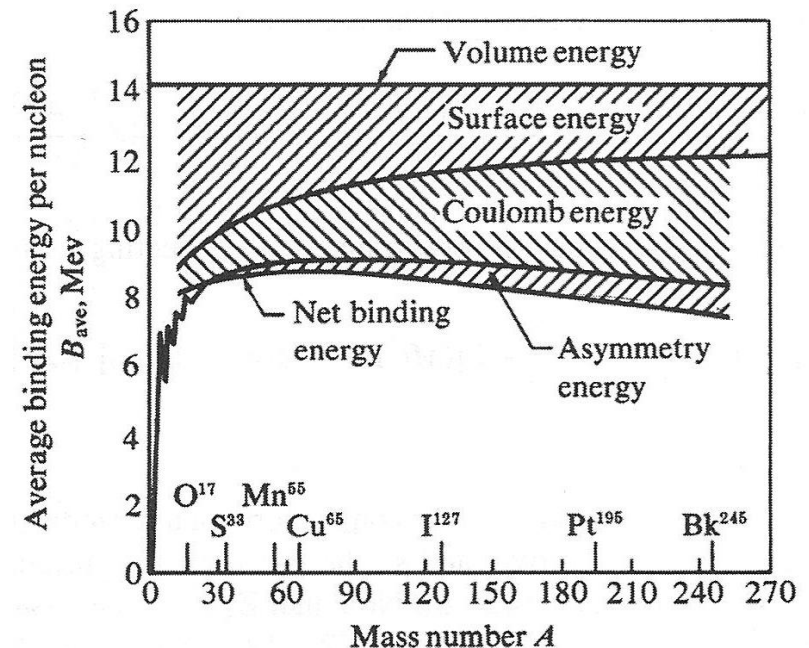
# Modelo da gota líquida para fissão

- ❑ O modo dominante de fissão é por dois fragmentos de massas similares.
- ❑ A energia Coulombiana dos fragmentos é reduzida quando os fragmentos são separados.
- ❑ Isso ocorre devido ao aumento da distância de separação entre os fragmentos.
- ❑ A energia de superfície aumenta quando os dois fragmentos são separados já que a área dos dois fragmentos é maior que o núcleo inicial.

- ❑ Precisamos investigar o modelo da gota líquida para discutir melhor a relação entre energia de superfície e coulombiana.

Energia Coulombiana para uma esfera uniformemente carregada é dada por:

$$E_{Coulomb} = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z^2 e^2}{R}$$

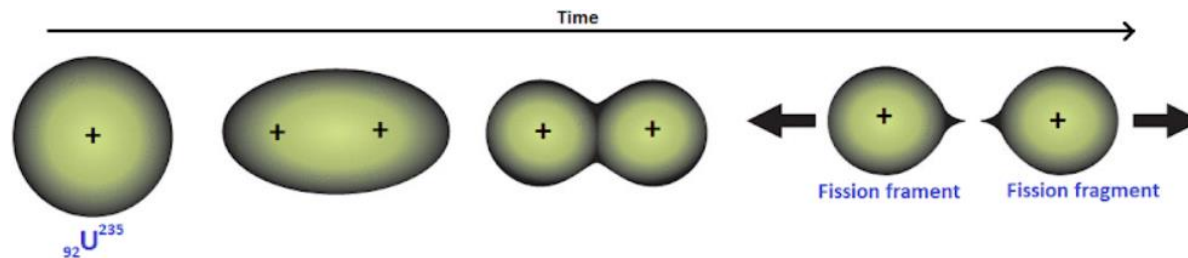


# Modelo da gota líquida

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_p \frac{\delta}{A^{1/2}},$$

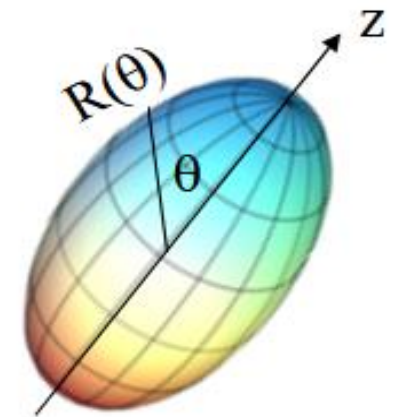
- ❑ O modelo da gota líquida é baseado em uma forma esférica para o núcleo.
- ❑ No entanto, para fissão a deformação é um parâmetro importante.

Born Wheeler: Se um núcleo se deforma com um volume fixo ele pode se fissionar.



- ❑ Extensão do modelo da gota líquida com deformação.
- ❑ O Raio de um núcleo deformado pode ser descrito em termos de expansão de deformações multipolares (polinômios de Legendre) da superfície para um volume fixo.

$$R(\theta) = R_0 \left( 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 P_2(\cos \theta) + \sqrt{\frac{9}{4\pi}} \beta_4 P_4(\cos \theta) + \dots \right)$$



# Deformação no modelo da gota líquida

$$R(\theta) = R_0 \left( 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 P_2(\cos \theta) + \sqrt{\frac{9}{4\pi}} \beta_4 P_4(\cos \theta) + \dots \right)$$

- ❑ Vamos considerar apenas até o termo quadrupolar

$$R(\theta) = R_0 (1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta)) \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2$$

- ❑ As energias de superfície e coulombiana ficam:

**Exercício**  $E_s = E_s^0 \left( 1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 \right) \quad E_C = E_C^0 \left( 1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 \right)$

$E_s^0$        $E_C^0$   
Energia para núcleo esférico.

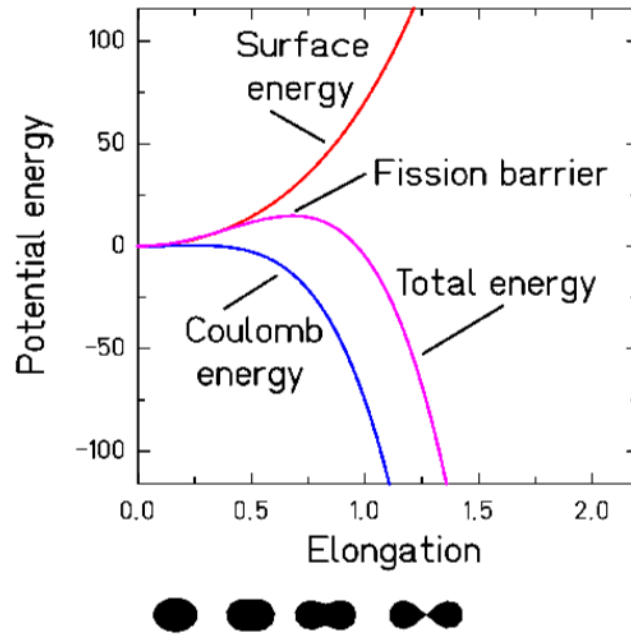
- ❑ A energia do modelo de gota líquida :

$$E_{LD} = E_{LD}^0 + \frac{1}{5} \alpha_2^2 (2E_s^0 - E_C^0)$$

$$E_{LD} = E_{LD}^0 + \alpha_2^2 \frac{2}{5} E_s^0 (1 - x), \quad \text{com } x = \frac{E_C^0}{2E_s^0} \quad \text{Parâmetro de fissibilidade.}$$

- ❑ Para  $x > 1$  a energia diminui com o aumento da deformação induzindo fissão.

# Parâmetro de fissibilidade



Energias de superfície e coulombiana pelo modelo de gota líquida.

$$E_C^0 = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{r_0 A^{1/3}} = \left( a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right)$$

$$E_S^0 = 4\pi r_0^2 S A^{2/3} = a_S A^{2/3}$$

$$x = \frac{a_C}{2a_S} \frac{Z^2}{A}$$

Parâmetro de fissibilidade pelo modelo gota líquida.

O efeito da deformação pode ser verificado pela diferença de energia:

$$\begin{aligned} \Delta E &= B(\epsilon) - B(\epsilon = 0) \\ &= -a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 + \dots\right) - a_c Z^2 A^{-1/3} \left(1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \dots\right) \\ &\quad + a_s A^{2/3} + a_c Z^2 A^{-1/3} \\ &\cong \left(-\frac{2}{5}a_s A^{2/3} + \frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3}\right)\epsilon^2 \end{aligned}$$

$$E_s = E_s^0 \left(1 + \frac{2}{5}\alpha_2^2\right)$$

$$E_c = E_c^0 \left(1 - \frac{1}{5}\alpha_2^2\right)$$

$\epsilon \rightarrow$  parâmetro de deformação ( $\alpha_2$ )

Para que um núcleo fissione espontaneamente  $\rightarrow \Delta E > 0$   
(temos que ganhar energia ao esticar)

$$R = R_0 A^{1/3}$$

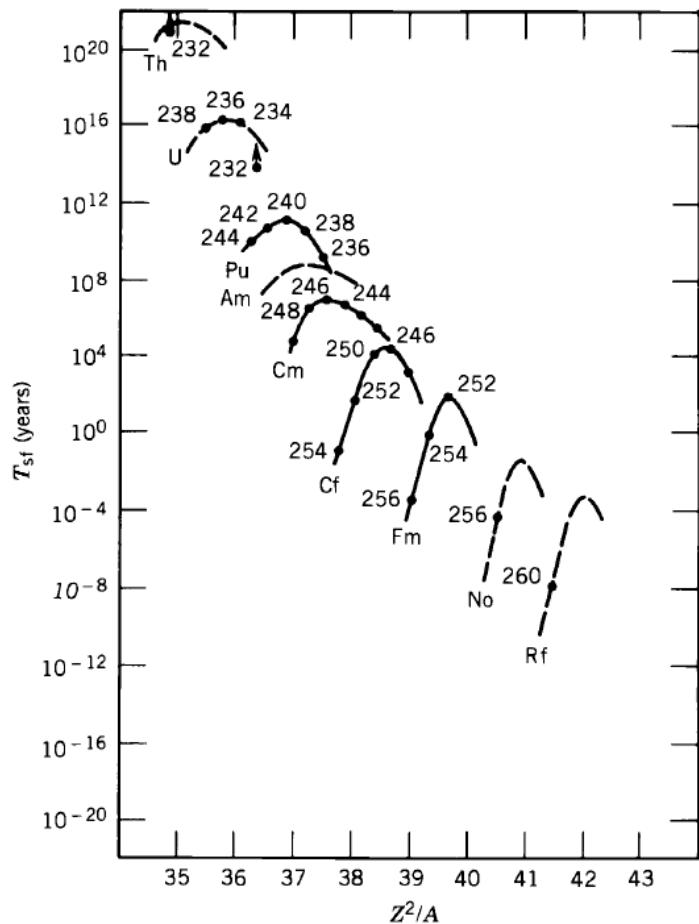
$$R_0 = 1.25 \text{ fm}$$

$$\frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3} > \frac{2}{5}a_s A^{2/3} \quad \rightarrow \quad \frac{Z^2}{A} > \frac{2a_s}{a_c}$$

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$$

Conhecendo-se os parâmetros  $a_s$  e  $a_c$

$$\frac{Z^2}{A} > 48 \sim 50$$



Quanto maior o fator  $Z^2/A$  mais fácil o núcleo se fissiona.  
(A vida-média diminui)

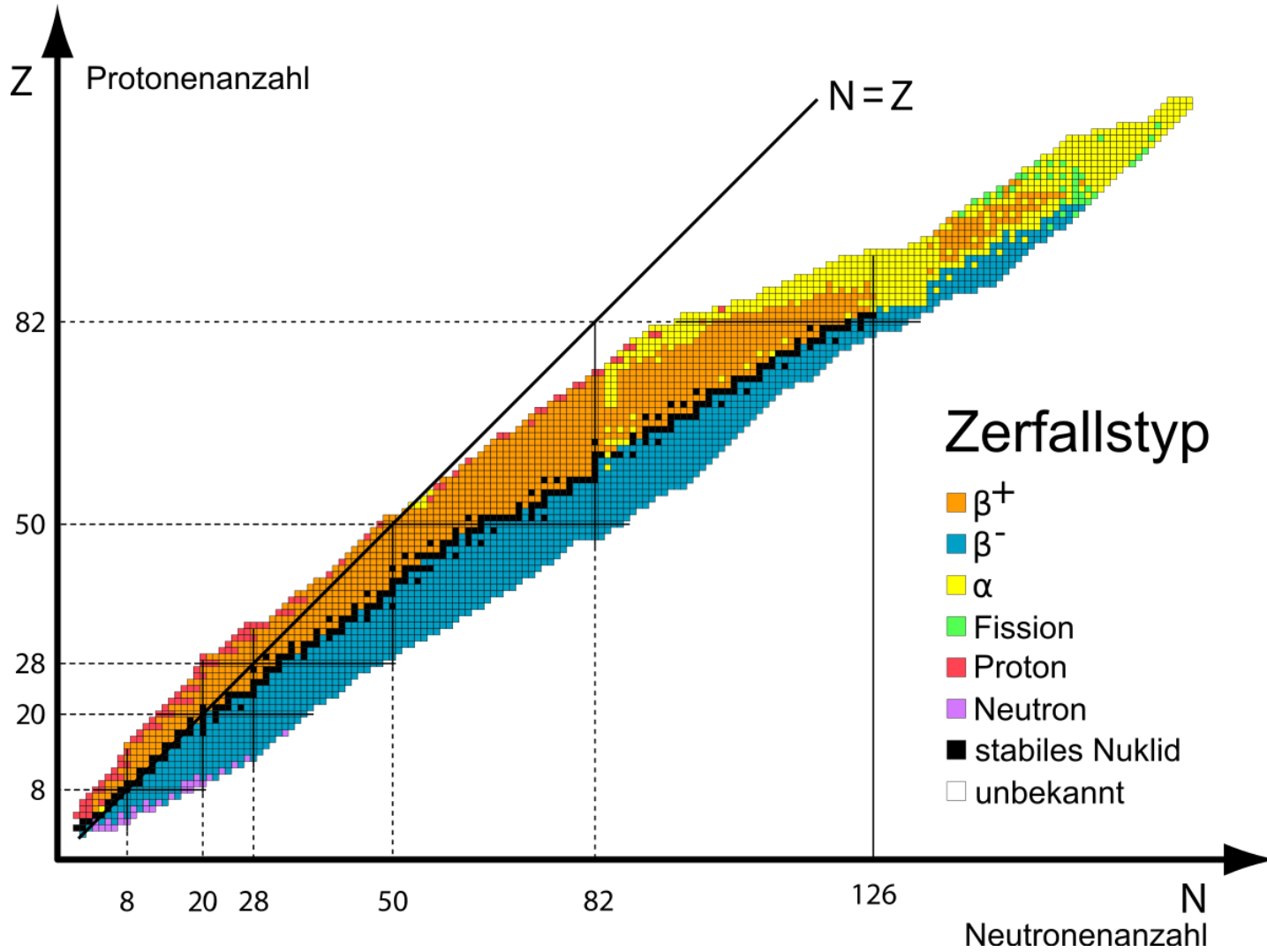
$${}^{209}\text{Bi} \Rightarrow \frac{Z^2}{A} = 32.96$$

$${}^{240}\text{Pu} \Rightarrow \frac{Z^2}{A} = 36.82$$

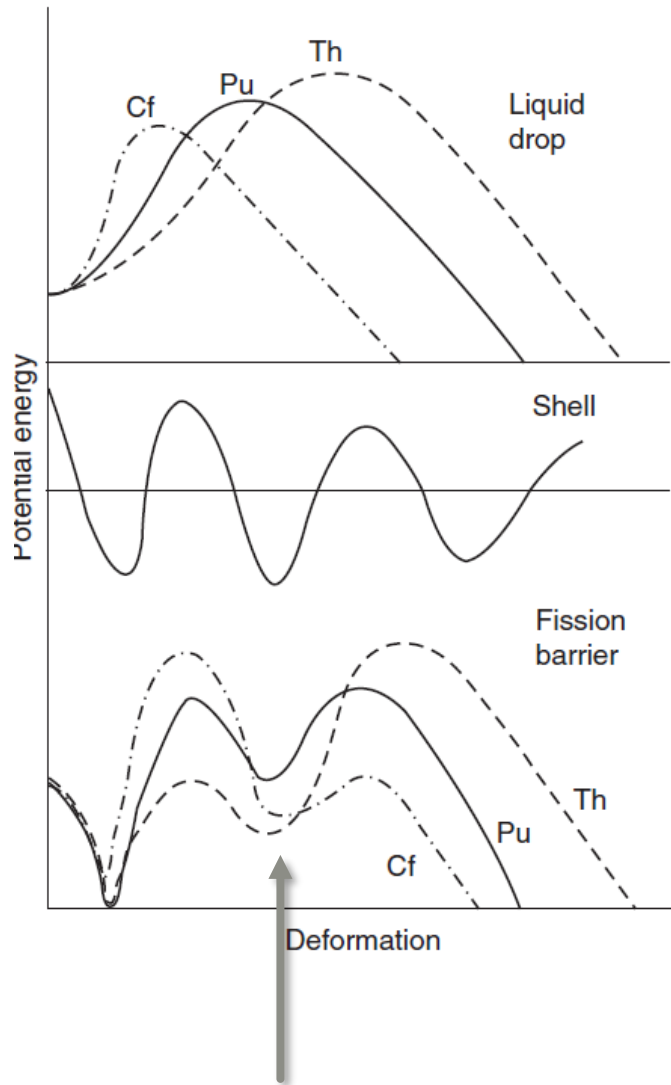
$${}^{252}\text{Cf} \Rightarrow \frac{Z^2}{A} = 38.11$$

Califórnio tem um tempo de meia vida menor que Plutônio (se fissiona mais facilmente)

**Figure 13.4** Lifetimes for spontaneous fission. There is a general trend of decreasing lifetime with increasing  $Z^2/A$ . From V. M. Strutinsky and H. C. Pauli, in *Physics and Chemistry of Fission* (Vienna: IAEA, 1969), p. 155.



# Correção pelo modelo de camadas

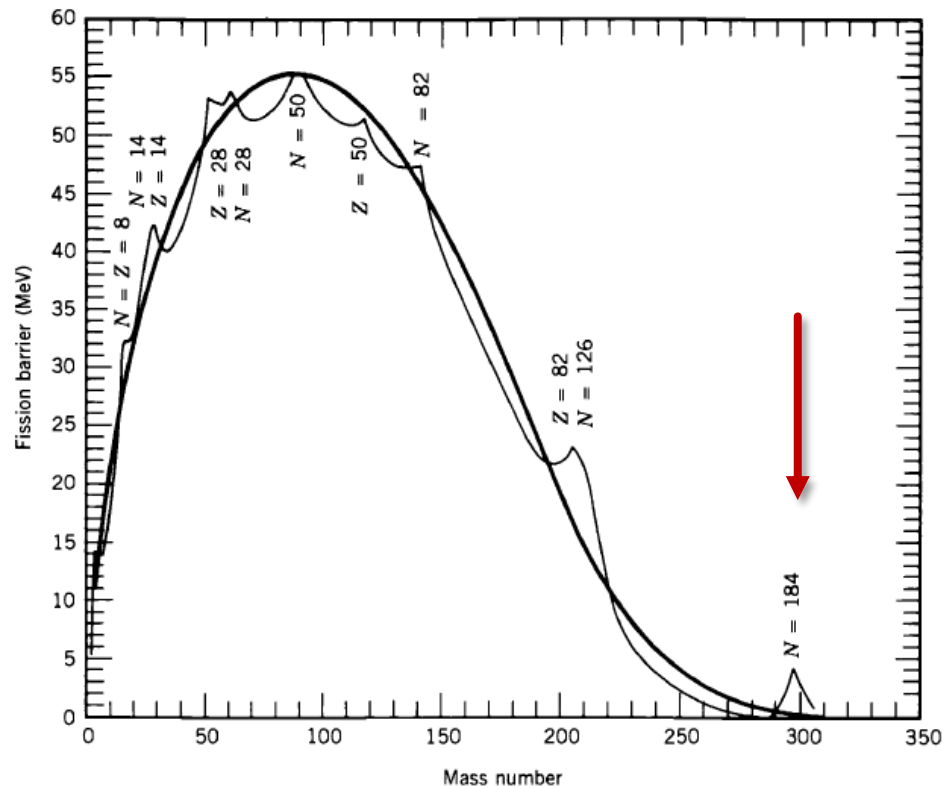


- Efeito de camadas geram poço de potencial.
- Apesar de muito deformados alguns núcleos se tornam menos fissionáveis.



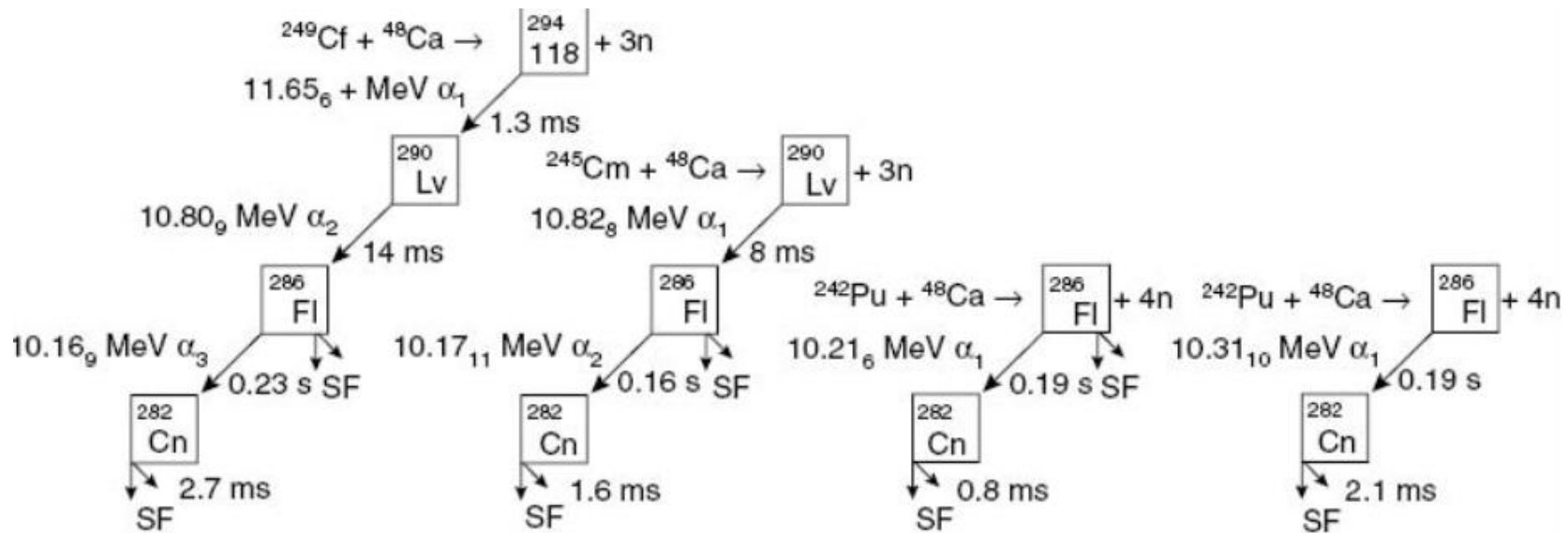
# Correção pelo modelo de camadas

Krane pg. 482



- Linha solida modelo da gota liquida sem efeito de camadas
- Curva linha suave: efeitos do modelo de camadas foram incluídos.
- Efeitos de camada sugerem que elemento com massa  $A=300$  e  $N=184$  seja mais estável para fissão.

- ❑ O elemento Oganesson ( $Z=118$  e  $A=294$ ) possui  $Z^2/A = 47.4$  e não fissiona
- ❑ O decaimento é por partículas alfas



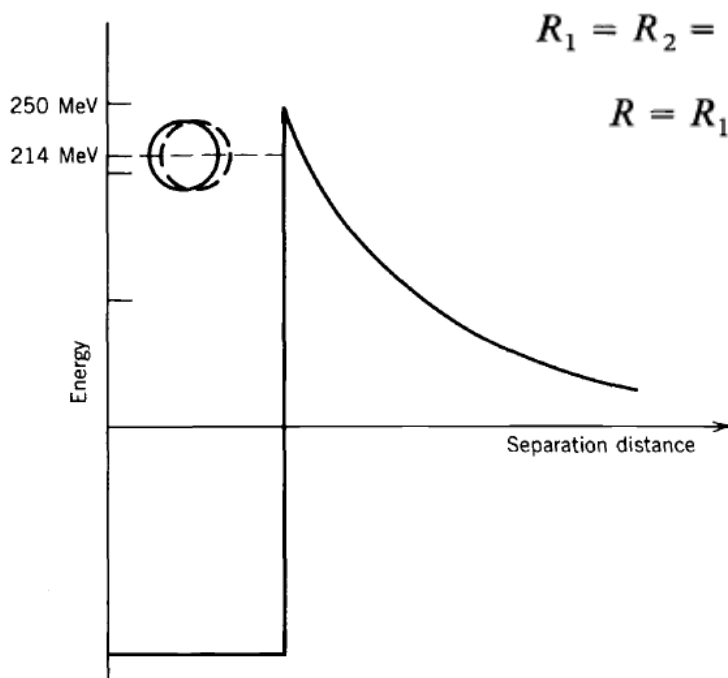
Para que haja fissão espontânea  $Z^2/A = 48$

$$A=300 \quad \Rightarrow \quad Z=120$$

Ainda não foi observado elemento com  $Z=120$ .

# Barreira Coulombiana

- ❑ Um núcleo de Urânio ( $^{238}\text{U}$ ,  $Z=92$ ) poderia ser fragmentado em dois núcleos iguais de  $^{119}\text{Pd}$  (Paládio,  $Z=46$ )
- ❑ A energia que seria liberada pela separação do Urânio em dois núcleos de Paládio seria 214 MeV.
- ❑ No entanto a barreira Coulombiana entre dois núcleos de Paládio é 250 MeV e impede que o  $^{238}\text{U}$  se fissione.



$$R_1 = R_2 = 1.25(119)^{1/3} = 6.1 \text{ fm}$$

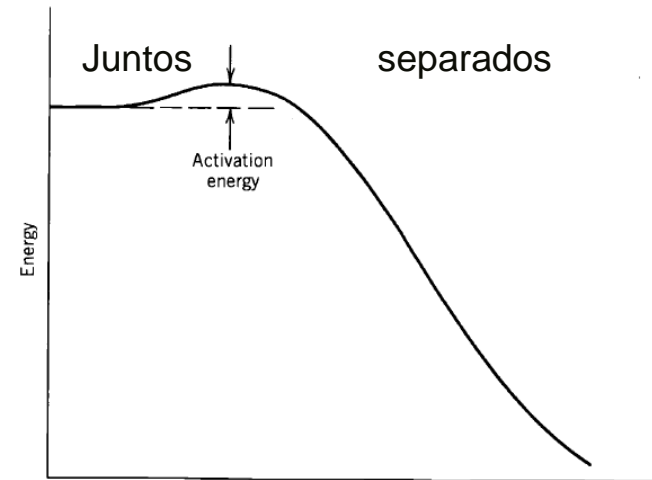
$$R = R_1 + R_2$$

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$$

$$= (1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}) \frac{(46)^2}{12.2 \text{ fm}} = 250 \text{ MeV}$$

# Fissão espontânea

- ❑ Para alguns núcleos a energia que pode ser liberada ao separa-lo em dois fragmentos é tão próxima do topo da barreira Coulombiana que existe a probabilidade de que o fragmento penetre a barreira e fissione espontaneamente



Distancia de separação entre os dois fragmentos

- ❑ Exemplos de alguns núcleos de decaem por fissão espontaneamente por tunelamento da barreira

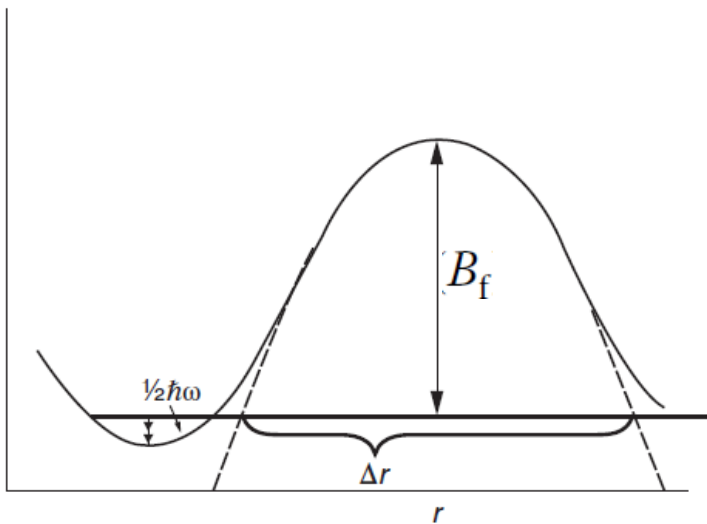
Nuclide	$T_{1/2}$	Spontaneous Fission Probability
$^{235}\text{U}$	$7.04 \times 10^8 \text{ y}$	$2 \times 10^{-7}\%$
$^{238}\text{U}$	$4.5 \times 10^9 \text{ y}$	$5 \times 10^{-5}\%$
$^{239}\text{Pu}$	$2.4 \times 10^4 \text{ y}$	$4 \times 10^{-10}\%$
$^{240}\text{Pu}$	$7 \times 10^3 \text{ y}$	$5 \times 10^{-6}\%$
$^{250}\text{Cm}$	$7 \times 10^3 \text{ y}$	61%
$^{252}\text{Cf}$	3 y	0.3%

# Modelo de Bohr-Wheeler para fissão espontânea

- ❑ Como definimos para o decaimento alfa, a fissão também deve depender da frequência com que os fragmentos chegam a barreira e da penetrabilidade da barreira.

$$t_{1/2}^{SF} = \frac{\ln(2)}{fP}$$

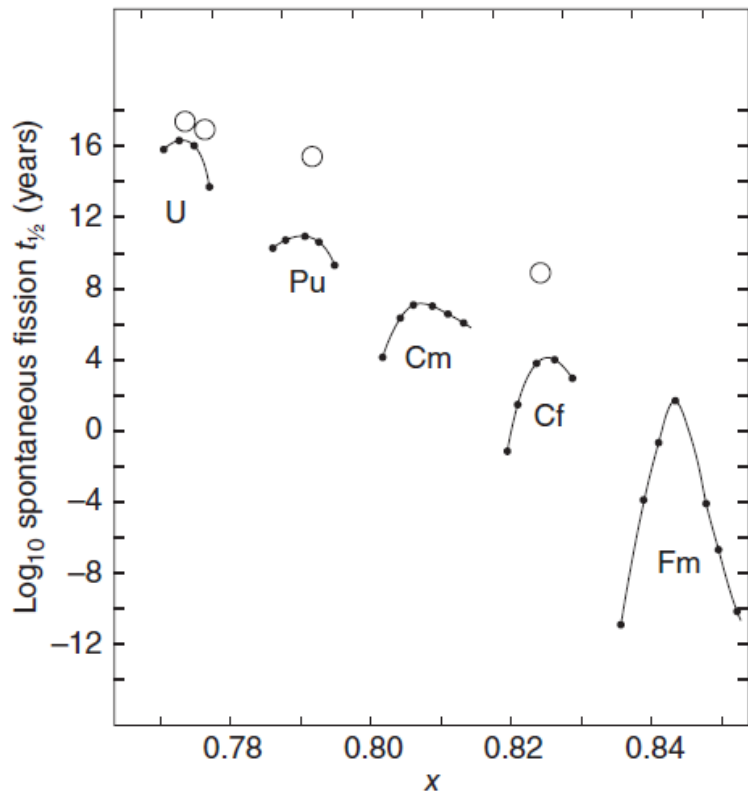
- ❑ A Penetrabilidade pode ser calculada com o modelo de Bohr-Wheeler onde o topo da barreira é aproximado por uma parábola invertida.
- ❑  $B_f$  é a altura da barreira e  $\hbar\omega$  é a largura



$$P = \left( 1 + \exp \left[ \frac{2\pi(B_f)}{\hbar\omega} \right] \right)^{-1}$$

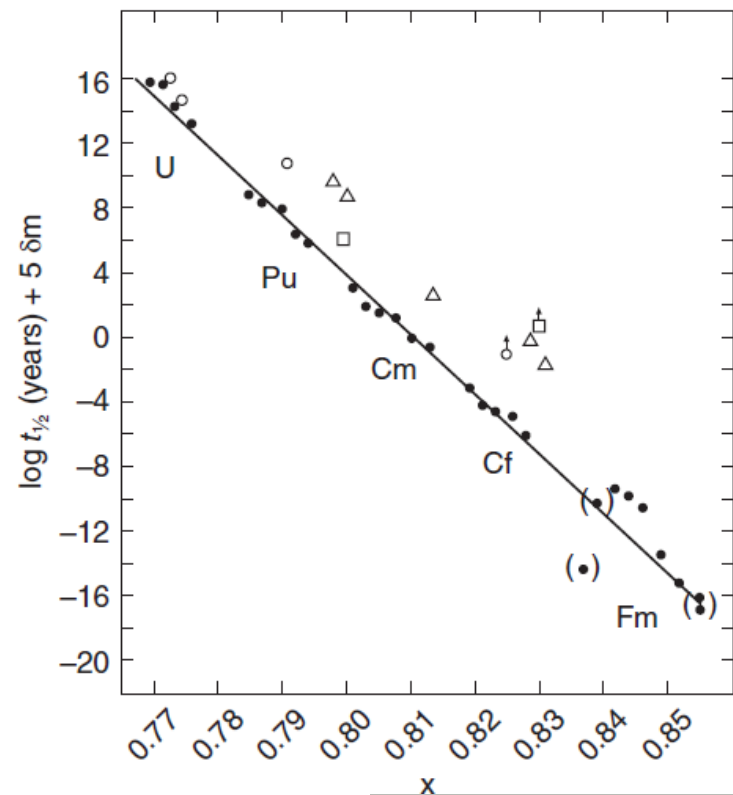


$$t_{1/2}^{SF} \approx 2.77 \times 10^{-21} \exp \left( \frac{2\pi B_f}{\hbar\omega} \right) \text{ s}$$



**Figure 11.4** Spontaneous fission half-lives of even-even (solid points) and even-odd nuclides (open circles) as a function of fissionability parameter,  $x$  (Vandenbosch and Huizenga (1973). Reproduced with the permission of Elsevier).

**Figure 11.5** Spontaneous fission half-lives, corrected according to the method of Swiatecki, versus fissionability parameter  $x$  (Vandenbosch and Huizenga (1973). Reproduced with the permission of Elsevier).



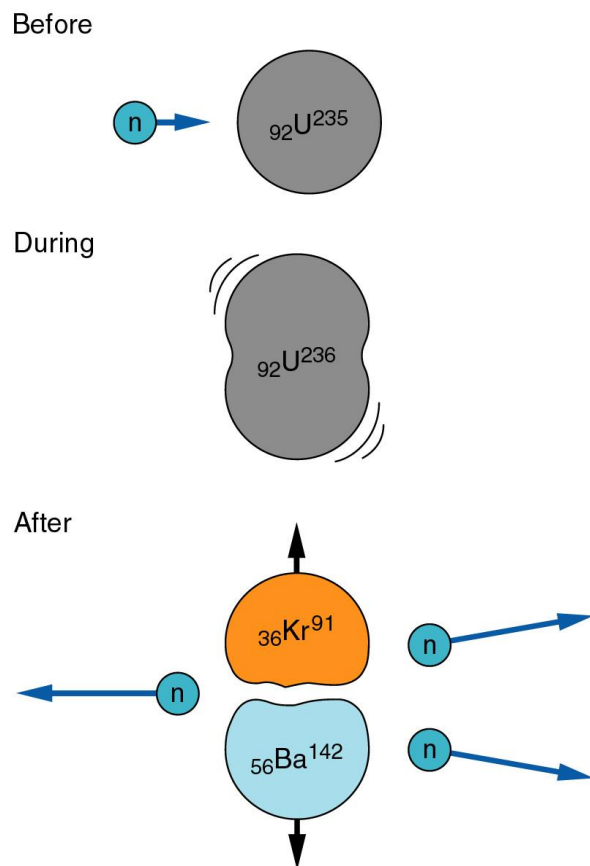
$$\log(t_{1/2}) + 5\delta m$$

Correção modelo  
de camadas

W. Loveland pg.

# Fissão induzida por incidência de nêutron

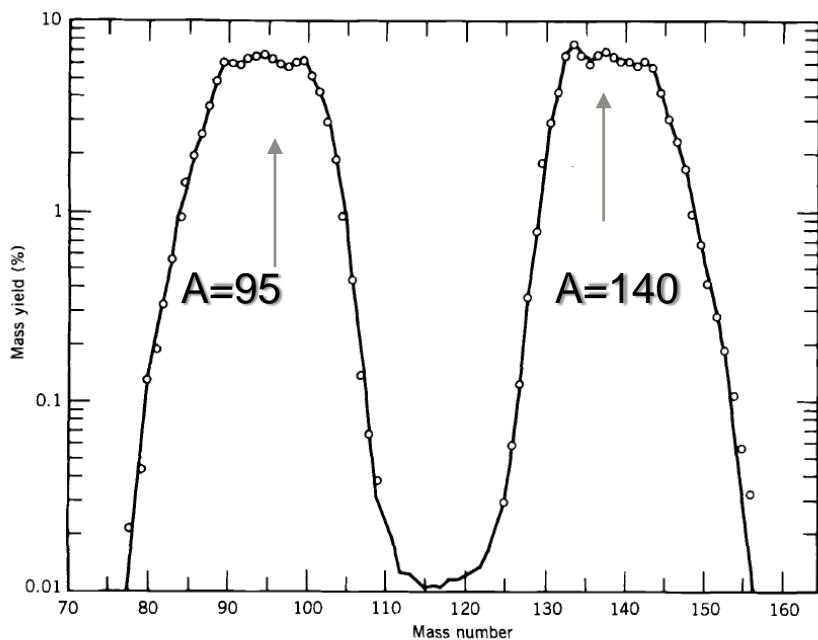
- ❑ Podemos ativar a fissão de um determinado núcleo por incidência de um nêutron.
- ❑ O  $^{235}\text{U}$  é um exemplo.
- ❑ Esse núcleo captura um nêutron e se transforma em  $^{236}\text{U}$  que se fissiona em dois fragmentos ( $^{142}\text{Ba}$  e  $^{91}\text{Kr}$ )



# Fissão induzida por incidência de nêutron

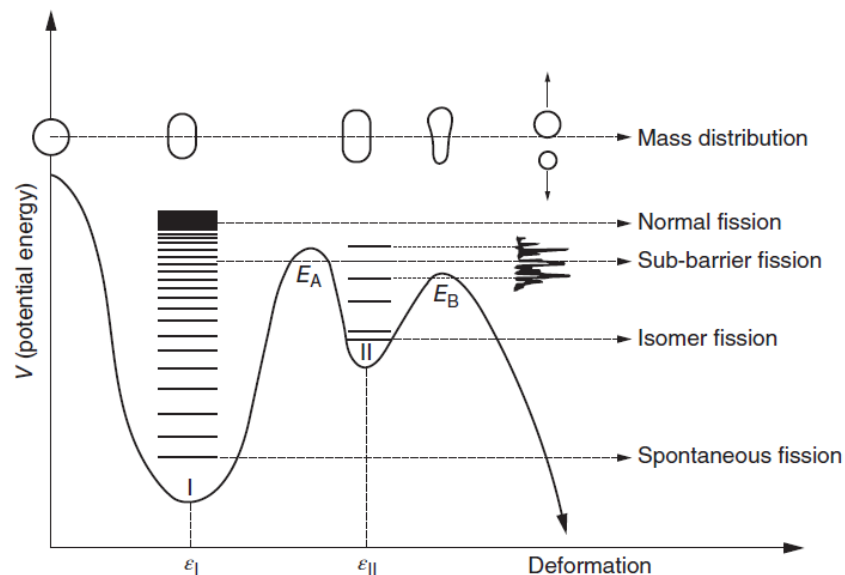


- ❑ Neutrons térmicos ( $E < 1.0 \text{ MeV}$ ) podem induzir fissão de um elemento pesado
- ❑ Distribuição de massa -> probabilidade muito pequena de formar fragmentos com mesma massa  $A_1 = A_2$  (distribuição simétrica)



**Figure 13.6** Mass distribution of fission fragments from thermal fission of  $^{235}\text{U}$ . Note the symmetry of the heavy and light distributions, even in the small variations near the maxima. From G. J. Dilorio, *Direct Physical Measurement of Mass Yields in Thermal Fission of Uranium 235* (New York: Garland, 1979).

- ❑ Podemos ter emissão direta de nêutrons e emissão atrasada de nêutrons.



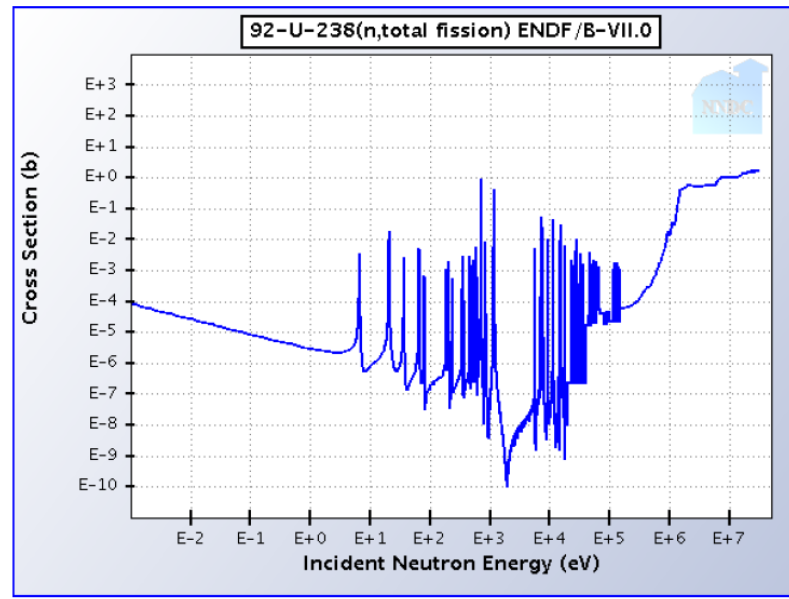
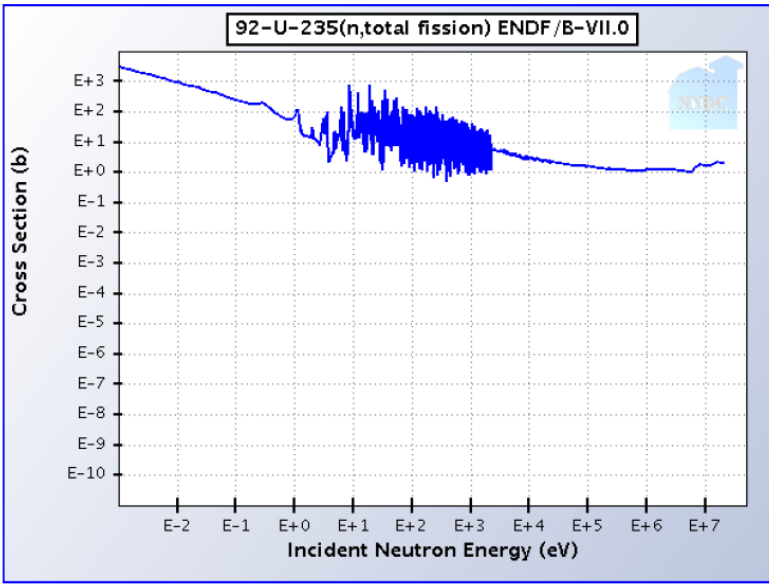


- ❑  $^{238}\text{U}$  e  $^{235}\text{U}$  tem mais ou menos a mesma altura da barreira para fissão  $B_f \sim 5.7 \text{ MeV}$
- ❑ O Q-de-reação para captura de nêutrons é:

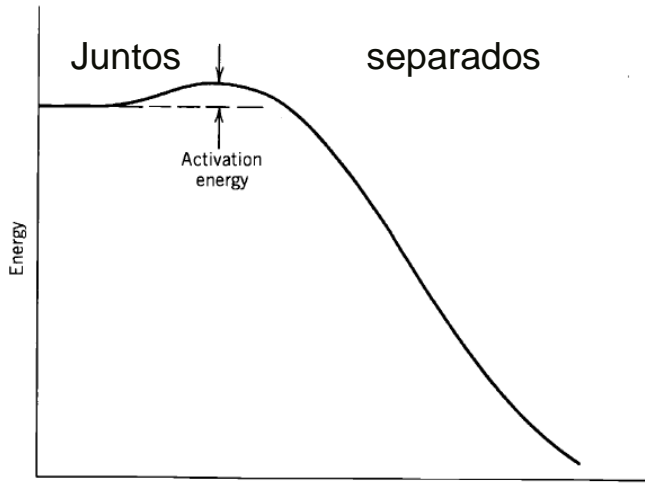
$$Q_{235} = (M_{235} + M_n - M_{236})c^2 = 6.5 \text{ [MeV]} > B_f = 5.7 \text{ [MeV]}$$

$$Q_{238} = (M_{238} + M_n - M_{239})c^2 = 4.8 \text{ [MeV]} < B_f = 5.7 \text{ [MeV]}$$

- ❑ Por isso o  $^{235}\text{U}$  pode ser fissionado pela incidência de nêutrons térmicos (baixa energia) enquanto que precisamos de nêutrons com mais de 1.0 MeV para fissionar o  $^{238}\text{U}$

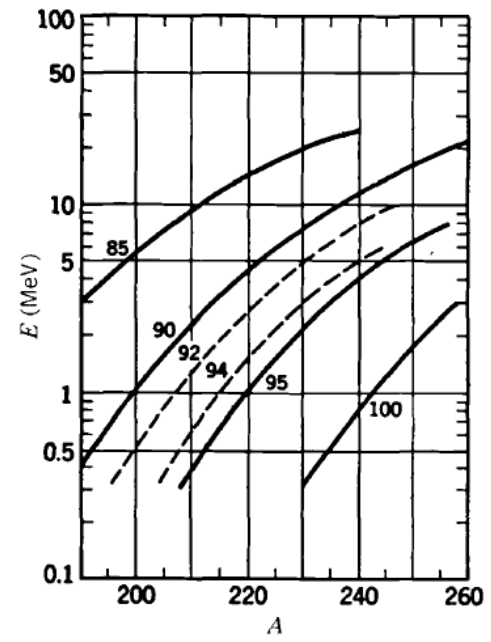


☐ Incidência de nêutrons pode dar a energia necessária para ativar a fissão



Distancia de separação entre os dois fragmentos

$$\begin{aligned}
 m(^{236}\text{U}^*) &= m(^{235}\text{U}) + m_n \\
 &= (235.043924 \text{ u} + 1.008665 \text{ u}) \\
 &= 236.052589 \text{ u} \\
 E_{\text{ex}} &= (236.052589 \text{ u} - 236.045563 \text{ u}) 931.502 \text{ MeV/u} \\
 &= 6.5 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$



**Figure 13.10** Activation energies of heavy nuclei. This graph shows the explicit A and Z dependence (which is not shown in Figure 13.3), calculated using the liquid-drop model. From S. Frankel and N. Metropolis, *Phys. Rev.* **72**, 914 (1947).