

# *Física Nuclear*

- *Introdução*
- *Propriedades nucleares*
- *Reações e massas nucleares*
- *Modelos nucleares*
- *Decaimentos nucleares*

# ***Introdução***

*Teoria mais popular de formação do Universo:* explosão que deu origem a matéria densa, comprimida e quente (quarks e elétrons)

*Processo de expansão e resfriamento:* deu origem aos hádrons, classificados como bárions (3 quarks) e mésons (2 quarks).

A união de prótons e neutrons deu origem aos núcleos e posteriormente aos átomos.

A aglomeração de grandes quantidades de matéria originaram estrelas e então planetas, nebulosas, etc.

Átomos se agruparam em moléculas, surgindo sistemas mais complexos, os seres vivos.

A Física Nuclear estuda o comportamento dos núcleos sob condições normais ou em estados excitados, bem como a reação entre eles.

As forças de interação nucleon-nucleon (p-p, n-n, p-n) podem ser avaliadas a partir de experimentos de espalhamento.

A estrutura do núcleo atômico não é conhecida com precisão pois sendo um sistema de muitas partículas, pode ser independente da interação entre partículas.

A maioria das propriedades nucleares dispensa o conhecimento completo das interações nucleon-nucleon.

Núcleos mais pesados (~280 nucleons) não são corretamente descritos por propriedades macroscópicas como pressão, temperatura, coeficiente de elasticidade, etc.

Núcleos leves (compostos por poucos nucleons) são também sistemas complexos devido à interação entre nucleons.

A interação que age entre os nucleons e é responsável por mantê-los ligados é a *interação forte*.

Embora haja uma formulação teórica para a interação forte, sua aplicação direta a sistemas nucleares é difícil ou mesmo inviável.

Modelos nucleares embora tenham aplicação restrita, são usados para explicar e prever várias propriedades dos núcleos atômicos.

Núcleos atômicos são ideais para o estudo das correlações em sistemas de muitos corpos.

Interações forte e fraca foram primeiramente estudadas em núcleos.

Há uma enorme diferença entre as escalas de energia típicas dos fenômenos atômicos e nucleares:

- **Átomos ~ 1 eV**
- **Núcleos ~ 1 MeV**

- **Propriedades gerais**

- **Massa e carga elétrica**

$M_{nucl} \approx A \times m_p$ , onde  $A$  é o número de massa e  $m_p$  é a massa do próton;

$Q_{nucl} \approx Z \times (-e)$ , onde  $e$ , é a carga do elétron;

$A \approx 2Z$ , exceto para o hidrogênio.

- **Tamanho do núcleo**

$1F$  à  $10F$ , onde  $F$  é o símbolo de Fermi;

$$1F = 10^{-15}m.$$

## • ***Características da Interação***

- ★ atrativa;
- ★ curto alcance ( $\approx 2F$ );
- ★ intensa, predominando sobre a coulombiana para pequenas distâncias;
- ★ independente de carga elétrica, afeta igualmente prótons e neutrons.

## • ***Momento angular total***

Usualmente chamado de spin nuclear, é fruto da composição entre os momentos angulares intrínsecos de seus nucleons e dos momentos angulares orbitais destas partículas.

- **Propriedades estatísticas**

Os núcleos podem ser bósons ( $A$  par) ou férmions ( $A$  ímpar).

- **Momento dipolar magnético**

Oriundo dos momentos intrínsecos dos nucleons e das correntes elétricas devidas ao movimento de prótons no núcleo.

$$\mu_{\eta} = e(h/2\pi)/2m_p \approx 10^{-3}\mu_b$$

onde  $m_p$  é a massa do próton e  $\mu_b$  é o magneton de Bohr.

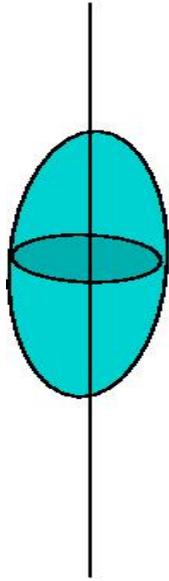
- **Representação simbólica e composição**

$X_Z^A$ , onde  $A$  é o número de nucleons,  $Z$ , o número de prótons.

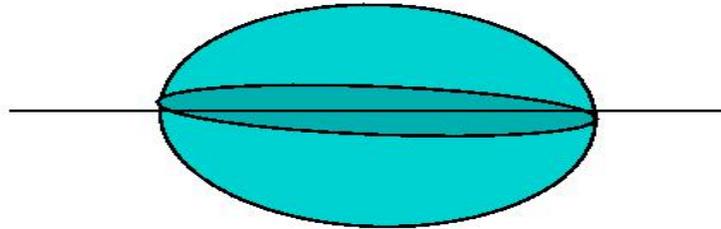
A hipótese de que o núcleo fosse composto por  $A$  prótons e  $(A-Z)$  elétrons foi descartada pelas medidas de spin e simetria dos núcleos.

## • **Forma do núcleo**

Os núcleos podem ser esféricos ou elipsoidais. Uma indicação da forma do núcleo é obtida através da medida de seu momento quadrupolar elétrico  $q$  que está relacionado com a forma como prótons se distribuem em seu interior.



$$q > 0$$



$$q < 0$$

## • ***Raio do núcleo***

A distribuição de carga ou massa de um núcleo não é bem conhecida, sabemos porém que o núcleo é uma região limitada que abriga os nucleons que interagem entre si por meio da força forte.

Existem muitos métodos para determinar o raio nuclear, vamos abordar rapidamente, os mais importantes.

## ***Núcleos especulares***

Possuem a mesma massa atômica, sendo o número de prótons de um igual ao número de neutrons do outro.

Supondo que a interação forte entre nucleons seja a mesma para prótons ou neutrons, a diferença em energia em um par de núcleos espelhos, deve-se à interação eletrostática e a diferença de massa oriunda do número de prótons e neutrons diferentes.

Consideremos p caso simples de um par de núcleos espelhos cujas cargas difiram apenas de uma unidade.

A energia eletrostática para uma distribuição discreta de cargas (sistema CGS) é dada por:

$$U = \frac{3}{5} \frac{Z(Z-1)e^2}{R}$$

Portanto a diferença de energia eletrostática entre os dois núcleos, um com  $Z$  prótons e outro com  $Z-1$  prótons, é dada por:

$$\delta U = \frac{6}{5} \frac{(Z-1)e^2}{R}$$

A massa de neutrons e prótons, é:

$$m_p = 1,00727646688 \pm 0,00000000013 u$$

$$m_p = 938,27203 \pm 0,00008 \text{ MeV}$$

$$m_n = 1,0086649156 \pm 0,00000000006 u$$

$$m_n = 939,56536 \pm 0,000008 \text{ MeV}$$

A diferença de massa entre um neutron e um próton é:

$$\delta m = 1,2933317 \pm 0,0000005 \text{ MeV}$$

Portanto, a diferença em energia entre dois núcleos especulares, é atribuída à diferença de massa e energia eletrostática.

$$\delta E = \delta U - \delta m$$

Portanto, a diferença em energia entre dois núcleos especulares, é atribuída à diferença de massa e energia eletrostática.

$$\delta E = \delta U - \delta m$$

Assim, conhecendo-se  $\delta E$ , obtém-se o raio nuclear.

### ***Volume e raio nuclear***

O raio nuclear pode ser estimado também pela observação de que o volume nuclear é aproximadamente proporcional ao número  $A$  de nucleons.

Resultados experimentais levaram a relação:

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

Com  $R_0 \approx 1,5 \times 10^{-13}$  cm.

## ***Experimentos de espalhamento de elétrons – densidade e raio nuclear.***

Nos anos 50, R. Hofstadter e colaboradores, realizaram uma série de experiências aonde feixes de elétrons com energias entre 200 e 500MeV, produzidos no Acelerador Linear de Stanford (SLAC), bombardeavam núcleos.

Este foi um dos mais importantes experimentos para determinação do raio nuclear, resultando no prêmio nobel para o pesquisador em 1961.

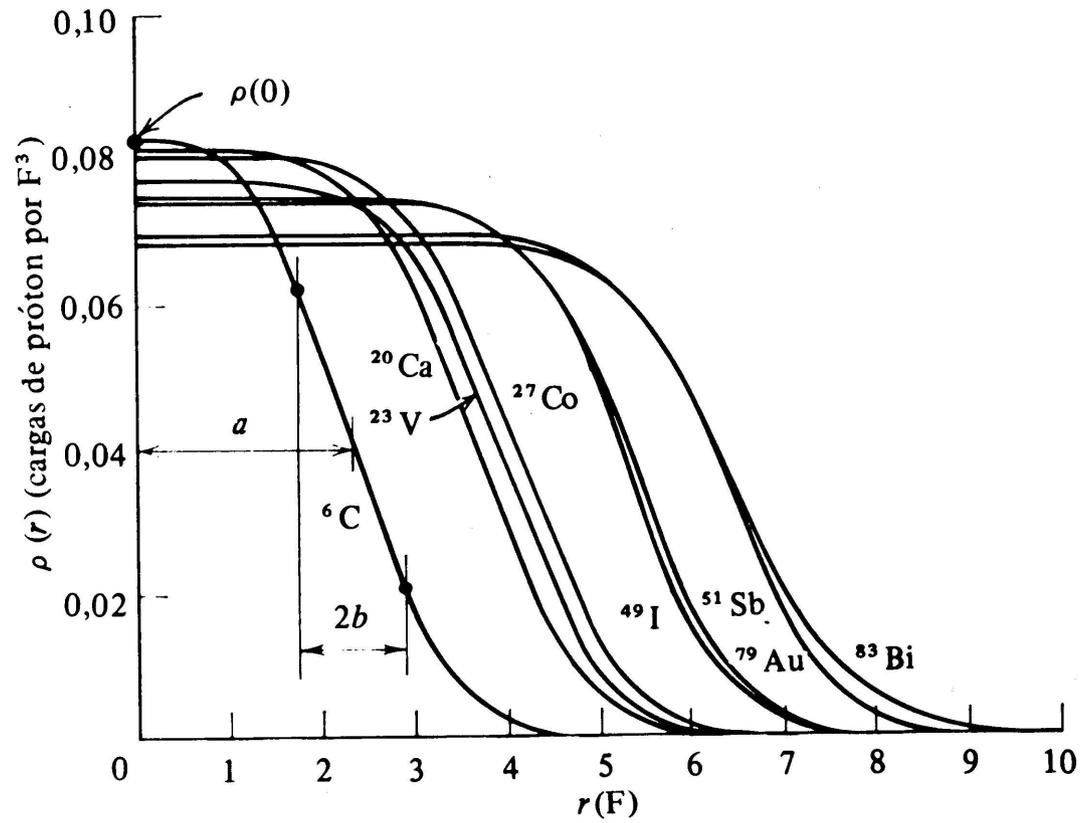
Os resultados destas experiências mostraram que a densidade de carga (ou massa) para núcleos com número de massa  $A > 20$ , é bem descrita por:

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{(r-a)/b}}$$

$$a = 1,07 A^{1/3} \times 10^{-15} \text{ m} = 1,07 A^{1/3} F$$
$$b = 0,55 \times 10^{-15} \text{ m} = 0,55 F$$

Sendo  $\rho(0)$  a densidade de carga no interior do núcleo e  $a$ , o valor do raio correspondente à metade do valor no interior do núcleo.

A compatibilidade entre estes resultados com outros obtidos por outros métodos, é uma forte indicação de que a energia potencial associada à interação forte é a mesma para os dois tipos de nucleons, nos núcleos especulares.



**Figura 15-6, Eisberg & Resnick. Densidade de carga de alguns núcleos.**

- *A densidade de carga é constante no seu interior e cai rapidamente a zero na superfície nuclear.*
- *O valor de  $a$ , aumenta a medida que o número de massa  $A$ , aumenta, mais precisamente  $a$  é proporcional à  $A^{1/3}$ .*
- *Os núcleos possuem uma superfície difusa cuja largura é de aproximadamente  $2b$ . Observe que o raio nuclear varia muito rapidamente no intervalo  $a-b$  à  $a+b$ .*
- *$\rho_0$  decresce quando o número de massa  $A$  aumenta, devido à diminuição da razão  $Z/A$ .*

- *A distribuição de prótons e neutrons, é aproximadamente a mesma, pois a distribuição de nucleons depende das forças que são independentes de cargas elétricas.*

*Podemos expressar esta propriedade por*

$$\rho(r) \propto \frac{Z}{A} \rho_M(r)$$

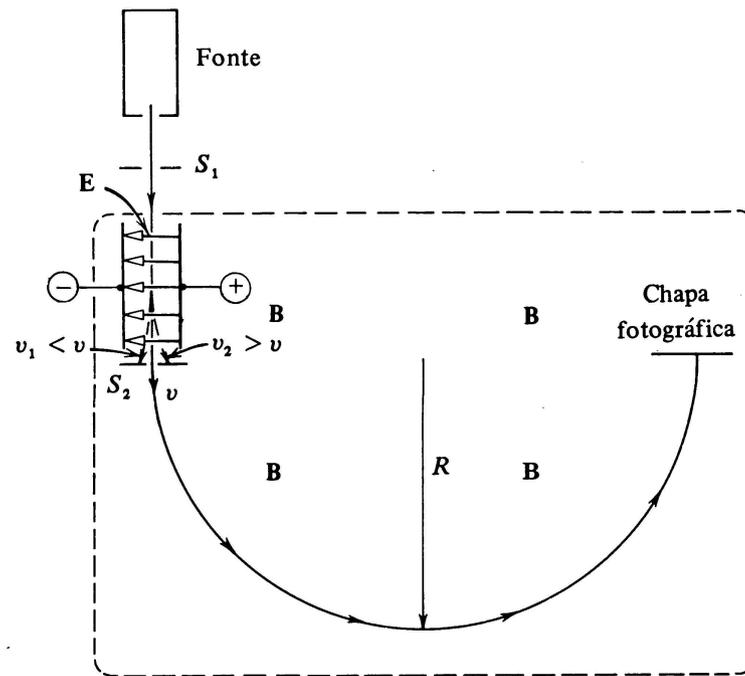
*sendo  $\rho_M(r)$  a densidade de massa, isto é, de todos os nucleons no núcleo, a qual é aproximadamente a mesma para todos os núcleos.*

$$A \simeq 40 \quad , \quad Z/A \simeq 1/2 \quad \text{e} \quad A \simeq 240 \quad , \quad Z/A \simeq 1/2,5$$

- **Massas e abundância nucleares**

## **Espectroscopia de massa**

Determinações precisas de massas nucleares, são realizadas por meio de espectroscopia de massa ou equilíbrio energético em reações nucleares.



*Fig. 15-7, Eisberg & Resnick, Espectrômetro de Bainbridge.*

No espectrômetro, átomos ionizados de carga  $+Ze$ , massa  $M$ , produzidos pela fonte, com velocidade  $v$ , atravessam a região de campo magnético uniforme  $B$ , deslocando-se na direção perpendicular ao campo.

Comparando as forças elétrica e magnética, temos:

$$ZeE = ZeBv$$

Eles percorrem uma trajetória semi-circular de raio  $R$  e incidem sobre uma chapa fotográfica.

Comparando a força magnética à força centrípeta:

$$ZeBv = \frac{Mv^2}{R}$$
$$M = \frac{ZeBR}{v} = \frac{ZeB^2 R}{E}$$

Exemplo, medida da massa do  $\text{Ca}^{40}$ :

$$M_{\text{Ca}_{20}^{40}} = (39,962589 \pm 0,000004) u$$

onde  $u$  é um padrão de medida de massa, usado em física nuclear, chamado unidade de massa atômica que é definido em termos da massa do carbono:

$$M_{\text{C}_6^{12}} \equiv 12,0000000 u$$

Usando o primeiro espectrômetro de massa, Thomson descobriu os isótopos do neônio,

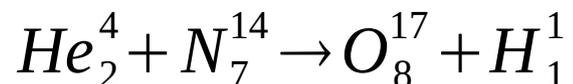


# Reações e massas nucleares

## Balanco de energia

Esta técnica também é usada para a determinação das massas nucleares.

Primeira reação nuclear produzida artificialmente em 1919 por Rutherford:



$He_2^4$  - núcleo incidente (partícula  $\alpha$  de 7,7 MeV)

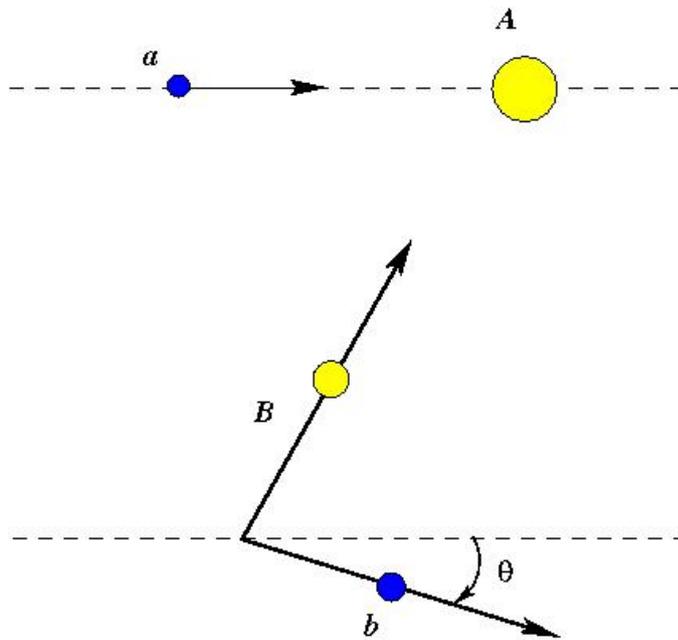
$N_7^{14}$  - núcleo alvo

$O_8^{17}$  - núcleo residual

$H_1^1$  - núcleo ejetado

Nas reações nucleares, a massa e energia não são conservadas separadamente, há conservação de energia relativística total. Deste modo, faz-se uma análise da energia total envolvida em uma reação para se obter informação sobre as massas das partículas envolvidas na reação.

Considerando uma reação nuclear genérica :  $a + A \rightarrow B + b$



*Sendo **a** o núcleo incidente,  
**A** o núcleo alvo,  
**b** o núcleo espalhado e  
**B** o núcleo residual.*

Na hipótese em que o núcleo alvo  $A$  encontra-se em repouso, no sistema de referência no laboratório, podemos escrever a equação de conservação da energia total relativística:

$$\left(K_a + m_a c^2\right) + m_A c^2 = \left(K_B + m_B c^2\right) + \left(K_b + m_b c^2\right)$$

Podemos isolar os termos em energia e massa obtendo então a diferença entre as massas dos núcleos antes e depois da reação assim como a diferença entre as energias cinéticas dos mesmos.

Definimos assim o valor ***Q da reação.***

$$Q = \left(m_a + m_A - m_B - m_b\right) c^2 = K_B + K_b - K_a$$

Assim, através da medida do valor  $Q$  da reação podemos avaliar as massas dos núcleos envolvidos nas reações nucleares.

Como pode haver permuta entre as energias cinética e de repouso, a energia cinética final ( $K_B + K_b$ ) pode ser maior que a energia cinética inicial  $K_a$ .

$Q$  é um invariante de Lorentz, visto que as massas envolvidas são massas de repouso.

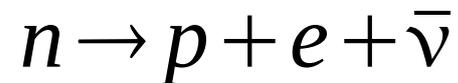
$Q > 0 \rightarrow$  ocorre liberação de energia cinética, **reação exoenergética**

$Q < 0 \rightarrow$  ocorre absorção de energia cinética, **reação endoenergética**

$Q = 0 \rightarrow$  energia total e energia cinética total se conservam, **espalhamento elástico**

Apenas as reações exoenergéticas são espontâneas, as endoenergéticas precisam de uma fonte externa de energia.

Exemplo: Decaimento do neutron livre.



Considerando a massa do neutrino nula.

$$Q = M_n - m_p - m_e = 0,782 \text{ MeV}$$

Como  $Q > 0$ , a reação é espontânea e libera energia de  $0,782 \text{ MeV}$ .

Experimentalmente é muito difícil medir a energia cinética do núcleo residual, podemos porém eliminá-la usando a conservação de momentum linear. No limite não relativístico onde pode-se considerar:

$$K_a/m_a c^2 \ll 1 \quad , \quad K_b/m_b c^2 \ll 1 \quad , \quad K_B/m_B c^2 \ll 1$$

Obtém-se:

$$Q = K_b \left( 1 + \frac{m_b}{m_B} \right) - K_a \left( 1 + \frac{m_a}{m_B} \right) - \left( \frac{2}{m_B} \right) \sqrt{K_a K_b m_a m_b} \cos(\theta)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de emissão do núcleo ejetado.

Em reações endoenergéticas,  $Q$  é negativa, portanto existe uma energia cinética mínima ou **energia limiar** do projétil, abaixo da qual a reação não pode ocorrer.

No caso não relativístico a energia limiar é dada por:

$$K_{min} = (-Q) \frac{m_B + m_b}{m_B + m_b - m_a}$$

Medidas precisas de massas, obtidas por estes métodos, mostraram que as massas de todos os núcleos é menor que a soma das massas de seus constituintes. Esta diferença de energia é chamada **defeito de massa**.

## ***Energia de ligação nuclear***

Considerando um núcleo constituído por  $Z$  prótons e  $(A-Z)$  neutrons, de massa  $m_{Z,A}$ ,

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{Z,A}$$

Exemplo: Deuteron, formado por um próton e um neutron, cuja massa é igual à  $1875,613 \text{ MeV}$ .

$$\Delta m = 938,272 + 939,566 - 1875,613 = 2,225 \text{ MeV}$$

A diferença de massa ( $\Delta m$ ) é convertida em energia necessária para manter o próton e o neutron ligados.

Para separar um núcleo em seus constituintes é necessário fornecer energia no mínimo igual à diferença de massa.

A diferença de massa é conhecida como energia de ligação do sistema, ou seja:  $\Delta mc^2 = B_{Z,A}$

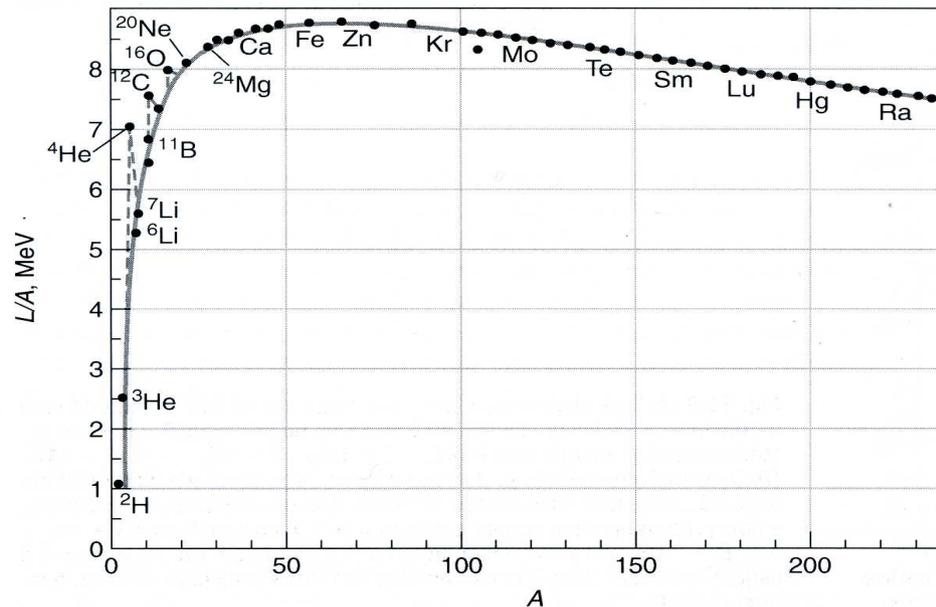
Para um núcleo de número de massa  $A$  e número atômico  $Z$ , a energia de ligação ( $B_{Z,A}$ ) é dada por:

$$B_{Z,A} = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{Z,A}$$

ou,

$$m_{Z,A} = Zm_p + (A - Z)m_n - B_{Z,A}$$

onde o fator  $c^2$  é subentendido.



**Figura 11-10, Tipler. Energia de média de ligação por nucleon ( $\Delta E/A$ ) em função do número de massa. A curva cheia é obtida a partir da fórmula semi-empírica de massa.**

★  $\Delta E/A \approx 8\text{MeV}$  (**forças nucleares se saturam**);

★  $\Delta E/A \approx 8,7\text{MeV}$ , máximo observado para  $A \approx 56$ , grupo do ferro;

★  $\Delta E/A \approx 7,6\text{MeV}$ , para núcleos mais pesados,  $A \approx 240$  (**repulsão coulombiana**)

## ***Unidades de massa e energia***

A equivalência entre uma unidade de massa e um quilograma é dada por:

$$1\text{u} = \frac{10^{-3}}{N_A} = \frac{10^{-3}}{6,02252 \times 10^{23}}$$

$$1\text{u} = 1,66043 \times 10^{-27} \text{ Kg}$$

A energia equivalente em joules, da unidade de massa é dada por :

$$E = mc^2 = (1,66043 \times 10^{-27}) \times (2,997925 \times 10^8)^2$$

$$E = 1,492320 \times 10^{-10} \text{ J}$$

Lembrando que  $1eV = 1,60210 \times 10^{-19} J$ , temos:

$$E = \frac{1,492320 \times 10^{-10}}{1,60210 \times 10^{-19}}$$

$$E = 931,478 \text{ MeV}$$

Daí:

$$1u \times c^2 \approx 931,5 \text{ MeV}$$

# Modelos nucleares

## • *Modelo da Gota Líquida*

Este modelo é baseado em propriedades coletivas do núcleo. O núcleo é tratado como uma esfera de densidade constante no interior e cujo valor decai rapidamente na superfície até zero.

O modelo se baseia na similaridade das propriedades entre uma gota macroscópica de um líquido incompressível e um núcleo de número de massa  $A$ , não muito pequeno.

<b>Propriedades dos núcleos</b>	<b>Propriedades da gota líquida</b>
<i>Densidade no interior do núcleo <math>\rho(r) \approx \text{constante}</math></i>	<i>Densidade no interior da gota líquida <math>\rho(r)</math> constante</i>
<i>Energia de ligação <math>\Delta E \approx</math> massas nucleares</i>	<i>Calor específico de Vaporização <math>c_v \propto</math> massas</i>

*O calor de vaporização é a energia necessária à fragmentação da gota em moléculas, analogamente à energia de ligação do núcleo.*

A fórmula da massa nuclear de Bethe-Weizsäcker, baseada no modelo da gota líquida, conhecida como fórmula semi-empírica de massa, leva em conta os seguintes efeitos:

*volume, superfície, energia coulombiana, simetria e emparelhamento.*

Cada um dos termos da fórmula são descritos e justificados a seguir.

- **Termo de volume:**  $\Delta E/A \approx$  constante, para  $A > 20$ , logo a energia de ligação total é proporcional à  $A$ .

$$B_1 = a_v A$$

• **Termo de superfície:** o número de nucleons da superfície é proporcional à área da mesma, isto é,  $4\pi r_0^2 A^{2/3}$  e eles são menos afetados pela força nuclear, logo este termo deve ser negativo.

$$B_2 = -a_s A^{2/3}$$

**Termo de energia coulombiana:** considerando uma distribuição esfericamente simétrica de cargas no núcleo, a energia é proporcional à  $Z(Z-1)/R$  ou  $Z(Z-1)/A^{1/3}$ , logo este termo deve ser negativo.

$$B_3 = -a_c Z(Z-1)/A^{1/3}$$

- **Termo de assimetria:** um núcleo que possui número de prótons e neutrons diferentes, tem energia de ligação menor do que aqueles que possuem o mesmo número de prótons e neutrons, logo este termo deve ser negativo.

$$B_4 = -a_A \frac{(Z - A/2)^2}{A}$$

- **Termo de emparelhamento:** a energia de ligação é maior para núcleos *par-par*, menor para núcleos *par-ímpar* e menor ainda para núcleos *ímpar-ímpar*.

$$B_5 = \begin{array}{l} + \delta \text{ para núcleos par} \\ 0 \text{ para núcleos ímpares} \\ - \delta \text{ para núcleos ímpar-ímpar} \end{array}$$

Empiricamente encontra-se que:

$$\delta \simeq a_p A^{-1/2}$$

$$B_5 = \frac{(-1)^Z + (-1)^N}{2} a_p A^{-1/2}$$

Considerando todos os termos descritos temos:

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

e para a massa do núcleo (*fórmula semi-empírica de massa*):

$$m_{Z,A} = Zm_p + (A - Z)m_n - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c Z^2 A^{-1/3} + a_A \frac{(Z - A/2)^2}{A} - \frac{(-1)^Z + (-1)^N}{2} a_p A^{-1/2}$$

As constantes da fórmula podem ser obtidas empiricamente através de ajustes a dados experimentais (*Wapstra, A. H. Handbuck der Physik, v.38, p.1, 1958*):

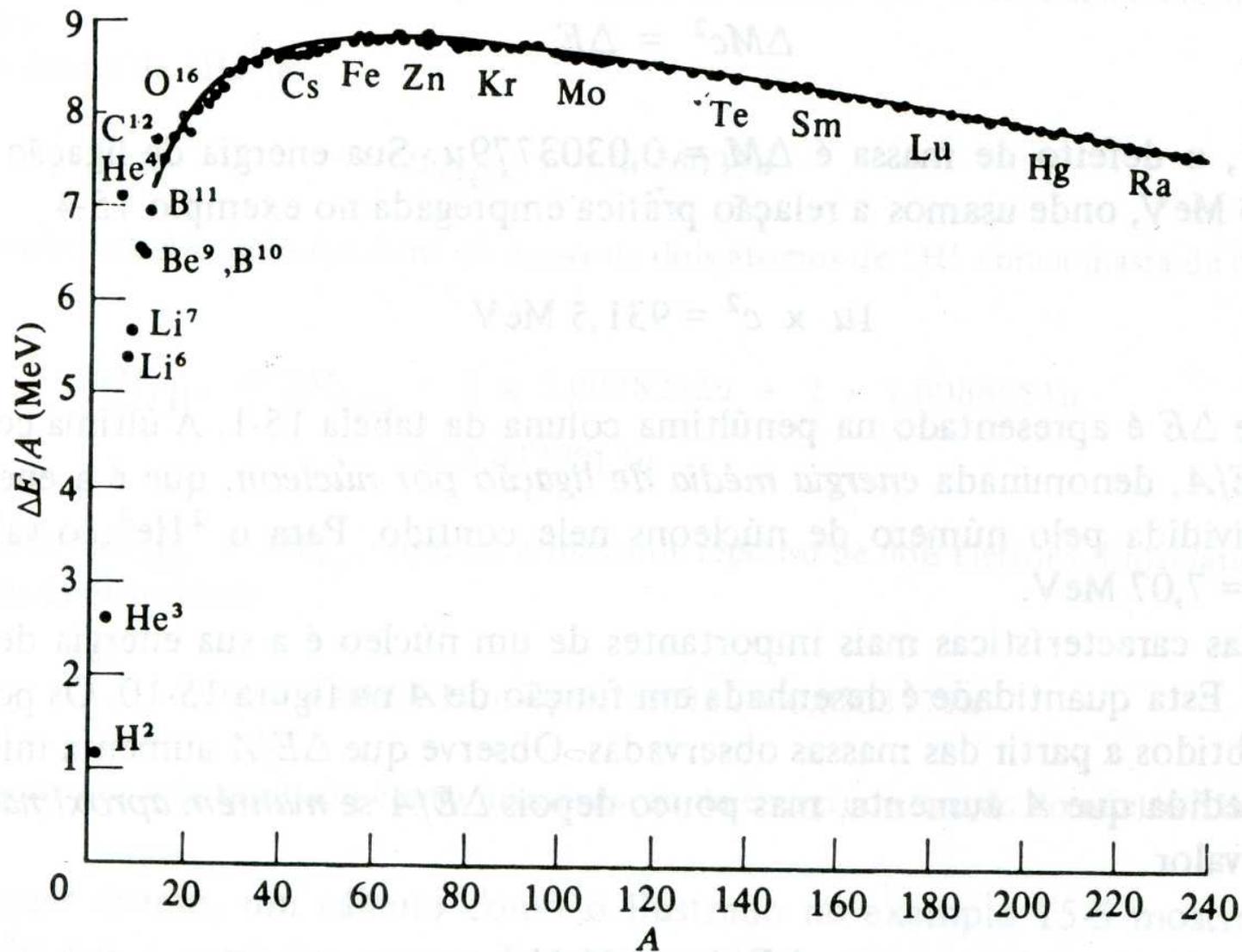
$$a_v = 15,85 \text{ MeV}/c^2$$

$$a_s = 18,43 \text{ MeV}/c^2$$

$$a_c = 0,71 \text{ MeV}/c^2$$

$$a_A = 92,86 \text{ MeV}/c^2$$

$$a_p = 11,46 \text{ MeV}/c^2$$



**Figura 15-10, Eisberg & Resnick. Energia de ligação por nucleon para núcleos estáveis e curva obtida a partir da fórmula semi-empírica.**

Apesar do bom ajuste, este conjunto de valores para as constantes, não é único, outros conjuntos podem ser encontrados.

Observe que uma pequena variação de  $a_v$  ou  $a_s$ , provoca uma grande variação dos demais parâmetros, mostrando que estes termos são mais importantes.

O parâmetro  $a_v$ , pode ser obtido por meio de um exame detalhado das forças nucleares.

*A fórmula semi-empírica de massa reproduz com razoável precisão as massas e energias de ligação de muitos núcleos estáveis e instáveis.*

A fórmula semi-empírica de massa não se aplica porém, a núcleos de número de massa  $A < 20$ , aonde não há boa concordância com dados experimentais, pois tais núcleos não apresentam boa analogia com uma gota líquida.

Núcleos com número de prótons ou neutros:

**2, 8, 20, 28, 50, 82, 126**

são particularmente estáveis, não sendo bem descritos pelo modelo da gota líquida.

*Estes valores de  $Z$  ou  $N$ , são chamados números mágicos.*

A energia necessária para retirar um nucleon de um núcleo, é a energia de ligação de um nucleon; é comumente chamada de energia de ligação do último próton ou neutron.

• *Observa-se que núcleos com números mágicos de prótons ou neutrons possuem energia de ligação do último nucleon, particularmente alta.*

Exemplo: a energia de ligação do último neutron do  ${}^4\text{He}$ , é de 20,6MeV e a energia de ligação do último próton é de 19,8MeV, valores anormalmente elevados.

• *Observa-se também uma abundância de isótopos com número de nucleons correspondentes a números mágicos.*

Exemplo: Z=20, apresenta 6 isótopos estáveis enquanto que o número médio nesta região é de 2.

Estas observações sugerem efeitos de camadas fechadas, remetendo às técnicas analíticas usadas no estudo dos átomos.

Para tratar o núcleo com a estrutura em camadas, é preciso supor que os nucleons se movem independentemente em um núcleo, sob a ação de um potencial.

O Modelo da Gota Líquida, contrasta com esta hipótese pois supõe que um nucleon interage com seus vizinhos mais próximos, através de uma intensa força nuclear.

Portanto o nucleon deveria ser espalhado randômicamente por outros nucleons dentro do núcleo o que contrasta com a hipótese de movimento independente.

Como resolver estas contradições?

## • *Modelo do Gás de Fermi*

*Victor Weisskopf* foi o primeiro físico a explicar porque é possível considerar que os nucleons se movimentam quase que livremente no interior do núcleo.

Vejamos as justificativas e consequências desta hipótese.

- *Cada nucleon move-se sob a ação de um potencial efetivo  $V_0$  atrativo que representa o efeito médio de suas interações com os outros nucleons do núcleo.*

Quais propriedades podemos atribuir a este potencial efetivo e qual modelo aproximado podemos utilizar?

## *Propriedades do potencial efetivo ( $V_0$ ):*

- *constante dentro do núcleo, visto que  $\rho$  é constante nesta região;*
- *decrece até zero dentro de uma distância igual ao alcance das forças nucleares.*

Podemos assim considerar  $V_0$  como aproximadamente igual a um poço quadrado finito e tridimensional de raio ligeiramente superior ao raio nuclear.

- *No estado fundamental, os nucleons (férmions) ocuparão estados de energia de modo a minimizar a energia do sistema.*
- *Prótons e neutrons obedecem o princípio de exclusão de Pauli e são partículas distinguíveis entre si, portanto, podemos considerá-los distribuídos separadamente em níveis de energia.*

• *Nucleons não são espalhamentos randômicamente dentro do núcleo!*

Vejam os como entender este comportamento segundo o modelo proposto:

➤ *No estado fundamental, quase todos os estados que são energeticamente acessíveis já estão completamente ocupados até a energia de Fermi; assim, praticamente não ocorrem colisões.*

➤ *Podem ocorrer algumas colisões em que **dois nucleons do mesmo tipo** trocam seus estados quânticos, porém o efeito final não representa uma colisão.*

➤ *Para um **número muito reduzido** de nucleons, podem ocorrer colisões entre aqueles que se encontrem em estados degenerados parcialmente ocupados na energia de Fermi.*

- ***O efeito de assimetria segundo o modelo do gás de Fermi:***

➤ *A profundidade do potencial efetivo visto por cada tipo de nucleon, depende da diferença entre o número  $Z$  de prótons e do número  $N$  de neutrons que o núcleo contém.*

Este efeito pode ser considerado adicionando-se a  $V_0$  o termo

$$\Delta V_0 \propto \pm (N - Z) / A$$

com sinal positivo para prótons e negativo para neutrons.

O princípio de exclusão de Pauli restringe a interação entre dois prótons e dois neutrons a certos estados quânticos.

Como consequência, a interação atrativa entre um próton e um neutron é maior que entre próton-próton e neutron-neutron.

Se um núcleo tem excesso de neutrons, a profundidade do potencial nuclear efetivo que atua sobre um próton será maior do que a que atua sobre um neutron.

A diferença em profundidade é dada pelo excesso relativo de neutrons.

*Esta dependência representa uma importante contribuição no efeito descrito pelo termo de assimetria da fórmula semi-empírica de massa.*

- *A tendência  $Z=N$  segundo o modelo do gás de Fermi.*

Considere um núcleo com  $Z$  pequeno de modo que

$$F_{\text{coulomb}} \ll F_{\text{nuclear}}.$$

Podemos considerar que os gases de Fermi independentes, o de neutros e o de prótons, se movimentam em potenciais efetivos idênticos, visto que todos os nucleons estão sujeitos à mesma força nuclear.

*Portanto para um dado valor de  $A$ , a energia total do núcleo é minimizada se  $Z=N$  pois se esta condição não for satisfeita, os nucleons ocuparão níveis de energia mais elevados.*

*Analiticamente, o termo de assimetria pode ser obtido pela solução da equação de Schroedinger para partícula livre, que conduz a conclusão de que a energia mínima do sistema ocorre quando  $N=Z=A/2$ .*

*O termo de assimetria  $(Z-A/2)^2/A$ , é obtido quando se analisa a diferença de energia entre os sistemas constituídos por  $A$  nucleons, tendo um deles  $Z$  prótons e  $N$  neutrons e o outro  $N=Z=A/2$ .*

*Esta diferença de energia aumenta a medida que o número de neutrons se afasta do número de prótons, diminuindo portanto a energia de ligação do sistema.*

Este modelo embora simples, consegue explicar várias propriedades observadas nos núcleos que são consideradas no Modelo da Gota Líquida.

## • **Propriedades confirmadas pelo Modelo do Gás de Fermi**

- O modo como os níveis são preenchidos indica que  $Z \approx N$ , visto que isto conduz a energia mínima do sistema.
- Em núcleos pesados, a profundidade do potencial efetivo para prótons, é menor que a dos neutrons, devido ao efeito da força coulombiana. Portanto estes núcleos contêm menos prótons que neutrons.
- Se um núcleo contém um nucleon isolado em um nível, o estado de energia mais baixo que um outro nucleon ocuparia, seria aquele no mesmo nível.
- Se o núcleo é ímpar-ímpar, haverá um próton e um neutron, cada qual em um poço de potencial, mas um nucleon pode passar para o poço do outro através de decaimento beta.

Isto justifica a abundância de núcleos par-par em detrimento de núcleos ímpar-ímpar.

## • ***O modelo de camadas***

O sucesso do modelo do gás de Fermi, incitou a aplicação das idéias usadas, a um modelo mais sofisticado.

No modelo de camadas, os nucleons se movem dentro do núcleo de forma mais ou menos independentes uns dos outros, de modo similar ao modelo do gás de Fermi.

Aqui porém os nucleons não são tratados como partículas livres mas sujeitas a um potencial central, à semelhança do potencial central nuclear que atua sobre os elétrons no átomo.

A forma precisa do potencial não é conhecida, supõe-se que cada nucleon se move sob a ação de um potencial médio criado pelos demais nucleons.

A função que representa a densidade nuclear sugere o uso do potencial de um poço quadrado infinito com as bordas arredondadas, como uma boa aproximação.

A solução da equação de Schroedinger, para este potencial, resulta em estados estacionários do sistema, caracterizados pelos números quânticos,  $n$ ,  $l$  e  $m_l$  a exemplo dos estados estacionários em um átomo.

Neutrons e prótons ocupam grupos separados de níveis de energia, por causa da interação eletromagnética e da interação forte.

Os resultados obtidos, reproduzem camadas fechadas para os seguinte números de nucleons: **2, 8, 18, 20, 34, 40, 58, 68,70.**

Portanto quando se considera o potencial como um poço quadrado, apenas os primeiros números mágicos são reproduzidos corretamente.

O uso de outro potencial também não é capaz de melhorar os resultados.

Esta constatação sugeriu que alguma coisa essencial estaria faltando no modelo estudado, de forma a reproduzir corretamente os números mágicos.

*Em busca da solução do problema que se apresentava, em 1949, de forma independente, Maria Mayer e Haxel, Jensen e Suess, introduziram a idéia de uma interação spin-órbita.*

Cada nucleon sente além do potencial nuclear efetivo, uma interação spin-órbita que tem as seguintes características:

- *a interação é dita forte pois a energia é aproximadamente 20 vezes maior que aquela predita no caso atômico.*
- *a interação é dita invertida, visto que a energia do nucleon decresce quando  $\vec{S} \cdot \vec{L}$  é positivo e cresce em caso contrário.*

A origem do acoplamento spin-órbita é ligada às forças nucleares.

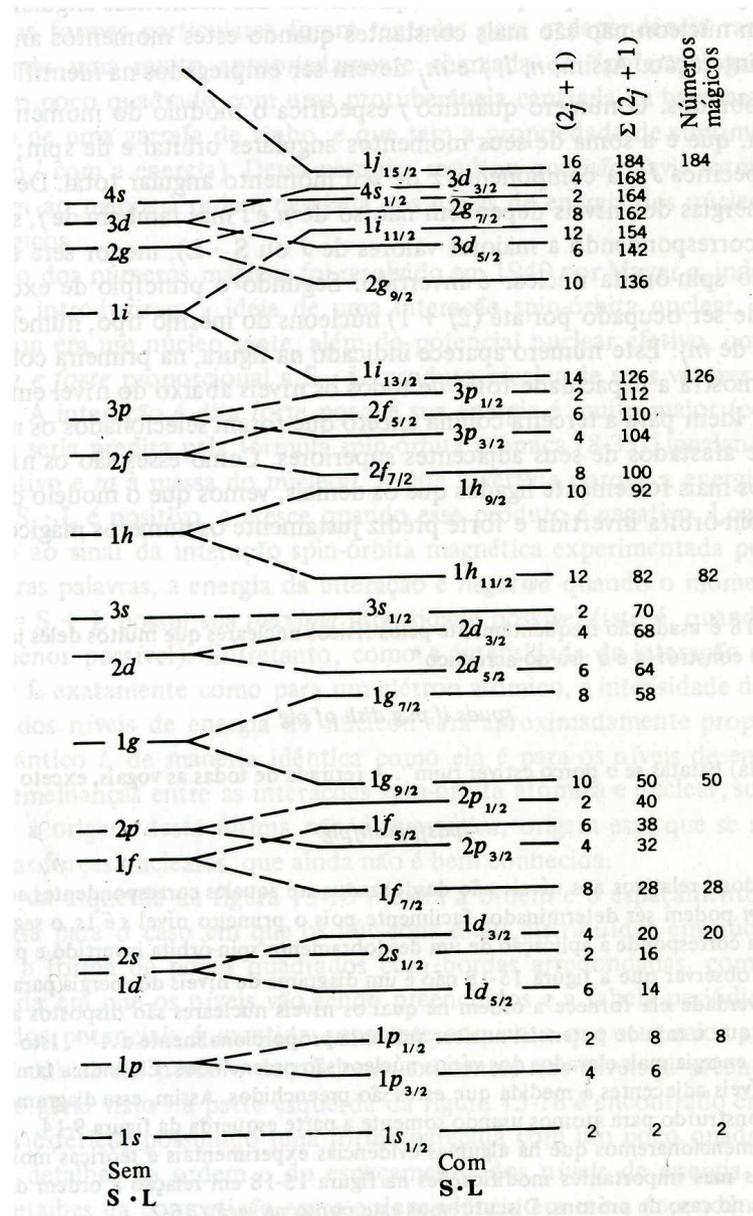
Os níveis de energia são desdobrados pela interação spin-órbita nuclear e são identificados pelos números quânticos,  $n$ ,  $l$ ,  $j$  e  $m_j$ .

Sendo

- $j$ , o módulo do momento angular total  $J$ , soma dos momentos angulares orbital e de spin de um nucleon,
- $m_j$ , a componente  $Z$  do momento angular total.

Quanto maior for o valor de  $j$ , menor será a energia do nível, devido ao sinal da interação spin-órbita ser invertido.

Cada um dos níveis contém  $(2j+1)$  nucleons do mesmo tipo, igual aos possíveis valores de  $m_j$ .



**Figura 15-18, Eisberg & Resnick. Níveis de energia preenchidos segundo o modelo de camadas, sem interação spin-órbita e com interação spin-órbita.**

## • *Predições do Modelo de Camadas*

*Momento angular total de núcleos no estado fundamental.*

➤ *Para núcleos que possuem  $N$  e  $Z$  mágicos, todas as subcamadas de prótons e neutrons estão completas, logo o momento angular total resulta nulo.*

***O spin nuclear é  $i=0$ .***

➤ *Para núcleos que possuem  $N$  ( $Z$ ) mágico, e  $Z$  ( $N$ ) um número mágico  $\pm 1$ , todas as camadas estão completas, sobrando o nucleon extra ou buraco.*

***Assim, o spin nuclear é igual ao momento angular total do nucleon extra ou buraco.***

➤ *Para núcleos que possuem  $N$  e/ou  $Z$ , que não são próximos dos números mágicos, a interação spin-órbita domina o acoplamento.*

*O momento angular de spin de cada nucleon se acopla com seu momento angular orbital para formar o momento angular total do nucleon  $J$ .*

*Os momentos angulares totais de cada nucleon, se acoplam então para formar o momento angular total do núcleo.*

***O spin nuclear é resultado  
do acoplamento  $JJ$ .***

➤ *Há evidências experimentais que mostram que os momentos angulares totais dos prótons (neutrons) nas subcamadas, acoplam-se aos pares, produzindo um momento angular total nulo para cada par.*

A interação de emparelhamento corresponde a uma parte da interação nuclear total que não é descrita pelo potencial efetivo  $V(r)$  do modelo de camadas nem pelo acoplamento spin-órbita porém pode ser descrita por este modelo.

A interação de emparelhamento representa o desvio da interação média descrita por  $V(r)$ , que aparece quando um nucleon se encontra particularmente próximo de outro nucleon e com o qual ele pode ter uma interação individual.

*Esta interação é forte, de curto alcance e atrativa.*

O decréscimo de energia, devido ao acoplamento de um par de nucleons do mesmo tipo ou energia de emparelhamento, explica a preferência dos núcleos de terem  $Z$  ou  $N$  pares.

As vezes é energeticamente mais favorável que o último nucleon fique um nível abaixo, deixando o último nível para um par de nucleons emparelhados. Isto ocorre por exemplo para o  $Pb_{82}^{207}$ .

*O momento angular de um núcleo de  $A$  ímpar é inteiramente devido ao momento angular total de um único nucleon não emparelhado na subcamada ocupada de energia mais alta; o spin nuclear  $i$ , deve ser igual ao valor do número  $j$ , dessa subcamada.*

Há poucas exceções a esta regra.

## *Paridade e o modelo de camadas*

A paridade da autofunção nuclear é dada por  $(-1)^l$ .

Para núcleos com  $A$  ímpar, se o nucleon não emparelhado se encontra em uma camada correspondente a  $l$  par, então a paridade nuclear é par, se  $l$  é ímpar, a paridade nuclear é ímpar.

Para núcleos com  $A$  par ( $Z$  e  $N$  ímpar),  $i=0$  e a paridade nuclear é par.

*O modelo de camadas, não prevê corretamente os momentos dipolares magnéticos dos núcleos. A hipótese de que o momento dipolar magnético é devida exclusivamente ao nucleon desemparelhado, não conduz a resultados corretos.*

- *O modelo coletivo*

*Modelo da gota líquida* – movimento dos constituintes são correlacionados entre si.

*Modelo de camadas* – movimento dos constituintes são independentes entre si.

O modelo coletivo visa remover os conflitos entre os modelos anteriormente propostos e construir uma teoria unificada.

Neste modelo, os nucleons das subcamadas incompletas de um núcleo movem-se independentemente em um potencial nuclear efetivo produzido pelo *caroço* formado pelas subcamadas totalmente ocupadas.

*O potencial efetivo é capaz de se deformar e essas deformações representam um movimento correlacionado ou coletivo dos nucleons no caroço do núcleo.*

Os nucleons preenchem níveis de energia do potencial, desdobrados pela interação spin-órbita, de modo que são reproduzidos os números spin nuclear e paridade.

Este modelo prediz corretamente os momentos dipolares elétrico e os momentos quadripolares elétricos.

## ***Decaimentos nucleares***

Os isótopos estáveis ocupam uma estreita faixa de núclídeos, chamada de linha de estabilidade  $\beta$ , ao lado da qual aparecem núclídeos instáveis por emissão  $\beta^+$  ou  $\beta^-$ .

Núclídeos  $A > 150 \rightarrow$  emissores  $\alpha$ .

Núcleos mais pesados podem sofrer fissão, isto é, dividir-se em dois núcleos mais leves, liberando energia.

Núcleos radioativos transformam-se por meio de um ou mais destes processos. As transformações são chamadas de decaimento radioativo.

## • *Lei do decaimento radioativo*

O decaimento radioativo pode ser tratado estatisticamente, determinando a evolução no tempo do número e da atividade de elementos radioativos, independentemente do tipo de processo que leva à emissão de radiação em uma amostra.

Consideremos assim:

- *$N$ , o número de núcleos contidos em uma amostra de um isótopo instável, no tempo  $t$ ;*
- *$\lambda dt$  a probabilidade de ocorrer decaimento de um núcleo da amostra no intervalo de tempo  $dt$ ;*
- *$dN$  o número de núcleos que decaem no intervalo de tempo  $dt$ .*

Podemos então escrever:

$$dN(t) = -\lambda N dt$$

$$A(t) = \frac{-dN}{dt} = \lambda N$$

*Onde  $A(t)$ , a atividade da amostra, é a taxa com que o isótopo se desintegra e  $\lambda$  é chamada constante de decaimento ou de desintegração.*

A solução desta equação fornece o número de núcleos presentes na amostra em função do tempo.

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

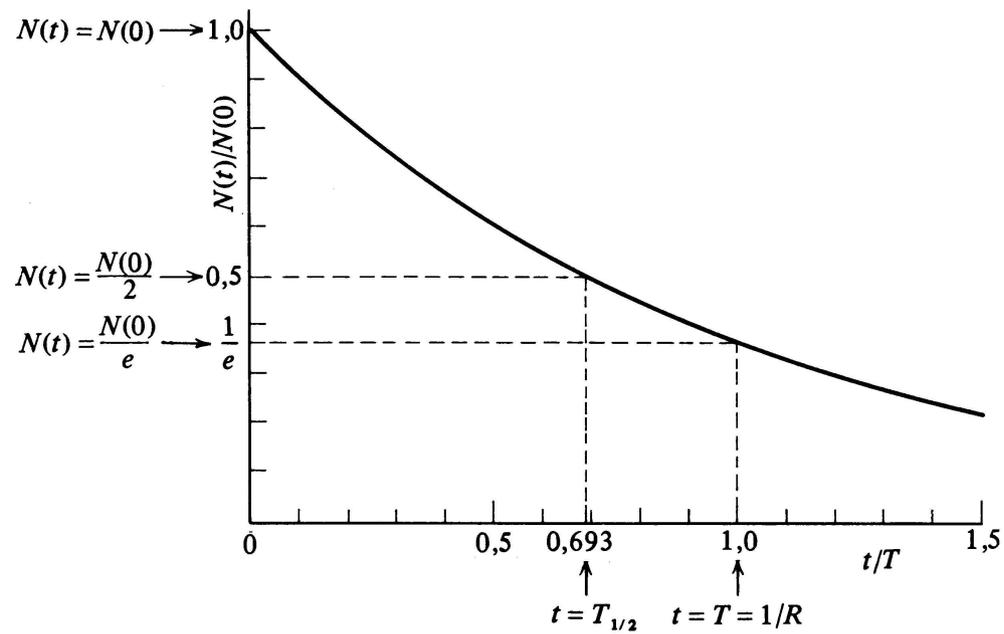
onde  $N_0$  é o número de núcleos no instante  $t = 0$ .

A *meia vida* ( $t_{1/2}$ ) de um isótopo é definida como o tempo necessário para que o número de isótopos da amostra se reduza à metade do inicial, ou seja,  $N=N_0/2$ . Temos então:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda t_{1/2}}, \text{ ou}$$
$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

A *vida média* ( $\tau$ ) de um isótopo é definida como o tempo necessário para que o número de núcleos da amostra se reduza à  $(1/e)$  do número inicial, ou seja,  $N=N_0/e$ . Temos então:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

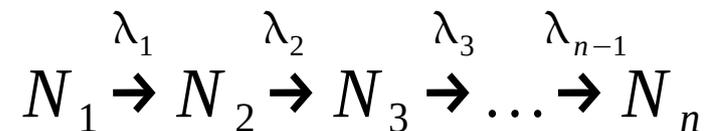


**Figura 16-3, Eisberg & Resnick. Número de átomos em uma amostra, em função do tempo.**

## • Séries radioativas

*As séries radioativas são formadas por núcleos instáveis, chamados de **núcleos pais** que decaem para **núcleos filhos**, que por sua vez decaem dando origem a outro elemento instável, até que seja produzido um núcleo estável.*

Podemos representar esquematicamente uma cadeia radioativa com  $n$  elementos como:



Considerando uma série radioativa composta por  $n$  isótopos distintos, as abundâncias dos elementos pode ser descrita pelo sistema de equações:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3$$

$\vdots$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1}$$

sendo  $\lambda_n = 0$ , o último núcleo da cadeia que é um isótopo estável.

No caso especial em que o número de cada um dos isótopos que compõem a cadeia radioativa, permanece praticamente constante, isto é:

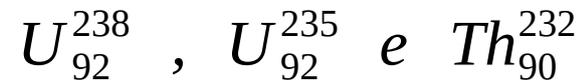
$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = \dots \approx 0$$

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 \dots$$

Esta condição, chamada de *equilíbrio secular* é satisfeita para  $\lambda_1 \ll 1$ . Nesta condição o núcleo pai, tem meia vida muito longa e os isótopos resultantes dos decaimentos sucessivos, tem meia vida bem mais curta.

## • *Séries radioativas naturais*

Amostras de isótopos com meia vida cuja ordem de grandeza é igual ou superior à idade da Terra, apresentam equilíbrio secular. Esse é o caso dos isótopos



que formam as três séries radioativas naturais.

As séries radioativas naturais não contêm elementos em comum.

Sendo  $n$ , um número inteiro, o número de massa de todos os isótopos da série do  $U^{238}$ , será da forma  $4n+2$ , diz-se então que este elemento e seus descendentes formam a série  $4n+2$ .

Do mesmo modo o  $U^{235}$  forma a série  $4n+3$  e o  $Th^{232}$ , a série  $4n$ .

A série  $4n+1$ , não possui isótopo com meia vida suficientemente longa para ter sobrevivido desde a formação da Terra e não pode assim ser encontrada na natureza.

As séries radioativas e a condição de equilíbrio secular explicam portanto porque núclídeos de meia vida extremamente curta são encontrados na natureza.

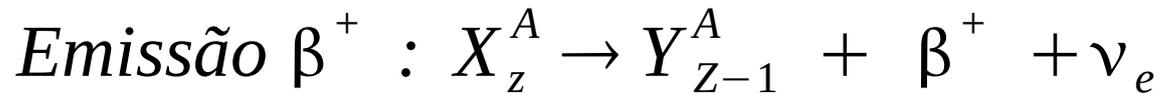
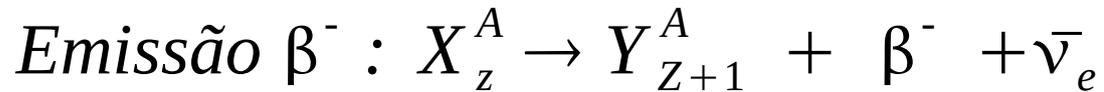
As energias de decaimento dos núcleos pai das três séries radioativas naturais são baixas, as taxas de decaimento idem e as meias vidas suficientemente grandes, relativamente à idade da Terra, de modo que existem radioisótopos com  $Z > 82$ .

Elementos com  $Z > 92$ , tem energias de decaimento alfa grandes e meia vida muito curtas, relativamente à idade da Terra, portanto não existem na natureza.

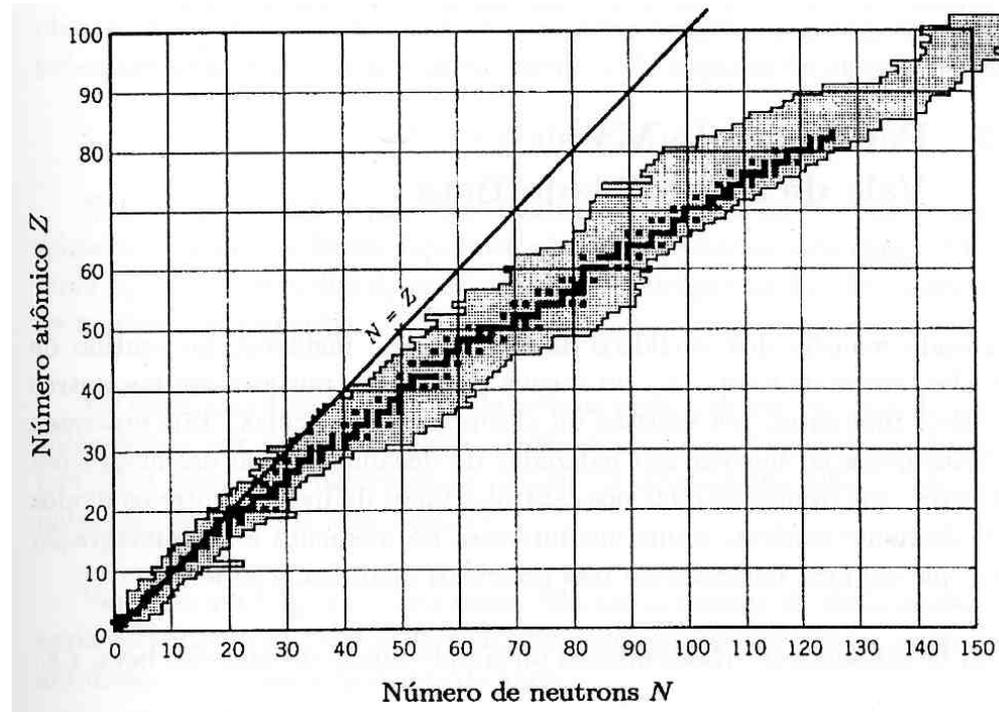
## Observações:

- Núcleos radioativos não emitem  $\text{He}^3$ ,  $\text{H}^2$  ou  $\text{H}^1$  pois para eles,  $\Delta E/A$ , são muito menores que a da partícula alfa. Assim, a emissão destas partículas não é energeticamente possível.
- A emissão de núcleos com  $Z > 6$ , pode ser favorável devido à redução crescente da energia coulombiana. Este processo é denominado fissão espontânea.
- Para núcleos com  $Z \approx 92$ , a probabilidade de emitir partículas alfa é muito maior que a de sofrer fissão. Isto ocorre devido à baixa probabilidade de partículas pesadas atravessarem a barreira de potencial do núcleo.
- Para núcleos com  $Z$  grandes,  $Z \geq 100$ , a probabilidade de sofrer fissão é comparável ou maior que a de emitir partículas alfa.

## • *Decaimentos radioativos*



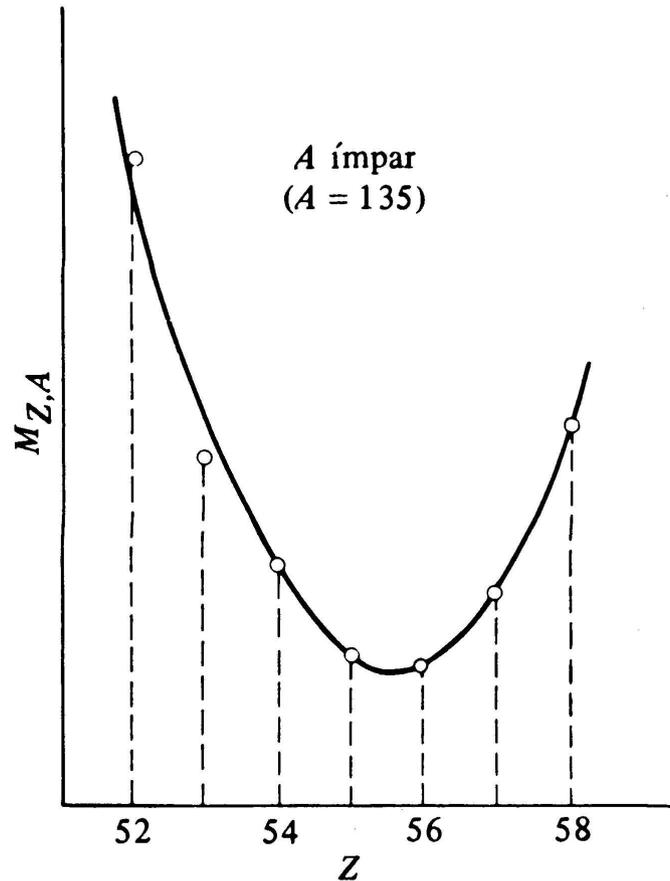
Os processos de decaimento radioativos são frequentemente acompanhados pela emissão de radiação gama.



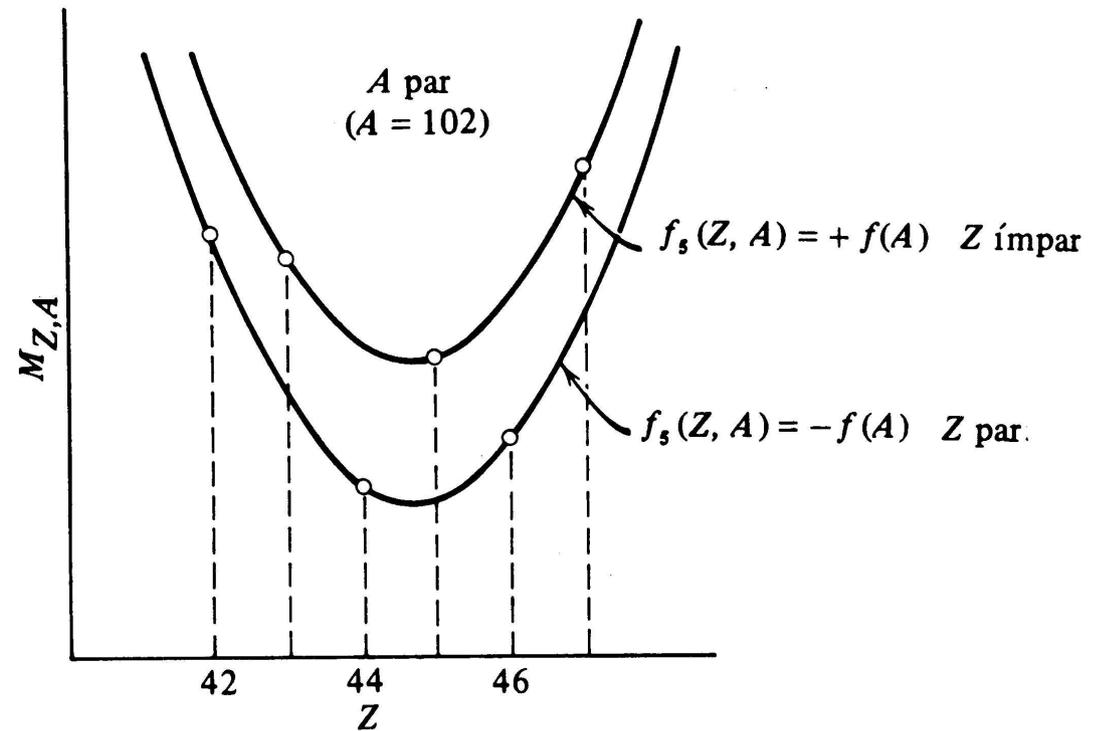
***Curva de estabilidade. Pontos escuros representam núcleos estáveis e a região cinza, núcleos radioativos. A linha cheia representa pontos aonde o número de prótons iguala-se ao número de neutrons.***

• **A fórmula semi-empírica de massa e o decaimento beta**

**A ímpar**



**A par**



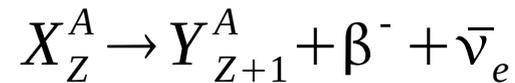
**Fig. 16-7 e 16-8, Eisberg & Resnick** Massa atômica em função de  $Z$  para um valor de  $A$  fixo. Para  $A$  par, a curva superior refere-se a  $Z$  e  $N$  ímpares, e a curva inferior a  $Z$  e  $N$  pares.

Na figura, vemos a parábola para um valor particular de  $A$  ímpar (135) e as parábolas para um valor particular de  $A$  par (102). As duas parábolas para  $A$  par correspondem a  $Z$  e  $N$  ímpar e  $Z$  e  $N$  par.

- *Os resultados são compatíveis com a fórmula semi-empírica de massa, exceto nas proximidades dos números mágicos.*
- *Para um dado  $A$ , as massas aumentam rapidamente, quando  $Z$  se afasta do valor mais estável.*
- *Para  $A$  ímpar, existe geralmente apenas um valor de  $Z$  estável enquanto que para  $A$  par, existem geralmente dois valores estáveis.*
- *Núcleos cujos valores de  $Z$  não correspondem aos mais estáveis, sofrem decaimento beta.*

## • *Energia de decaimento*

Na emissão  $\beta^-$  temos a seguinte transformação:



Para que o processo seja energeticamente possível, devemos ter  $E > 0$ , ou seja:

$$E = m_{Z,A} - [m_{Z+1,A} + m_e] c^2$$

Desprezando as energias de ligação dos elétrons aos átomos, podemos escrever as massas dos átomos como a soma das massas dos núcleos e dos elétrons.

Considerando as massas do átomo emissor  $\beta^-$ ,  $M_{Z,A}$  e do átomo resultante  $M_{Z+1,A}$  teremos então:

$$M_{Z,A} = m_{Z,A} + Zm_e \quad \text{e} \quad M_{Z+1,A} = m_{Z+1,A} + (Z+1)m_e$$

Portanto em termos das massas dos átomos, a energia envolvida na emissão  $\beta^-$  é dada por:

$$E = [M_{Z,A} - M_{Z+1,A}]c^2$$

Similarmente para que a emissão  $\beta^+$  seja energeticamente possível, devemos ter  $E > 0$  e em termos das massas dos átomos:

$$E = [M_{Z,A} - M_{Z-1,A} - 2m_e]c^2$$

No caso da captura eletrônica, em termos das massas dos átomos temos:

$$E = [M_{Z,A} - M_{Z-1,A}]c^2$$

Resumindo podemos escrever:

***Emissão  $\beta^-$ :***  $M_{Z,A} > M_{Z+1,A}$

***Emissão  $\beta^+$ :***  $M_{Z,A} > M_{Z-1,A} + 2m_e$

***Captura eletrônica:***  $M_{Z,A} > M_{Z-1,A}$

## *Espectro de energia do decaimento beta*

Considerando um núcleo emissor  $\beta^-$ , inicialmente em repouso.

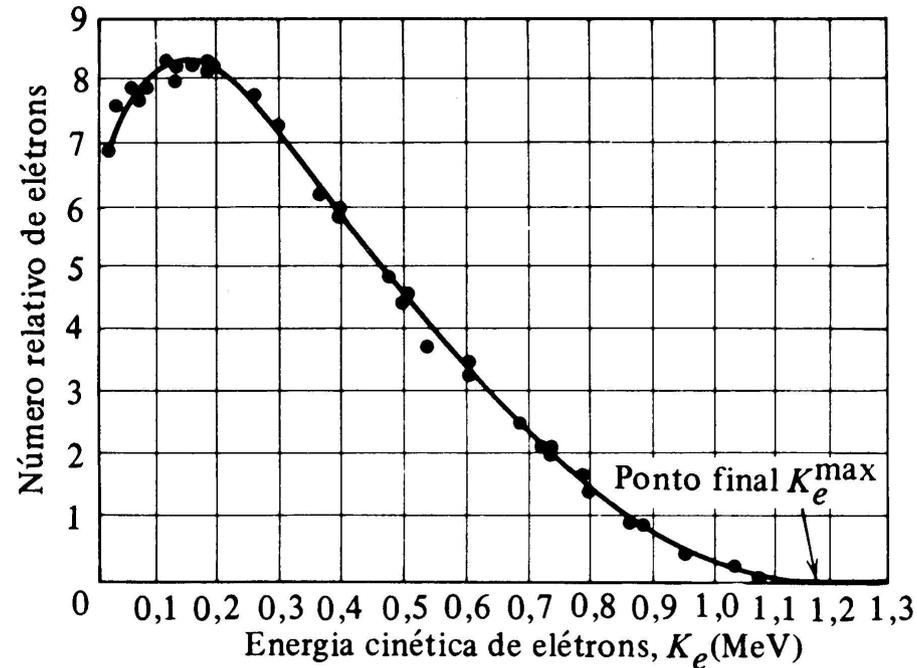
Se desconsiderássemos a presença do neutrino, a energia envolvida no processo de emissão deveria ser dividida entre o núcleo residual e a partícula beta.

Neste caso, quase toda energia cinética seria carregada pela partícula beta, visto que o núcleo residual possui massa muito maior que a da partícula beta.

$$K_e^{max} = E = (M_{Z,A} - M_{Z+1,A})c^2$$

Entretanto, o espectro de emissão beta é conflitante com estas idéias.

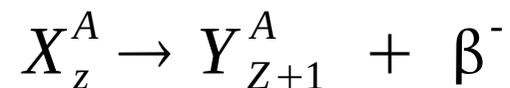
A maior parte dos elétrons emitidos possuem energia muito inferior à energia máxima da emissão:



***Não haveria conservação de energia?!***

Na hipótese do decaimento beta não ser acompanhado da emissão de um neutrino não haveria também conservação do momento angular total.

Examinemos esta hipótese considerando um núcleo com spin inteiro, emissor beta.



O número de massa  $A$  não muda, portanto o spin nuclear do núcleo residual também é inteiro e o spin do elétron vale  $\frac{1}{2}$ .

Portanto nesta reação, haveria violação da conservação do momento angular total.

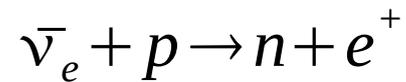
Em 1931, Pauli postulou a existência de uma nova partícula, o antineutrino ( $\bar{\nu}_e$ ) cuja dificuldade em ser observada, devia-se à sua fraca interação com a matéria.

Pauli postulou também as seguintes propriedades para o antineutrino:

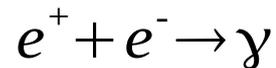
- *carga nula – justifica a conservação da carga elétrica na emissão;*
- *spin intrínseco  $s = 1/2$  – justifica a conservação do momento angular;*
- *massa de repouso nula – justifica a energia de decaimento ser aproximadamente igual à energia cinética máxima.*

*Em 1956, Frederick Reines, Clyde Cowan e colaboradores, fizeram a primeira observação experimental da existência do neutrino.*

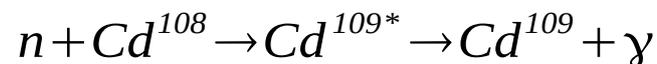
*Antineutrinos produzidos em um reator nuclear, incidiam em um tanque contendo uma solução aquosa de cloreto de cádmio, aonde era produzida a reação:*



*O pósitron criado, interage rapidamente com elétrons:*



*O neutron interage com núcleos de cádmio:*



*Os fótons são detectados por cintiladores acoplados a fotomultiplicadoras, sendo o fóton do neutron produzido em torno de  $10^{-5}$  s depois da aniquilação do pósitron.*

Na emissão  $\beta^+$  e captura eletrônica, ocorre a emissão de um neutrino, que também tem carga nula, massa de repouso nula e spin  $\frac{1}{2}$ .

A relação entre neutrinos e antineutrinos é explicada pela mecânica quântica relativística de Dirac, que prevê a existência das antipartículas. Exemplo: decaimento beta.

O espectro contínuo da emissão beta é explicado pela presença do neutrino. Assim, a energia envolvida no processo pode ser escrita como:

$$E = K_e + K_\nu$$

## **Tratamento analítico do decaimento beta**

Há dois modelos principais para tratar o decaimento beta.

- **Teoria de Fermi**, desenvolvida em 1934, baseia-se na teoria de perturbação e apresenta as seguintes características:

- *justifica a forma da distribuição da energia das partículas beta emitidas por um núcleo;*

- *justifica as relações entre a energia cinética máxima da partícula beta e a vida média do núcleo emissor;*

- *estabelece regras de seleção para a emissão beta;*

- *justifica as mudanças de momento angular esperadas nas transições beta.*

## *O resultado desta teoria conduz às regras de seleção de Fermi para o decaimento beta*

$$\Delta i = 0$$

$$\Delta \pi = 0$$

- *segundo a teoria de Fermi, o elétron e o neutrino não carregam momento angular orbital e os seus spins são antiparalelos, dando origem a um estado singlete ( $S=0$ ). Assim a lei de conservação exige que não haja alteração do momento angular nuclear.*
- *segundo a teoria de Fermi, a paridade é conservada, de modo que a probabilidade de ocorrência do decaimento é diferente de zero.*

## • Teoria de Gamow-Teller

Esta teoria leva em consideração os spins das partículas emitidas.

*Os léptons são emitidos com spins paralelos,  $S=1$  e a paridade é conservada.*

## • Regras de seleção de Gamow-Teller

$$\Delta i = \pm 1, 0 \text{ (mas não } i_i = 0 \rightarrow i_f = 0)$$

$$\Delta \pi = 0$$

*Segundo esta regra quando as partículas emitidas tem spins paralelos, carregam uma unidade de momento angular. O spin do núcleo muda de orientação e mantém o módulo. Portanto  $\Delta_i=0$ , mas não pode ser nulo.*

<b><i>Tipo de transição</i></b>	<b><i>Variação do spin nuclear</i></b>	<b><i>Mudança de paridade</i></b>
<b><i>Fermi</i></b>	<b><i><math>\Delta i = 0</math></i></b>	<b><i>não</i></b>
<b><i>Gamow-Teller</i></b>	<b><i><math>\Delta i = 0, \pm 1,</math> <i>Exceto <math>0 \rightarrow 0</math></i></i></b>	<b><i>não</i></b>

## ***Decaimento Gama***

Frequentemente os núcleos produzidos como resultado do decaimento  $\alpha$  e  $\beta$  encontram-se no estado excitado. Por exemplo, quando as regras de seleção do decaimento beta impedem que o núcleo decaia diretamente para o estado fundamental de energia.

Um núcleo em um estado excitado pode decair para o estado fundamental pela emissão de radiação eletromagnética, (raios gama) ou pelo processo de conversão interna o qual consiste na transferência de energia de excitação para um dos elétrons atômicos das camadas K, L, M, etc.

Classicamente, a radiação eletromagnética emitida por um sistema é o resultado da variação no tempo da densidade de carga ou da distribuição de correntes no sistema.

A energia é emitida por meio de dois tipos de radiação multipolar, a elétrica e a magnética.

Cada uma delas se expressa como função dos momentos multipolares correspondentes, que são as quantidades que contêm os parâmetros (carga e corrente) variáveis do sistema.

A constante de decaimento  $\gamma$  é obtida usando a eletrodinâmica quântica.

Entretanto resultados corretos são obtidos, substituindo a distribuição clássica de cargas do sistema, por elementos de matriz dos operadores correspondentes, tomados entre os estados inicial e final.

O estudo da emissão de raios gama, com a determinação de energia e taxas de transição, fornecem importantes informações sobre os núcleos.

As medidas de energia dos raios gama, podem ser feitas por técnicas de difração ou por meio da transferência de energia dos raios gama para elétrons de um determinado meio.

A taxa de transição  $\lambda$ , de decaimento de cada estado excitado pode ser obtida a partir da determinação da vida média ( $T$ ) do estado excitado.

Para  $T > 10^{-10}$ s, é possível determinar  $\lambda$  medindo-se o atraso médio entre a excitação de um estado e seu decaimento.

Para  $T < 10^{-10}$ s,  $\lambda$  pode em alguns casos ser determinada utilizando-se o efeito Mössbauer para medir a largura em energia e aplicando a relação de incerteza tempo-energia.

Taxas de transição entre  $\lambda \sim 10^{-8}$  até  $\lambda \sim 10^{18} \text{ s}^{-1}$ , podem ser obtidas com estas técnicas.

## Regras de seleção para transições gama

As conservações de momento angular e da paridade no sistema composto pelo núcleo mais a radiação, impõe regras de seleção nas multipolaridades possíveis do raio gama emitido.

Um quantum de radiação carrega um momento angular  $L$ , de módulo  $\sqrt{L(L+1)}\hbar$  e componente  $z$  igual a  $m\hbar$ , onde  $L$  é a ordem multipolar.

Na transição entre um estado inicial de spin  $i_i$  e um estado final  $i_f$ , a conservação de momento angular impõe  $i_i = i_f + L$  e dessa forma os valores possíveis para a ordem multipolar  $L$ , devem obedecer a:

$$|i_i - i_f| \leq L \leq i_i + i_f$$

As regras de seleção para o decaimento gama podem ser sintetizadas como:

$$|i_i - i_f| \leq L \leq i_i + i_f, \text{ não } i_i = 0 \rightarrow i_f = 0$$

$$\text{Transições elétricas: } \pi_i \pi_f = (-1)^L$$

$$\text{Transições magnéticas: } \pi_i \pi_f = (-1)^{L+1}$$

onde  $\pi_i$  e  $\pi_f$ , são as paridades do núcleo no estado inicial e final.

Medidas precisas das taxas de transição fornecem informações sobre a estrutura nuclear.

Não existe radiação multipolar de ordem zero, um raio gama emitido em uma transição sempre transporta a unidade correspondente de momento angular. Logo transições  $0^+ \rightarrow 0^+$ , são impossíveis de ocorrerem.

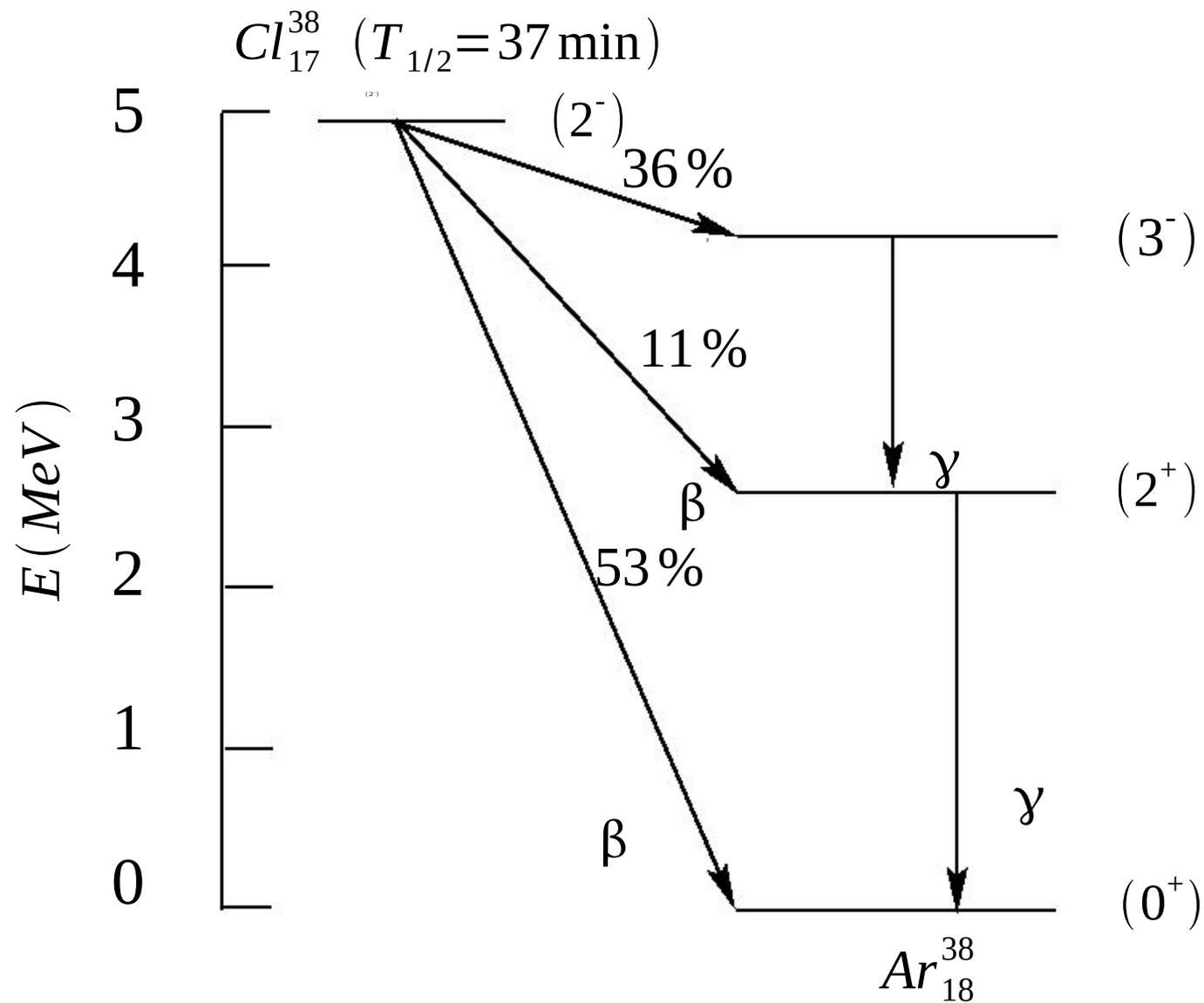
Neste caso, as transições podem ocorrer através do processo de conversão interna.

A ordem multipolar  $L$  é a seguinte:

➤  $L = 1 \rightarrow$  *dipolo*

➤  $L = 2 \rightarrow$  *quadrupolo*

➤  $L = 3 \rightarrow$  *octupolo*



**Figura 16-19, Eisberg & Resnick. Diagrama esquemático do decaimento do  $_{17}Cl^{38}$**

## **Conversão interna**

No processo de conversão interna, os campos de multipolo interagem diretamente com os elétrons orbitais dos átomos das camadas  $K$ ,  $L$ ,  $M$ , etc, transferindo momento angular e energia à estes elétrons, suficiente para ejetá-los.

A energia cinética do elétron ( $E_c$ ) emitido por conversão interna é dada por:

$$E_c = E - W$$

onde  $E$  é a energia de desexcitação do núcleo e  $W$  é a energia de ligação de um elétron à camada  $K$  ou  $L$ , ou  $M$ , etc.

Visto que um estado excitado pode decair por emissão gama ou por conversão interna, definimos a constante de decaimento total como a soma das constantes parciais de cada processo:

Definindo  $\alpha = \frac{\lambda_{ci}}{\lambda_\gamma}$ , temos:

$$\lambda_t = \lambda_\gamma + \lambda_{ci}, \quad \text{ou} \quad \lambda_t = \lambda_\gamma (1 + \alpha)$$

$$T = \frac{1}{\lambda_t} = \frac{1}{\lambda(1 + \alpha_t)}$$

onde  $\alpha_t = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$  é o coeficiente de conversão interna total.

Os valores experimentais de vida média  $T$ , podem então ser usados para obter a taxa de transição  $\lambda$ , uma vez que  $\alpha_t$  pode ser calculada com precisão.

A vida média de um estado excitado é frequentemente expressa em termos de sua largura.

Sendo  $T$  o tempo de vida média do estado excitado e  $\Gamma$  a largura em energia desse estado, pelo princípio da incerteza energia-tempo, podemos escrever:

$$\Gamma T = \hbar$$

Estados excitados não têm uma energia perfeitamente definida pois suas energias se distribuem sobre um intervalo de largura  $\Gamma$ .

Para  $T \sim 10^{-10}$ , encontramos:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{T} \sim \frac{10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}}{10^{-10} \text{ s}} = 10^{-5} \text{ eV}$$

Em comparação com uma energia de 1 MeV, típica para esses estados, a largura  $\Gamma$  é extremamente pequena:

$$\Gamma / E \sim 10^{-11}$$

Por esta razão, desprezamos a largura dos estados excitados de baixa energia nos decaimentos radioativos.

Os coeficientes de conversão interna foram obtidos por Blatt, J. M. e Weisskopf, V. F.

$$\alpha_{E_L} \simeq \frac{Z^3}{n^3} \left( \frac{L}{L+1} \right) \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left( \frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+5/2}$$

$$\alpha_{M_L} \simeq \frac{Z^3}{n^3} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left( \frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+3/2}$$

sendo  $E_L$  a transição elétrica de ordem  $L$  e  $M_L$  a transição magnética de ordem  $L$ .

Estas expressões conseguem prever corretamente várias características do processo de conversão interna, tais como:

- *fenômeno mais característico de núcleos pesados – dependência com  $Z^3$ ;*
- *eletrons de conversão saem preferencialmente das camadas atômicas internas, conforme fisicamente esperado – dependência com o número quântico principal  $n$ ;*
- *a conversão interna é maior para pequenas energias de desexcitação ( $E$ ) e altas multipolaridades ( $L$ ).*

## ***Fissão e Fusão***

Após a descoberta do neutron, em 1932, inúmeras reações nucleares passaram a ser estudadas utilizando-o como projétil contra núcleos alvos pesados.

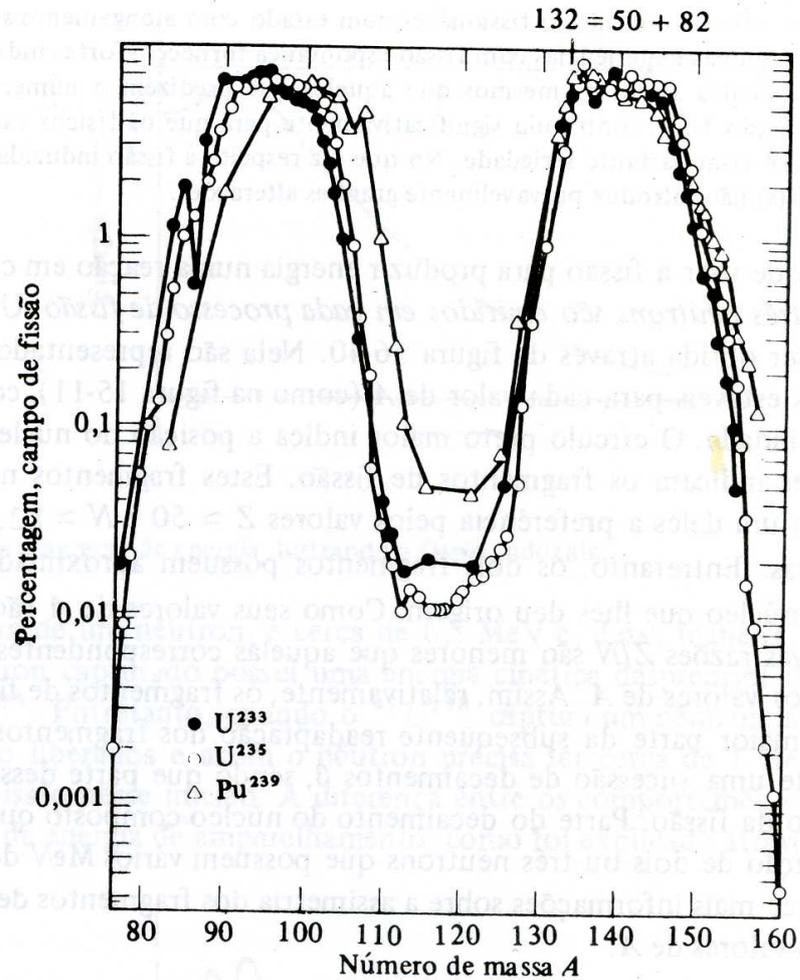
O grupo de pesquisa liderada por Fermi descobriu que o netúnio,  $Z=93$ , podia ser produzido após a captura de um neutron pelo urânio resultando ainda na emissão de um elétron.

Em adição, eles observaram também atividades que não podiam ser atribuidas ao urânio ou a outros elementos de número de massa próximo à dele.

Em 1938, Otto Hahn e Fritz Strassman mostraram, após minucioso estudo radioquímico, que as atividades observadas eram devidas a diversos elementos com aproximadamente metade da massa do urânio.

Em 1939, Lisa Meitner e Otto R. Frish publicaram na revista Nature, o resultado de suas pesquisas, interpretando corretamente este fenômeno. Eles propuseram que ao capturar o neutron, o urânio pode se dividir em dois fragmentos de massas comparáveis, os chamados ***fragmentos de fissão***.

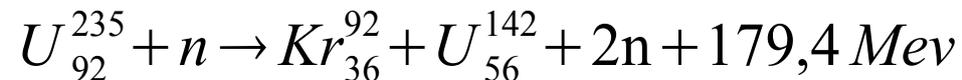
Os núcleos produzidos na fissão, não são exatamente simétricos, mas concentram-se em torno de alguns valores de A e Z, particularmente estáveis (números mágicos).



**Fig.16.41, Eisberg & Resnick. Distribuição em A dos produtos de fissão do  ${}_{92}U^{233}$ ,  ${}_{92}U^{235}$  e  ${}_{92}Pu^{239}$ .**

O processo de fissão nuclear envolve a liberação de uma enorme quantidade de energia pelo núcleo fissionado, cerca de 200MeV, assim como de alguns nêutrons. Para se ter uma noção da magnitude da energia liberada na fissão, em uma reação de combustão, por exemplo, apenas 4eV são produzidos por molécula de oxigênio consumida.

Um exemplo de fissão induzida por nêutron é representado pela seguinte reação:



A energia (179,4 MeV) é liberada principalmente na forma de energia cinética dos fragmentos de fissão e tem origem na diferença de massa entre o núcleo original e os produtos da fissão.

O processo de fissão pode ser entendido com base no modelo da gota líquida do núcleo.

Quando uma gota líquida é convenientemente excitada, ela pode oscilar assumindo configurações dos tipos elipsoidais e esféricas.

A gota líquida, volta a forma esférica, graças à força restauradora da tensão superficial, mas a inércia das moléculas em movimento dentro do líquido, faz com que a gota ignore o padrão esférico e atinja a distorção oposta.

Vejamos como estas propriedades se aplicam aos núcleos no estado excitado.

- *Núcleos exibem tensão superficial e assim podem vibrar como uma gota líquida quando se encontram num estado excitado.*
- *Núcleos excitados não apresentam uma configuração esférica.*

Para entender o processo de fissão a luz do modelo da gota líquida, consideremos:

- *força restauradora de curto alcance devido a tensão superficial;*
- *força repulsiva de longo alcance, devido a repulsão entre os prótons;*
- *inércia da matéria nuclear.*

Se o grau de distorção é pequeno, o núcleo vibra e eventualmente perde energia por emissão de radiação gama.

Se o grau de distorção é grande a tensão superficial é incapaz de unir novamente os grupos de nucleons grandemente afastados e o núcleo termina por se dividir em dois.



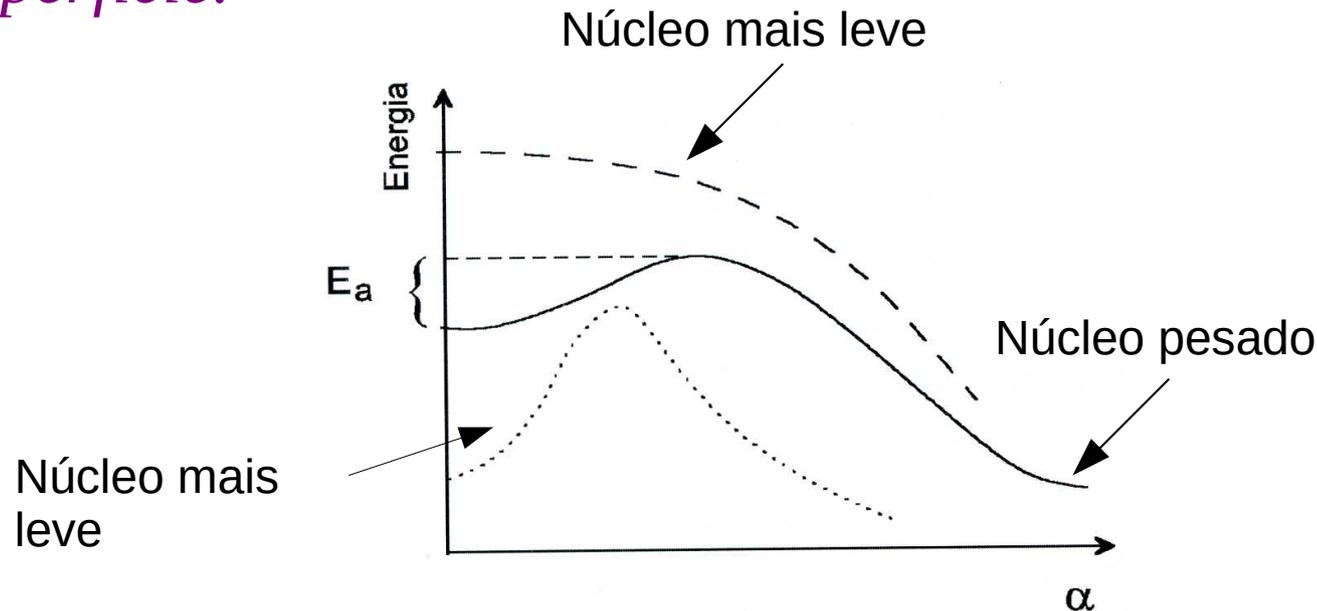
*Figura 12-19 Beiser. Fissão nuclear de acordo com o modelo da gota líquida.*

Vamos examinar o processo de fissão do ponto de vista da energia potencial do núcleo.

*Sendo o processo de fissão, exoenergético (libera cerca de 200 MeV de energia), porque não ocorre espontânea e imediatamente?*

***Porque há uma barreira de potencial que precisa ser vencida.***

*No caso da fissão, essa barreira se caracteriza pelo aumento da energia potencial do núcleo, em resposta à uma pequena deformação de sua superfície.*



***Fig 11.1, Bertulani. Energia de deformação de uma gota carregada em função de um parâmetro  $\alpha$  que caracteriza a distância entre os pré-fragmentos.***

A figura é uma representação esquemática do que ocorre com o  $U^{235}$  que ao capturar um neutron produz o  $U^{236}$  em seu estado excitado.

*Núcleo  $U^{236}$ , representado pela linha cheia.*

*Pequena deformação a partir de  $\alpha = 0$ , aumenta sua energia e as forças de restauração tendem a trazê-lo de volta à situação inicial.*

*Deformação suficientemente grande diminui a energia; a curva começa a cair após passar por um máximo. A partir deste ponto, os fragmentos se separam.*

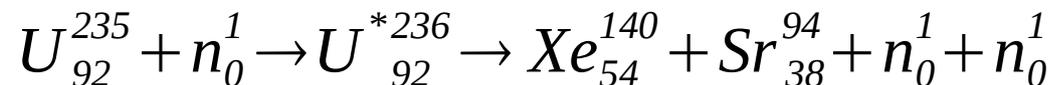
*A cauda da curva representa a energia potencial eletrostática de dois fragmentos carregados, com os centros distando de  $\alpha$ .*

## • Como pode ocorrer o processo de fissão?

- Núcleo recebe energia de excitação igual ou maior que  $E_a$ .
- Estabelecem-se oscilações que podem levar à deformação necessária para vencer a barreira.
- Exemplo:  $U^{*236}$ , excitado pela captura de um neutron pelo  $U^{235}$ .
- **Fissão espontânea.** Nesse caso, a barreira é vencida pelo efeito túnel a partir do estado fundamental do núcleo.

Os núcleos que sofrem fissão, núcleos pesados, possuem excesso de neutrons em relação aos núcleos leves.

Para reduzir este excesso, dois ou três neutrons são emitidos pelos fragmentos de fissão, como na reação:



A observação de que em um processo de fissão são emitidos também dois ou três neutrons, sugeriu que esses neutrons poderiam causar novas fissões, gerando assim outros neutrons que induziriam novas fissões.

Este processo é chamado **reação em cadeia**.

Quando se considera uma certa massa de urânio, a energia liberada na fissão de todo o material é aproximadamente  $10^6$  vezes maior que a energia liberada pela mesma quantidade de massa de carvão ou dinamite.

Esta propriedade sugeriu o uso do processo de fissão para uso bélico, mas também para o uso pacífico como geração de energia.

## ***Aplicações: Reatores Nucleares.***

Num reator, a taxa de fissão ocorre de maneira rigorosamente controlada.

Se precisamente um neutron produzido em cada fissão, causa outra fissão, a energia será liberada a uma taxa constante, que é o caso dos reatores nucleares.

Se a frequência de fissões aumenta, a liberação de energia poderá ser tão rápida que causa uma explosão. Este é o caso de uma bomba nuclear.

A energia em um reator nuclear é obtida a partir da energia térmica gerada pelos fragmentos de fissão.

Em um reator nuclear, são produzidos também inúmeros isótopos instáveis que não são encontrados naturalmente e que tem uso na medicina, química, engenharia, etc.

- **Observações adicionais**

*Fragmentos de fissão possuem a mesma razão  $Z/N$  que o núcleo que lhes deu origem.*

*Suas massas atômicas  $A$ , são muito menores que a do núcleo pai, eles geralmente têm mais neutrons que os núcleos estáveis. Os fragmentos de fissão portanto, tendem a serem emissores beta.*

*Um núcleo ao se fissionar pode produzir diferentes fragmentos de fissão, com diferentes probabilidades de cada ocorrência.*

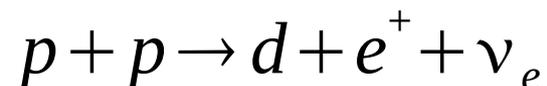
## ***Fusão nuclear***

O processo de fusão é resultado da união de dois núcleos leves.

A fusão ocorre quando os dois núcleos conseguem energia suficiente para superar a barreira coulombiana (para o hidrogênio  $\approx 1$  MeV) ou tunelar a barreira.

Quando a energia é de origem térmica, o processo é conhecido como ***fusão termonuclear***.

Exemplo fusão próton-próton:



Vantagens: não produz material radioativo e usa hidrogênio, que é abundante na natureza.

Desvantagem: para realizar a fusão é necessário submeter a amostra a altíssima temperatura ( $\sim 10^6 K$ ).

Atualmente há dois grandes problemas que impedem o aproveitamento da energia da fusão:

- *Ainda se injeta mais energia no processo do que aquela que se consegue extrair do próprio processo.*
- *Ainda há muitos problemas para se confinar de maneira estável, amostras a altíssimas temperaturas.*

## **Métodos de confinamento**

- **Confinamento magnético:** uso de fortes campos magnéticos, criados por magnetos de geometrias apropriadas; por exemplo um toróide.
- **Confinamento inercial:** provocado por um intenso feixe de raio laser que esquenta e comprime a amostra num intervalo de tempo tão pequeno que possibilite a fusão antes da amostra se separar, sem nenhuma reação.

No interior do Sol, o plasma, formado basicamente por prótons e elétrons, é trivialmente confinado pela gravitação (confinamento inercial).

O Sol irradia energia a uma taxa de aproximadamente  $4 \times 10^{26}$  W.

## • *Fusão termonuclear*

As pesquisas em fusão termonuclear controlada, utilizam o deutério e o trítio como combustível nuclear, através das seguintes reações:



As pesquisas são realizadas em reatores de fusão que usam fortes campos magnéticos para o confinamento do plasma. Tokamak. O aparato mais bem sucedido construído segundo este princípio foi o *tokamak*, desenvolvido na antiga URSS.

Uma outra técnica utiliza poderosos feixes de laser com energia da ordem de 106J e duração menor que  $10^{-8}$ s. Os feixes produzem ao mesmo tempo a compressão e o aquecimento de uma pequena quantidade de uma mistura de deutério e trítio inseridos no centro de uma câmara de fusão.

A fusão já foi obtida em laboratório usando ambas as técnicas, porém, sempre em pequena quantidade e por um breve intervalo de tempo.

França um grande reator experimental a fusão nuclear, na França, baseado na tecnologia do tokamak, e conhecido pela sigla ITER(*International Thermonuclear Experimental Reactor*).

Este gigantesco projeto é capitaneado por uma colaboração internacional envolvendo China, União Européia, Índia, Japão, Coreia, Rússia e Estados Unidos.

Há uma grande expectativa em torno do ITER, pois foi projetado para demonstrar a possibilidade de se obter mais energia por fusão (500MW) do que aquela usada para fazer todo o reator funcionar (50MW).

Existem outros projetos como por exemplo, do MIT em colaboração com uma empresa privada.

## ***Bibliografia:***

- K. C. Chung, *Introdução à Física Nuclear*, Rio de Janeiro, EdUERJ, 2001.
- A. Beiser, *Concepts of Modern Physics*, New York, McGraw-Hill, 1995.
- R. Eisberg & R. Resnick, *Física Quântica*, Rio de Janeiro, Ed. Campus, 1979.
- W.S.C. Williams, New York, Oxford University Press, 1995.
- Iter (International Thermonuclear Experimental Reactor)  
<https://www.iter.org/proj/inafewlines>  
Projeto MIT / Companhia privada  
<https://www.theguardian.com/environment/2018/mar/09/nuclear-fusion-on-brink-of-being-realised-say-mit-scientists>