

NOTAS DE AULAS DE FÍSICA MODERNA

Prof. Carlos R. A. Lima

CAPÍTULO 16

PROCESSOS E REAÇÕES NUCLEARES

Edição – Agosto de 2007

CAPÍTULO 08 – PROCESSOS E REAÇÕES NUCLEARES

ÍNDICE

- 16.1- Introdução
- 16.2- Radioatividade
- 16.3- Lei do Decaimento Exponencial
- 16.4- Decaimento Alfa
- 16.5- Decaimento Beta
- 16.6- Decaimento Gama
- 16.7- Radiação Gama Ressonante e Efeito Mössbauer - FACULTATIVO
- 16.8- Reações Nucleares
- 16.9- Seção de Choque de Reação Nuclear - FACULTATIVO
- 16.10- Fissão Nuclear
- 16.11- Reatores de Fissão Nuclear
- 16.12- Fusão e Energia Termonuclear
- 16.13- Reatores de Fusão Nuclear
- 16.14- Outras Aplicações da Física Nuclear
 - 16.14.1- Introdução
 - 16.14.2- Análise por Ativação de Nêutrons
 - 16.14.3- Ressonância Magnética Nuclear
 - 16.14.4- Tomografia Computadorizada
 - 16.14.5- Datação por Núcleos Radioativos
 - 16.14.6- Efeitos Biológicos da Radioatividade

Nessa apostila aparecem seções, sub-seções e exemplos resolvidos intitulados como **facultativos**. Os assuntos que se referem esses casos, podem ser dispensados pelo professor durante a exposição de aula sem prejuízo da continuidade do curso de Estrutura da Matéria. Entretanto, é desejável que os alunos leiam tais assuntos e discutam dúvidas com o professor fora do horário de aula. Fica a cargo do professor a cobrança ou não dos tópicos facultativos.

Excluindo os tópicos facultativos, esse capítulo deve ser abordado no máximo em **5 aulas de quatro créditos**.

CAPÍTULO 16

PROCESSOS E REAÇÕES NUCLEARES.

16.1 - Introdução.

A estrutura dos núcleos pode ser revelada a partir de transformações de estados quânticos nucleares. Tais transformações podem ocorrer por uma variedade de processos de interações nucleares. A emissão de radiação γ por consequência de excitação e deexcitação nuclear, é um exemplo de tais processos nucleares. Emissões nucleares também podem ocorrer a forma de fragmentos ou partículas. Partículas α e β são exemplos de tais emissões nucleares.

Os processos de decaimento α , β e γ especificam as três variedades de radioatividade. Cada tipo de emissão está associado a um determinado tipo de instabilidade nuclear. A radioatividade envolve processos de desintegração espontânea de núcleos atômicos instáveis.

O comportamento radioativo pode ser natural se as emissões da amostra ocorrer naturalmente ou, artificial se a radiação é induzida por algum tipo de bombardeamento externo.

A história da Física Nuclear tem início com a descoberta da radioatividade. Muito do que se sabe hoje sobre a estrutura nuclear é graças a esse fenômeno nuclear. A radioatividade e os processos radioativos são abordados cuidadosamente nas primeiras seções desse capítulo.

Os processos nucleares podem também ser observados por colisões de partículas com alvos nucleares. Reações nucleares resultantes desses processos são fontes adicionais de informações sobre os estados nucleares. Estes são os outros aspectos nucleares que se propõe analisar neste capítulo.

Na sequência, considera-se a fissão e a fusão de núcleos como as transformações de interesse na geração de energia nuclear.

Finalmente, discute-se algumas das aplicações mais importantes baseadas nos conceitos e evidências empíricas associadas à Física Nuclear.

16.2 - Radioatividade.

Radioatividade foi o nome dado por Marie Curie ao fenômeno de desintegração de núcleos atômicos, observado acidentalmente por Henri Becquerel em experiências com sais de urânio. A natureza da radioatividade foi estudada, detalhadamente, por Rutherford e Becquerel, que estabeleceram a existência de três formas de radiação α , β e γ . Esses pesquisadores observaram deflexões de radiação α e β por campos magnéticos e concluíram que se tratam de partículas carregadas. A partícula α foi identificada como núcleo do átomo de Hélio e a partícula β como elétrons, ou pósitron, criada nos núcleos atômicos.

A radioatividade induzida artificialmente foi observada pela primeira vez em 1934 por J.F. Joliot e I. Joliot-Curie. Esses pesquisadores criaram radionuclídeos, ^{30}P , a partir de uma reação nuclear induzida pelo bombardeio de núcleos de, ^{27}Al , por partículas α .

Em termos quânticos, decaimentos α e β levam a mudanças da espécie nuclear, enquanto transições γ causam variações de estados nucleares.

A Fig. 16.1 mostra um diagrama de níveis de energia típico, ilustrando possíveis processos de decaimento do radionuclídeo $^{80}_{35}\text{Br}$.

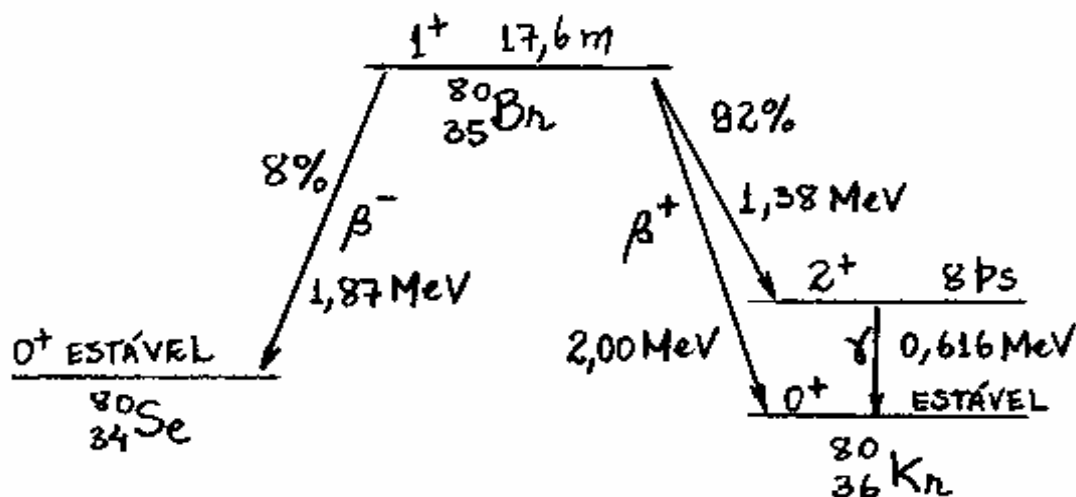


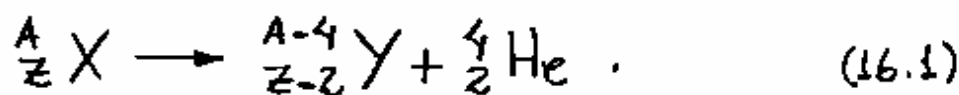
Fig. 16.1 - Diagrama de decaimento radioativo para o ^{80}Br .

Cada nível de energia nuclear tem diferentes tempos de vida média dados, frequentemente, em segundos (s), mês (m) ou anos (y), são identificados por estados de spin nuclear e paridade, i^+ , e são conectados por transições β e γ .

A Fig. 16.1 inclui ainda algumas convenções adotadas nas transições nucleares: Colunas com linhas paralelas para representar os níveis nucleares e transições para a esquerda, ou para a direita, dependendo do sinal da carga da partícula β emitida.

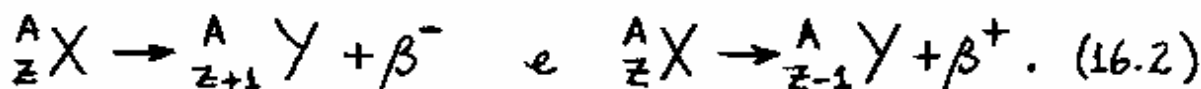
Deve-se notar que a transição γ (sem carga), deve ocorrer dentro de uma mesma coluna.

A carga total e o número total de nucleons deve ser conservado durante o decaimento radioativo. Por exemplo, sendo a partícula α o núcleo do átomo ${}^4\text{He}$, expressa-se o decaimento α em detalhes, como



Deve-se notar que, tanto a carga quanto o número de massa são balanceados explicitamente.

Decaimentos β^- e β^+ envolve emissão de elétrons e pósitrons, respectivamente. Como se verá, posteriormente, um novo tipo de partícula também deve ser emitida em cada um desses processos. Entretanto, por enquanto, é conveniente referir-se aos dois tipos de decaimento β , como



Deve-se notar que o decaimento β é identificado por transformações entre isóbaros nucleares. O número de massa é mantido constante por uma variação do número de nêutrons no interior do núcleo.

As transformações nucleares, (16.1) e (16.2),
 convertem um núcleo pai X num núcleo filho Y.

A Fig. 16.2 mostra como se pode representar
 tais decaimentos nucleares com o auxílio de
 um quadro de núclídeos.

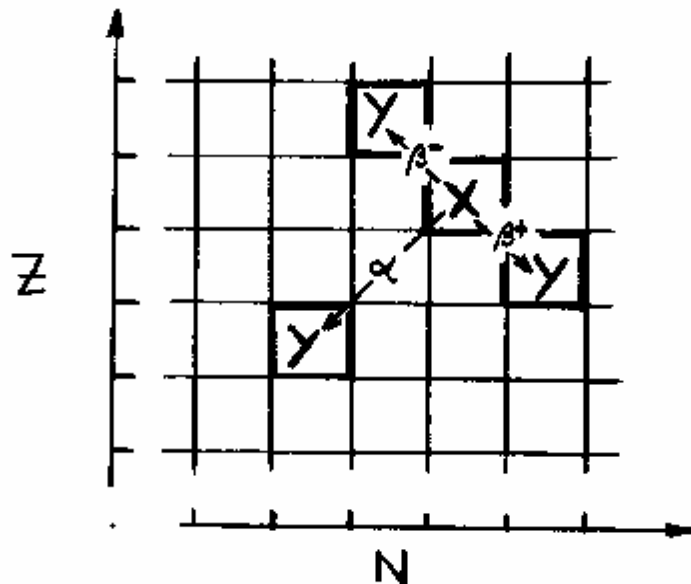


Fig. 16.2 - Transições α e β representadas por um
 quadro de núclídeos.

De acordo com a Figura, num gráfico de Z em
 função de N , as três transições nucleares são des-
 critas pelas seguintes transformações de coordenadas:

$$(Z, N) \xrightarrow{\alpha} (Z-2, N-2) ,$$

$$(Z, N) \xrightarrow{\beta^-} (Z+1, N-1) , \quad (16.3)$$

$$(Z, N) \xrightarrow{\beta^+} (Z-1, N+1) .$$

Essas transformações podem ser usadas para descrever a radioatividade natural de nuclídeos, tais como, ^{232}Th , ou ^{238}U . Esses radio nuclídeos possuem vida média da mesma ordem da idade da terra, especificamente, 10^{10} anos para o ^{232}Th e 10^9 anos para o ^{238}U .

Cada espécie instável exibe seu comportamento radioativo numa série de decaimento, onde a primeira transição nuclear na cadeia é um decaimento α com uma vida média longa. A série continua através de uma sucessão de processos α e β de um núcleo instável para outro até o produto estável final. A Fig. 16.3 mostra como o ^{238}U se transforma no ^{206}Pb , após uma sequência de decaimentos nucleares.

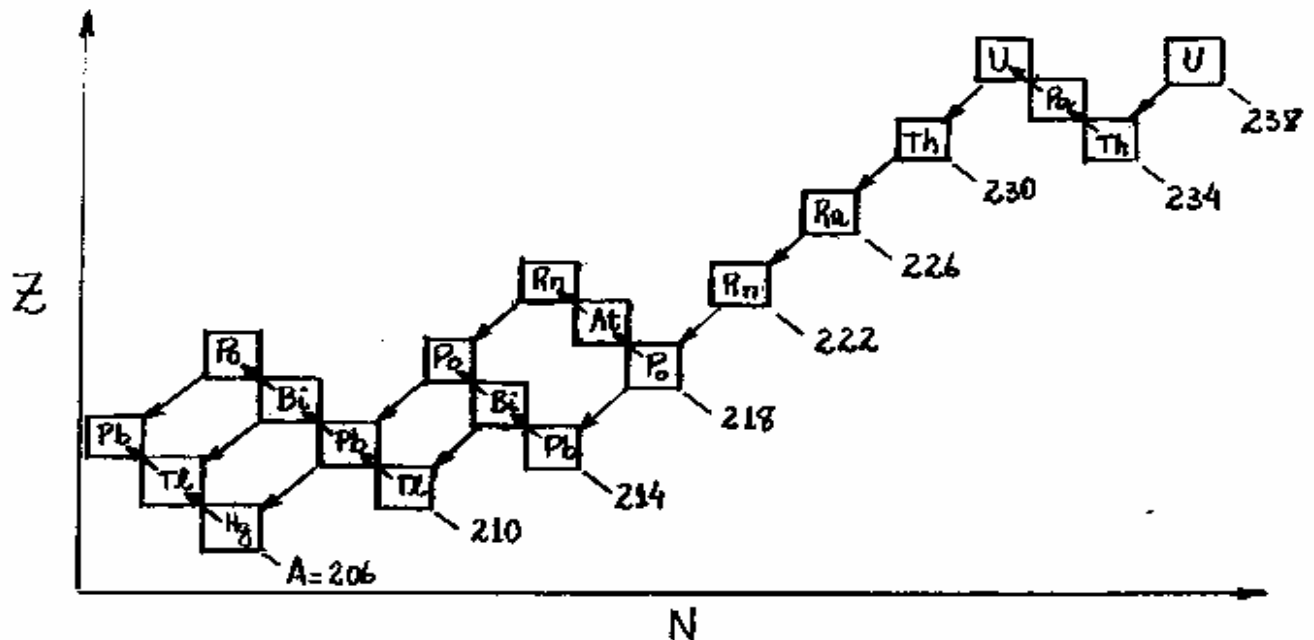


Fig. 16.3 - Série de decaimento nuclear para o ^{238}U , onde se observa modos de decaimentos α e β^- ao longo da cadeia entre ^{238}U e ^{206}Pb .

É notável que o número de massa A , de cada núclido da série, é dado, por

$$A = 4n + 2,$$

onde n são os nove inteiros sucessivos entre 59 e 51. Por essa razão, a série de decaimento do ^{238}U é denominado de série $4n+2$

Outras cadeias conhecidas são a série $4n$ para o ^{232}Th , a série $4n+1$ para o ^{237}Np , de vida média 10^6 anos, e a série $4n+3$ para o ^{235}U , de vida média 10^8 anos. Os radionúclidos ^{232}Th e ^{238}U são fontes primárias que contribuem para a radiação de fundo do meio ambiente.

16.3 - Lei do Decaimento Exponencial

O decaimento de núcleos instáveis é um exemplo clássico de processo controlado por conceitos probabilísticos da mecânica quântica. A instabilidade é uma propriedade da espécie nuclear, enquanto a vida média é uma medida do tempo de vida do nuclídeo. O tempo de vida de um nuclídeo não é, exatamente, igual ao tempo de decaimento, pois, este ocorre como um evento aleatório discreto. Tal medida é prevista, somente, em termos de uma probabilidade de ocorrência, de uma determinada transição de decaimento, para um determinado intervalo de tempo. Segue disso, que a probabilidade de transição por unidade de tempo, determina o comportamento radioativo de uma amostra que contém vários núcleos. Assim, a instabilidade de núcleos é um fenômeno estatístico, e a vida média da amostra corresponde a um intervalo de tempo médio para a observação de um decaimento aleatório.

Como o número de núcleos radioativos $N(t)$, no tempo t , é grande numa amostra, pode-se tratar, tal quantidade, como uma variável contínua. Se dN é a variação de $N(t)$, após um intervalo infinitesimal de tempo dt , então, a quantidade positiva $-dN/N$, fornece a probabilidade de decaimento no intervalo de tempo dt .

Evidentemente, tal probabilidade é proporcional ao intervalo de tempo dt , isto é,

$$-\frac{dN}{N} = \lambda dt, \quad (16.4)$$

onde λ é denominado de constante de decaimento. Tal constante é uma propriedade fundamental dos núcleos e está associada a transições quânticas de decaimento. A eq. (16.4) fornece uma taxa de decaimento, ou atividade $R(t)$, proporcional ao número instantâneo $N(t)$, de núcleos na fonte, isto é,

$$R(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (16.5)$$

Integrando-se a eq. (16.5), obtém-se

$$-\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} = \int_0^t \lambda dt$$

ou

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (16.6)$$

onde N_0 é o número de núcleos ativos em $t=0$. Essa lei de decaimento exponencial, para um passo na transição $X \rightarrow Y$, é representada na Fig. 16.4.

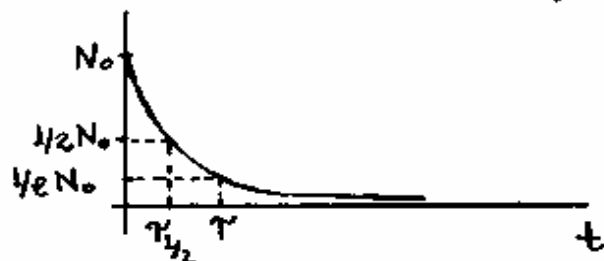


Fig. 16.4 - Comportamento da lei do decaimento exponencial.

Define-se a vida média τ , de uma fonte radioativa, como

$$\tau = \langle t \rangle = \frac{-\int_0^{\infty} t dN(t)}{-\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{\int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt}, \quad (16.7)$$

pois, das eqs. (16.5) e (16.6),

$$-dN = \lambda N dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt.$$

Consultando-se uma tabela especializada de integrais, a eq. (16.7), resulta

$$\tau = 1/\lambda, \quad (16.8)$$

tal que, a eq. (16.6), torna-se

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}. \quad (16.9)$$

Uma alternativa para o tempo de vida das amostras radioativas, é a meia vida $\tau_{1/2}$, definida como o tempo necessário para que a amostra decaia até metade de sua população ativa inicial, isto é,

$$N(\tau_{1/2}) = \frac{1}{2} N_0, \quad (16.10)$$

cuja substituição na eq. (16.9), resulta

$$\tau_{1/2} = \tau \ln 2 = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (16.11)$$

As eqs. (16.8) e (16.11) são importantes por fornecer uma conexão entre, dados experimentais e quantidades teóricas, associadas ao tempo de vida de uma amostra radioativa por um lado e taxa de decaimento quântico por outro.

A atividade de uma fonte radioativa pode ser medida, determinando-se a taxa de partículas carregadas, incidentes em um detector apropriado. Cada partícula observada, ou contada, representa um único decaimento nuclear. Um contador típico, conhecido como Contador Geiger-Miller, que constitui-se de uma câmara preenchida por um gás a baixa pressão, submetido a um campo elétrico. A contagem ocorre quando o campo elétrico coleta um íon, gerado pela interação do gás com uma partícula emitida da fonte radioativa.

A taxa de contagem é igual a taxa de decaimento da amostra, $R(t) = -dN/dt$, a menos de um possível fator de correção, associado a eficiência do detector. Tal eficiência, depende da parcela de ângulo sólido subtendida pelo detector e a fonte radioativa e da probabilidade de uma partícula carregada, produzir um sinal no circuito contador.

A unidade de taxa de decaimento, $R(t)$, no sistema internacional (S.I.), é o becquerel (Bq), isto é,

$$1\text{Bq} = 1 \text{ decaimento/s} .$$

A taxa de decaimento de uma fonte radioativa é descrita também, em termos do Curie (Ci), definido, por

$$1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{Bq} . \quad (16.12)$$

Essa unidade de atividade radioativa é igual a taxa de decaimento para 1 grama da amostra ^{226}Ra .

A Fig. 16.5 mostra uma seqüência típica de decaimento radioativa, onde X decai a Y e Y decai a Z.

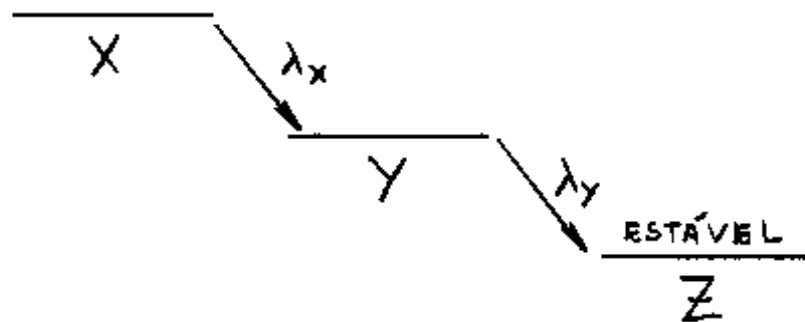


Fig. 16.5 - Seqüência típica de decaimento radioativo de núclídeos X, Y e Z.

As taxas de variação das populações dos núclídeos X, Y e Z são, respectivamente,

$$\frac{dN_x}{dt} = -\lambda_x N_x ; \quad \frac{dN_y}{dt} = \lambda_x N_x - \lambda_y N_y ; \quad \frac{dN_z}{dt} = \lambda_y N_y \quad (16.13)$$

onde

$$N_x + N_y + N_z = N_0 = \text{Constante} .$$

Como na eq. (16.5), a primeira eq. (16.13), deve fornecer uma lei de decaimento exponencial para $N_x(t)$. A Fig. 16.6 mostra os comportamentos de uma classe de soluções especiais dessas equações diferenciais adotadas para $N_x(0) = N_0$, $N_y(0) = 0$ e $N_z(0) = 0$.

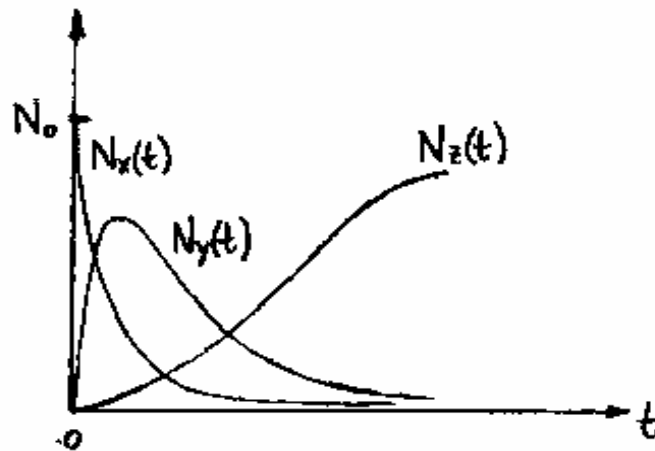


Fig. 16.6 - Comportamentos das soluções das taxas de populações $N_x(t)$, $N_y(t)$ e $N_z(t)$.

Uma solução explícita da segunda eq. (16.13), pode ser obtida escrevendo-se, $N_x = N_{0x} e^{-\lambda_x t}$, como na eq. (16.6), isto é,

$$\frac{dN_y}{dt} = \lambda_x N_{0x} e^{-\lambda_x t} - \lambda_y N_y$$

ou

$$\frac{dN_y}{dt} + \lambda_y N_y = \lambda_x N_{0x} e^{-\lambda_x t} .$$

Pode-se mostrar que a solução desta última equação diferencial, é

$$N_Y = \frac{\lambda_X N_{0X}}{\lambda_Y - \lambda_X} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_Y t}) + N_{0Y} e^{-\lambda_Y t} \quad (16.14)$$

Existem dois casos especiais de interesse:

1. Caso em que o nuclídeo pai, X, tem uma meia-vida, $T_{1/2}$, muito maior que o nuclídeo filho Y.

Neste caso, $\lambda_X \ll \lambda_Y$, tal que, o número de nuclídeos X, é praticamente uma constante N_0 , de modo que

$$R_X(t) = \lambda_X N_X \simeq \lambda_X N_{0X} = R_{0X}, \quad (16.15)$$

define a taxa constante de produção de nuclídeos filhas Y. Assumindo-se, então, $\lambda_Y - \lambda_X \simeq \lambda_Y$, $e^{-\lambda_X t} \simeq 1$, $\lambda_X N_{0X} = R_{0X}$ e $N_{0Y} = 0$ na eq. (16.14), obtém-se

$$N_Y = N_{0Y} (1 - e^{-\lambda_Y t}) \quad (16.16)$$

onde

$$N_{0Y} = R_{0X} / \lambda_Y, \quad (16.17)$$

é o número máximo de nuclídeos filhas Y, que se pode produzir. Para tempos t , muito maiores que a meia-vida do nuclídeo filho Y, mas, muito menores que a meia-vida do nuclídeo pai X, pode-se assumir, $\lambda_Y t \rightarrow \infty$, na eq. (16.16), tal que, o número de nuclídeos Y é, aproximadamente, constante e igual, ao

valor limite

$$N_y = N_{oy} = R_{ox} / \lambda_y, \quad (16.18)$$

ou seja, a atividade do nuclídeo filho, $R_{oy} = \lambda_y N_{oy}$, passa a ser, aproximadamente, igual a atividade do nuclídeo pai R_{ox} . Esta situação é conhecida como equilíbrio secular.

Um exemplo disso é o ^{226}Ra , que se transforma em ^{222}Rn , que, por sua vez, se transforma em ^{218}Po . A meia-vida do ^{226}Ra é 1620 anos e a meia-vida do ^{222}Rn é 3,83 dias. Para intervalos de tempo maiores que, cerca, de 10 dias e muito menores que 1620 anos, o número de núcleos de ^{222}Rn permanece constante.

2- Caso em que o nuclídeo pai X tem um tempo de vida maior, não necessariamente muito maior, que o nuclídeo filho Y, e o tempo transcorrido t é maior, ou da mesma ordem, que a meia-vida do nuclídeo pai.

Neste caso, pode-se assumir, $\lambda_y t \rightarrow \infty$, na eq. (16.14), tal que

$$N_y = \frac{\lambda_x}{\lambda_y - \lambda_x} N_{ox} e^{-\lambda_x t} \quad (16.19)$$

Assim, após transcorrido um tempo suficientemente longo, a taxa de decaimento do nuclídeo filho, segue a mesma função, $e^{-\lambda_x t}$, do nuclídeo pai. Esta situação é conhecida como equilíbrio transitório.

Exemplo 16.1

Sabendo-se que a meia-vida do ^{226}Ra é $T_{1/2} = 1600$ anos, mostrar que a atividade de 1g desse nuclídeo é de 1 Ci.

Como 226g de ^{226}Ra corresponde a 1 mol, então o número N , de nuclídeos correspondente a 1g, é

$$N = \frac{1\text{g}}{226\text{g}} \times 1\text{mol} = \frac{1}{226} (6,02 \times 10^{23}) = 2,66 \times 10^{21} \text{ nuclídeos.}$$

De acordo com as eqs. (16.5) e (16.11), a taxa de decaimento, será

$$\begin{aligned} -\frac{dN}{dt} &= \lambda N = \ln 2 \frac{N}{T_{1/2}} \\ &= \frac{(\ln 2)(2,66 \times 10^{21})}{(1600 \text{ anos})(365 \text{ dias/ano})(24 \text{ h/dia})(3600 \text{ s/h})} \\ &= 3,65 \times 10^{10} \text{ s}^{-1} \approx 1 \text{ Ci} , \end{aligned}$$

Como se queria mostrar.

16.4 - Decaimento α .

Um inspeção cuidadosa das características nucleares revela que a atividade α ocorre, mais frequentemente, para isótopos de elementos de números atômicos superiores a do chumbo ($Z = 82$).

O processo de emissão radioativa é energeticamente favorável para partículas α , comparado aos outros possíveis fragmentos nucleares, por causa da forte energia de ligação e estabilidade do núcleo de massa atômica $A = 4$.

A energia das radiações nucleares são facilmente absorvidas por meios materiais. Partículas α perde energia cinética em colisões ionizantes com átomos de amostras absorvedoras. Argumentos cinemáticos revelam que as perdas de energia por colisão são maiores para partículas α do que para outros fragmentos radioativos.

O intervalo de absorção, ou distância máxima percorrida, diminui com a densidade do meio absorvedor e aumenta com a energia cinética da partícula α . Por exemplo, uma partícula α de energia 6 MeV percorre, aproximadamente, 5 cm no ar e 9,05 mm no alumínio.

Toda emissão α é monoenergética, pois, toda partícula α , de um dado decaimento $X \rightarrow Y + \alpha$, é emitida com a mesma energia cinética K_{α} .

A Fig. 16.7 mostra valores da energia cinética K_α de partículas α , para diferentes números de massa A , de vários isótopos radioativos.

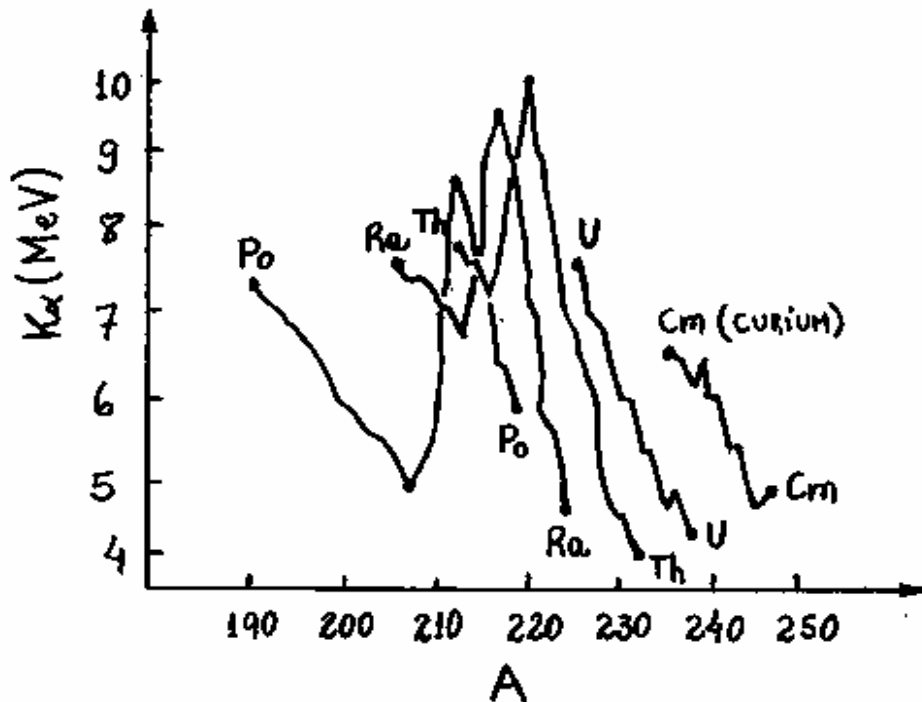
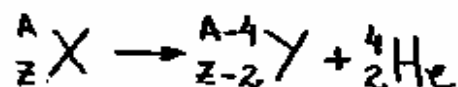


Fig. 16.7 - Energias Cinéticas de partículas α emitidas em função do número de massa A para várias fontes radioativas.

Nota-se que, quase todos os valores de K_α , cai dentro de um intervalo relativamente estreito, entre 4 e 9 MeV.

A unicidade da energia cinética K_α de partículas α emitidas por núclídeos, pode ser compreendida aplicando-se as leis de conservação ao seguinte processo radioativo:



Como se observa na Fig. 16.8, toma-se o núcleo pai X inicialmente em repouso, tal que, o momento de reação do núcleo filho Y , seja igual e oposto ao da partícula α emitida.



Fig. 16.8 - Decaimento α de um núcleo pai X em um núcleo filho Y .

A lei de Conservação da energia relativística, fornece

$$M_X c^2 = M_Y c^2 + K_Y + M_\alpha c^2 + K_\alpha .$$

Essa equação é convertida numa versão, que inclui massas atômicas, adicionando-se a energia $Z m_e c^2$ dos Z elétrons a ambos os lados, isto é,

$$M(A_X) c^2 = [M(A-4_Y) + M(^4\text{He})] c^2 + K_Y + K_\alpha .$$

Dessa equação surge um critério de instabilidade α . O núcleo X é α instável, tal que, o decaimento $X \rightarrow Y + \alpha$ pode ocorrer quando a massa de X excede a soma entre as massas de Y e α .

Define-se a energia de desintegração Q , ou valor Q , para o decaimento, em termos das diferenças de massa, como

$$Q = [M(^A X) - M(^{A-4} Y) - M(^4 \text{He})] c^2 = K_\alpha + K_Y$$

ou, do ponto de vista não-relativístico,

$$Q = \frac{p^2}{2M_\alpha} + \frac{p^2}{2M_Y} = \frac{p^2}{2M_\alpha} \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y} \right) = K_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y} \right) \quad (16.20)$$

pois, o momento p , de ambas as partículas, são iguais e contrários.

Como $M_\alpha \ll M_Y$, a eq. (16.20) mostra que $Q \approx K_\alpha$, isto é, a energia de desintegração Q é convertida, integralmente, na energia cinética da partícula α .

É importante mencionar que a fórmula relativística é necessária para a energia total, por causa da variação da energia de repouso das partículas envolvidas no decaimento, enquanto que, a versão não-relativística é permitida para as energias cinéticas, por serem essas muito menores que as energias de repouso.

Um outro aspecto importante observado nos processos de decaimento α , é a dependência inversa da energia cinética K_α com a meia-vida $T_{1/2}$ do nuclídeo.

Por exemplo, para o ^{232}Th tem-se $K_{\alpha} = 4,01\text{ MeV}$ e $T_{1/2} = 1,40 \times 10^{10}$ anos, enquanto que, para o ^{212}Po tem-se $K_{\alpha} = 8,78\text{ MeV}$ e $T_{1/2} = 0,30\ \mu\text{s}$. Essa característica nuclear está relacionada aos comportamentos quânticos dos núcleos radioativos. Tais comportamentos quânticos encontram-se detalhados nos trabalhos de G. Gamov e outros, publicados em 1928. Para se compreender os argumentos apresentados nesses trabalhos, recorre-se a energia potencial para o sistema $Y\alpha$, associado ao estado final do decaimento $X \rightarrow Y + \alpha$, mostrado na Fig. 16.9.

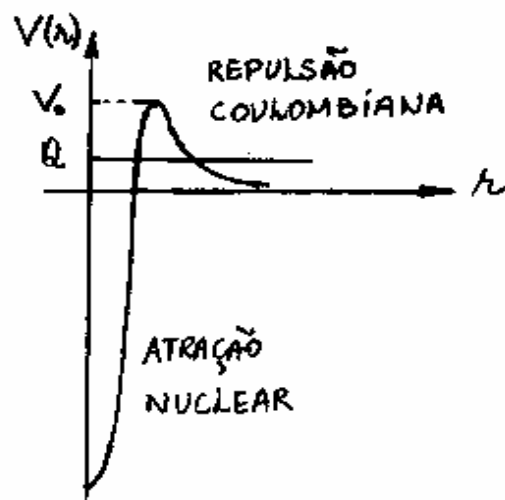


Fig. 16.9 - Modelo de barreira de potencial Coulombiano para o decaimento α , $X \rightarrow Y + \alpha$.

Nesse modelo de potencial Coulombiano, as duas partículas Y e α atraem-se por uma força nuclear de curto alcance e repelem-se por uma força de repulsão Coulombiana de longo alcance. Esse efeito combinado produz uma barreira de potencial coulombiana que, para núcleos pesados, pode variar de 20 a 30 MeV para $r \approx 10\text{ fm}$.

O valor- Q é mostrado na Figura como um nível de energia do sistema que, supostamente, é igual a energia cinética K_α da partícula α .

Os valores típicos de Q são menores que 10 MeV. É a barreira de potencial Coulombiana que garante a existência temporária da configuração ligante X . A instabilidade de X é atribuída a probabilidade finita para o sistema quântico penetrar a barreira Coulombiana e entrar no regime de decaimento para valores grandes de r .

O problema do tunelamento quântico foi tratado na seção 7.3 do capítulo 7, para o caso de uma barreira retangular unidimensional. Naquela seção, concluiu-se que o fator principal, que controla a penetração na barreira, é a função exponencial

$$e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}}$$

ou, mais propriamente para o caso da Fig. 16.9,

$$e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2\mu(V_0 - Q)}} \quad (16.21)$$

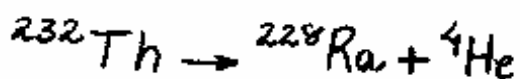
onde V_0 e a são, respectivamente, a altura e a largura da barreira de potencial Coulombiana, μ é a massa reduzida do sistema $Y\alpha$ e Q é o nível de energia do sistema. Valores pequenos de Q , ou da energia cinética K_α da partícula α , implica num aumento da altura $V_0 - Q$ do potencial acima do valor- Q , bem como da largura a da barreira de potencial, como indicado na Fig. 16.9.

O resultado disso é uma queda expressiva da exponencial na eq. (16.21) e, conseqüentemente, da probabilidade de emissão de partículas α . Nesse caso, a desintegração radioativa é mais lenta e a meia-vida $T_{1/2}$ do nuclídeo mais longa.

Como o decaimento α é monoenergético, a energia única da partícula α pode ser medida com uma grande precisão, fornecendo informações completas sobre os níveis de energia nuclear.

Tais métodos espectroscópicos tem sido usados intensamente na investigação da estrutura nuclear de elementos pesados.

Uma amostra radioativa típica pode exibir um espectro de várias partículas α com diferentes energias específicas $K\alpha$. Um exemplo disso pode ser observado no decaimento



onde a fonte ${}^{232}\text{Th}$ emite partículas α em dois grupos, um a 4,01 MeV e outro a 3,95 MeV, como mostrado no espectro da Fig. 16.10.

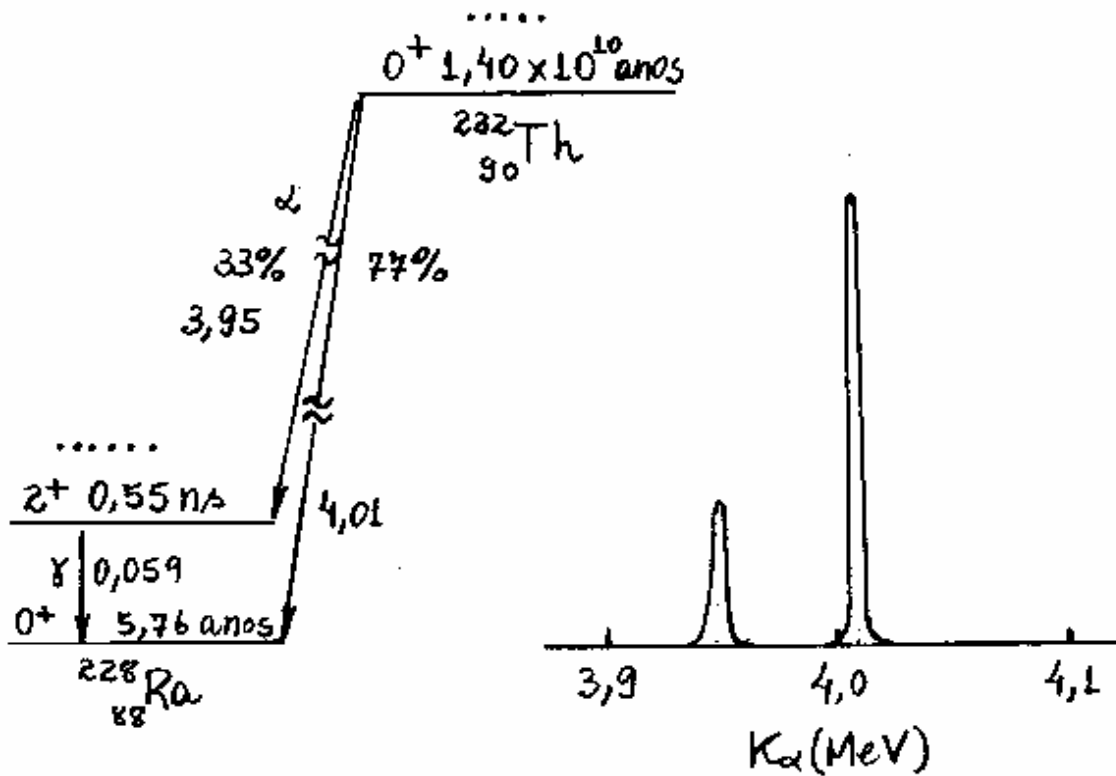
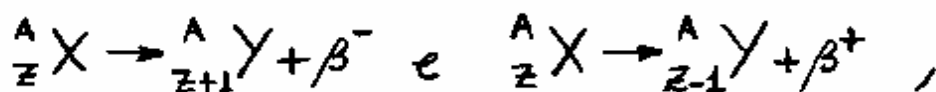


Fig.16.10- Espectro de decaimento α para o ^{232}Th .

No diagrama, os níveis nucleares são identificados pelas meia-vidas das núclídeos e por estados de paridade i^p , onde i é o número quântico nuclear e $p = \text{paral} (-1)^l$. Nota-se que o núcleo filho ^{228}Ra ocorre no seu estado fundamental, bem como, em um dos seus estados excitados. A emissão de um fóton de raio γ observado, confirma o espaçamento entre os níveis de energia.

16.5 - Decaimento β

Decaimento nuclear β tem propriedades muito diferentes daquelas associadas com emissões α . A radiação de uma fonte β contém partículas carregadas não-nucleares, de pequenas massas e com forte penetração na matéria. Os dois tipos de decaimentos β estão envolvidos nas transições nucleares:



nas quais o número de prótons Z e nêutrons N , variam por uma unidade enquanto o número de massa A permanece constante. Essencialmente, o decaimento β^- transforma um nêutron num próton no interior do núcleo e o decaimento β^+ reverte essa transformação.

Na secção 6 do capítulo 15, discutiu-se o modelo nuclear da gota líquida, onde obteve-se uma fórmula semi-empírica da massa nuclear $M(A, X)$, dada na eq. (15.34). Naquela ocasião observou-se que a massa nuclear $M(A, X)$ tem um comportamento quadrático com um número atômico Z , quando os elementos são organizados como isobáricos (número de massa A constante). Tal comportamento é representado por diferentes parábolas, como as mostradas na Fig. 15.11, dependendo do valor e da paridade do número de massa A .

Particularmente, se $A = N + Z$ é par, ambos, número atômico Z e número de nêutrons N , podem ter paridade par ou ímpar. Nesse caso, a fórmula semi-empírica da massa nuclear prevê duas parábolas, uma para Z e N pares e outra para Z e N ímpares. O nuclídeo colocado no ponto de mínimo da parábola mais baixa, representa o elemento isobárico estável. A Fig. 16.11 mostra o exemplo de elementos isobáricos para o caso onde $A = 80$.

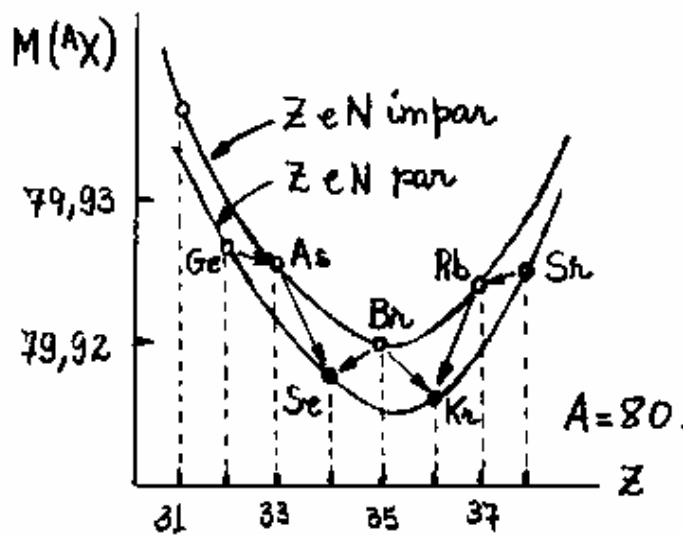


Fig. 16.11 - Comportamento da massa nuclear em função do número atômico Z para elementos isobáricos com $A = 80$.

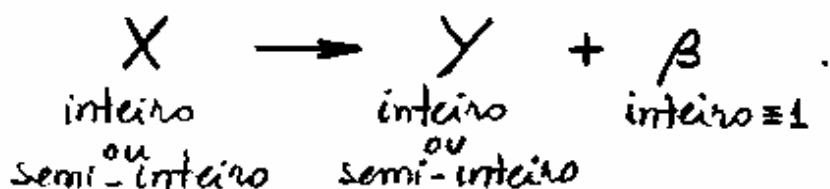
É o decaimento β que faz a conexão entre núcleos pais instáveis e núcleos filhos menos massivos. Os vários processos β que ocorrem com elementos isobáricos com $A = 80$, são indicados por setas na Fig. 16.11.

No decaimento β^- , um dos nêutrons se transforma num próton ($Z \rightarrow Z+1$ e $N \rightarrow N-1$) e dessa transformação cria-se um elétron para preservar a conservação da carga nuclear. Esse elétron é criado com uma energia cinética suficiente para ser emitido do núcleo, para fora da região atômica. Nota-se que, nesse caso, o número de prótons é alterado ($Z \rightarrow Z+1$) mas o número de elétrons atômico Z , não.

No decaimento β^+ , um dos prótons se transforma num nêutron ($Z \rightarrow Z-1$ e $N \rightarrow N+1$) por um processo de captura eletrônica, em que um dos elétrons do átomo (geralmente da camada $1s$) é capturado e, dessa transformação, cria-se um pósitron. O pósitron é uma partícula de spin $1/2$ com as mesmas características do elétron diferindo, somente, na carga elétrica. Diz-se que o pósitron é uma anti-partícula do elétron. A criação do pósitron é necessária também para que a conservação da carga nuclear seja preservada. Nesse caso, tanto o número de prótons ($Z \rightarrow Z-1$) quanto o número de elétrons atômico ($Z \rightarrow Z-1$) são alterados durante o processo radioativo.

A transição nuclear $X \rightarrow Y$ não modifica o número de massa A e, portanto, ambos os spins nucleares i_x e i_y são inteiros se A é par e semi-inteiros se A é ímpar.

Por causa da troca de um próton por um nêutron, ou vice-versa, espera-se, no decaimento β , uma variação $\Delta S = 1$ do momento angular de spin nuclear, isto é,



Como o elétron, ou o pósitron, emitido tem ambos spin- $1/2$, então está faltando ainda um spin- $1/2$ para que a lei de conservação não seja violada.

O momento angular orbital \vec{L} também participa da lei de conservação, entretanto, esta quantidade tem sempre valor inteiro, não servindo, portanto, para justificar a falta de um spin- $1/2$ no processo de decaimento β .

Percebe-se também sérias dificuldades na lei de conservação da energia quando é incluído, somente, um elétron, ou pósitron, no processo de decaimento β . Partículas β emitidas não são monoenergéticas, como no caso de decaimento α , mas são distribuídas num espectro contínuo de energia, como se observa na Fig. 16.12. Nessa Figura, é mostrado um exemplo de espectro β^- do ^{210}Bi no qual a energia cinética dos elétrons varia de um valor próximo de zero, até uma energia $K_{\text{emáx}}$ liberada na transição nuclear.

A curva representa a intensidade de partículas I , ou número de elétrons por unidade de área e tempo, em cada intervalo de energia.

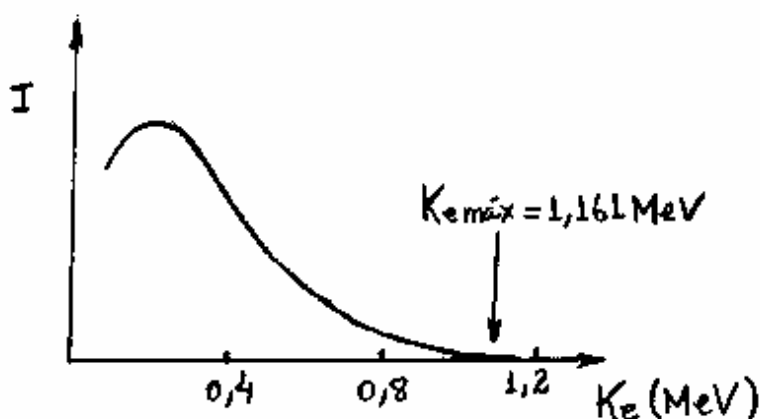
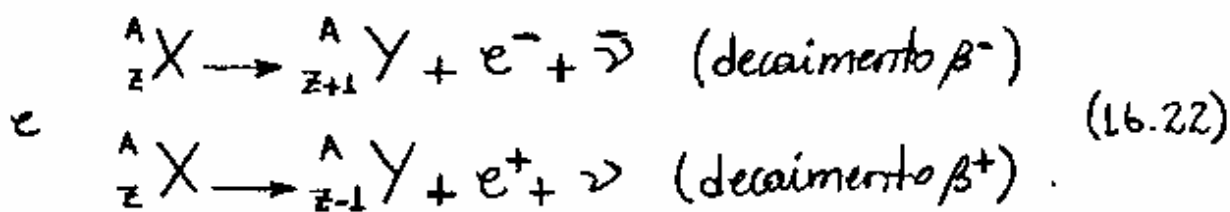


Fig. 16.12 - Espectro de elétrons observado no decaimento β^- do ^{210}Bi .

O fato dos elétrons não serem todos emitidos com a mesma energia cinética $K_{\text{emáx}}$ indica que outra partícula é emitida para dividir com o elétron a energia disponível.

Em 1930, Pauli propôs a correção da deficiência nas leis de conservação do momento angular de spin e energia, incluindo uma outra partícula não-observada no estado final do decaimento β . Tal partícula não teria carga elétrica, pois esta é conservada mesmo na sua ausência, e teria uma massa muito pequena para que o espectro β observado possa ser justificado.

Em 1933, Fermi propôs uma teoria que incluía a partícula postulada por Pauli. De acordo com essa teoria, cada símbolo β^- e β^+ do decaimento β , representa um sistema de duas partículas. A nova partícula deve compartilhar o momento angular total e energia com o elétron, ou o pósitron, tal que essas quantidades sejam conservadas. A partícula que acompanha o pósitron no decaimento β^+ é conhecido e conhecido como neutrino, ou pequeno nêutron em Italiano. Sua anti-partícula, o anti-neutrino, acompanha o elétron no decaimento β^- . Deve-se, então, os dois processos nucleares, como o



onde e^- , e^+ , ν e $\bar{\nu}$, são as designações do elétron, pósitron, neutrino e anti-neutrino, respectivamente.

O problema da falta de um spin- $1/2$ no decaimento β é resolvido assumindo-se que ν e $\bar{\nu}$ são férmions de spin- $1/2$. Como o elétron não pode ser um constituinte do núcleo, segue que os sistemas de dois corpos $e^- \bar{\nu}$ e $e^+ \nu$ devem ser criados na transformação nuclear e não estão presentes no núcleo antes do decaimento radioativo.

Presume-se que as interações do neutrino com a matéria sejam praticamente negligenciáveis para justificar as dificuldades de detecção dessas partículas. As previsões teóricas mostram que a seção de choque de interação dos neutrinos é tão pequena que poderiam atingir distâncias astronômicas na matéria. Apesar disso, os neutrinos foram detectados pela primeira vez em 1956 por Clyde L. Cowan e Frederick Reines. A experiência consistia-se de um grande detector cintilizador nas vizinhanças de um reator nuclear de alta potência, de onde observava-se evidências do seguinte processo de absorção de neutrinos:



No experimento foi registrado um fluxo intenso de anti-neutrinos por fragmentos de fissão no reator. Pósitrons e^+ e nêutrons n eram detectados por um processo de aniquilação de pósitron e captura de nêutrons, observados como pontos brilhantes no líquido cintilante do detector. Esta experiência estabeleceu a existência do neutrino. Mais tarde, ficou confirmado também, as previsões das seções de choque desprezíveis para essas partículas.

Uma outra questão importante é a determinação da massa do neutrino que, presumidamente, deve ser muito menor que a massa do elétron. Informações sobre esta questão podem ser obtidas a partir de investigações cinemáticas dos processos de decaimento β .

Na Fig. 16.13 são mostrados os estados inicial e final de um decaimento β^- , assumindo-se que, ambos, núcleo pai X e núcleo filho Y permanecem no mesmo estado quântico fundamental.

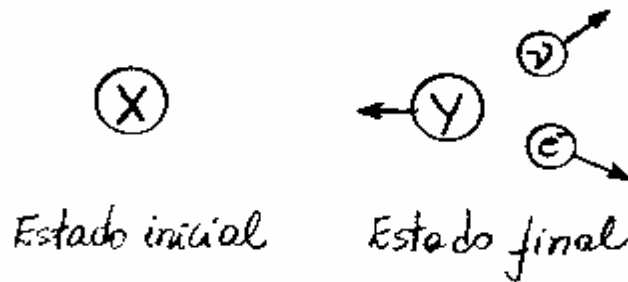


Fig. 16.13 - Decaimento β^- de um núcleo pai X em um núcleo filho Y.

Aplicando-se a lei da conservação da energia a esse processo, obtém-se

$$M_x c^2 = M_y c^2 + K_y + m_e c^2 + K_e + E_\nu \quad (16.23)$$

A energia relativística do neutrino E_ν inclui uma possível energia de repouso $m_\nu c^2$ diferente de zero. Adicionando-se a energia $Z m_e c^2$ dos Z elétrons, a ambos os lados, a eq. (16.23) é convertida numa versão que inclui massas atômicas:

$$(M_x + Z m_e) c^2 = [M_y + (Z+1) m_e] c^2 + K_y + K_e + E_\nu,$$

ou

$$M\left(\begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X\right) c^2 = M\left(\begin{smallmatrix} A \\ Z+1 \end{smallmatrix} Y\right) c^2 + K_y + K_e + E_\nu.$$

Da esta equação, obtém-se a energia de desintegração β^- , ou valor Q, como

$$Q = [M(\frac{A}{Z}X) - M(\frac{A}{Z+1}Y)]c^2 = K_Y + K_e + E_\nu . \quad (16.24)$$

Tal quantidade corresponde a energia total, que é distribuída entre as três partículas Y , e^- e $\bar{\nu}$. Em geral, a energia de repouso K_Y da partícula massiva Y é muito menor do que as energias K_e e E_ν .

A aplicação da lei da conservação da energia ao decaimento β^+ , também resulta na eq. (16.23). Nesse caso, entretanto, é conveniente adicionar a energia $(Z+1)m_e c^2$ de $Z+1$ elétrons, a ambos os lados dessa equação, para obter a versão que inclui massas atômicas, isto é,

$$M_X c^2 + (Z+1)m_e c^2 = M_Y c^2 + (Z+1)m_e c^2 + m_e c^2 + K_Y + K_e + E_\nu$$

ou

$$(M_X + Zm_e)c^2 = [M_Y + (Z-1)m_e]c^2 + 2m_e c^2 + K_Y + K_e + E_\nu$$

ou ainda

$$M(\frac{A}{Z}X)c^2 = M(\frac{A}{Z-1}Y)c^2 + 2m_e c^2 + K_Y + K_e + E_\nu .$$

O valor Q , para o decaimento β^+ será, portanto

$$Q = [M(\frac{A}{Z}X) - M(\frac{A}{Z-1}Y) - 2m_e]c^2 = K_Y + K_e + E_\nu . \quad (16.25)$$

As eqs. (16.24) e (16.25) expressam, então, as energias liberadas nos dois decaimentos β .

Em ambas os casos, $K_e \leq Q$ para que o espectro de elétrons observado seja justificado. O limite $K_e = Q$, correspondente ao caso $K_Y = E_\nu = 0$, a energia cinética do

elétron assumirá um valor máximo $K_e = K_{emáx}$, como aquele indicado no espectro da Fig. 16.12.

Um tipo específico de transformação β^+ é a captura eletrônica (EC), mostrado na Fig. 16.14.

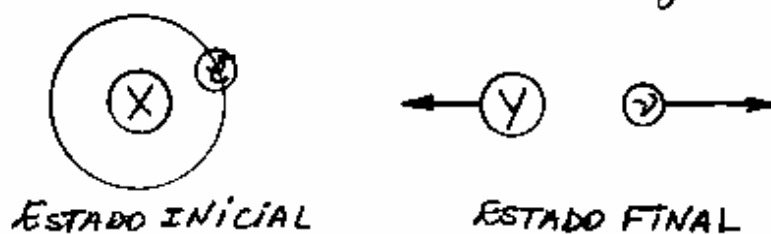
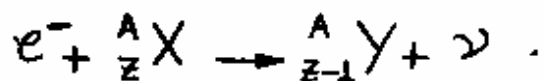


Fig. 16.14 - Estado inicial e final do processo de Captura eletrônica.

A reação associada a esse processo, e^-



Similarmente ao caso anterior, a lei da conservação da energia fornece um valor- Q para a captura eletrônica dada, por

$$Q_{ec} = [M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z-1} Y)]c^2 = K_Y + E_\nu . \quad (16.26)$$

As eqs. (16.25) e (16.26) referem-se a transições β^+ entre os mesmos núcleos pai e filho. A diferença entre os respectivos valores- Q é favorável ao caso da captura eletrônica, pois $Q_{ec} - Q = 2m_e c^2 > 0$. Ambos os processos podem ocorrer mais de uma vez numa sequência de decaimentos β^+ .

A determinação experimental da massa do neutrino vem recebendo uma atenção, cada vez maior, por parte dos pesquisadores, em virtude das sérias implicações, que a observação de uma massa diferente de zero, teria para a cosmologia e Física de partículas.

Experimentos realizados, durante a década dos anos de 1990, estabeleceram um limite superior para a massa do neutrino, da ordem de $6 \text{ eV}/c^2$, não excluindo a possibilidade de que seja nula. Resultados obtidos em 1998 no Japão, usando um inovável detector, denominado Super-Kamiokande, indicaram um limite inferior de $0,07 \text{ eV}/c^2$, o que, se confirmado, significaria que os neutrinos se movem com uma velocidade ligeiramente inferior a da luz. Deve-se mencionar que a precisão desses resultados, ainda não é suficiente para eliminar a possibilidade de que a massa do neutrino seja nula.

Como já se mencionou, não existem, nem elétrons nem pósitrons, no interior do núcleo, antes do decaimento. Essas partículas são criadas durante o processo de decaimento pela conversão de energia em massa, assim como fótons são criados quando um átomo sofre uma transição para um estado de menor energia. Sob este aspecto, o decaimento β é mais parecido com a emissão de fótons do que com o decaimento α . Existe, entretanto, uma diferença fundamental

entre a emissão de elétrons e neutrinos por um núcleo excitado e a emissão de fótons por um átomo excitado. Os átomos emitem fótons quando um elétron, ligado ao núcleo pela interação eletromagnética, passa para um estado de menor energia. Acontece que os elétrons e os neutrinos não estão sujeitos à mesma interação que mantém os prótons e nêutrons unidos ao núcleo, e a interação eletromagnética não pode ser responsável por processos como o decaimento de um nêutron, já que o nêutron não possui carga elétrica. Assim, para justificar o decaimento β , tem-se que admitir a existência de um novo tipo de interação. Como os tempos de vida, associados ao decaimento β , são muito maiores que o tempo característico dos fenômenos nucleares ($\sim 10^{-23}$ s, tempo que uma partícula que esteja se movendo com a velocidade da luz, leva para percorrer uma distância igual ao diâmetro do núcleo), a nova interação deve agir durante um longo tempo para produzir o decaimento. Isso significa que ela é muito mais fraca que a interação entre os nucleons. Por esta razão, foi denominada de interação fraca. Existem, portanto, duas interações nucleares distintas, a interação forte e a interação fraca. Ao contrário da interação eletromagnética, estas duas interações são de curto alcance.

No decaimento β , a interação fraca é responsável pela transformação de nêutron em próton, ou vice-versa, isto é,

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad ; \quad p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (16.27)$$

O elétron e o neutrino, e suas respectivas anti-partículas, não participam da interação nuclear forte, e são denominados de léptons para se distinguirem dos núcleons. Define-se um número lépton L, característico a cada partícula e anti-partícula, como

$$L = +1 \text{ para } e^- \text{ e } \nu \quad ; \quad L = -1 \text{ para } e^+ \text{ e } \bar{\nu} \quad (16.28)$$

Deve-se esperar uma lei de conservação para o número total de léptons, da mesma forma que se espera uma lei de conservação para o número total de núcleons.

Deve-se lembrar que p e n são identificados como dois diferentes estados carregados de isospin de um único nucleon genérico, para contemplar as propriedades de simetria da força nuclear forte. Existe um efeito similar no contexto da interação fraca, associado a um único lépton genérico que identifica dois diferentes estados quânticos de cargas e^- e ν .

Diversas teorias sobre a interação fraca, foram propostas desde 1930. Em 1934, Enrico Fermi propôs uma teoria sobre o decaimento β , extremamente útil como um guia para análise de espectros β e regras de seleção de várias fontes nucleares.

A teoria de Fermi faz uma analogia entre a interação fraca, associada ao decaimento β por núcleos, e a interação eletromagnética, associada a emissão γ por átomos. No caso de uma deexcitação atômica $\Lambda^* \rightarrow \Lambda + \gamma$, pode-se expressar uma transição radiativa de um elétron, entre subcamadas n_l , como

$$e(n_l i) \rightarrow e(n_s l_f) + \gamma .$$

Similarmente, expressa-se o decaimento β em termos de uma transformação, nêutron - próton, como

$$n(X) \rightarrow p(Y) + e^- + \bar{\nu} .$$

A Fig. 16.15 mostra a representação desses dois processos num diagrama espaço-tempo, o qual expressa a passagem, com o tempo, do estado inicial para o estado final.

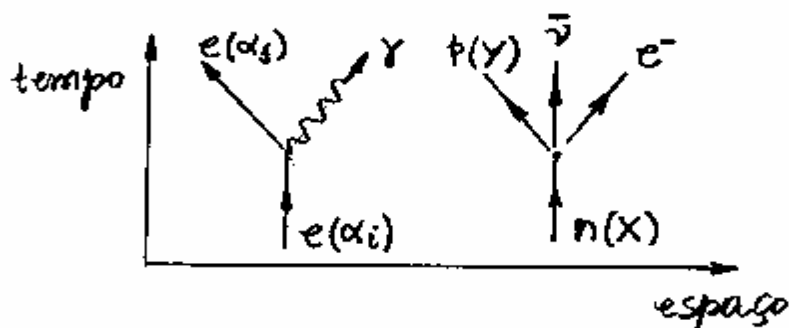


Fig. 16.15 - Diagramas espaço-tempo associadas, respectivamente, a emissão γ por átomos de um estado α_i para um estado α_f e ao decaimento β de um estado nuclear pai X para um estado nuclear filho Y .

Em ambos os casos, as radiações emitidas são criadas em virtude da interação e não estão presentes na fonte emissora antes da transição.

Viu-se, no capítulo 8, que a oscilação do momento de dipolo elétrico $\langle -e\vec{r} \rangle$, em uma transição de estados, descreve a emissão de fótons por átomos e cuja amplitude determina a intensidade da radiação. Tal amplitude, é expressa em termos da integral,

$$\int \psi_{\alpha_f}^* \vec{r} \psi_{\alpha_i} d\tau,$$

onde ψ_{α_f} , ψ_{α_i} são as autofunções do elétron associadas aos estados final e inicial, respectivamente, com α_f e α_i sendo conjuntos de números quânticos (n, l, m_l, m_s). Na teoria de Fermi existe um termo análogo dado, por

$$\int \psi_y^* \psi_x d\tau,$$

para descrever a transição de nucleons na transformação $X \rightarrow Y$, onde $\psi_x \equiv \psi(X)$ e $\psi_y \equiv \psi(Y, e^-, \bar{\nu})$.

Nota-se que, não se deve adotar a posição radial \vec{r} na integral $\int \psi_y^* \psi_x d\tau$, porque as partículas emitidas não permanecem no interior do núcleo. Além disso, ψ_y e ψ_x são autofunções de nucleons relativas a núcleos diferentes. Essa integral, entretanto, pode ser usada para deduzir regras de seleção para o decaimento β .

A transformação nuclear, ilustrada na Fig. 16.15, refere-se a um sistema cujos estados inicial e final são definidos por diferentes números quânticos orbital representados, por l e l' , respectivamente. Esses números quânticos definem as amplitudes de transição de Fermi através da dependência angular da função de onda dos nucleons. A amplitude anula-se quando $l \neq l'$, por causa da ortogonalidade dos harmônicos esféricos na integral $\int \psi_y^* \psi_x d\tau$. Esse fato mostra que os nucleons não mudam seus estados orbitais, tal que, a paridade total, que depende somente de l , permanece inalterada na transformação. Deve-se esperar uma transição proibida quando o par de léptons é emitido com momento angular orbital $l=0$. Esse tipo de decaimento é favorável porque não existe uma barreira de energia potencial centrípeta para inibir a emissão de partículas criadas. O processo nuclear β é dito, ser proibido quando o núclídeo X é capaz de criar léptons com $l=0$. Nesse contexto, proibido significa uma probabilidade muito pequena de ocorrência do decaimento. Transições proibidas são comuns para várias espécies nucleares. O grau de supressão de ocorrência de decaimento cresce com o aumento de l e assim, a meia-vida desses núclídeos tende a ser mais longo.

A emissão β consiste de duas partículas de spin- $\frac{1}{2}$. Portanto, como no caso dos elétrons no átomo de Hélio,

o par de léptons deve aparecer com estados de dois possíveis valores para o número quântico de spin total, um singlete ($s=0$) e um triplete ($s=1$). Para o caso $s=0$, a lei da conservação do momento angular total,

$$\vec{L} + \vec{S} + \vec{I} = \text{CONSTANTE}, \quad (16.29)$$

mostra que o spin nuclear \vec{I} não pode mudar na transição $X \rightarrow Y$, pois os léptons são emitidos com $l=0$. O fato que $i_x = i_y$, ou $\Delta i = 0$, para $s=0$, é conhecido como regra de seleção de Fermi.

Para o caso $s=1$, expressa-se a conservação do momento angular para o processo $X \rightarrow Y + \beta$, como

$$\vec{I}_x = \vec{I}_y + \vec{I}, \quad (16.30)$$

tal que, os números quânticos de spin nuclear podem assumir qualquer uma das condições:

$$i_x = i_y \quad \text{ou} \quad i_x = i_y \pm 1.$$

A primeira condição satisfaz a eq. (16.30) somente para $i_x = i_y = \pm 1/2$, pois

$$\pm 1/2 = \mp 1/2 \pm 1.$$

Deve-se lembrar que, o número quântico de spin nuclear total pode assumir um dos valores $i = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$

A condição $\Delta i = 0$ e $\Delta i = \pm 1$, para $s=1$, é um segundo tipo de regra de seleção devido a Gamow e E. Teller. Distingue-se os dois casos, $s=0$ e $s=1$, denominando-se o primeiro de Transição de Fermi e o segundo de Transição de Gamow-Teller. Nessas transições não deve ocorrer mudança de paridade, uma vez que, $l=0$ em ambas os casos.

16.6 - Decaimento γ

Decaimentos γ são processos quânticos responsáveis pela emissão de radiação eletromagnética por núcleos. A emissão de radiação γ ocorre a partir de uma transição de um estado excitado para um estado de energia mais baixa num mesmo nuclídeo. Freqüentemente, o estado excitado é uma consequência de uma reação, ou desintegração, nuclear prévia oriundos de decaimentos α e β .

A Fig. 16.16 mostra um exemplo onde um processo β precede um estado excitado do ^{60}Ni , o qual decai para o estado fundamental através de emissões γ .

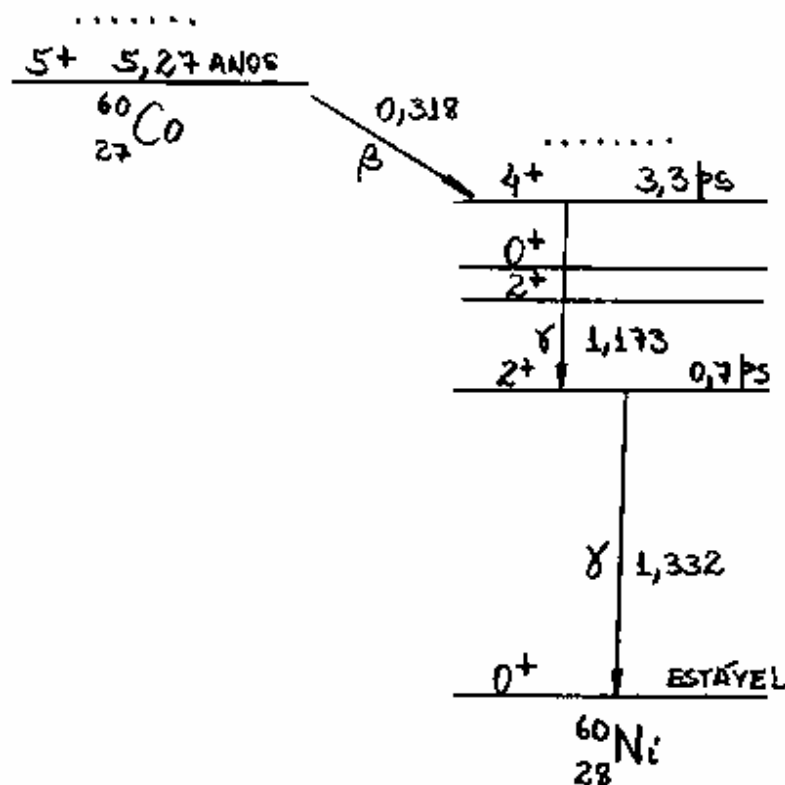


Fig. 16.16 - Sequências de decaimentos β e γ para o ^{60}Co .

Expressa-se o decaimento γ de um núcleo excitado, como



onde não há a necessidade que o estado final seja o estado fundamental. Este processo é, exatamente, o mesmo que a desexcitação radioativa de átomos, embora, a escala de energia e a vida média seja, apreciavelmente, maior no caso nuclear. Como o espaçamento dos níveis de energia nuclear é da ordem de MeV, e não de eV, como no caso dos átomos, os comprimentos de onda dos fótons emitidos são da ordem, de

$$\lambda = \frac{hc}{E} \approx \frac{1240 \text{ MeV} \times \text{nm}}{1 \text{ MeV}} = 1,24 \times 10^3 \text{ nm}.$$

Medidas de comprimentos de onda de raios γ podem ser feitas com espectrômetros de Cristal, tais como os utilizadas em espectroscopia atômica de raios X. Raios γ de energias moderadas, podem também ser detectados introduzindo-se uma folha fina de material metálico, no caminho dos fótons e observando-se a ejeção de elétrons, por efeito fotoelétrico ou efeito Compton. As diferentes probabilidades para as várias transições radioativas, dependem das energias dos raios γ e dos números quânticos i^p dos estados nucleares final e inicial.

É instrutivo organizar todos os decaimentos nucleares com o auxílio de regras de seleção similares as utilizadas na emissão de radiação eletromagnética por átomos.

Viu-se que, a transição de dipolo elétrico é suficiente para a descrição das regras de seleção nas deexcitação atômica. Outras fontes de oscilação de cargas, tais como, momentos de quadrupolo, octopolo, ou ordens superiores, também podem ser usados nos decaimentos γ . Classifica-se essas estruturas de multipolos elétricos como polos 2^k , tomando-se $k=1, 2, 3, \dots$ para a sequência de configurações dipolo, quadrupolo, octopolo e assim por diante.

Existem também momentos de multipolos magnéticos como sistemas físicos distintos com as mesmas designações 2^k .

Exemplos clássicos de fontes de radiação de dipolos elétrico e magnético, são mostrados na Fig. 16.17.



Fig. 16.17 - Fontes de radiação de dipolos elétrico e magnético.

A radiação de dipolo elétrico, está associada com a oscilação linear de uma carga elétrica e a radiação de dipolo magnético, com um circuito fechado de corrente. Descrições similares aplicam-se a multipolos além de $k=1$.

Na descrição da mecânica quântica, os possíveis valores de k estão associados a valores esperados dos momentos de multipolos elétrico e magnético.

A probabilidade de ocorrência de um decaimento radiativo depende sensivelmente do número quântico k . Valores grandes de k resulta numa pequena taxa de decaimento e num longo tempo de meia-vida.

Adota-se também o conceito de paridade aos multipolos elétrico e magnético. Sabe-se que a radiação de dipolo elétrico ($k=1$), tem paridade ímpar, pois observa-se esta mesma propriedade na inversão espacial do vetor dipolo elétrico $e\vec{r}$. A radiação de dipolo magnético pode ser atribuída às oscilações de um dipolo magnético de spin nuclear na transição de estados. Como a inversão espacial não afeta o spin, então deve-se atribuir uma paridade par para a radiação de dipolo magnético ($k=1$). A partir dessas considerações, pode-se concluir que:

polo- 2^k elétrico \rightarrow paridade (par/ímpar) para k (par/ímpar).
polo- 2^k magnético \rightarrow paridade (par/ímpar) para k (ímpar/par).

Assim, associa-se paridades opostas às radiações de multipolos elétrico e magnético.

As regras de seleção no decaimento nuclear γ seguem da conservação do momento angular de todo o sistema núcleo + radiação. Se i^* , i e k são os números quânticos de spin nuclear e multipolo no processo $X^* \rightarrow X + \gamma$, a lei de conservação do momento angular quântico requer, que

$$\vec{i}^* = \vec{i} + \vec{k}.$$

Essa relação vetorial de números quânticos mostra que o índice de multipolo k deve obedecer a condição:

$$|i^* - i| \leq k \leq i^* + i. \quad (16.32)$$

Como não existe radiação de multipolo para $k=0$, então o caso $i^*=i=0$ não é permitido.

A radiação γ pode ser emitida com ou sem troca de paridade no estado nuclear. Da conservação da paridade, a radiação γ emitida resulta de multipolos (elétrico e magnético) de paridades ímpares, quando o núcleo muda de paridade (X^* e X tem paridades opostas), e de multipolos de paridades pares, quando o núcleo não muda de paridade (X^* e X tem paridades opostas).

16.7 - Radiação γ Ressonante e Efeito Mössbauer

- FACULTATIVO.

As vidas médias de estados γ de núcleos podem variar de ato segundos (10^{-18} s) até vários anos. Deve-se esperar uma grande variedade de diferentes métodos para medir tais intervalos de tempo. Pode-se determinar vidas médias maiores que 1μ s diretamente de observações de taxas de contagens de raios γ . Pode-se medir vidas médias maiores que 10 ps, detectando-se defasagens entre raios β e γ emitidos. Vidas médias muito curtas podem ser medidas usando-se uma técnica conhecida como fluorescência ressonante, que se baseia na absorção e posterior emissão de um fóton por um átomo ou núcleo do mesmo tipo.

Se a incerteza na duração de um estado instável é da ordem do seu tempo de vida média, então, a incerteza Γ da energia do estado, pode ser estimada do princípio da incerteza, como

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (16.33)$$

Para o caso de átomos, valores típicos dessas incertezas, são $\Gamma \approx 10^{-7}$ eV e $\tau \approx 10^{-8}$ s. Para o caso de estados nucleares, os valores dessas incertezas são bastante diferentes. Por exemplo, uma vida média de 10^{-14} s, implica numa largura natural de energia $\Gamma \approx 10$ eV.

A largura natural de energia Γ de um estado instável pode ser obtida de uma experiência idealizada, composta de uma fonte emissora de raios γ e um alvo de mesmo material da fonte emissora. A emissão de um fóton pela fonte pode então resultar numa absorção ressonante do fóton pelo alvo. Ambas as distribuições de radiação, emitida e absorvida, tem larguras que incluem a largura natural Γ do estado excitado. O fenômeno é conhecido como radiação ressonante, ou fluorescência ressonante, e pode ser examinado das transições de emissão e absorção mostradas na Fig. 16.18.

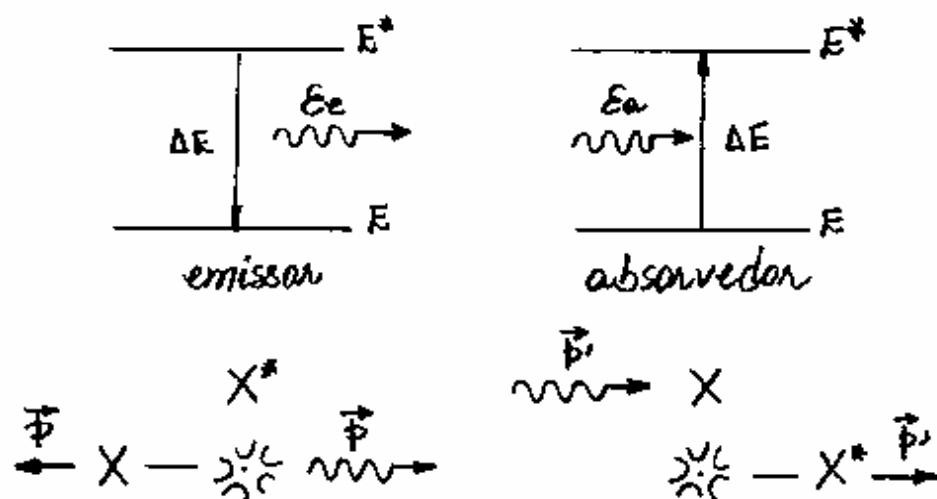


Fig. 16.18 - Fluorescência ressonante e efeito de recuo do núcleo após interação.

A ressonância é alcançada quando o emissor decai e produz um fóton com energia exatamente o suficiente para excitar o absorvedor.

A diferença de energia ΔE é exatamente a mesma para ambos os sistemas, como requerido para a transferência ressonante do fóton. Entretanto, devido ao recuo de cada sistema, as energias dos fótons emitido \mathcal{E}_e e absorvido \mathcal{E}_a , são diferentes um do outro e de ΔE . São essas diferenças em energias que resultam na presença da largura natural de energia Γ , no processo ressonante.

Para o processo de emissão de fótons $X^* \rightarrow X + \gamma$ na Fig. 16.18, a conservação da energia requer, que

$$E^* = E + \mathcal{E}_e + \frac{p^2}{2M} \quad (16.34)$$

Como $\Delta E = E^* - E$ e $p = \mathcal{E}_e/c$, então

$$\Delta E = \mathcal{E}_e + \frac{\mathcal{E}_e^2}{2Mc^2}$$

ou

$$\mathcal{E}_e^2 + 2Mc^2\mathcal{E}_e - 2Mc^2\Delta E = 0$$

A solução positiva para \mathcal{E}_e , é

$$\mathcal{E}_e = -Mc^2 + \sqrt{M^2c^4 + 2Mc^2\Delta E} = -Mc^2 + \left[M^2c^4 \left(1 + \frac{2\Delta E}{Mc^2} \right) \right]^{1/2}$$

ou

$$\mathcal{E}_e = Mc^2 \left[\left(1 + \frac{2\Delta E}{Mc^2} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

Tipicamente, $Mc^2 \gg \Delta E$, tal que os três primeiros termos da expansão binomial $(1+x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2}x^2 + \dots$ podem ser usados com muito boa aproximação, isto é,

$$E_e = Mc^2 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{2\Delta E}{Mc^2} - \frac{1}{8} \left(\frac{2\Delta E}{Mc^2} \right)^2 - 1 \right] = \Delta E - \frac{\Delta E^2}{2Mc^2}$$

ou

$$E_e = \Delta E - \frac{p^2}{2M}, \quad (16.35)$$

onde $p = \Delta E/c$ é o momento de recuo do núcleo X . Essa equação mostra que a energia E_e do fóton emitido é menor do que a energia da transição ΔE por um fator igual a energia cinética $p^2/2M$ de recuo do sistema X .

Um cálculo análogo para o processo de absorção $\gamma + X \rightarrow X^*$, resulta

$$E_a = \Delta E + \frac{p^2}{2M}. \quad (16.36)$$

Portanto, o efeito de recuo requer que a energia E_a do fóton incidente seja maior do que a energia de transição ΔE pela mesma quantidade $p^2/2M$. A Fig. 16.19 mostra a distribuição de energia dos fótons emitido e absorvido, de acordo com as eqs. (16.35) e (16.36).

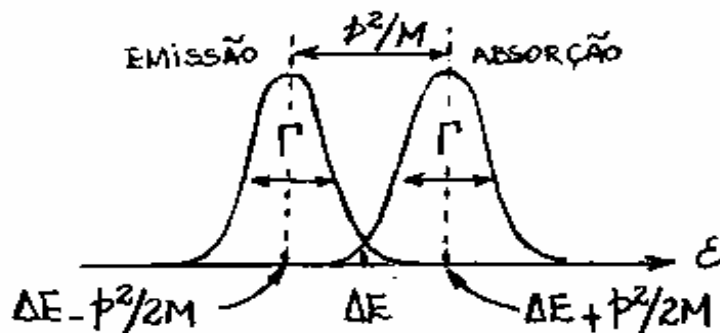


Fig. 16.19 - Distribuição de energia dos fótons emitido e absorvido pelo núcleo.

Nota-se que os picos são alargados em energia por uma quantidade natural Γ e são deslocados, um do outro, por p^2/M em torno de ΔE .

A razão entre as eqs. (16.35) e (16.36), com $p = \Delta E/c$, fornece

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_a &= \mathcal{E}_e \frac{\Delta E + \frac{\Delta E^2}{2Mc^2}}{\Delta E - \frac{\Delta E^2}{2Mc^2}} = \mathcal{E}_e \frac{1 + \frac{\Delta E}{2Mc^2}}{1 - \frac{\Delta E}{2Mc^2}} = \mathcal{E}_e \left(1 + \frac{\Delta E}{2Mc^2}\right) \left(1 - \frac{\Delta E}{2Mc^2}\right)^{-1} \\ &\approx \mathcal{E}_e \left(1 + \frac{\Delta E}{2Mc^2}\right) \left(1 + \frac{\Delta E}{2Mc^2}\right) \approx \mathcal{E}_e \left(1 + \frac{\Delta E}{Mc^2}\right) \quad (16.37) \end{aligned}$$

pois, $\Delta E \ll Mc^2$.

Sabe-se que o efeito Doppler produz um deslocamento para o azul na frequência da luz, com um fator de transformação $\sqrt{(c+v)/(c-v)}$, quando o emissor move-se com uma velocidade v em direção ao observador. Essa relação entre frequências pode ser escrita em termos das energias \mathcal{E}_a e \mathcal{E}_e dos fótons absorvido e emitido, como

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_a &= \mathcal{E}_e \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} = \mathcal{E}_e \sqrt{\frac{(c+v)(c+v)}{(c-v)(c+v)}} = \mathcal{E}_e \frac{c+v}{\sqrt{c^2-v^2}} \\ &= \mathcal{E}_e \frac{c+v}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} \approx \mathcal{E}_e \frac{c+v}{c} = \mathcal{E}_e \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (16.38) \end{aligned}$$

pois, $v^2/c^2 \ll 1$.

As eqs. (16.37) e (16.38) mostram que o efeito Doppler deve compensar o efeito de recuo nuclear quando o emissor se aproximar do absorvedor com uma velocidade

$$v = \frac{\Delta E}{Mc} \quad (16.39)$$

A fluorescência ressonante tem sido observada em núcleos com experimentos baseados na discussão acima.

Em 1950, P. Moon observou a fluorescência ressonante nuclear colocando uma fonte de radiação na periferia de uma ultracentrífuga e fazendo-a girar até que atingisse uma velocidade tangencial de 800 m/s. Isso introduz um deslocamento Doppler que compensou o deslocamento causado pelo recuo, fazendo com que as distribuições de energia dos átomos da fonte e dos átomos absorvedores se superpussem. Variando a velocidade de rotação da ultracentrífuga, Moon conseguiu medir a seção de choque para absorção em função da energia e a vida média do estado excitado dos núcleos da fonte, obtendo um valor da ordem de $\tau = 10^{-12}$ s.

A agitação térmica dos átomos também produz um alargamento Doppler das distribuições de energia sem afetar a energia média, por se tratar de um movimento aleatório.

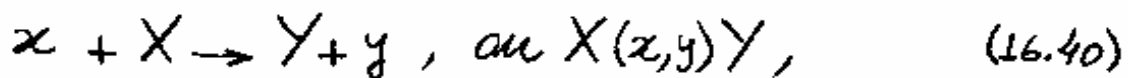
Em 1958, Rudolf Mössbauer observou o fenômeno da fluorescência ressonante, com fótons de 190 keV, emitidos por uma fonte de ^{191}Ir a temperatura ambiente. Isto é, a agitação térmica, a temperatura ambiente, produz um alargamento Doppler suficiente para superpor as distribuições na Fig. 16.19. Quando Mössbauer resfriou a fonte e o absorvedor de ^{191}Ir , esperava que a fluorescência ressonante desaparecesse por causa da diminuição do alargamento Doppler. Em vez disso, entretanto, observou um aumento da fluorescência ressonante. Na verdade, a baixas temperaturas, um átomo de um sólido não pode sofrer reação independentemente dos outros átomos, por causa da quantização dos modos vibracionais da rede cristalina.

O efeito Mössbauer consiste em destruir a fluorescência ressonante movendo a fonte, ou o absorvedor, introduzindo um alargamento Doppler externo ao sistema. Nesse caso, o desvio necessário é somente da ordem de Γ , que vale $4,6 \times 10^{-6} \text{ eV}$ no caso do ^{191}Ir . A velocidade necessária para se obter tal desvio é da ordem de alguns cm/s. Para os casos em que existem estados metaestáveis (estados intermediários), tal como a fonte de ^{57}Fe , as distribuições na Fig. 16.19 são particularmente estreitas e exibem alta resolução em experimentos de espectroscopia.

A fonte ^{57}Fe possui um estado metaestável com energia de 14,4 keV acima do estado fundamental e uma vida média $\tau = 10^7\text{s}$, correspondendo a uma largura natural $\Gamma \approx 10^{-8}\text{eV}$, ou seja, $1/10^{12}$ da energia da transição. Raios γ de 14,4 keV de uma fonte de ^{57}Fe , tem sido usado para sondar traços de núcleos de Ferro em amostras de materiais orgânicos e metálicos.

16.8 - Reações Nucleares.

A estrutura nuclear pode ser investigada observando-se excitações e transformações dos núcleos. Sabe-se que os decaimentos radioativos podem fornecer informações sobre os estados nucleares e as propriedades das interações nucleares, mas isto se limita somente as espécies que participam dos vários processos de decaimento. Tais informações podem ser obtidas, para qualquer espécie nuclear, por meio de reações nucleares induzidas por colisões de curto alcance entre uma partícula nuclear α e um alvo nuclear X , descritas, por



para os casos onde a reação se reduz a dois corpos, um núcleo residual Y e uma partícula nuclear y . O produto Y pode ser estável, ou radioativo.

Para o caso especial onde X e Y são da mesma espécie, ou isótopos, pode-se dividir o espalhamento nas categorias, elástica e inelástica, dadas, respectivamente, por

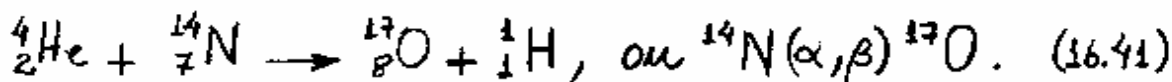
$$X(\alpha, \alpha)X \text{ e } X(\alpha, \alpha')X^*$$

No caso inelástico, X^* denota um estado excitado e x' refere-se à partícula espalhada cuja energia é reduzida por causa da excitação do alvo.

Um experimento típico de reação de dois corpos é a detecção de y como função do ângulo de espalhamento, para diferentes escolhas de energias do feixe de partículas x incidente. Feixes típicos de partículas são prótons, nêutrons, dêutrons, ou íons. Um feixe de partículas carregadas positivamente deve ter energia cinética suficiente para penetrar a região de repulsão Coulombiana em torno do núcleo.

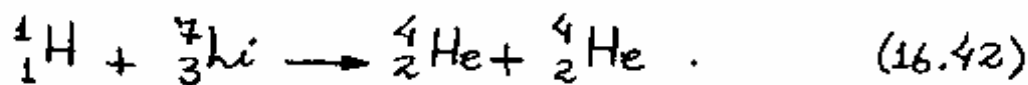
Para o caso de colisões entre partículas carregadas de baixa energia, espera-se concordâncias com as previsões do espalhamento de Rutherford.

A produção de partículas energéticas pela passagem de partículas α através do ar, foram as primeiras reações nucleares, observadas em 1919, no laboratório de Rutherford. Esses eventos ocasionais foram interpretados como colisões de partículas α com núcleos de nitrogênio, produzindo prótons no estado final, isto é,



Um dos primeiros aceleradores de partículas foi um gerador de alta voltagem, construído por J.D. Cockcroft e E.T.S. Walton para acelerar prótons.

Em 1932, prótons acelerados por esse equipamento, foram usados para iniciar uma desintegração nuclear pela primeira vez. Nessa experiência os prótons bombardeava um alvo de lítio e produzia pares de partículas α , de acordo com a seguinte reação nuclear:



Essa reação nuclear tem um interesse especial por fornecer um dos primeiros testes da equação relativística de Einstein que relaciona a energia com a massa das partículas.

Para que o número atômico Z e o número de massa A sejam balanceados durante uma reação nuclear, é necessário que, tanto a carga total quanto o número de nucleons sejam conservados. Energia e momento devem satisfazer leis de Conservações familiares em todos os processos de colisões. Obviamente a energia cinética total não se conserva nos casos de espalhamento inelásticos. Tais reações são denominadas de exoenergéticas, se

$$\sum_i K_{\text{FINAL}} > \sum_i K_{\text{INICIAL}} \quad (16.43)$$

e endoenergéticas, se

$$\sum_i K_{\text{FINAL}} < \sum_i K_{\text{INICIAL}} \quad (16.44)$$

A conservação do momento angular total acopla o momento angular orbital e spin dos núclídeos envolvidas na reação nuclear e a conservação da paridade impõe certas restrições a esse acoplamento. Finalmente, como a interação nuclear forte independe da carga elétrica da partícula, uma lei de conservação também se aplica ao isospin total. Tais leis de conservação fornecem importantes relações cinemáticas associadas ao movimento das partículas nucleares.

A Fig. 16.20 mostra o sistema de dois corpos $X(x,y)Y$, tomando-se o núcleo X em repouso no laboratório.

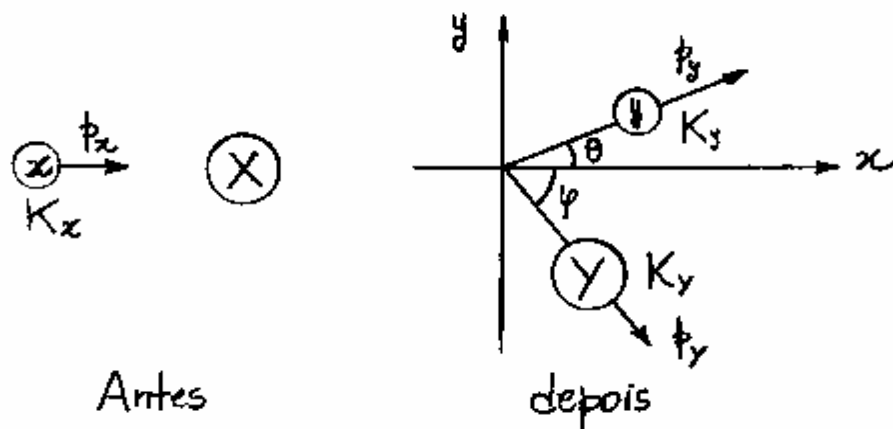


Fig. 16.20 - Diagrama esquemático da reação nuclear, $x + X \rightarrow Y + y$.

As componentes cinemáticas de interesse são a energia cinética K do feixe de partículas, e a energia liberada na reação. A última quantidade é conhecida também como valor- Q .

De acordo com a Fig. 16.20, a lei da conservação da energia total relativística requer, que

$$K_x + M_x c^2 + M_x c^2 = K_y + M_y c^2 + K_y + M_y c^2,$$

tal que, o valor- Q seja dado, por

$$Q = (M_x + M_x - M_y - M_y) c^2 = K_y + K_y - K_x, \quad (16.45)$$

onde a massa de cada partícula pode ser trocada por seus respectivos número de massa uma vez que a massa dos elétrons é desprezível na massa total dos átomos. Deve-se notar que, o valor- Q para a reação pode ser positivo ou negativo. Como mencionado anteriormente, para $Q > 0$ tem-se exoenergética e para $Q < 0$ tem-se uma reação endoenergética. A possibilidade $Q = 0$ ocorre para o caso particular de espalhamento elástico.

Aplicando-se a lei da conservação do momento linear, ainda no diagrama da Fig. 16.20, obtêm-se

$$p_x = p_y \cos \theta + p_y \cos \varphi \quad \text{e} \quad p_y \sin \theta - p_y \sin \varphi = 0, \quad (16.46)$$

ou

$$(p_x - p_y \cos \theta)^2 = p_y^2 \cos^2 \varphi \quad \text{e} \quad p_y^2 \sin^2 \theta = p_y^2 \sin^2 \varphi.$$

Somando-se essas duas últimas equações e lembrando-se que $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$, obtêm-se

$$p_y^2 = (p_x - p_y \cos \theta)^2 + p_y^2 \sin^2 \theta,$$

ou

$$p_y^2 = p_x^2 - 2p_x p_y \cos \theta + p_y^2, \quad (16.47)$$

onde, novamente, adotou-se a condição $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$.

Admitindo-se que as energias cinéticas são pequenas se comparadas com as energias de repouso, as fórmulas não-relativísticas,

$$K_x = \frac{p_x^2}{2M_x}, \quad K_y = \frac{p_y^2}{2M_y}, \quad K_y = \frac{p_y^2}{2M_y}, \quad (16.48)$$

podem ser utilizadas. Isolando-se p_x e p_y na eq. (16.48) e substituindo-se na eq. (16.47), obtém-se

$$p_y^2 = 2M_x K_x + 2M_y K_y - 2\sqrt{2M_x K_x} \sqrt{2M_y K_y} \cos \theta,$$

ou

$$p_y^2 = 2(M_x K_x + M_y K_y - 2\sqrt{M_x M_y} \sqrt{K_x K_y} \cos \theta). \quad (16.49)$$

Assim, energia cinética da partícula Y, torna-se

$$K_y = \frac{p_y^2}{2M_y} = \frac{M_x K_x}{M_y} + \frac{M_y K_y}{M_y} - 2 \frac{\sqrt{M_x M_y}}{M_y} \sqrt{K_x K_y} \cos \theta.$$

Finalmente, substituindo-se esta equação na eq. (16.45), obtém-se

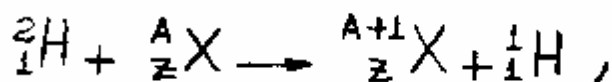
$$Q = K_y \left(1 + \frac{M_0}{M_y}\right) - K_x \left(1 - \frac{M_x}{M_y}\right) - 2 \frac{\sqrt{M_x M_y}}{M_y} \sqrt{K_x K_y} \cos \theta. \quad (16.50)$$

Na prática, as razões entre massas M_x/M_y e M_y/M_x podem ser trocadas, sem perda de precisão, por suas respectivas razões de massas atômicas.

Pode-se determinar o valor- θ da experiência medindo-se a energia cinética final K_y e o ângulo θ , para um determinado feixe de energia cinética K_x .

A eq. (16.50), aliada a resultados espectroscópicos, pode ser usada para obter detalhes da reação nuclear $X(x,y)Y$. Pode-se assumir que o núcleo residual Y esteja no estado fundamental, ou em qualquer estado excitado. Para determinados ângulos fixos θ , o espectrômetro detecta partículas y com determinadas energias K_y .

O espectro de energias para as partículas detectadas serve como uma imagem dos níveis de energia do núcleo Y . Um exemplo típico dessa espectroscopia nuclear é observado na reação deuteron-proton (d,p),

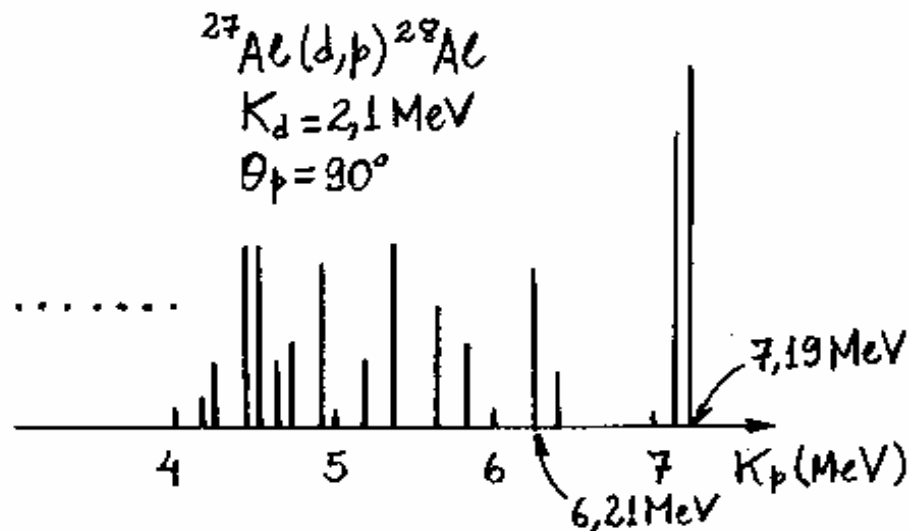


na qual estados excitados dos núcleos ${}^{A+1}_Z\text{X}$ são mapeados via espectro de energias do próton ${}^1_1\text{H}$.

Exemplo 16.1

A Fig. 16.21 mostra o espectro de energias de prótons produzidos na reação ${}^{27}_{13}\text{Al}(d,p){}^{28}_{13}\text{Al}$. O experimento

emprega um feixe de dêuterons de energia 2,10 MeV e um detector de prótons colocado numa direção $\theta_p = 90^\circ$ em relação ao feixe incidente.



Adotando-se os valores $K_x = K_d = 2,10 \text{ MeV}$, $K_y = K_p$ e $\theta_p = 90^\circ$, nas eqs. (16.45) e (16.50), obtêm-se

$$Q = [M(^2\text{H}) + M(^{27}\text{Al}) - M(^1\text{H}) - M(Y)]c^2 = K_p \left(1 + \frac{M_p}{M_Y}\right) - K_d \left(1 - \frac{M_d}{M_Y}\right). \quad (16.51)$$

Nessa equação Y pode está associado a qualquer estado do ^{28}Al . Resolvendo-se a equação para K_p , encontra-se

$$K_p = \frac{Q + K_d(1 - M_d/M_Y)}{1 + M_p/M_Y}. \quad (16.52)$$

Assumindo-se $M(^2\text{H}) = 2,014102$, $M(^{27}\text{Al}) = 26,981539$, $M(^1\text{H}) = 1,007825$, $1 \text{ uma } c^2 = 931,5 \text{ MeV}$ e escolhendo-se Y como o estado fundamental do ^{28}Al , no qual $M(Y) = M(^{28}\text{Al}) = 27,981913$, a eq. (16.51), fornece

$$Q = (2,014102 + 26,981539 - 1,007825 - 27,981913) \times 931,5 \text{ MeV}$$

ou

$$Q = 5,499 \text{ MeV}.$$

Assim, a eq. (16.52), resulta

$$K_p = \frac{5,50 + 2,10(1 - 2/28)}{1 + 1/28} = 7,19 \text{ MeV}.$$

Um dos primeiros estados excitados do ^{28}Al ocorre na energia 1,014 MeV. Nesse caso, o novo valor - Q, será

$$Q = 5,499 \text{ MeV} - 1,014 \text{ MeV} = 4,485 \text{ MeV}.$$

Assim, os prótons detectados na direção $\theta_p = 90^\circ$, tem energia

$$K_p = \frac{4,48 + 2,10(1 - 2/28)}{1 + 1/28} = 6,21 \text{ MeV}.$$

Ambos os valores de K_p aparecem como a primeira e a quarta linha no final do espectro mostrado no início desse exemplo.

16.9 - Secção de Choque de Reacção Nuclear - FACULTATIVO.

Uma reacção nuclear $X(x,y)Y$ é representada por um sistema de colisão de dois corpos controlado por leis de conservação. As partículas envolvidas numa reacção nuclear estão sujeitas aos princípios probabilísticos da mecânica quântica. Os aspectos probabilísticos de uma reacção nuclear são representados por uma secção de choque de reacção. Essa quantidade pode ser medida experimentalmente e é prevista numa teoria de reacção nuclear.

Os eventos quânticos decorrentes da reacção $X(x,y)Y$ são descritos por uma função de onda $\chi(y,y,xX)$, tal que, $|\chi|^2$ determina a probabilidade de reacção. A função complexa χ depende da energia K_x do feixe de partículas x e do ângulo θ de detecção das partículas y . Supõe-se que o detector delimita um ângulo sólido infinitesimal $d\Omega$. A secção de choque de reacção $d\sigma$ é então definida, em analogia à secção de choque de Rutherford, por

$$d\sigma = \frac{(\text{partículas } y \text{ detectadas em } d\Omega) / \text{tempo}}{(\text{partículas } x \text{ incidentes em } X) / \text{área} \times \text{tempo}} \quad (16.53)$$

A função χ deve satisfazer a condição,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(y,y,xX) = |\chi(y,y,xX)|^2 \quad (16.54)$$

A seção de choque de reação total σ é obtida integrando-se em todas as direções de detecção de partículas, isto é,

$$\sigma \equiv \sigma(Yy, xX) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(Yy, xX) d\Omega. \quad (16.55)$$

Tal resultado fornece a área efetiva do alvo X , atingida pelo feixe de partículas x , para gerar produtos y e Y da reação.

Para o caso particular de espalhamento elástico, a eq. (16.55), torna-se

$$\sigma \equiv \sigma(Xx, xX) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(Xx, xX) d\Omega,$$

onde Y e y são idênticos a X e x .

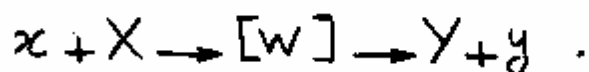
É notável que o número total de partículas y detectadas, por unidade de tempo t , como consequência de uma única reação $X(x, y)Y$, explícito no numerador da eq. (16.53), é equivalente ao número de reações por unidade de tempo, ou taxa de reação constante R_0 , definido na eq. (16.15) por unidade de número N_0 de núcleos na amostra. A taxa de reação R_0 é uma constante porque a intensidade de I , de partículas incidentes, isto é, o número de partículas x incidentes por unidade de área e tempo, presente no denominador na eq. (16.53), pode ser tomado

Como uma constante. Assim, uma forma prática de representar a seção de choque total σ nas reações nucleares, é

$$\sigma = \frac{R_0}{N_0 I} \quad (16.56)$$

Esta equação define um dos métodos mais utilizados para a determinação da taxa de reação constante R_0 das reações nucleares, por meio da medida experimental da seção de choque total σ produzida por um feixe incidente de intensidade I constante sobre a amostra.

A função de onda $\chi(Y, x, X)$ na eq. (16.54) pode ser obtida resolvendo-se a equação de Schrödinger para o sistema de partículas da reação. Entretanto, deve-se reconhecer a dificuldade de uma solução exata para o problema e optar por um modelo aproximado. Usualmente, adota-se um mecanismo de reação nuclear proposto por Bohr em 1936, conhecido como modelo do núcleo composto. Nesse modelo, as etapas da reação $X(x, y)Y$ são separadas por um núcleo composto intermediário $[W]$, tal que,



Para o núcleo composto, assume-se que a energia de colisão é rapidamente distribuída em sua estrutura,

que sua vida média é relativamente mais longa do que o tempo necessário para a partícula α atravessar a região de interação nuclear e que sua desintegração é independente de sua formação. Essas condições tem validade limitada dependendo da energia e número de massa do sistema.

A melhor evidência para os estados de um composto nuclear temporário é a presença de ressonâncias. Esse fenômeno é observado de um súbito aumento da seção de choque total para um valor específico de energia em uma dada reação nuclear, como mostra o exemplo da Fig. 16.21, para o caso de um alvo de ^{27}Al bombardeado por nêutrons.

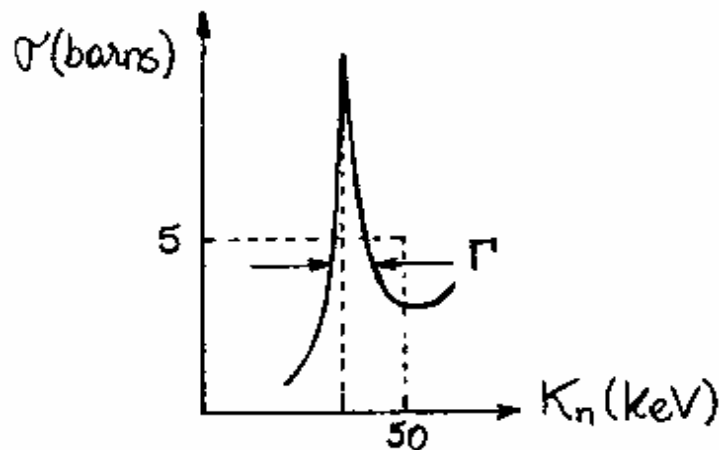


Fig. 16.21 - Seção de choque total do ^{27}Al para nêutrons incidentes.

Um estado de ressonância nuclear é representado por um sistema de núcleons cujas configurações são favoráveis a uma quantidade específica de energia.

Interpreta-se a ressonância como um estado quântico do núcleo composto, com determinado spin nuclear e paridade obtidos da evidência experimental. A natureza temporária do estado do núcleo composto, implica numa vida média τ e largura de energia Γ que satisfaz ao princípio da incerteza, isto é,

$$\Gamma \tau \approx \hbar.$$

A vida média τ do núcleo composto deve ser menor que o tempo de decaimento quântico ($\sim 10^{-16}$ s) e maior que o tempo de trajeto do feixe incidente ($\sim 10^{-22}$ s).

Um formalismo para reações nucleares que inclui o modelo dos núcleos compostos e cujos detalhes não será tratado aqui, foi proposto por Wigner e G. Breit. Tal teoria prevê uma expressão para a seção de choque total nas vizinhanças da ressonância no modelo do núcleo composto. Tal expressão, conhecida como fórmula de Breit-Wigner é dada, por

$$\sigma = \sigma(Y_Y, X_X) = \sigma_0(W) \frac{\Gamma_Y \Gamma_X}{(W - \Delta E)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (16.57)$$

onde

$$\sigma_0(W) = \pi (\lambda/2\pi)^2,$$

é a seção de choque total associada à partícula

incidente de comprimento de onda de de Broglie λ . A variável w é a energia cinética do núcleo composto e ΔE é o valor de w na ressonância. O parâmetro Γ é a largura em energia da ressonância. As quantidades Γ_x e Γ_y são larguras parciais associadas a estados X_x e Y_y , tal que, a soma desses parâmetros sobre todos os possíveis estados finais é igual a largura total Γ .

As variáveis cinemáticas contidas na fórmula de Breit-Wigner, podem ser encontradas aplicando-se as leis de conservação ao sistema de dois corpos $X(x,y)Y$, agora do ponto de vista do referencial do centro de massa CM do sistema, onde o núcleo composto da reação é fixo, como ilustrado na Fig. 16.22.

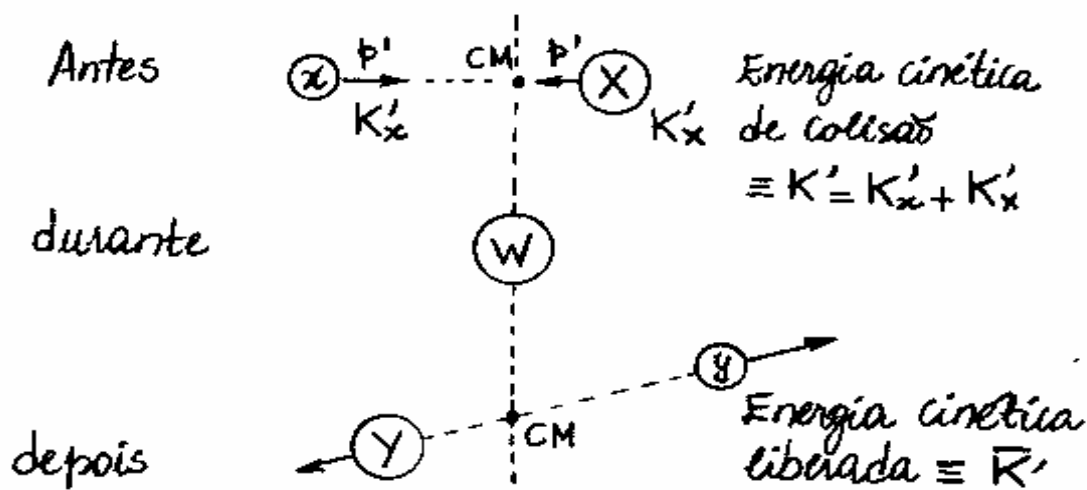


Fig. 16.22 - Cinemática da reação $x + X \rightarrow [w] \rightarrow Y + y$ do ponto de vista do referencial do centro de massa do sistema.

Para o caso não-relativístico, vale a regra de adição de velocidades,

$$\text{vel. de } x \text{ no lab.} = \text{vel. de } x \text{ no CM} + \text{vel. do CM no lab.} \quad (16.58)$$

O alvo X está em repouso no laboratório, portanto, o centro de massa CM deve se mover nesse referencial, em módulo, com a mesma velocidade de X no referencial do centro de massa CM , isto é, p'/M_x . Assim, a regra de adição de velocidades na eq. (16.58), fornece

$$\frac{p_x}{M_x} = \frac{p'}{M_x} + \frac{p'}{M_x} = p' \frac{M_x + M_x}{M_x M_x},$$

ou

$$p_x = p' \frac{M_x + M_x}{M_x}. \quad (16.59)$$

Essa equação mostra como o momento da partícula x se transforma com a mudança de referencial. No referencial do centro de massa CM , a energia cinética total de colisão, é

$$K' = K'_x + K'_x = \frac{p_1^2}{2M_x} + \frac{p_1^2}{2M_x} = \frac{p_1^2}{2M_x} \frac{M_x + M_x}{M_x}.$$

Usando-se a eq. (16.59), para relacionar essa energia cinética com a energia cinética K_x da partícula x no referencial do laboratório, obtém-se

$$K_x = \frac{p_x^2}{2M_x} = \frac{p_1^2}{2M_x} \left(\frac{M_x + M_x}{M_x} \right)^2 = K' \frac{M_x + M_x}{M_x}. \quad (16.60)$$

Aplicando-se a lei da Conservação da energia no sistema de partículas mostrado na Fig. 16.22, obtém-se

$$K' + M_x c^2 + M_x c^2 = M_w c^2 + W = \bar{K}' + M_y c^2 + M_y c^2, \quad (16.21)$$

onde W é a energia cinética do núcleo composto $[W]$ no referencial do laboratório e $M_w c^2$ é sua energia de repouso no estado fundamental. O valor de W pode ser calculado da eq. (16.21), como

$$W = K' + (M_x + M_x - M_w) c^2 = \bar{K}' + (M_y + M_y - M_w) c^2. \quad (16.22)$$

Na ressonância, deve-se trocar W por ΔE .

Exemplo 16.2

Na reação nuclear $n + {}^{27}\text{Al}$, a ressonância aparece quando a energia do feixe de nêutrons é $K_n = 35 \text{ keV}$, e resulta num único estado excitado do núcleo composto $[{}^{28}\text{Al}]$. Calcular a energia de excitação $W = \Delta E$ do estado ressonante do ${}^{28}\text{Al}$.

Da eq. (16.60), encontra-se a energia cinética K' do feixe de nêutrons no referencial do centro de massa CM, como

$$K' = K_n \frac{M_x}{M_n + M_x} = 0,035 \text{ MeV} \frac{27}{28} = 0,034 \text{ MeV}.$$

Substituindo-se este valor de K' na eq. (16.62),
obtem-se

$$W \equiv \Delta E = K' + (M_n + M_x - M_w)c^2$$
$$= 0,034 \text{ MeV} + (1,008665 + 26,981539 - 27,981913)(931,5 \text{ MeV}),$$

ou

$$\Delta E = 7,757 \text{ MeV},$$

onde usou-se os números de massa dos elementos
envolvidos no cálculo e o fato, que

$$1 \text{ uma } c^2 = 931,5 \text{ MeV}.$$

16.10 - Fissão Nuclear

A divisão de núcleos foi descoberta nos anos de 1930 em experimentos de reação de nêutrons com núcleos pesados. Observou-se que nêutrons lentos, ou térmicos, promovem colisões elásticas de grandes seções de choque em meios de número de massa moderada. Em 1934, Enrico Fermi obteve as primeiras evidências do processo de fissão nuclear irradiando nêutrons lentos em núcleos pesados, tal como o urânio. Originalmente, o objetivo de Fermi era sintetizar elementos desconhecidos mais leves do que o urânio. Em 1938, O. Hahn e F. Strassmann repetiu a experiência de Fermi e mostrou, por análise radioquímica, que os produtos das reações tem propriedades idênticas de elementos localizados no meio da Tabela periódica.

Em 1939, L. Meitner e O.R. Frisch propôs uma divisão binária de núcleos compostos para o processo de fissão nuclear, resultando em pares de fragmentos nucleares de massas intermediárias, sugerindo um modelo de gota líquida para o fenômeno. Nesse mesmo ano, as ideias de Meitner e Frisch foram adotadas por Bohn e J.A. Wheeler na primeira teoria de fissão nuclear.

Além de fragmentos de núcleos compostos, observa-se a presença de nêutrons como produto final da fissão nuclear.

Essa possibilidade sugere a existência de uma reação em cadeia, onde nêutrons produzidos numa fissão de um núcleo, poderia induzir subseqüentes fissões de outros núcleos na amostra de material físsil. Imediatamente, chegou-se a conclusão que a reação em cadeia poderia ser usada para geração de energia em reatores nucleares, ou como mecanismo para a construção de uma bomba nuclear. No primeiro caso, a reação em cadeia deve ser controlada e foi primeiramente demonstrada por Fermi em 1942. O primeiro teste de explosão nuclear foi realizado em 1945.

Nêutrons pode iniciar a fissão de um núcleo pesado com energias incidente extremamente baixas, tal como $0,025\text{ eV}$, correspondente ao movimento térmico a temperatura de 0°C .

Tal quantidade de energia é capaz de gerar 200 MeV numa única reação de fissão nuclear, pois corresponde a energia de ligação de 200 nucleons de um único núcleo pesado.

Como a reação de fissão de núcleos pesados é rica em nêutrons, os fragmentos da fissão contêm muito mais nêutrons do que prótons. Os fragmentos são instáveis e decaem com emissão de raios γ .

A Fig. 16.23 ilustra uma reação de fissão nuclear típica mostrando todos os fragmentos radioativos presentes nesse tipo de processo nuclear.

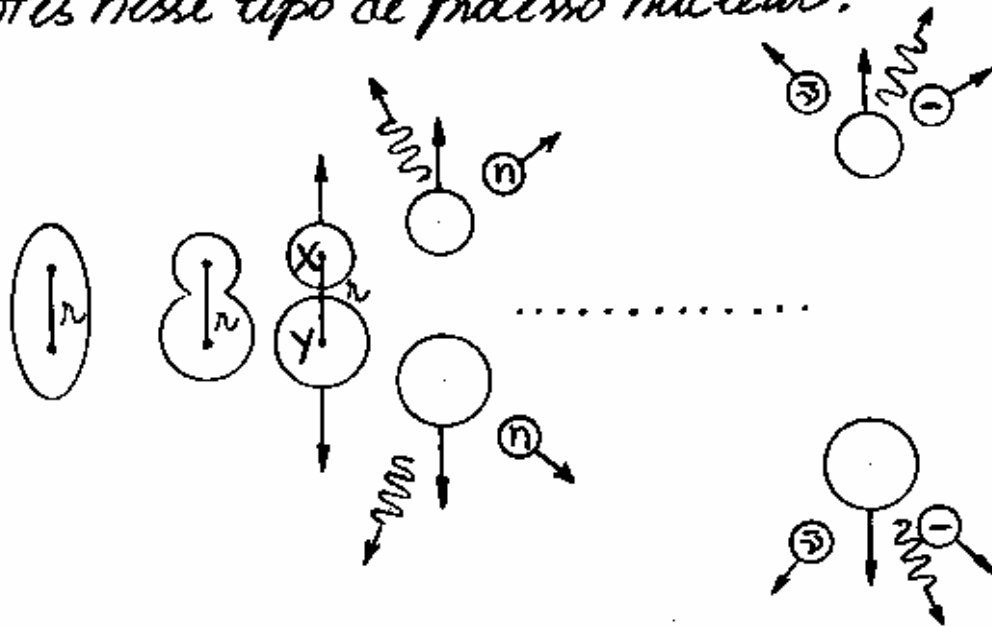


Fig. 16.23 - Esquema da evolução do processo de fissão incluindo a ejeção de fótons e nêutrons.

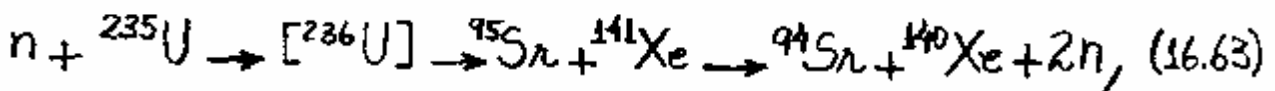
A instabilidade continua após a ejeção de nêutrons pois, sendo também ricos em nêutrons, os produtos nucleares residuais são ainda radioativos.

Como também se observa na Fig. 16.23, a fissão nuclear decai para seus estados estáveis finais por emissões α e β , geralmente na forma de uma cadeia sequencial de transição.

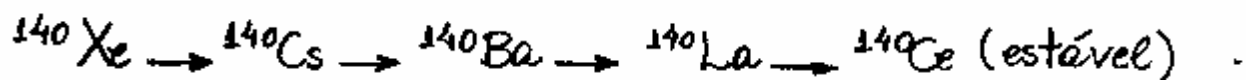
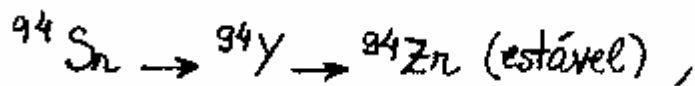
A fissão do urânio por nêutrons térmicos é energeticamente possível para o isótopo ^{235}U . A fissão da espécie mais comum ^{238}U só é possível incidindo-se nêutrons com energias superiores a 1 MeV.

Vários núcleos pesados tem seção de choque de fissão apreciável para nêutrons térmicos. Entretanto, somente as espécies ^{233}U , ^{235}U e ^{239}Pu tem propriedades combinadas de grande seção de choque e vida média longa. Esses núcleos são os principais materiais físséis, obtidos naturalmente, ou artificialmente, para a geração de energia em larga escala.

Uma reação típica de fissão com o ^{235}U pode ser representada a partir da formação de um núcleo composto [^{236}U] e posterior desintegração em produtos de fissão, ou radiação, como



onde a estabilidade dos produtos da reação é alcançada exibindo as seguintes séries de decaimento β^- :



Algumas transições radioativas também participam do processo de deexcitação nesta reação em cascata.

Os detalhes das energias liberadas na reação de fissão (16.63), são mostrados abaixo.

- Energia cinética de produtos nucleares = 165 MeV
- Energia cinética de nêutrons = 5 MeV
- Energia de raios γ = 7 MeV
- Energia de decaimento β incluindo neutrinos = 17 MeV
- Energia de decaimentos γ secundários = 6 MeV
- Energia total da fissão = 200 MeV

Para o par de fragmentos nucleares X e Y, mostrado na Fig. 16.23, a distância r entre os centros de X e Y começa em $r=0$, no centro de um núcleo composto com simetria esférica. Tal variável aumenta com a evolução da fissão nuclear, ocorrendo a cisão quando $r = R_x + R_y$, onde R_x e R_y são os raios dos respectivos fragmentos nucleares. Quando $r > R_x + R_y$, a força nuclear atrativa deixa de ser importante e os núcleos ficam submetidos, somente, a uma força Coulombiana repulsiva. A Fig. 16.24 mostra o comportamento da energia potencial $V(r)$, indicando as regiões atrativa e repulsiva para um núcleo físsil.

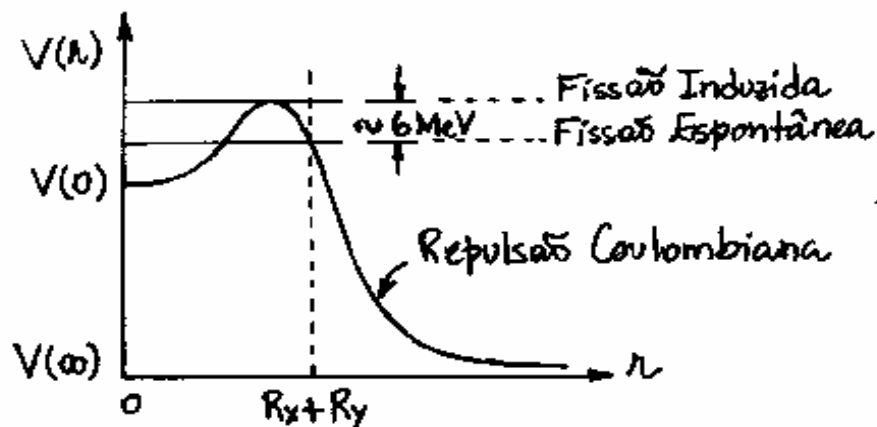
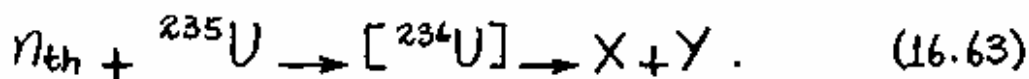


Fig. 16.24 - Energia potencial para um núcleo físsil.

A energia potencial $V(r)$, pode ser inserida na equação de Schrödinger, tal que, autofunções de estados estacionários podem ser obtidas para descrever a fissão, de um núcleo composto, de um determinado par de fragmentos. Deve-se notar na Fig. 16.24 que, $V(r)$ tem uma barreira de fissão e que, os núcleos são normalmente estáveis porque têm níveis de energia abaixo do topo desta barreira. Nesse caso, os núcleos podem desintegrar por um processo conhecido como fissão espontânea.

Vários núclídeos pesados, incluindo o ^{236}U , exibem esse comportamento em seus estados fundamentais, com uma pequena probabilidade de que ocorra um decaimento α alternativo. Neutrons térmicos n_{th} , podem levar essas mesmas espécies nucleares a uma condição conhecida como fissão induzida, tal como ocorre na seguinte reação:



O estado deste sistema é observado com um nível de energia excitado acima do topo da barreira de potencial do núcleo fissionável. Assim, deve-se fazer a distinção entre fissões espontâneas e induzidas por meio dos dois níveis de energia mostrados na Fig. 16.24.

A velha teoria de fissão nuclear, proposta por Bohr e Wheeler, ainda é adotada como um guia quantitativo para o problema da deformação e fragmentação nuclear. Tal teoria se baseia no modelo da gota líquida de um núcleo esférico e supõe que uma energia de tensão superficial e Coulombiana, tenham somente dependência radial. Espera-se que haja uma competição entre a força de tensão superficial atrativa e a força Coulombiana repulsiva na deformação da gota da sua forma esférica.

Exemplo 16.3 - FACULTATIVO.

Usar o modelo nuclear da gota líquida discutido na seção 15.6 do capítulo 15, para deduzir a condição crítica para a estabilidade nuclear.

De acordo com a seção 15.6, as contribuições das energias Coulombiana e superficial, são

$$V_e = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (16.64)$$

$$V_s = a_2 A^{2/3} \quad (16.65)$$

Como $R = R_0 A^{1/3}$, ou $A = R^3/R_0$, então, essas equações, tornam-se

$$V_e = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0} \frac{Z^2}{A^{1/3}} = a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (16.66)$$

e

$$V_s = \left(\frac{a_2}{R_0^2} \right) R^2 = \left(\frac{a_2}{4\pi R_0^2} \right) 4\pi R^2 = 4\pi R^2 S, \quad (16.67)$$

onde

$$S = \frac{a_2}{4\pi R_0^2} \quad (16.68)$$

é uma energia superficial por unidade de área da gota líquida. As eqs. (16.66) e (16.69) podem ser usadas para calcular os parâmetros a_2 e a_3 , como

$$a_2 = 4\pi R_0^2 S \quad \text{e} \quad a_3 = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 R_0}. \quad (16.69)$$

Como já mencionado na seção 15.6, os valores empíricos de tais parâmetros, são

$$a_2 = 17,81 \text{ MeV} \quad \text{e} \quad a_3 = 0,7105 \text{ MeV}. \quad (16.70)$$

Das eqs. (16.64) e (16.67), encontra-se as forças F_s e F_e , como

$$F_s = -\frac{dV_s}{dR} = -8\pi R S \quad \text{e} \quad F_e = -\frac{dV_e}{dR} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi \epsilon_0 R^2}.$$

As direções dessas forças são para dentro e para fora, respectivamente. Assim, o equilíbrio se estabelece se, em módulo, $F_s > F_e$, isto é,

$$8\pi R S > \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi \epsilon_0 R^2}$$

ou, como $R = R_0 A^{1/3}$,

$$\begin{aligned} \frac{Z^2}{A} &< 2 \frac{4\pi R_0^2 S}{\frac{3/5 e^2}{4\pi \epsilon_0 R_0}} = 2 \frac{a_2}{a_3} \\ &= 2 \frac{17,81 \text{ MeV}}{0,7105 \text{ MeV}} = 50,13 \quad (16.71) \end{aligned}$$

onde, usam-se as eqs. (16.69) e (16.70). Por exemplo, a escolha $Z=92$ e $A=236$, relativo ao ${}_{92}^{236}\text{U}$, resulta em

$$\frac{Z^2}{A} = \frac{92^2}{236} = 35,9,$$

satisfazendo a condição de equilíbrio da inequação (16.71).

16.11 - Reatores de Fissão Nuclear.

Em 2 de dezembro de 1942, menos de quatro anos depois que Hahn e Strassmann descobriu a fissão nuclear, um grupo de pesquisadores, liderado por Enrico Fermi, produziu a primeira reação em cadeia auto-sustentada em um reator nuclear, construído na Universidade de Chicago.

Para que uma reação seja auto-sustentada, é necessário que, em média, pelo menos um dos neutrons emitidos pela fissão do ^{235}U seja capturado por outro núcleo de ^{235}U e provoque a fissão deste segundo núcleo. O fator de reprodução k de um reator nuclear, é definido como o número médio de neutrons resultante de fissões que geram novas fissões. No caso do ^{235}U , o valor máximo de k , é $k_{\text{máx}} = 2,4$. Na maioria das vezes $k < k_{\text{máx}}$, pois, alguns neutrons escapam da região que contém os núcleos fissionáveis e alguns deles são capturados por núcleos não fissionáveis. Quando $k = 1$, a reação é auto-sustentada e quando $k < 1$, a reação não prossegue. Quando $k > 1$, o número de fissões aumenta rapidamente e a reação se torna "explosiva", como acontece com as bombas nucleares. Nos reatores nucleares geradores de energia, o valor de k é mantido próximo de 1. O reator é dito crítico quando $k = 1$, subcrítico quando $k < 1$ e supercrítico quando $k > 1$.

Como os nêutrons emitidos na fissão, em geral, têm energias da ordem de 1 MeV, ou maiores, enquanto a seção de choque para captura de nêutrons é muito maior para baixas energias, a reação em cadeia só se mantém se os nêutrons perderem energia antes de escaparem do reator.

Os nêutrons de alta energia (1 a 2 MeV), perdem energia rapidamente através de colisões inelásticas com o ^{238}U , o isótopo mais abundante do urânio natural. O urânio natural contém 99,28% de ^{238}U e somente 0,72% de ^{235}U .

Depois que a energia do nêutron cai abaixo de 1 MeV, o principal processo de perda de energia passa a ser o espalhamento elástico, onde um nêutron colide com um núcleo em repouso e transfere parte de sua energia cinética para o núcleo. Este processo de transferência de energia só tem eficiência quando as massas dos dois corpos são aproximadamente iguais.

Numa colisão elástica, um nêutron não transfere muita energia para o núcleo de ^{238}U , pois tem uma massa muito maior do que o nêutron. Por causa disso, costuma-se colocar um material de baixa massa atômica, como água, ou grafite, conhecido como moderador, no núcleo do reator, para reduzir a energia dos nêutrons e aumentar a probabilidade de fissão antes que os nêutrons escapem do reator.

Os nêutrons perdem energia através de colisões com os núcleos do moderador até atingirem o equilíbrio térmico com o moderador. A distribuição de energia de nêutrons térmicos, em equilíbrio térmico com o moderador, é uma distribuição de Maxwell-Boltzmann com energia média $3/2 k_B T$.

Sabe-se que, para o urânio natural, o valor máximo do fator de reprodução é $k_{\text{máx.}} = 2,4$. O valor de k para um reator que usa esse material como combustível, pode ser calculado, como

$$k = 2,4 \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_a}, \quad (16.72)$$

onde σ_f é a seção de choque para fissão e σ_a é a seção de choque para todos os outros tipos de absorção de nêutrons térmicos, principalmente captura de nêutrons térmicos por núcleos não-fissionáveis, com posterior emissão de raios γ . A captura de nêutrons térmicos por núcleos não-fissionáveis são reações indesejáveis e frequentemente simbolizadas por (n, γ) . Os valores de σ_f e σ_a para o urânio natural podem ser calculados a partir das abundâncias isotópicas e das seções de choque de cada isótopo. A seção de choque para fissão do ^{235}U é 584 barns para nêutrons térmicos, enquanto para o ^{238}U é zero.

As seções de choque para reações (n, γ) são 97 barns para o ^{235}U e 2,75 barns para o ^{238}U . Como a abundância isotópica do ^{235}U é 0,72 e do ^{238}U é 99,28 no urânio natural, os valores de σ_f e σ_a são calculados, como

$$\sigma_f = \frac{0,72}{100} \sigma_f(^{235}\text{U}) + \frac{99,28}{100} \sigma_f(^{238}\text{U}) = 4,20 + 0 = 4,20 \text{ barns,}$$

$$\sigma_a = \frac{0,72}{100} \sigma_a(^{235}\text{U}) + \frac{99,28}{100} \sigma_a(^{238}\text{U}) = 0,70 + 2,73 = 3,43 \text{ barns.}$$

Assim, de acordo com a eq. (16.72), o maior valor de k de um reator alimentado com urânio natural, é

$$k = 2,4 \frac{4,20}{4,20 + 3,43} = 1,32.$$

Como este valor é próximo de 1, se muitos nêutrons escapam do reator, ou for absorvido pelo moderador, o reator se tornará subcrítico. Por causa da seção de choque relativamente alta para captura de nêutrons do núcleo de hidrogênio ($\sigma_{1H} = 0,333$ barns), não é fácil atingir a criticidade usando água comum (água "leve") como moderador e urânio natural como combustível. Uma das possíveis soluções é enriquecer o combustível com ^{235}U , isto é, aumentar a concentração relativa de ^{235}U .

Quando a concentração de ^{235}U é aumentada de 0,7% para 3% (valor típico usado em reatores), o valor de k na eq. (16.72) aumenta de 1,32 para 1,82, suficiente para tornar viável o funcionamento do reator.

A Fig. 16.25 mostra o ciclo de combustível para um reator de água leve.

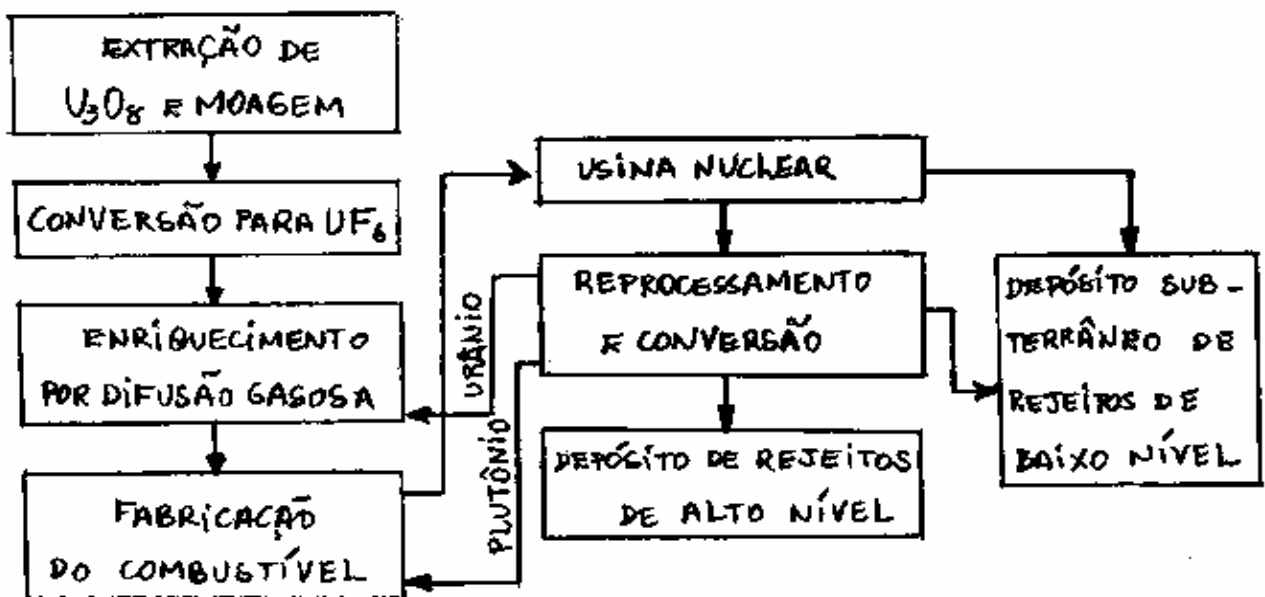


Fig. 16.25. Diagrama do ciclo de combustível nuclear para reatores de água leve.

A usina de conversão de UF_6 , transforma o U_3O_8 (sólido conhecido como bolo amarelo por causa da sua cor característica) em UF_6 . Na usina de enriquecimento, o $^{235}\text{UF}_6$ é separado do $^{238}\text{UF}_6$ com base no fato que as duas moléculas possuem a mesma energia média $\frac{3}{2}k_B T$, mas coeficientes de difusão ligeiramente diferentes,

por causa da diferença de massa. O ciclo completo inclui uma usina de reprocessamento e armazenamento de rejeitos radioativos.

Outra solução para aumentar o valor de k num reator que usa urânio como combustível, é a adocção de água pesada (D_2O) como moderador, no lugar de água comum (H_2O). Isso é possível porque a seção de choque, de captura de nêutrons para o deutério, é muito menor do que para o hidrogênio. Embora o custo de fabricação da água pesada seja relativamente elevado, a maioria dos reatores instalados no Canadá usa este sistema para evitar o processo de enriquecimento do urânio e também minimizar o problema de armazenamento de rejeitos radioativos. Os reatores Brasileiros Angra I e Angra II funcionam com água leve e urânio enriquecido.

A Fig. 16.26 mostra, de forma simplificada, o funcionamento de um reator de água pressurizada (PWR), comumente usado nos Estados Unidos para gerar eletricidade.

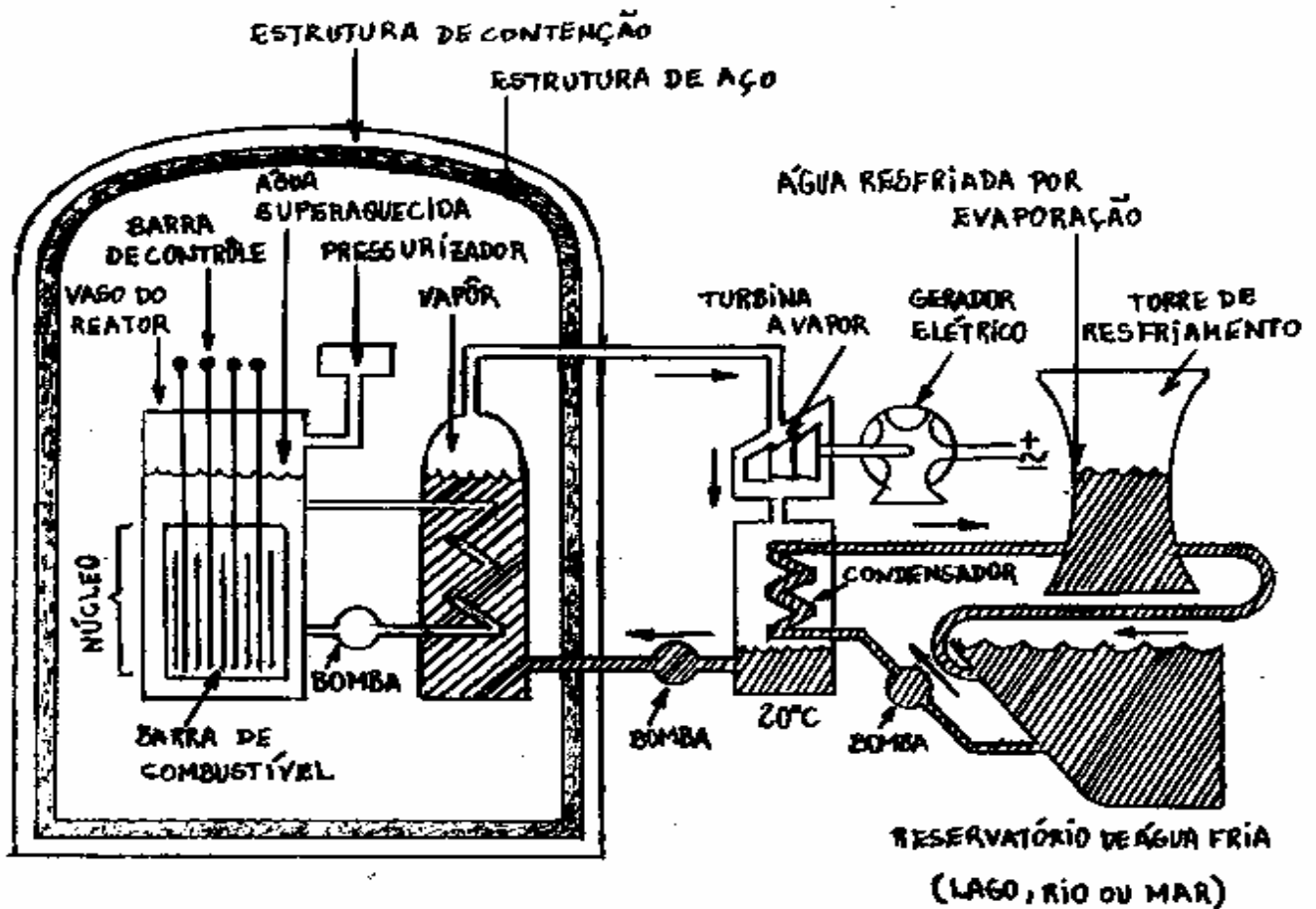
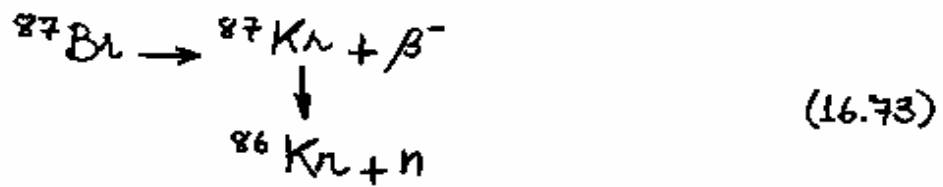


Fig. 16.26 - Reator PWR, comumente utilizado nos Estados Unidos.

As fissões que ocorrem no núcleo do reator aquecem a água do circuito primário. Esta água, que também serve de moderador, é mantida a uma alta pressão para não se transformar em vapor. A água quente passa por um trocador de calor onde aquece a água do circuito secundário que se transforma em vapor. Este vapor é usado para movimentar turbinas e gerar eletricidade. Deve-se observar que a água do circuito secundário não passa pelo núcleo do reator e, portanto, não é contaminada pelos núcleos radioativos

que se formam no processo de fissão. Para manter o fator de reprodução k o mais próximo da unidade, garantindo um funcionamento seguro para o reator, usa-se barras de controle, usualmente feitas de cádmio. O cádmio possui uma seção de choque muito grande para captura de nêutrons. Quando o reator é ligado, as barras de controle estão totalmente inseridas no núcleo e $k < 1$. As barras são removidas gradualmente, fazendo com que o número de nêutrons capturados diminua e o valor de k aumente. Caso o valor de k ultrapasse o valor 1, as barras são novamente inseridas.

Se todos os nêutrons emitidos na fissão fossem nêutrons prontos, isto é, emitidos imediatamente após o processo de fissão, o controle mecânico do reator, através das barras de controle, não seria possível, pois, flutuações estatísticas no número de nêutrons prontos tornariam a reação explosiva antes que as barras de controle pudessem ser inseridas. Entretanto, cerca de 0,65% dos nêutrons são emitidos com um retardo médio de 14 segundos. São estes nêutrons que torna possível o controle do reator. Estes nêutrons não são emitidos no processo de fissão, mas no decaimento de alguns fragmentos de fissão, tal como mostrado na seguinte reação:



No decaimento do ${}^{87}\text{Br}$, que tem uma vida média de 56 s, a energia de excitação do ${}^{87}\text{Kr}$ é maior que a energia de separação de um nêutron e, portanto, um nêutron é emitido com um retardo médio de 56 s.

Após alguns acidentes ocorridos com usinas nucleares, principalmente o de Chernobyl na Ucrânia (na época pertencente a União Soviética) em 1986, a segurança dos reatores de fissão vem sendo intensamente discutida. Embora seja praticamente impossível, existe a preocupação de que um reator possa explodir como uma bomba atômica. Reatores refrigerados com água leve contêm, somente, de 1 a 4% de ${}^{235}\text{U}$, enquanto as bombas atômicas contêm mais de 90% de ${}^{235}\text{U}$. Outra possibilidade real é a fusão do núcleo do reator, isto é, colapso da parte central do reator por causa do forte aquecimento gerado pelo decaimento dos fragmentos de fissão, mesmo depois da interrupção da reação em cadeia.

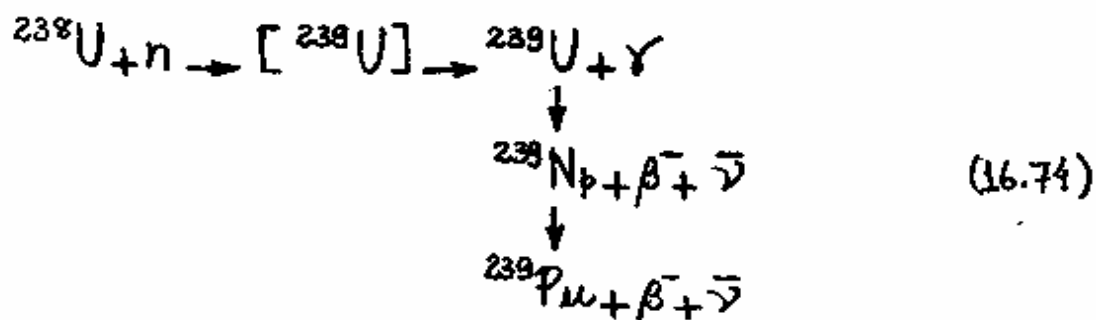
No caso de uma pane geral no sistema de resfriamento, um reator de água pressurizada deixaria, rapidamente, de funcionar por causa da perda do moderador, mas ainda é possível a fusão do núcleo e,

em casos extremos, perfuração do vaso de contenção. No caso de Chernobyl, não houve fusão, entretanto, em 1979, 40% do núcleo da usina de Three Mile Island, nos Estados Unidos, atingiu o estado de fusão. Existe também a notícia de uma fusão parcial do núcleo do reator Enrico Fermi, próximo a Detroit, ocorrido em 1966. Porém, em nenhum desses casos houve vazamento de radiação.

No acidente de Chernobyl, o problema mais sério foi exatamente a liberação de grande quantidade de material radioativo na atmosfera. O reator de Chernobyl usava grafite como moderador e tinha dupla finalidade: gerar energia elétrica e produzir plutônio para armamento nuclear. Na ocasião do acidente, funcionava com baixa potência, mas o sistema de resfriamento tinha sido parcialmente desativado. O calor produzido na fissão fez com que o grafite entrasse em combustão. O calor produzido pela queima do grafite, por sua vez, fez com que o próprio urânio entrasse em combustão. Reactores como esse existem em operação somente na Ucrânia e na Rússia. Um acidente semelhante não seria possível em reatores que usam água como moderador. Além disso, ao contrário do reator de Chernobyl, a maioria dos reatores dispõe de um vaso de contenção com paredes de concreto e aço com, pelo menos, 1 metro de espessura.

De todos os problemas que se sabe sobre os reatores nucleares, o pior deles é o rejeito nuclear produzido por eles. Ainda não se conhece um meio perfeitamente seguro de armazenamento, a longo prazo, de tais rejeitos. Não existe consenso na solução deste e de outros problemas de segurança associados ao uso dos reatores de fissão.

Existe um outro tipo de reator nuclear, denominado de reator regenerador, também bastante polêmico, que é capaz de produzir mais combustível do que consome. Quando o ^{238}U , não-físsil e relativamente abundante, captura um nêutron, o resultado é uma reação (n, γ) que produz ^{239}U . O ^{239}U decai por emissão β^- , com uma vida média de 23,5 dias, para o ^{239}Np , que por sua vez decai por emissão β^- , com uma vida média de 2,35 dias, para o nuclídeo físsil ^{239}Pu , isto é,



Como a seção de choque para fissão com nêutrons rápidos do ^{239}Pu é relativamente elevada, um reator rápido regenerador não precisa de moderador.

Outra vantagem é a produção média de nêutrons, para cada nêutron absorvido, ou valor do $k_{\text{m\u00e9d}}$ para o ^{239}Pu , ser igual a 2,7 para uma energia dos nêutrons de 1 MeV. Assim, um reator alimentado inicialmente por uma mistura de ^{238}U e ^{239}Pu , precisa somente de um dos 2,7 nêutrons para manter a reação em cadeia e, simultaneamente, produzir uma quantidade igual, ou maior, do combustível que consome, desde que um, ou mais, dos nêutrons emitidos na fissão do ^{239}Pu sejam capturados pelo ^{238}U . Simulações mostram que um reator rápido regenerador típico poderia dobrar seu suprimento de combustível num período de 7 a 10 anos.

Três graves problemas de segurança limitam o uso comercial dos reatores rápidos regeneradores:

1 - No caso da fissão do ^{239}Pu , a fração de nêutrons retardados é de apenas 0,3%, a reação em cadeia é mais rápida do que nos reatores comuns, reduzindo a margem de segurança no controle mecânico de k .

2 - Como a temperatura de operação dos reatores regeneradores é mais elevada e não usa moderador, emprega-se um material de alta capacidade térmica, tal como s\u00f3dio fundido. Quando a temperatura aumenta, a queda na densidade do s\u00f3dio diminui a absorção de nêutrons, o que

aumenta o número de fissões e, conseqüentemente, aumenta ainda mais a temperatura. Entretanto, existe um outro processo que ocorre simultaneamente, que ajuda a reduzir este problema. Com o aumento da temperatura, as ressonâncias para a reação (n, γ) se tornam mais largas, o que aumenta o número de nêutrons absorvidos e, conseqüentemente, diminui o número de nêutrons disponíveis.

3. Embora a perda de líquido refrigerante ocorre também nos reatores convencionais, isso é ainda mais grave nos reatores rápidos regeneradores, por resultar num aumento descontrolado da temperatura. Nos reatores convencionais, o líquido refrigerante é usado também como moderador e, portanto, sua perda diminui o número de fissões o que impede aumentos de temperaturas.

Por causa destes e de outros problemas, os reatores regeneradores não são adotados nos Estados Unidos. Existem, porém, vários reatores deste tipo na França, na Inglaterra e na Rússia.

16.12 - Fusão e Energia Termomuclear.

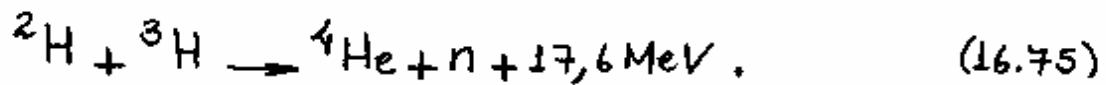
Fusão nuclear ocorre quando núcleos leves combinam numa reação para formar um, ou mais, núcleos massivos no estado final. Energias de ligações nucleares são tais que, a fusão de um par de núcleos leves é capaz de liberar uma grande quantidade de energia. Esse é o motivo pelo qual esse tipo de reação nuclear é também de grande interesse. O processo tem um significado especial nas pesquisas em astrofísica, pois a fusão é a principal fonte de energia das estrelas.

Uma reação de fusão idealizada poderia ser conseguida na colisão de dois prótons e dois nêutrons, produzindo uma partícula α e um fóton de raio γ . Como cada nucleon no ${}^4\text{He}$ tem, aproximadamente, 7 MeV de energia de ligação, então, esse processo hipotético liberaria uma energia quatro vezes maior que este valor, isto é, aproximadamente, 28 MeV no estado final. Note-se que uma quantidade de energia excepcionalmente elevada é gerada quando uma partícula α é produzida, especialmente, por causa da ligação compacta dos núcleos de ${}^4\text{He}$.

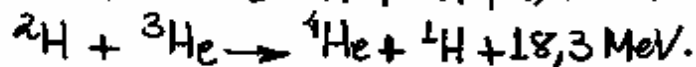
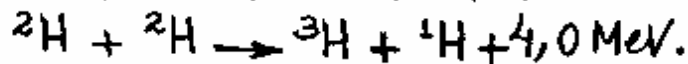
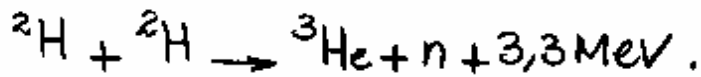
Reações de fusão mais realísticas ocorrem com sistemas binários, tal como a fusão deuteron-trítion, isto é,



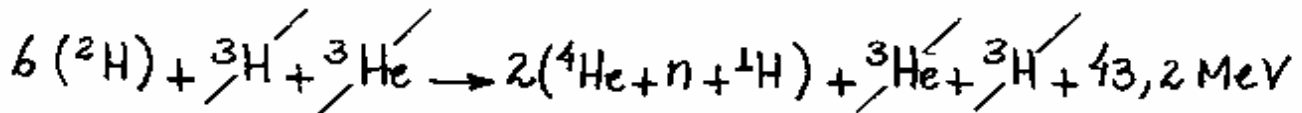
ou, especificamente,



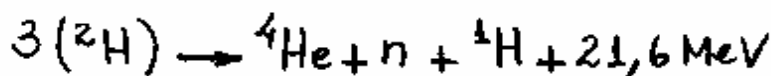
Outras possíveis reações de fusão de deuteron induzida, são



Somando-se ambos os lados das quatro reações de fusão acima, obtém-se



ou, dividindo-se ambos os lados por 2,



ou ainda, na forma simbólica,



A implementação prática desse processo combinado é uma das metas mais importantes na busca da fusão como fonte de energia controlada.

A reação de fusão gera menos energia do que um processo típico de fissão. Entretanto, a energia

produzida por unidade de massa de combustível nuclear é maior na reação de fusão por um fator superior a 3. Outras vantagens em favor da reação de fusão são a ausência de produtos radioativos e baixo custo dos elementos combustíveis.

Toda reação de fusão envolve colisões de partículas carregadas positivamente. Assim, a energia de colisão deve ser grande o suficiente para superar os efeitos de repulsão Coulombiano. Pode-se explorar este aspecto observando-se o comportamento da seção de choque total σ_n em função da energia do feixe de deuteronos para a reação $d+t \rightarrow \alpha+n$, mostrado na Fig. 16.27

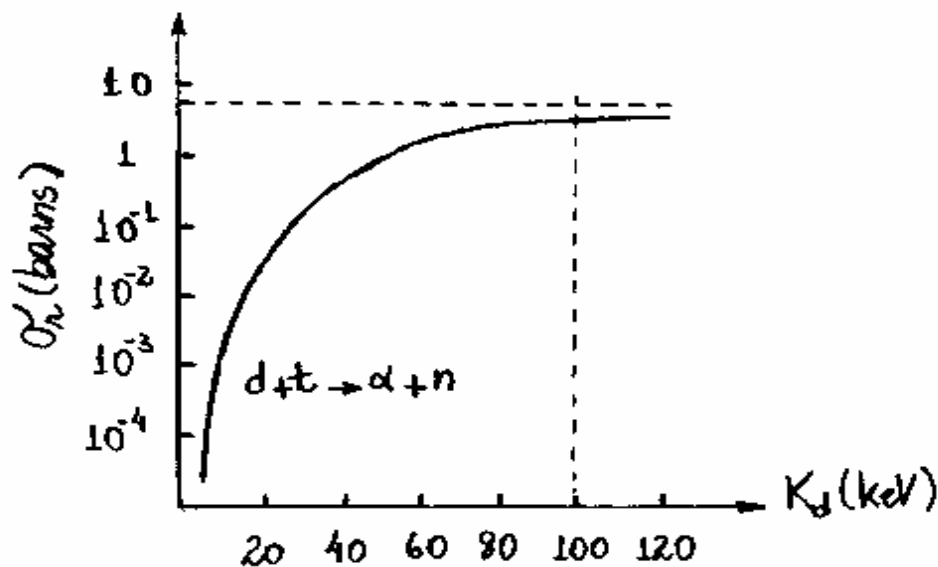


Fig. 16.27 - Seção de choque total para a reação ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$ em função da energia do feixe de deuteronos.

Como a reação é exoenergética, isto é, libera energia, pode-se esperar uma interação nuclear apreciável para toda Colisão entre d e t , a partir do repouso. Entretanto, a Fig. 16.27 mostra que a seção de choque para essa reação é fortemente afetada por uma barreira Coulombiana para baixas energias do feixe de deutérons e satura para energias acima de 100 keV.

É possível implementar um experimento de fusão, em regime favorável na gama de energia, simplesmente acelerando um feixe de partículas em direção a um alvo. Infelizmente, tal método não é conveniente uma vez que a energia liberada na reação é fortemente dissipada na ionização do alvo. Em princípio, esse problema pode ser contornado com o uso de um alvo já ionizado. Na prática, é improvável que a fusão seja vantajosa nessas condições pois, espalhamentos elásticos domina o processo de colisão entre partículas d e t .

De qualquer modo, é possível obter fusão em larga escala caso se consiga confinar os núcleos interagentes numa pequena região, na qual várias colisões podem ocorrer com energia suficiente.

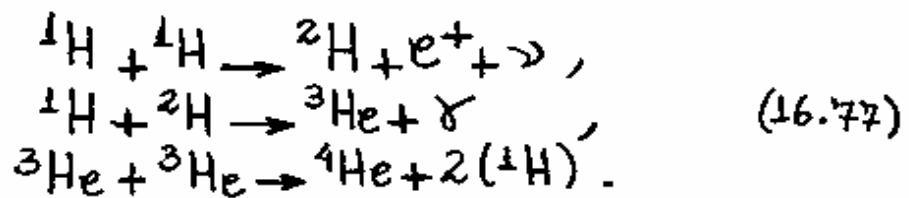
A condição de confinamento é possível num meio térmico onde a média de energia é $k_B T = 100 \text{ keV}$, correspondente a uma temperatura $T = 10^9 \text{ K}$. O processo é conhecido como termonuclear por causa da associação entre fusão e movimento térmico a altas temperaturas.

O sistema confinado de partículas é formado por um meio gasoso ionizado conhecido como plasma. Matéria no estado de plasma consiste de uma mistura gasosa de núcleos, elétrons e átomos ionizados por colisões em condições de alta temperatura. O estado de plasma pode ser mantido em laboratório somente em condições extremas. Esse estado da matéria é comumente observado no interior das estrelas, por causa do confinamento do plasma por intensas forças gravitacionais.

A origem da energia emitida pelas estrelas foi um dos primeiros grandes mistérios da astrofísica. Particularmente, o sol, uma estrela modesta e bem conhecida, tem sido objeto de grandes investigações científicas. É notável que reações químicas convencionais não pode explicar todas as propriedades conhecidas do sol. Ficou evidente que um novo mecanismo seria necessário para justificar a geração de tanta energia pelo sol.

Em 1938, H.A. Bethe obteve uma solução do problema, para todas as estrelas normais, propondo a existência de ciclos de processos termomucleares no qual o efeito básico seria a fusão de quatro prótons para criar uma partícula α . O motivo da escolha de uma cadeia de prótons é para justificar a queima de hidrogênio e posterior formação de Hélio, observados no processo de fusão termomuclear das estrelas.

A queima de hidrogênio nas estrelas ocorre via ciclo de prótons, para massas acima de uma massa solar e para temperaturas entre $0,8 \times 10^7 \text{K}$ e $1,5 \times 10^7 \text{K}$. O ciclo de prótons consiste das seguintes reações:



A Fig. 16.28 mostra essa sequência iniciando o processo com interações de dois pares de prótons. Observa-se que são necessárias duas cópias dos dois primeiros processos em (16.77) para completar o ciclo de prótons, o que resulta numa energia liberada de 26,7 MeV. Essa quantidade de energia inclui os raios γ produzidos quando os pósitrons são aniquilados por elétrons no plasma estelar.

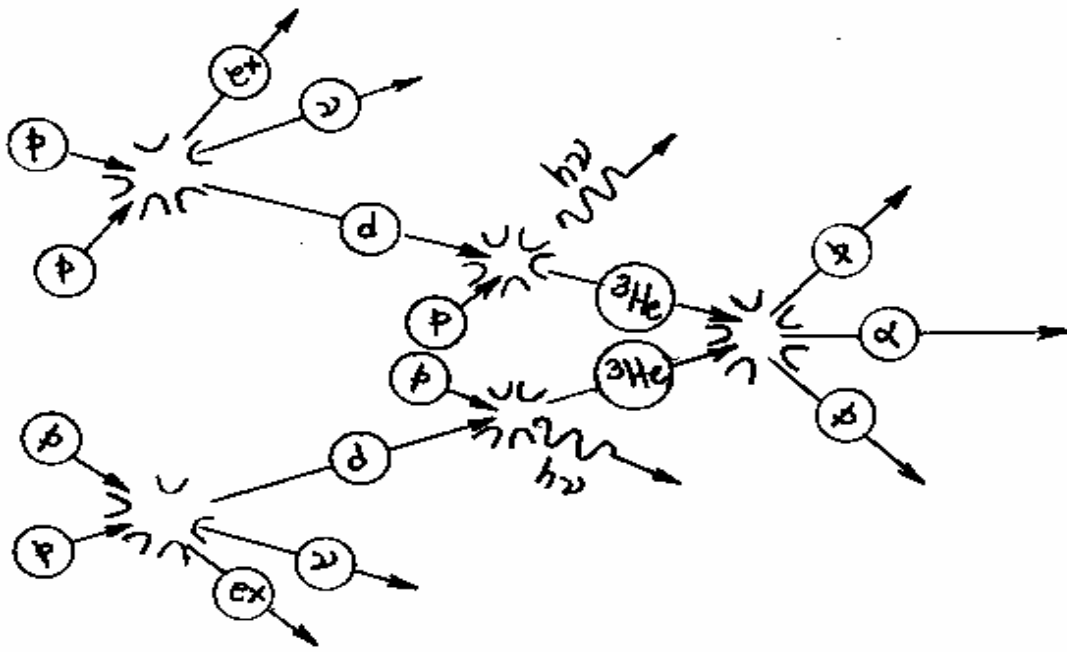


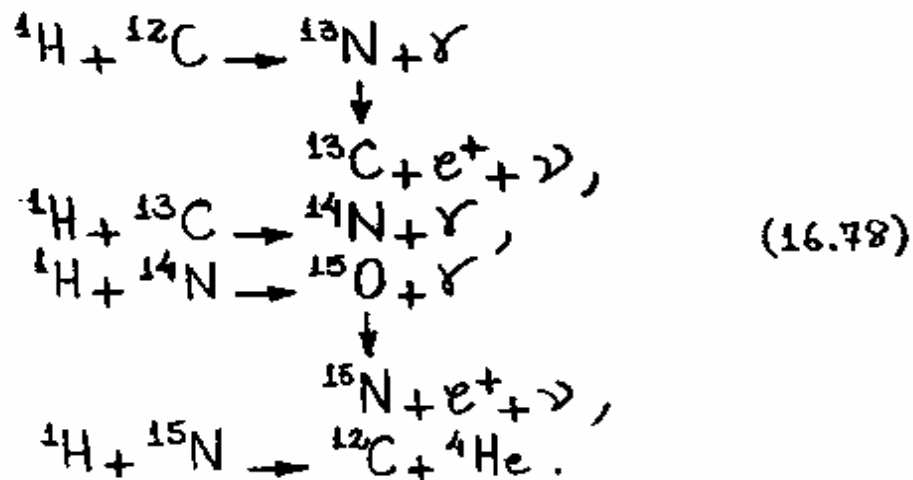
Fig. 16.28 - Reação de ciclo de prótons com o processamento da reação de fusão $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$.

Uma fração de 2% da energia liberada pertence aos neutrinos produzidos e não é observada na luminosidade das estrelas. Deve-se notar que o ciclo de prótons começa a uma taxa bastante lenta, pois o primeiro processo é governado por uma interação nuclear fraca.

A primeira reação é, portanto, equivalente a uma transição β^+ do tipo $p \rightarrow n$, na presença de um próton espectador. Apesar disso, nas estrelas a geração de energia cresce rapidamente por causa da grande quantidade de hidrogênio disponível.

Prótons podem penetrar em barreiras Coulombianas e interagir com núcleos pesados quando a temperatura excede a $2 \times 10^7 \text{K}$, um valor maior que o encontrado no interior do sol.

Nessa temperatura, é o ciclo do carbono que é o mecanismo mais importante para a geração de energia nas estrelas. O ciclo começa com a incidência de prótons sobre o carbono e se processa através dos seguintes passos:



Nota-se que, como no ciclo de prótons, aqui também quatro prótons são fundidos para produzir uma partícula α .

Uma outra propriedade importante do ciclo do carbono é o fato que o ${}^{12}\text{C}$ é regenerado e não consumido durante a seqüência da reação. O carbono funciona como um catalizador, tal que uma quantidade pequena de ${}^{12}\text{C}$ é suficiente para manter a queima de hidrogênio na cadeia.

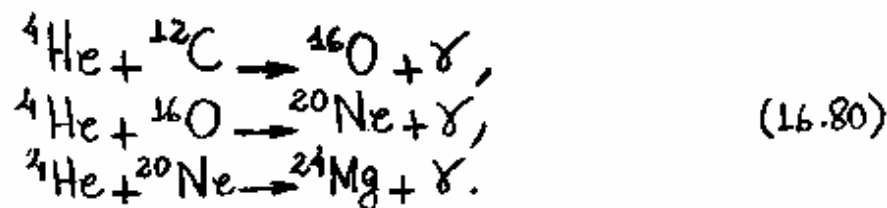
No ciclo do carbono, a taxa de reação total é muito maior e a energia liberada para os neutrinos é somente um pouco maior do que no ciclo

do próton. Embora o segundo seja dominante, ambos os ciclos contribuem para a geração da energia solar.

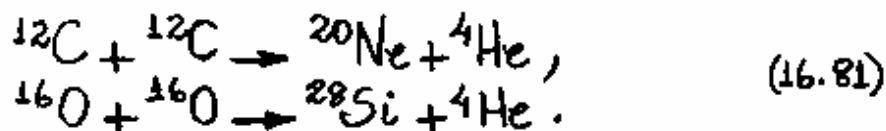
Uma estrela pode consumir todo o seu estoque de hidrogênio, contrair-se e alcançar uma temperatura superior a 10^8 K. Nessa faixa de temperatura ocorre a queima de Hélio, tal que seus núcleos se interpenetram e fundem-se para formar átomos de carbono, isto é,



Novamente, o carbono formado age como um catalizador no ciclo do carbono, aparecendo núcleos pesados numa sucessão de reações, como segue:



A temperaturas superiores a 10^9 K ocorre a queima de carbono e oxigênio, de acordo com as seguintes reações:



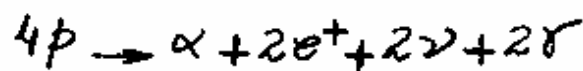
A síntese de núcleos continua até a formação de núcleos muito pesados, tal como do átomo de ferro.

A formação de núcleos mais pesados pode ocorrer através de uma reação de captura de nêutrons e decaimento β ocasional. Esse estágio de síntese nuclear depende criticamente da disponibilidade de nêutrons no plasma estelar. A captura de nêutrons processa-se lentamente, dando tempo para o decaimento de núcleos instáveis, se o número de nêutrons acessíveis é pequeno. O estágio final deste processo resulta na síntese de ^{209}Bi . Uma quantidade grande de nêutrons é possível somente em raras situações. Nessas casos, ocorre uma rápida sucessão de capturas de nêutrons, sem intervenção de decaimento β , para formar núcleos ainda mais pesados do que do átomo de Bismuto. A existência de núcleos muito pesados na natureza, tais como Tório e Urânio, é atribuído a esse mecanismo.

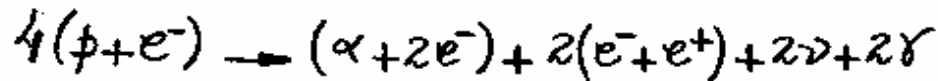
Exemplo 16.4

Sabe-se que a massa do sol é $2,0 \times 10^{30} \text{ kg}$ e que a taxa de radiação fornecida por um ciclo de prótons é $4,0 \times 10^{26} \text{ W}$. (a) Calcular a energia gerada por cada próton no ciclo de prótons e (b) Calcular o tempo necessário para que o sol queime todo o seu estoque de prótons.

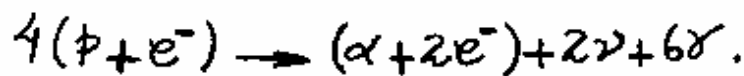
(a) A reação de fusão para o ciclo de prótons, é



ou, somando-se quatro elétrons,



ou ainda, levando-se em conta a reação de aniquilação $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$,



Assim, pode-se identificar a energia total liberada Q na forma de neutrinos ν e raios γ , a partir da lei da conservação da energia, isto é,

$$4M(^1\text{H})c^2 = M(^4\text{He})c^2 + Q.$$

Usando-se massas atômicas tabeladas e o fato que $1\text{uma } c^2 = 931,5\text{ MeV}$, obtém-se

$$Q = [4M(^1\text{H}) - M(^4\text{He})]c^2 = [4(1,007825) - 4,002603](931,5\text{ MeV})$$

ou

$$Q = 26,73\text{ MeV}.$$

Assim, a energia Q_p liberada por cada próton na reação, é

$$Q_p = \frac{Q}{4} = \frac{26,73 \text{ MeV}}{4} = 6,68 \text{ MeV}$$

ou, como $1 \text{ MeV} = 1,60 \times 10^{-13} \text{ J}$,

$$Q_p = 10,69 \times 10^{-13} \text{ J}.$$

(b) Se um ciclo de prótons fornece $4,0 \times 10^{26} \text{ J/s}$, então a taxa de prótons consumidos no sol, é

$$N = \frac{4,0 \times 10^{26} \text{ J/s}}{Q_p} = \frac{4,0 \times 10^{26} \text{ J/s}}{10,69 \times 10^{-13} \text{ J}} = 3,7 \times 10^{38} \text{ prótons/s}.$$

Se a massa do sol é $2,0 \times 10^{30} \text{ kg}$ e a massa de um próton é $1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, então o número de prótons no sol, é

$$n = \frac{2,0 \times 10^{30} \text{ kg}}{1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}} = 1,2 \times 10^{57} \text{ prótons}.$$

Assim, o tempo estimado para o sol consumir todo o seu estoque de prótons, é

$$t = \frac{1,2 \times 10^{57} \text{ prótons}}{3,7 \times 10^{38} \text{ prótons/s}} = 3,2 \times 10^{18} \text{ s} \approx 10^{11} \text{ anos}.$$

16.13 - Reatores de Fusão Nuclear.

A produção de energia a partir da fusão de núcleos leves tem sido perseguida pelos cientistas por causa da abundância relativa do combustível e da ausência dos riscos inerentes aos reatores de fissão.

A energia necessária para aquecer um plasma é proporcional à concentração de ions n , enquanto o número de fusões é proporcional a n^2 , já que depende da distribuição de energia cinética e da seção de choque para fusão, e ambos os parâmetros são proporcionais a n . Se τ é o tempo de confinamento do plasma, então a energia gerada é proporcional a $n^2\tau$. Para que a energia gerada seja maior que a energia fornecida é necessário, que

$$C_1 n^2 \tau > C_2 n, \quad (16.82)$$

onde C_1 e C_2 são constantes arbitrárias. Em 1957, o físico inglês J. D. Lawson calculou os valores de C_1 e C_2 a partir de estimativas da eficiência de vários reatores de fusão hipotéticos. Em seus estudos, Lawson obteve a condição entre a concentração n e o tempo de confinamento τ ,

$$n\tau > 10^{20} \text{ s} \times \text{partículas/m}^3,$$

Conhecida como critério de Lawson.

Quando o critério de Lawson é satisfeito por uma pequena margem e a energia térmica é apenas suficiente para que as reações de fusão ocorram ($k_B T \approx 10 \text{ keV}$ ou $T \approx 10^8 \text{ K}$), a energia produzida por um reator de fusão será igual a energia necessária para mantê-lo em funcionamento. Esta condição é denominada de ponto de equilíbrio. Evidentemente, para que um reator de fusão seja viável comercialmente, a produção de energia tem que ser maior que este valor.

Dois métodos tem sido investigados para satisfazer ao critério de Lawson: Confinamento magnético e Confinamento inercial.

No confinamento magnético, um campo magnético é usado para confinar o plasma. O sistema mais conhecido, desenvolvido na Rússia, é o tokamak, no qual o plasma é gerado no interior de um grande toróide. O campo magnético total é uma combinação do campo magnético gerado por uma corrente aplicada nos enrolamentos do toróide e o campo magnético gerado pelo movimento do próprio plasma. Alguns cientistas tem conseguido atingir o ponto

de equilíbrio com esse método, mas ainda não foi obtido a condição de uso para um possível reator comercial.

No laboratório de Física de Plasma da Universidade de Princeton, nos Estados Unidos, existe um reator experimental do tipo tokamak. Neste experimento, as bobinas toroidais que cercam o reator em forma de pneus, foram projetadas para conduzir correntes em pulsos de 3s, separadas por tempos de espera de 5 minutos. Os pulsos de correntes atingem um valor de 73000 A e são gerados pelo movimento de dois volantes mecânicos de 600 toneladas. Essas correntes produzem campos magnéticos de 5,2 T para confinar um plasma de trítio H^3 e deutério H^2 que circula no interior do reator. O plasma é fortemente aquecido ômicamente por correntes induzidas por campos magnéticos alternados gerados por um conjunto de bobinas poloidais, perpendiculares às bobinas toroidais. Outros campos poloidais ajudam a estabilizar o plasma confinado. Átomos de deutério de alta energia são introduzidos no plasma de trítio e deutério por quatro, ou seis, injetores de partículas neutras para aquecê-lo até o ponto de fusão.

A Fig. 16.29, mostra uma imagem de um plasma de 800 kA, com 1,6s de duração, formado no interior de uma câmara de vácuo de 7,7m de diâmetro.

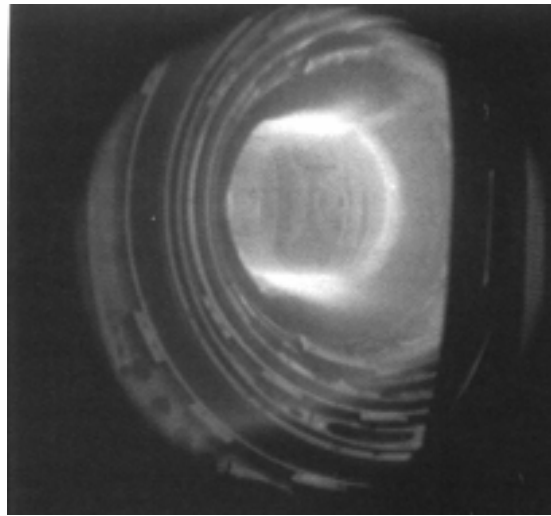


Fig. 16.29 - Reação de fusão em um reator do tipo tokamak construído no Laboratório de Física de Plasma da Universidade de Princeton nos Estados Unidos.

No confinamento inercial, uma bolinha contendo uma mistura de deutério e trítio congelados, é bombardeada, por todos os lados, com pulsos lasers de duração de 10^{-8} s e energia 10^6 J. Feixes de íons, ou elétrons, também podem ser usados no lugar de pulsos luminosos. Simulações computacionais mostram que o momento linear transferido para os núcleos de hidrogênio é suficiente para aumentar a densidade da bolinha em 10000 vezes e aumentar a temperatura para mais de 10^8 K. Com isso, seria possível gerar uma energia de fusão de 10^6 J em 10^{-10} s, um intervalo de tempo, tão curto, que a simples inércia bastaria para manter o plasma confinado. Este pulso de energia é absorvido por um fluido de alta condutividade térmica, tal como lítio líquido,

outra bolinha e é injetada na confluência dos pulsos e o processo se repete.

A Fig. 16.29 mostra o diagrama esquemático de um possível reator de fusão que usa o confinamento inercial e a reação,



Esta reação de fusão gera 17,6 MeV de energia e o nêutron resultante reage com ${}^6\text{Li}$ (nêutron lento), ou ${}^7\text{Li}$ (nêutron rápido), para gerar novos núcleos de ${}^3\text{H}$.

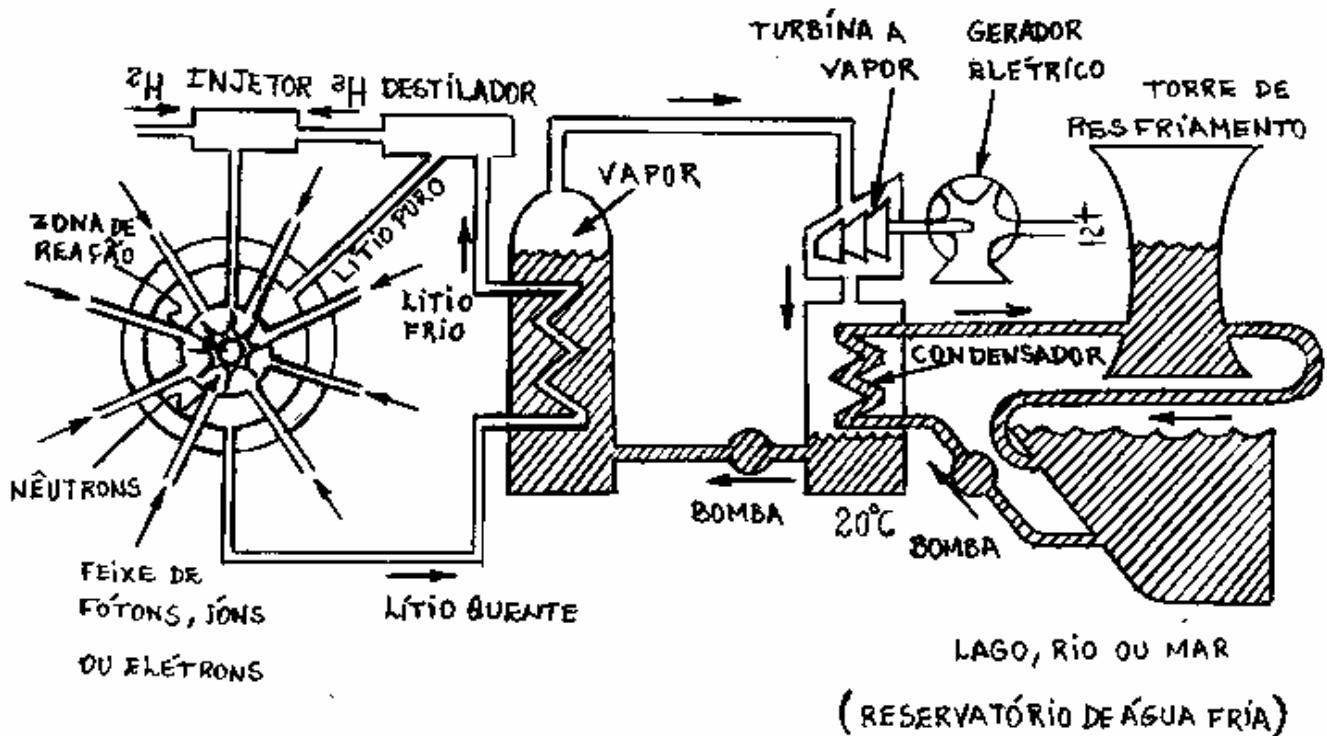


Fig. 16.29 - Possível reator de Fusão utilizando confinamento inercial e a reação ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n}$.

Outra montagem experimental de confinamento inercial para reação de fusão, denominado de Reator Nova, está sendo estudado no laboratório Nacional de Lawrence Livermore, nos Estados Unidos. Nesse reator, uma bolinha de deutério e trítio de 0,5mm de diâmetro, colocada no centro de uma esfera de alumínio de 5m de diâmetro, é bombardeada por 10 dos mais potentes lasers do mundo. A reação de fusão é observada na Fig.16.31, como um ponto luminoso equivalente a uma pequena estrela, visível durante 10^{-10} s e gerando 10^{13} nêutrons.

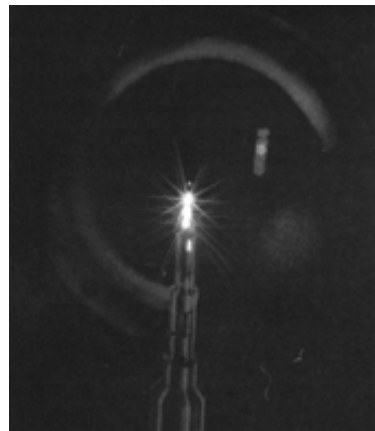


Fig.16.31 - Reação de fusão observada com o reator nova do laboratório Lawrence Livermore.

A construção de um reator de fusão envolve muitas dificuldades práticas que ainda permanecem sem solução, como por exemplo o fato de o bombardeio de nêutrons tender a tornar radioativa as paredes do reator. É improvável que tão cedo a fusão nuclear possa ser explorada comercialmente.

16.14 - Outras Aplicações da Física Nuclear.

16.14.1 - Introdução

As aplicações da Física Nuclear não se restringe apenas às reações de fissão e fusão nucleares. Já há algum tempo que as radiações emitidas por radioisótopos são usadas na medicina, para diagnóstico e tratamento de doenças. Com o advento da tomografia Computadorizada, ou CAT (Compute Assisted Tomography), na década de 1970, não só ocorreram exames mais precisos com raios X, mas também originou uma nova técnica conhecida como tomografia por emissão de pósitron, ou PET (Positron Emission Tomography). Com o PET, substâncias radioativas emissoras de pósitrons são introduzidas no organismo e os pósitrons emitidos para o exterior são detectados. As reações nucleares induzidas por nêutrons são largamente utilizadas numa técnica extremamente sensível, conhecida como análise por ativação de nêutrons, que permite medir concentrações muito pequenas da maioria dos elementos da tabela periódica a partir da formação de isótopos radioativos por absorção de nêutrons. O uso desta técnica vai desde investigação criminal até controle de poluição. Emissores de raios γ de alta intensidade são empregados em análise de soldas de tubulações e esterilização de alimentos e instrumentos cirúrgicos.

Os riscos associados à radiação nuclear são bastante conhecidos. As partículas emitidas pelos núcleos atômicos possuem energias milhões de vezes maiores que a de uma ligação molecular típica e, por isso, são capazes de danificar permanentemente tecidos biológicos e não-biológicos.

Nas próximas seções propõe-se examinar algumas aplicações das reações e interações nucleares na medicina, especialmente no campo do diagnóstico e tratamento do câncer e de outras doenças. Finalmente, explora-se as aplicações da técnica de ativação de nêutrons em áreas como antropologia, arqueologia e geologia, na determinação da idade de fósseis, artefatos e rochas.

16.14.2 - Análise por Ativação de Nêutrons.

O método consiste em expor a amostra a ser analisada a um feixe intenso de nêutrons térmicos. O isótopo A_ZX do elemento em análise sofre a reação ${}^A_ZX(n, \gamma) {}^{A+1}_ZX$, onde ${}^{A+1}_ZX$ é um nuclídeo radioativo. O nuclídeo ${}^{A+1}_ZX$ pode ser identificado por sua meia-vida e pelas energias dos raios β e γ emitidos. O processo é uma sequência de decaimento do nuclídeo pai X , descrito como A_ZX , no nuclídeo filho Y , descrito como ${}^{A+1}_ZX$, por indução de um feixe de nêutrons. Como o nuclídeo filho Y é radioativo e o nuclídeo pai X não, então a

meia-vida $T_{1/2}$ do nuclídeo pai é infinitamente maior que a do nuclídeo filho. Assim, a aproximação discutida no final da seção 16.3 para a taxa de decaimento, ou atividade, para o nuclídeo filho Y pode ser usada aqui. Tal aproximação é representada pela eq. (16.16), a qual fornece o número de núcleos filho, como

$$N_Y(t) = N_{0Y} (1 - e^{-\lambda_Y t}) , \quad (16.84)$$

onde

$$N_{0Y} = R_{0X} / \lambda_Y ,$$

é o número máximo de núcleos filho ${}_{Z}^{A+1}X$ que se pode produzir, isto é, o número de núcleos pai ${}_{Z}^A X$ presentes na amostra, t é o tempo de irradiação de nêutrons, λ_Y é a constante de decaimento do nuclídeo filho ${}_{Z}^{A+1}X$, e

$$R_{0X} = \lambda_X N_{0X} \equiv R_{0Y} = \lambda_Y N_{0Y} , \quad (16.85)$$

é a taxa constante de extinção do nuclídeo pai ${}_{Z}^A X$ que é igual a taxa constante de produção do nuclídeo filho ${}_{Z}^{A+1} X$. Multiplicando-se ambas as lados da eq. (16.84) por λ_Y , e usando-se a eq. (16.85), obtém-se a taxa de decaimento, ou atividade, do nuclídeo filho ${}_{Z}^{A+1} X$, como

$$R_Y(t) = \lambda_Y N_Y(t) = R_{0Y} (1 - e^{-\lambda_Y t}) . \quad (16.86)$$

A atividade $R_y(t)$ é medida experimentalmente e R_{0y} pode ser calculada a partir da medida experimental da seção de choque total σ da reação ${}^A_Z X(n, \gamma) {}^{A+1}_Z X$ devido a incidência de nêutrons n sobre a amostra, definido na eq. (16.53) e na eq. (16.56), como

$$\sigma = \frac{\text{partículas detectadas/tempo}}{\text{partículas incidente/Área} \times \text{tempo}} = \frac{R_{0y}}{N_{0x} I}, \quad (16.87)$$

onde I é a intensidade de nêutrons incidentes na amostra, dada pelo número de nêutrons por unidade de área e tempo.

Substituindo-se a eq. (16.87) na eq. (16.86), obtém-se

$$R(t) = N_{0x} \sigma I (1 - e^{-\lambda_y t}). \quad (16.88)$$

Nos casos em que a meia-vida $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda_y$, definida na eq. (16.11), é suficientemente pequena, ou é grande a constante de decaimento λ_y , costuma-se irradiar a amostra até saturá-la, isto é, até

$$R(t) = R(\infty) = N_{0x} \sigma I. \quad (16.89)$$

A Tab. 16.1 mostra as atividades $R(\infty)$ na saturação por microgramas (μg) de alguns isotopos importantes, para $I = 10^{12}$ nêutrons/cm²s.

${}^A_Z X$	${}^{A+1}_Z X$	$R(\infty)$ (decaimentos/s)
${}^{55}_{25} Mn$	${}^{56}_{25} Mn$	$8,8 \times 10^6$
${}^{63}_{29} Cu$	${}^{64}_{29} Cu$	$1,7 \times 10^6$
${}^{127}_{53} I$	${}^{128}_{53} I$	$1,6 \times 10^6$
${}^{197}_{79} Au$	${}^{198}_{79} Au$	$1,7 \times 10^7$

Tab. 16.1 - Atividades de saturação de 1 μg de alguns isótopos para $I = 10^{12}$ nêutrons/cm²s.

Na saturação, o número de núcleos pai ${}^A_Z X$, da eq. (16.89), é

$$N_{0x} = \frac{R(\infty)}{\sigma I}$$

e sua massa, é

$$m({}^A_Z M) = \frac{N_{0x} A}{N_A} = \frac{R(\infty) A}{N_A \sigma I}, \quad (16.90)$$

onde A é o número de massa da amostra e $N_A = 6,02 \times 10^{23}$ átomos/mol, é o número de Avogadro.

Exemplo 16.5

Depois de comprar um cordão de ouro, anunciado como sendo feito de uma liga contendo 10% de ouro, um comprador desconfiado irradia um elo de 25 mg do cordão com um feixe constante de 10^{10} nêutrons/cm²s por um tempo suficientemente longo para que a atividade do ouro sature. Em seguida, o comprador

mede a atividade do elo com um detector cuja eficiência é 12% e obtém um valor de $7,5 \times 10^4$ decaimentos/s. Qual é a porcentagem em massa de ouro no cordão, sabendo-se que a seção de choque para ativação por nêutrons do ^{197}Au é $\sigma = 98,8$ barns?

Como a eficiência do detector é 12%, o valor real de $R(\infty)$, é

$$R(\infty) = \frac{7,5 \times 10^4 \text{ decaimentos/s}}{0,12} = 6,3 \times 10^5 \text{ decaimentos/s.}$$

Da eq. (16.90), tem-se

$$\begin{aligned} m(^{197}\text{Au}) &= \frac{(6,3 \times 10^5 \text{ decaimentos/s})(197 \text{ g/mol})}{(6,02 \times 10^{23} \text{ átomos/mol})(98,8 \times 10^{-24} \text{ cm}^2)(10^{10} \text{ nêutrons/cm}^2\text{/s})} \\ &= 2,1 \times 10^{-4} \text{ g.} \end{aligned}$$

Assim, a porcentagem em massa de ouro no cordão, é

$$\% \text{Au} = \left(\frac{2,1 \times 10^{-4} \text{ g}}{2,5 \times 10^{-3} \text{ g}} \right) \times 100 = 0,8\% .$$

O teor de ouro no cordão é, portanto, aproximadamente 10 vezes menor que o anuriado.

16.14.3 - Ressonância Magnética Nuclear.

Sabe-se que é possível observar o efeito Zeeman aplicando-se um campo magnético externo sobre uma amostra. O efeito Zeeman é consequência de um desdobramento dos níveis de energia do átomo por causa da interação entre os momentos magnéticos atômicos e o campo aplicado. Como os núcleos também possuem um momento magnético, os níveis de energia de um núcleo também pode ser desdobrado por um campo magnético. É suficiente aqui limitar a discussão ao caso simples do átomo de hidrogênio, no qual o núcleo é constituído por um próton isolado.

A energia potencial associada a um momento magnético $\vec{\mu}$ em um campo magnético \vec{B} , é

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (16.91)$$

Como o número quântico de spin do próton é $1/2$, o momento magnético do próton tem duas orientações possíveis em um campo magnético externo: paralelo ao campo (spin para cima) e antiparalelo ao campo (spin para baixo). Como ilustrado na Fig. 16.32, a diferença de energia entre as duas orientações, é

$$\Delta E = 2(\mu_z)_p B. \quad (16.92)$$

Quando um conjunto de átomos de hidrogênio é irradiado com fótons de energia ΔE , alguns dos núcleos são induzidos a realizar transições do estado inferior para o superior por absorção ressonante.

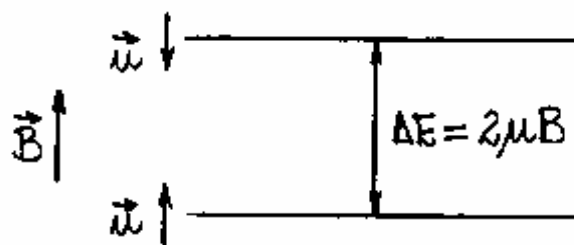


Fig. 16.32 - Desdobramento dos níveis de energia de um próton devido a presença de um campo magnético externo.

Em seguida, tais núcleos decaem para o estado inferior, emitindo fótons de energia ΔE . A frequência ν dos fótons absorvidos pode ser calculada, por

$$h\nu = \Delta E = 2(\mu_z)_p B. \quad (16.93)$$

Para campos magnéticos da ordem de 1T, a frequência ν está na faixa das radiofrequências (RF) do espectro eletromagnético. A medida da frequência de ressonância de prótons livres pode ser usada para calcular o momento magnético $(\mu_z)_p$ do próton.

Quando um átomo de hidrogênio faz parte de uma molécula, o campo magnético na posição do próton é a soma do campo magnético externo com o campo magnético produzido pelos elétrons e núcleos vizinhos. Como a frequência de ressonância é proporcional ao campo magnético total sobre o próton, a medida da frequência fornece informações sobre o campo magnético interno da molécula. Esta técnica de detecção, conhecida Ressonância Magnética Nuclear (RMN), é muito usada para investigar a estrutura magnética dos materiais. Esta técnica é usada também na medicina, como alternativa para os exames de raios X e ultrassom. Nesse caso, o paciente é submetido a um campo magnético não-homogêneo, quase sempre produzido por eletroímãs supercondutores. Quando o paciente é submetido, simultaneamente, a uma onda de RF de banda larga, a frequência dos fótons absorvidos e emitidos depende do valor do campo magnético, que se pode associar a um região específica do corpo do paciente. Como a energia dos fótons de RF é muito menor que a energia das ligações das moléculas, com intensidade suficientemente pequena para que não ocorra aquecimento significativo, os danos biológicos causados pela radiação são praticamente inexistentes. Os exames de RMN são não-invasivos e mais sensíveis que os outros tipos de exames para a detecção de tumores moles que estão logo no início de suas formações.

16.14.4. Tomografia Computadorizada.

A descoberta dos raios X por Wilhelm Roentgen em 1895, a qual lhe rendeu o primeiro prêmio Nobel de Física em 1901, assinalou o início da radiografia, o uso de radiações e feixes de partículas para obter imagens internas de objetos opacos. Os raios X foi o único tipo de radiação utilizado para este fim durante meio século. A investigação seletiva do funcionamento de certos órgãos por meio da introdução de radioisótopos no corpo dos pacientes, no final da década de 1940, alavancou uma especialidade conhecida como medicina nuclear. Os radioisótopos utilizados são em geral emissores γ de meia-vida relativamente curta, já que a penetração de partículas α e β em tecidos biológicos é quase sempre insuficiente. Os detectores mais utilizados são os cristais cintiladores, os quais tem a propriedade de emitir pulsos luminosos ao serem atingidos por raios γ . O cristal cintilador é geralmente acoplado a um colimador para que seja possível determinar a posição da fonte, como mostra a Fig. 16.32. Essa câmara detectora de raios γ é colocada em várias posições em relação ao paciente. As intensidades de raios γ registradas pela câmara detectora, fornecem informações sobre a localização e concentração do radioisótopo no organismo do paciente.

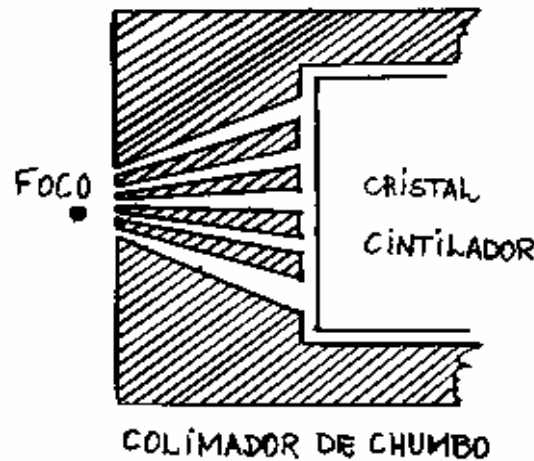


Fig. 16.32 - Diagrama esquemático de uma câmara de raios X usado em diagnósticos médicos.

Essas informações podem ser usadas por um computador para gerar uma imagem da distribuição do radioisótopo a partir do sinal de saída de uma fotomultiplicadora usada para detectar os pulsos luminosos produzidos no cristal.

Similarmente às radiografias comuns, as imagens formadas com o auxílio dos emissores γ são projeções bidimensionais de um objeto tridimensional. Assim, as radiografias não fornecem informações sobre o relevo dos objetos. Em 1972, G. Hounsfield resolveu este problema inventando a tomografia computadorizada. Nesta técnica, um feixe de raios X colimados, de espessura de alguns milímetros, é girado em torno do paciente e o feixe transmitido é registrado por um arco de detectores situados no lado oposto, como mostra a Fig. 16.33.

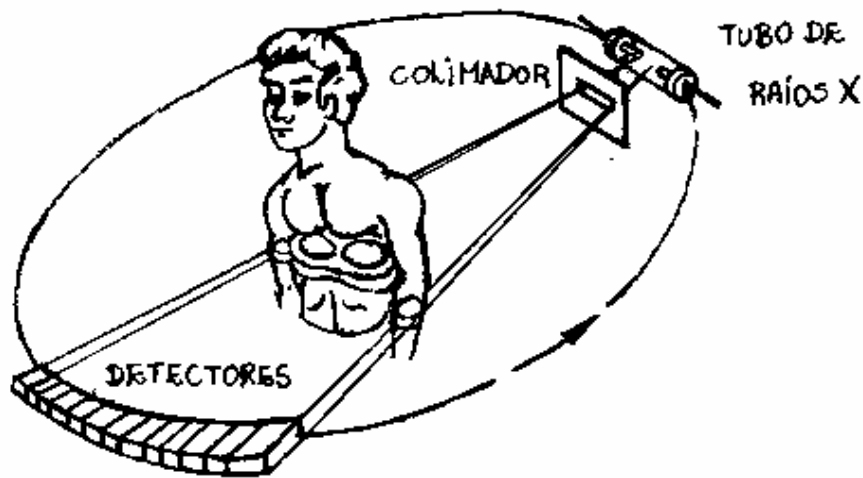


Fig. 16.33 - Tomógrafo computadorizado para obtenção de imagens de seções transversais do corpo humano.

Os sinais dos detectores são usados para reconstruir a imagem de uma seção transversal do objeto e não simplesmente uma projeção. Deslocando o paciente para cima e para baixo enquanto o aparelho produz imagens sucessivas, é possível obter uma representação tridimensional completa.

Fazendo-se, simultaneamente, uma série de projeções bidimensionais com uma câmara de raios γ e combinando os resultados com a tomografia computadorizada, é possível determinar a distribuição do radioisótopo em uma seção transversal do objeto. Este método é conhecido como tomografia computadorizada por emissão de fóton único, ou SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography).

Embora essenciais para o funcionamento dos tomógrafos computadorizados, os colimadores diminuem a sensibilidade dos aparelhos. Os colimadores podem ser dispensados usando radioisótopos emissores de pósitrons. Os pósitrons atingem somente alguns milímetros nos tecidos vivos até encontrarem elétrons e se aniquilarem mutuamente, emitindo dois fótons de 0,511 MeV em direções opostas. A observação simultânea desses fótons por dois detectores de terminária, com precisão, o ponto de aniquilação das partículas. Essa técnica só se tornou viável em 1980, quando C. Thompson e colaboradores desenvolveram detectores à base de germânio de bismuto (BGO), sensível aos fótons de 0,511 MeV e suficientemente pequeno para indicar a posição dos fótons com uma precisão de, aproximadamente, 1mm. Atualmente, quase todos os equipamentos de tomografia por emissão de pósitron (PET) utilizam anéis de detectores feitos de BGO. Um dos fatores que limitam o uso da tomografia por emissão de pósitrons é a necessidade de um acelerador de partículas, já que os emissores de pósitrons mais comuns para a pesquisa biológica, C^{11} , N^{13} , O^{15} e F^{18} , possuem meias-vidas de apenas 20 min, 10 min, 2 min e 110 min, respectivamente, e, portanto, devem ser constantemente substituídos.

16.14.5 - Datação por Núcleos Radioativos.

Na natureza, a radioatividade pode ocorrer por meio de um dos seguintes processos:

1. Existência de núclídeos instáveis associados às três cadeias que têm como ponto de partida núclídeos pesados emissores α .

2. Existência de radioisótopos isolados de vidas longas, como o ^{40}K ($t_{1/2} = 1,25 \times 10^9$ anos).

3. Produção de radioisótopos por reação entre os prótons e nêutrons dos raios cósmicos e núcleos da atmosfera.

Qualquer um desses processos podem ser usados para estimar a idade de rochas e artefatos arqueológicos. Isótopos de meias-vidas longas, como ^{40}K e o ^{232}Th ($T_{1/2} = 1,24 \times 10^{10}$ anos), são usados para determinar a idade de rochas antigas, enquanto que isótopos de meias-vidas não tão longas são usados para determinar a idade de rochas novas, de outros materiais inorgânicos e de amostras arqueológicas contendo carbono.

A técnica adotada para estimar a idade das rochas e artefatos arqueológicos por núcleos radioativos consiste em medir as abundâncias relativas de dois isótopos, sendo, pelo menos um deles, radioativo,

ou o produto final estável de uma cadeia de decaimentos, e compará-las com as abundâncias conhecidas, ou presumidas, na ocasião em que a amostra se formou. A Tab. 16.2 mostra as abundâncias naturais de alguns radioisótopos usados para datação.

NUCLÍDEO	$T_{1/2}$ (ANOS)	ABUNDÂNCIA (%)	DESCENDENTE
^{14}C	5730	$1,35 \times 10^{-12}$	^{14}N
^{40}K	$1,25 \times 10^9$	0,0117	^{40}Ar
^{87}Rb	$4,88 \times 10^{10}$	27,83	^{87}Sr
^{147}Sm	$1,06 \times 10^{11}$	15,0	^{143}Nd
^{176}Lu	$3,59 \times 10^{10}$	2,59	^{176}Hf
^{187}Re	$4,30 \times 10^{10}$	62,60	^{187}Os

Tab. 16.2 - Abundâncias naturais de alguns radioisótopos.

Datação com ^{14}C .

A técnica é usada para determinar a idade de amostras arqueológicas que contêm carbono, tais como ossos, carvão, e se baseia na medida da relação entre o número de átomos de ^{14}C e de ^{12}C , presentes na amostra. O ^{14}C é radioativo e é produzido continuamente na atmosfera pela reação $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Os nêutrons incidentes são gerados por raios cósmicos. O ^{14}C é um emissor β^- que decai novamente para ^{14}N , de acordo com a seguinte reação:



Com uma meia-vida $T_{1/2} = 5730$ anos.

As propriedades químicas dos átomos de ^{14}C são idênticas às dos átomos de carbono comum ^{12}C . Por exemplo, o ^{14}C combina-se com oxigênio para formar moléculas de CO_2 . Como os seres vivos trocam CO_2 continuamente com a atmosfera, a razão $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ na sua composição é igual à relação de equilíbrio na atmosfera, que atualmente é igual a $1,35 \times 10^{-12}$.

Quando um indivíduo morre, ele deixa de absorver ^{14}C da atmosfera, tal que a razão $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ começa a diminuir por causa do decaimento do ^{14}C . A taxa de decaimento do ^{14}C por unidade de massa de carbono, pode ser usada para estimar quanto tempo se passou desde a morte do indivíduo.

Exemplo 16.6.

Calcule a taxa de decaimento do ^{14}C por grama de carbono em um indivíduo, supondo que $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 1,35 \times 10^{-12}$, e sabendo que a meia-vida do ^{14}C é $T_{1/2} = 5730$ anos.

A taxa de decaimento $R(t)$, é

$$R = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N.$$

O número de átomos de ^{12}C por grama, é

$$N_{^{12}\text{C}} = \frac{N_A}{A} = \frac{6,02 \times 10^{23} \text{ átomos/mol}}{12 \text{ g/mol}} = 5,02 \times 10^{22} \text{ núcleos/g.}$$

Como $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 1,35 \times 10^{-12}$, então o número de átomos de ^{14}C por grama, é

$$N_{^{14}\text{C}} = 1,35 \times 10^{-12} N_{^{12}\text{C}} = 1,35 \times 10^{-12} \times 5,02 \times 10^{22} = 6,78 \times 10^{10} \text{ núcleos/g.}$$

Como $T_{1/2} = 5730 \text{ anos} = 3,018 \times 10^5 \text{ min}$, então

$$\begin{aligned} R_{^{14}\text{C}} &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_{^{14}\text{C}} = \frac{0,693}{3,018 \times 10^5 \text{ min}} \times 6,78 \times 10^{10} \text{ núcleos/g} \\ &= 15,6 \text{ decaim./min} \times \text{g.} \end{aligned}$$

Essa é a taxa de decaimento que se observa no momento em que o indivíduo morre.

Exemplo 16.7.

Acredita-se que um fragmento de osso encontrado no planalto central do México pertenceu a um soldado do exército de Cortez, que derrotou os astecas em 1520. O fragmento contém 200g de carbono e tem uma taxa de decaimento de 400 decaimentos/min.

De fato, a amostra poderia pertencer a uma pessoa que morreu no século XVI?

No momento da morte, a taxa de decaimento do fragmento de osso com $m=200\text{g}$ de carbono, era

$$R = m R_{14C} = 200\text{g} \times 15,6 \text{ decaim./g} \times \text{min.} = 3120 \text{ decaim./min.}$$

Como $R = R_0 e^{-\lambda t}$ e $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$, então

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = -\lambda t = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} t \Rightarrow t = -\frac{T_{1/2}}{\ln 2} \ln\left(\frac{R}{R_0}\right),$$

ou

$$t = -\frac{5730 \text{ anos}}{0,693} \ln\left(\frac{400}{3120}\right) \approx 16985 \text{ anos.}$$

Logo, o fragmento de osso tem muito mais do que 5000 anos e não poderia pertencer a um soldado do exército de Cortez. Por outro lado, pode ser usado como uma evidência de que havia seres humanos na região há pelo menos 17000 anos.

Um método prático de resolver esse exercício, é

$$R(T_{1/2}) = \frac{1}{2} R_0, \quad R(2T_{1/2}) = \frac{1}{2} R(T_{1/2}) = \left(\frac{1}{2}\right)^2 R_0, \dots, \quad R(nT_{1/2}) = \left(\frac{1}{2}\right)^n R_0,$$

onde n é o número de meias-vidas que se passou desde a morte do indivíduo. Dessa condição, obtém-se

$$\text{Logo, } \left(\frac{1}{2}\right)^n = \frac{R(nT_{1/2})}{R_0} = \frac{400}{3120} \approx \frac{1}{8} = \left(\frac{1}{2}\right)^3 \Rightarrow n \approx 3.$$

$$t = n T_{1/2} \approx 3 \times 5730 = 17190 \text{ anos.}$$

Deve-se mencionar que o cálculo do exemplo anterior se baseia na superposição que a concentração de ^{14}N na atmosfera e a intensidade dos raios cósmicos não mudaram nos últimos 17000 anos. Na verdade estes parâmetros não permaneceram invariáveis. Para calcular a idade de uma amostra com precisão a partir de medidas de ^{14}C , é necessário levar em conta:

1. As variações do campo magnético da terra, que afetam o fluxo de raios cósmicos.
2. As alterações na composição da atmosfera, produzidas por fenômenos químicos, geológicos e por mudanças na temperatura média da atmosfera.

Por exemplo, existem várias evidências de que há 9000 anos a razão $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ era 1,5 vezes maior que o valor atual. Essa razão mudou também nos últimos cem anos por causa da queima de combustíveis fósseis, que introduz maior proporção de ^{14}C na atmosfera, e de testes nucleares, que produzem diretamente o ^{14}C . Graças aos modernos espectrômetros de massa, é possível medir a razão $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ com precisão suficiente para estender a aplicabilidade do método do ^{14}C a amostras com mais de 100.000 anos de idade e alguns miligramas de massa.

Datação de Rochas.

A idade de várias rochas pode ser estimada a partir da medida da abundância relativa de dois núclídeos. O caso mais simples é aquele no qual um dos núclídeos é o núclídeo pai X radioativo e o outro é o núclídeo filho Y estável, resultante do decaimento. Se a concentração inicial do núclídeo filho Y é nula então, de acordo com a eq. (16.6), o número de núclídeos pai X no instante de tempo t , é

$$N_x(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (16.95)$$

tal que, a idade da rocha, é

$$t = -\frac{1}{\lambda} \ln\left(\frac{N_x}{N_0}\right) = \frac{1}{\lambda} \ln\left(\frac{N_0}{N_x}\right) = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \ln\left(\frac{N_0}{N_x}\right) \quad (16.96)$$

pois, $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$. Como $N_x + N_y = N_0$, em qualquer instante de tempo t , a eq. (16.96) pode ser escrita na forma,

$$t = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \ln\left(1 + \frac{N_y}{N_x}\right) \quad (16.97)$$

onde, N_y/N_x é a razão entre as concentrações do núclídeo filho Y e do núclídeo pai X no instante t .

Várias razões entre abundâncias isotópicas podem ser usadas como "relógios" geológicos, tais como,

$^{238}\text{U}/^{206}\text{Pb}$, $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$, $^{40}\text{K}/^{40}\text{Ar}$ e a razão dupla $^{238}\text{U}/^{234}\text{U}/^{230}\text{Th}$. Medidas como essas foram usadas para determinar a idade de rochas terrestres, rochas lunares, meteoritos e do próprio sistema solar.

As rochas mais antigas da terra tem aproximadamente $4,5 \times 10^9$ anos. Foi nesta ocasião que as rochas se solidificaram, fixando as razões isotópicas, que daí para frente mudaram, somente, por causa dos decaimentos. Curiosamente, todos os meteoritos tem a mesma idade, de $4,5 \times 10^9$ anos, independentemente da composição e da época em que caíram na terra. Isso significa que se formaram junto com a terra, ou são fragmentos de outros astros que se formaram junto com a terra. Este valor para a idade da terra foi confirmado por diversas medições independentes, como as das razões $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ e $^{238}\text{U}/^{206}\text{Pb}$ e, mais recentemente, as das razões $^{40}\text{K}/^{40}\text{Ar}$ e $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$.

Exemplo 16.8.

A razão $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$ para uma certa rocha é 40,0. Qual é a idade da rocha?

Na eq. (16.97), o nuclídeo X radioativo aparece no denominador. Como ^{87}Rb é o nuclídeo radioativo, então

$$\frac{N_y}{N_x} = \frac{{}^{87}\text{Sr}}{{}^{87}\text{Rb}} = \frac{1}{40} = 0,025 .$$

Além disso, como a meia-vida do ${}^{87}\text{Rb}$ é $T_{1/2} = 4,88 \times 10^{10}$ anos conclui-se, que

$$t = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \ln \left(1 + \frac{N_y}{N_x} \right) = \frac{4,88 \times 10^{10} \text{ anos}}{0,693} \ln(1 + 0,025) ,$$

ou

$$t = 1,74 \times 10^9 \text{ anos} .$$

Trata-se de uma rocha relativamente recente, muito mais nova que a idade da terra ($4,5 \times 10^9$ anos).

16.14.6 - Efeitos Biológicos da Radioatividade.

Os efeitos biológicos da radioatividade se devem principalmente a ionização. Mesmo pouca ionização é suficiente para prejudicar seriamente o funcionamento de uma célula ou mesmo matá-la. Existem três diferentes unidades para se medir o efeito da radiação nuclear sobre os seres vivos, que são, roentgen, rad e rem.

O roentgen (R), é a quantidade de radiação que produz $\frac{1}{3} \times 10^{-9} \text{C}$ de carga elétrica (íons positivos ou elétrons) em 1cm^3 de ar seco na CNTP. Trata-se de uma medida de exposição à radiação.

O rad (radiation absorbed dose), é a quantidade de radiação que deposita 10^{-2}J/kg de energia em um organismo. A unidade do sistema internacional (SI) é o gray (Gy), que é a quantidade de radiação que deposita 1J/kg em um material, tal que,

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}. \quad (16.98)$$

Como 1 R de radiação deposita cerca de $8,7 \times 10^{-3} \text{J/kg}$ de energia, o rad e o roentgen são unidades da mesma ordem de grandeza.

Os danos causados aos seres vivos dependem, não só da energia absorvida, que é equivalente ao número de pares de íons formados, mas também das distâncias entre os íons de cada par. Quando os íons estão muito próximos, como ocorre no caso da ionização por partículas α , os efeitos biológicos são mais intensos.

O rem (roentgen equivalent in man), é a dose que causa o mesmo efeito biológico que 1 rad de radiação β , ou γ . O rem e o rad relacionam-se, por

$$\text{Dose em rem} = \text{RBE} \times \text{dose em rad}, \quad (16.99)$$

onde RBE (relative biological effectiveness), é o fator de eficácia biológica relativa. A Tab. 16.3 mostra valores aproximados do RBE para diferentes tipos de radiação.

TIPO DE RADIAÇÃO	FATOR RBE
FÓTONS < 4 MeV	1
FÓTONS > 4 MeV	0,7
PARTÍCULAS β < 30 keV	1,7
PARTÍCULAS β > 30 keV	1
NÊUTRONS LENTOS	4 ou 5
NÊUTRONS RÁPIDOS	10
PRÓTONS	10
PARTÍCULAS α	10
ÍONS PESADOS	20

Tab. 16.3 - RBE para diferentes tipos de radiação.

A unidade do sistema internacional (SI) para a dose equivalente é o sievert (Sv) definido, por

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ Gy} \times \text{RBE} = 100 \text{ rem}. \quad (16.100)$$

As informações mais importantes sobre os efeitos de grandes doses de radiação nos seres vivos foram obtidas estudando-se as vítimas de explosões de bombas atômicas. Doses de 50 a 100 rem danificam os tecidos formadores de sangue e doses maiores que 500 rem geralmente levam à morte 50% das vítimas em pouco tempo. Doses maiores que 700 rem são invariavelmente fatais.

Os efeitos de doses subletais recebidas durante um longo período de tempo são difíceis de avaliar. Uma dose entre 100 e 500 rem multiplica por dois a probabilidade do indivíduo afetado morrer de câncer. Pouco se sabe sobre efeitos de doses muito pequenas. É possível que exista um limiar abaixo do qual os danos produzidos pela radiação sejam totalmente corrigidos pelo organismo. No entanto, também é possível que não exista nenhum limiar e que os efeitos cancerígenos da radiação sejam proporcionais às doses cumulativas, mesmo que pequenas.

Os seres humanos são submetidos a várias exposições naturais, tais como, doses internas, raios cósmicos, precipitação global, raios X, radônio e outras.

A dose interna é produzida pelo decaimento de núcleos radioativos, tais como, ^{14}C , ^{40}K , urânio e seus produtos de decaimento dentro do corpo humano. A atmosfera protege os seres humanos da maior parte dos raios cósmicos. A dose que se recebe hoje é de aproximadamente 40 mrem/ano ao nível do mar e aumenta de 1 mrem/ano para cada 30 m de altitude. A precipitação global causada pelos testes de armas nucleares ocorre principalmente sob a forma de ^{90}Sr e ^{137}Cs , que tem uma meia-vida de 30 anos.

Um dos produtos da cadeia de decaimentos do ^{238}U , encontrado no solo, é o ^{222}Rn , que decai por emissão α com uma meia-vida de 3,85 dias. Este decaimento é seguido por outros decaimentos α e β que resultam na formação de ^{210}Pb , que tem uma meia-vida de 22,3 anos. Como o radônio é um gás inerte, ele se difunde nos materiais sem reagir quimicamente com eles. O radônio é considerado perigoso para a saúde porque tende a se acumular nos porões e cantos das casas e entrar nos pulmões durante a respiração. Quando o radônio decai, no interior dos pulmões, a energia depositada nos delicados tecidos dos pulmões, por partículas α emitidas, pode danificar as células e produzir o câncer de pulmão. Este é o maior risco para a saúde humana causada pela radioatividade natural.

Os raios X, usados em exames médicos, são as exposições radioativas mais comuns experimentadas pelo homem.

A dose varia de acordo com o tipo de aparelho, sensibilidade do filme, etc. No caso de uma radiografia simples do tórax, alguns aparelhos portáteis fornecem uma dose de 1000 m rems. Outros aparelhos mais sofisticados, porém, a dose utilizada na radiografia do tórax pode ser menor que 6 m rems.

Como os riscos ainda não são bem conhecidos, a exposição de seus vivos à radioatividade deve ser limitada ao mínimo indispensável. A Tab. 16.4 mostra alguns dos limites recomendados pelo National Council on Radiation Protection and Measurement (NCRP), um órgão do governo Americano.

IDENTIFICAÇÃO		DOSES MÁXIMAS PERMITIDAS
EXPOSIÇÃO OCUPACIONAL	CORPO INTEIRO	LIMITE ANUAL FUTURO 5 REMS/ANO LIMITE ANUAL PASSADO 10-15 REMS/ANO DOSE ATE N-ANOS DE IDADE (N-18) x 5 REMS
	PELE MÃOS ANTEBRAÇOS OUTROS ÓRGÃO OU TECIDOS MULHERES GRÁVIDAS	15 REMS/ANO 75 REMS/ANO OU 25 REMS/TRIM. 30 REMS/ANO OU 10 REMS/TRIM. 15 REMS/ANO OU 5 REMS/TRIM. 0,5 REMS NO PERÍODO DE GESTAÇÃO
EXPOSIÇÃO NÃO OCUPACIONAL	MÉDIA DA POPULAÇÃO UM INDIVÍDUO DA POPULAÇÃO ESTUDANTES	0,17 REMS/ANO 0,5 REMS/ANO 0,1 REMS/ANO

Tab. 16.4 - Doses máximas recomendadas pelo NCRP.

Lista de Exercícios

1- Sabendo-se que a meia – vida do ^{90}Sr é $\tau_{1/2} = 29\text{anos}$, calcule a massa m necessária para que esse elemento radioativo tenha uma taxa de decaimento de $-\frac{dN}{dt} = 100\text{Ci}$.

2- A taxa de decaimento de uma fonte radioativa é 4000cps (contagens por segundo) no instante $t = 0$. Depois de 10s , a taxa de decaimento diminui para 1000cps . (a) Qual é a meia – vida $\tau_{1/2}$ da fonte? (b) Qual é a taxa de decaimento depois de 20s . Resp.: (a) $5,0\text{s}$, (b) 200cps .

3- A taxa de decaimento de uma fonte radioativa é medida a cada minuto. A tabela abaixo mostra o resultado em cps (contagens por segundo).

Taxa de decaimento (cps)	1010	825	670	550	450	370	300	245
T(min)	0	1	2	3	4	5	6	7

Fazer um gráfico da taxa de decaimento em função do tempo e desse gráfico estimar a meia – vida $\tau_{1/2}$ da fonte.

4- A meia – vida do ^{227}Th é $18,72\text{dias}$. Este nuclide decai por emissão α para ^{223}Ra , um emissor α com uma meia – vida de $11,43\text{dias}$. Uma certa amostra contém 10^6 átomos de ^{227}Th e não contém ^{223}Ra no instante $t = 0$. (a) Quantos átomos de cada tipo haverá na amostra em $t = 15\text{dias}$? (b) Qual o tempo necessário (contado a partir de $t = 0$) para que os números de átomos dos dois tipos sejam iguais? Resp.: (a) $2,68 \times 10^5$, (b) $43,0\text{dias}$.

5- Os elétrons emitidos nos decaimentos β têm energias da ordem de 1MeV , ou menores. Usar este fato e o princípio da incerteza para mostrar que não podem existir elétrons no interior do núcleo.

6- Um feixe de partículas α incide sobre um alvo de ^9Be , e uma ressonância é observada para uma energia do feixe de $1,732\text{MeV}$. (a) Calcule a energia ΔE de excitação do estado correspondente do núcleo composto. O mesmo estado de ressonância ocorre na colisão de nêutrons com alvo de ^{12}C . (b) Calcule a energia do feixe de nêutrons nessa condição de ressonância. Resp.: (a) $11,85\text{MeV}$, (b) $7,48\text{MeV}$.

7- Sabendo-se que as massas atômicas dos elementos ^{12}C , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^4He , ^1H e ^2H são $12,000000$, $15,000108$, $15,994915$, $16,999132$, $4,002603$, $1,007825$ e $2,014102$ respectivamente, determine o valor Q para as seguintes reações nucleares: (a) $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$, (b) $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$. Resp. (a) $-4,03\text{MeV}$, (b) $-1,92\text{MeV}$.

8- Sabe-se que a energia gerada na fissão de um único núcleo de ^{235}U é 200MeV . Calcule a energia gerada com 1g dessa amostra (em unidade de megawatt-horas). Resp.: $22,8\text{MW} \times h$. Essa energia é consumida por uma residência típica durante 15 meses.

9- Supondo uma energia média de 200MeV por fissão, calcular o número de fissões por segundo necessário para que um reator gere uma potência de 500MW .

10- Certo reator nuclear gera uma potência 1000MW de eletricidade com uma eficiência global de conversão de energia de fissão em energia elétrica de 30% . (a) Que massa de núcleos de ^{235}U deve ser fissionada para que o reator funcione durante um ano? (b) Se a mesma energia fosse produzida pela queima de carvão, qual seria a resposta à pergunta?

11- Se o tempo médio para que um nêutron emitido em uma fissão provoque uma nova fissão é $1ms$ e o fator de reprodução do reator é $k = 1,001$, quanto tempo é necessário para que a velocidade de reação dobre de valor? (Sugestão: Note que, como a velocidade da reação é multiplicada por k a cada nova fissão, a velocidade após N novas fissões é dada, por $R(N) = R(0)k^N$. Calcule o valor de N a partir desta equação e encontre o tempo correspondente).

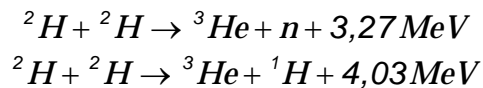
12- Supondo uma energia média de $17,6MeV$ por fusão, calcule a velocidade com a qual os núcleos de 2H devem ser fornecidos a um reator de fusão de $500MW$.

13- Um pedaço de osso encontrado em um sítio arqueológico contém $150g$ de carbono. Sabendo-se que a taxa de decaimento do ^{14}C é $8,1Bq$, qual é a idade do osso?

14- A razão $^{87}Rb/^{87}Sr$ para certa rocha é $36,5$. Qual é a idade da rocha? Resp.: $1,90 \times 10^9$ anos.

15- O ^{14}C presente em uma lança de madeira encontrada nas montanhas do sudeste da Espanha tem uma atividade de $2,05$ desintegrações por minuto e por grama. Sabendo-se que a atividade do ^{14}C na madeira viva é $15,6$ desintegrações por minuto e por grama, qual é a idade da lança? Resp.: 16800 anos.

16- Em 1989, dois cientistas anunciaram que haviam observado a fusão nuclear em uma célula eletroquímica à temperatura ambiente. A fusão de núcleos de dêuterons 2H , também conhecidos como deutério, no eletrodo de paládio do aparelho supostamente gerou uma potência de $4W$. (a) Se as duas reações mais prováveis, são



E se ambas ocorrem com a mesma frequência, quanto nêutrons por segundo são emitidos para gerar $4W$ de potência? (b) Se 10% destes nêutrons são absorvidos pelo corpo de um técnico de $80Kg$ que trabalha nas proximidades do aparelho, e se cada nêutron absorvido possui uma energia média de $0,5MeV$ com um RBE de 4 , a que dose de radiação, em rems por hora, corresponde esta exposição? (c) Quanto tempo o técnico levaria para receber uma dose total de $500rems$? Esta é a dose letal para 50% das vítimas de radiação nuclear. Resp.: (a) $3,42 \times 10^{12}$ nêutrons, (b) $493rem/h$, (c) $1,02h$.