

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

GRUPO DE ENSINO DE FÍSICA

FÍSICA NUCLEAR

Joecir Palandi
Dartanhan Baldez Figueiredo
João Carlos Denardin
Paulo Roberto Magnago

Capa: Naieni Ferraz

SANTA MARIA - RS
2010

PREFÁCIO

Os professores do Grupo de Ensino de Física da Universidade Federal de Santa Maria (GEF-UFSM) orientam acadêmicos de licenciatura nas disciplinas de Estágio Supervisionado em Ensino de Física e desenvolvem atividades de pesquisa em ensino e de extensão, procurando contribuir para o aperfeiçoamento dos professores do ensino médio. As atividades de extensão envolvem empréstimo de material instrucional para atividades experimentais, apresentação de cursos, oficinas e palestras e elaboração de cadernos didáticos.

De modo geral, a necessidade que os professores do ensino médio têm de educação continuada não fica satisfeita devido à dificuldade de acesso a atividades presenciais como oficinas e cursos de atualização e também devido a pouca oferta de material de apoio, como cadernos didáticos e artigos de divulgação. Além disso, entre esses professores, o livro texto goza de excessiva importância, determinando a seqüência dos conteúdos a serem trabalhados em sala de aula e o próprio método de ensino, que privilegia a solução de exercícios e problemas numéricos, como se a aplicação coerente das expressões matemáticas pudesse levar, por si mesma, à aprendizagem significativa. Por outro lado, os conhecimentos de Física são produzidos por meio de atividades teóricas e experimentais integradas e, por isso, a prática docente baseada apenas no trabalho com o livro texto apresenta a disciplina de modo parcial e incompleto. Esses três fatores representam importantes limitações ao ensino de Física na escola de ensino médio.

O GEF-UFSM defende que uma melhor compreensão dos conteúdos é alcançada quando o professor privilegia a discussão conceitual aprofundada dos princípios e leis fundamentais e de como eles operam no interior dos fenômenos, trabalhando paralelamente a notação matemática, o vocabulário, as representações gráficas, as escalas e as proporções. Essa compreensão não é alcançada pelo ensino centrado no professor, que privilegia a solução de exercícios e problemas numéricos e que conduz atividades experimentais isoladas, apenas para reproduzir fenômenos ou comprovar o valor numérico de uma ou outra constante, e sim através do processo que se estabelece pelo diálogo professor-aluno, construído a partir dos conhecimentos que os alunos já dominam. Nesse sentido, o GEF-UFSM defende uma abordagem ao ensino de Física em que a experimentação acompanhe a seqüência lógica dos conteúdos, com uma estratégia de integração à teoria, motivando o diálogo em sala de aula, apoiando a discussão conceitual e vinculando-a a elementos concretos na observação.

Este caderno foi elaborado para dar ao professor uma visão mais consistente e rigorosa do paradigma da Física, ajudando-o na elaboração de planejamentos em que os conteúdos sejam distribuídos ao longo da carga horária disponível de modo mais condizente com sua importância relativa, com estratégias de ensino mais próximas do modo de fazer ciência. O planejamento das atividades didáticas não deve ser uma tarefa meramente burocrática, uma simples cópia do sumário do livro texto, sem qualquer vínculo com a importância relativa dos conteúdos da disciplina em questão, com a carga horária disponível, com os conhecimentos que seus alunos já dominam e com a realidade do meio em que a escola está inserida. Um planejamento bem executado e constantemente reavaliado pode ser um instrumento útil para que o processo de ensino-aprendizagem se estabeleça e seja efetivo. Este caderno foi elaborado para ser útil também no trabalho direto com os alunos em sala de aula e, para isso, incorpora discussões detalhadas de um grande número de exemplos e propõe exercícios de aplicação.

O GEF-UFSM agradece as críticas e sugestões que possam levar esse caderno mais facilmente aos seus objetivos.

SUMÁRIO

I. Introdução	1
II. O Átomo Nuclear	2
Modelo Atômico de Thomson	2
Experimento de Rutherford	3
III. Características Gerais do Núcleo	4
Constituição	4
Isótopos	5
Isóbaros	5
Simbologia	6
Tamanho	6
IV. Energia de Ligação Nuclear	8
Energia de Ligação por Núcleon	11
Fusão Nuclear	12
Fissão Nuclear	13
V. Propriedades da Interação Nuclear	14
Intensidade	14
Saturação	14
Curto Alcance e Carço Repulsivo	14
Independência da Carga	14
VI. Expressão Semi-Empírica da Energia de Ligação	15
Decaimento β	17
Expressão Semi-Empírica de Massa	19
VII. Espectrômetro de Massa	20
VIII. Câmara de Bolhas	21
IX. Desintegração Radioativa	22
Decaimento α	23
Decaimento β	26
Captura Eletrônica	27
Decaimento γ	27
Séries Radioativas	28
Lei do Decaimento Radioativo	30
Atividade	32
Episódio Radioativo de Goiânia	32
X. Reações Nucleares	35

XI. Fissão Nuclear	37
Energia Liberada na Fissão	40
Reação em Cadeia	40
Massa Crítica	42
Hiroshima e Nagasaki	42
Reatores Nucleares	42
Materiais Fissionáveis	44
Vantagens e Desvantagens das Usinas Nucleares	45
XII. Fusão Nuclear	47
Energia Liberada na Fusão	48
Reatores de Fusão Nuclear	49
A Energia do Sol	50
Apêndice: Tabela de Núcleos	51

I. Introdução

Os objetos macroscópicos, que aos sentidos humanos se apresentam como se tivessem uma estrutura contínua, são, na verdade, compostos de unidades microscópicas básicas distintas (prótons, nêutrons, elétrons, etc.), agrupadas de muitas maneiras diferentes.

Por outro lado, como os objetos se apresentam, aos sentidos humanos, com tamanhos, formas e posições bem definidos, existe a tendência de extrapolar tais propriedades inclusive às unidades básicas que constituem tais objetos. Os experimentos da Física Moderna não fundamentam essa extrapolação.

Atualmente, o termo partícula é aplicado a entes físicos que têm propriedades como massa e carga elétrica, que na Física Clássica são usualmente atribuídas ao que ali se chama de partícula, e propriedades como comprimento de onda e frequência, que na Física Clássica são usualmente atribuídas ao que ali se chama de onda.

Os fenômenos do mundo material são descritos introduzindo-se uma variedade de forças diferentes como, por exemplo, a força peso, a força de atrito, a força de viscosidade, a força normal, a força elástica de deformação, a força elétrica e a força magnética. Contudo, descrevendo-se os fenômenos em termos de suas unidades microscópicas básicas e suas interações mútuas, aquela variedade de forças pode ser compreendida em termos de apenas quatro interações fundamentais: a interação gravitacional, a interação nuclear fraca, a interação eletromagnética e a interação nuclear forte. As intensidades relativas dessas interações são:

Nuclear Forte	1
Eletromagnética	10^{-2}
Nuclear Fraca	10^{-14}
Gravitacional	10^{-37}

A cada uma dessas interações está associada certa propriedade chamada fonte. A fonte da interação gravitacional é a propriedade que chamamos de massa e, por isso, dizemos que a interação gravitacional ocorre entre corpos com massa. A fonte da interação eletromagnética é a propriedade que chamamos de carga elétrica. A fonte da interação nuclear forte é a propriedade que chamamos de cor (ou carga de cor), característica dos quarks. A palavra cor, neste contexto, não se refere à acepção de uso cotidiano, ligada à percepção humana das radiações eletromagnéticas da região visível do espectro. Finalmente, a fonte da interação fraca é a propriedade que chamamos de carga fraca.

As leis fundamentais das interações são formuladas em termos de fontes pontuais e as forças entre dois ou mais corpos sempre podem ser reduzidas a resultantes de forças entre pares de fontes. Por isso, quando uma partícula é detectada por algum tipo de interação, atua no sentido de ser localizada e deve, nesta circunstância, ser descrita em termos de um modelo corpuscular. Quando se desloca no espaço, uma partícula pode experimentar interferência e se difratar ao passar através de fendas estreitas e, nestas circunstâncias, deve ser descrita em termos de um modelo ondulatório.

A interação gravitacional é responsável pelas estruturas muito grandes, como as galáxias e os sistemas planetários e estelares. Na experiência cotidiana, a interação gravitacional aparece como o peso dos corpos.

A interação eletromagnética é responsável pelas propriedades gerais dos átomos e das moléculas, dos sistemas em que átomos e moléculas aparecem agregados em líquidos e sólidos e pelas propriedades químicas das substâncias. Na

experiência cotidiana, a interação eletromagnética aparece como o atrito, a força normal, a viscosidade e as forças elásticas.

A interação nuclear fraca ou, simplesmente, interação fraca, é responsável pela transformação espontânea de prótons em nêutrons (decaimento β^+) e de nêutrons em prótons (decaimento β^-).

A interação nuclear forte ou, simplesmente, interação nuclear, é responsável por quase todas as propriedades dos núcleos atômicos, mas não produz efeitos diretamente observáveis na experiência cotidiana.

II. O Átomo Nuclear

No final do século XIX, o elétron já era aceito como partícula fundamental, principalmente porque J. J. Thomson pode determinar sua razão carga/massa, e já era aceito como constituinte básico dos átomos porque elétrons eram emitidos por metais a alta temperatura (emissão termoiônica), por metais em que incidia radiação eletromagnética (efeito fotoelétrico) e por certos materiais radioativos (decaimento β).

Modelo Atômico de Thomson

No modelo de J. J. Thomson, proposto em 1904, o átomo era considerado como um tipo de fluido, com uma distribuição esférica contínua de carga positiva onde se incrustavam os elétrons, com carga negativa, em número suficiente para neutralizar a carga positiva (Fig.1).

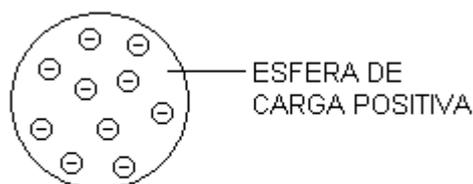


Fig.1

Segundo esse modelo, deveriam existir configurações estáveis para os elétrons e estes deveriam oscilar ao redor delas. Contudo, bem ao contrário, a Teoria Eletromagnética Clássica garantia que não poderia existir qualquer configuração estável num sistema de partículas carregadas, se a única interação entre elas é de caráter eletromagnético.

Por outro lado, como qualquer partícula com carga elétrica, que se movimenta com aceleração não nula, emite radiação eletromagnética, o modelo previa que as frequências associadas às raias dos espectros atômicos deveriam ser iguais às frequências associadas aos modos normais das oscilações dos elétrons ao redor das suas configurações estáveis. Entretanto, jamais foi descoberta qualquer configuração para os elétrons de qualquer átomo cujos modos normais tivessem qualquer uma das frequências esperadas.

De qualquer modo, o modelo atômico de Thomson foi abandonado devido principalmente aos resultados do experimento de Rutherford, que eram consistentes com um modelo atômico em que a carga positiva do átomo se concentrava em uma pequena região do espaço que, além disso, continha praticamente toda a massa do átomo, com os elétrons espalhados ao redor dessa pequena região.

Experimento de Rutherford

Na época em que Thomson propôs seu modelo atômico, H. Geiger e E. Marsden estudavam o espalhamento de feixes bem colimados de partículas α , que já se sabia serem núcleos de átomos de hélio, por finas folhas de ouro, pelo que hoje se conhece como o Experimento de Rutherford. Nesse experimento (Fig.2), uma fonte radioativa emite partículas α , que são colimadas, formando um feixe paralelo e estreito, que incide sobre uma folha metálica muito pouco espessa. Para que seja possível construir essa folha, a maleabilidade do metal deve ser grande e, por isso, usa-se normalmente o ouro. A folha é tão fina que as partículas a atravessam completamente com apenas uma pequena diminuição no módulo da velocidade. Ao atravessar a folha, entretanto, cada partícula α experimenta muitos desvios na sua trajetória devido à sua interação eletrostática com as partículas carregadas constituintes dos átomos da folha.

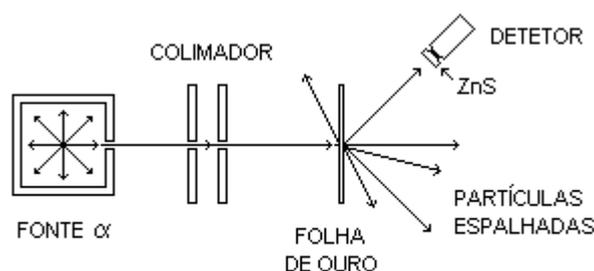
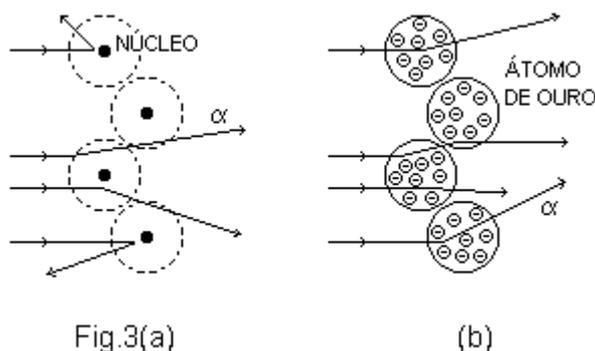


Fig.2

No experimento original, as partículas espalhadas eram detectadas por um microscópio com uma tela de sulfeto de zinco (ZnS). A tela de sulfeto de zinco cintila no local onde incide uma partícula α . O microscópio permitia identificar a cintilação de cada partícula α individualmente. Os resultados experimentais de Geiger e Marsden (Fig.3(a)) mostraram que o número de partículas α que eram desviadas com ângulos com mais de 90° era muito maior que o esperado pelo modelo de Thomson (Fig.3(b)).



Em 1911, E. Rutherford mostrou que os dados de Geiger e Marsden eram consistentes com um modelo atômico em que a carga positiva do átomo se concentrava em uma pequena região do espaço que, além disso, continha praticamente toda a massa do átomo, com os elétrons espalhados ao redor dessa pequena região (que, hoje, é chamada de núcleo atômico).

III. Características Gerais do Núcleo

O raio de um núcleo típico é cerca de dez mil vezes menor que o raio do átomo ao qual pertence, mas contém mais de 99,9% da massa desse átomo.

Constituição

O núcleo atômico é composto de partículas chamadas núcleons. Existem duas espécies de núcleons: os prótons, com carga elétrica positiva, e os nêutrons, sem carga elétrica (Fig.4). Prótons e nêutrons têm spin $\frac{1}{2}$ e obedecem ao princípio de exclusão de Pauli.

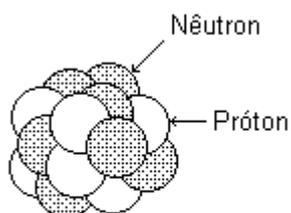


Fig.4

O núcleo do elemento da tabela periódica de número atômico Z é constituído de Z prótons e N nêutrons. No átomo neutro correspondente, existem, ao redor desse núcleo, Z elétrons. $A = N + Z$ é o número de núcleons ou, como também é chamado, número de massa.

Um átomo de carbono 12 é composto de 6 prótons, 6 nêutrons e 6 elétrons. As massas nucleares são convenientemente expressas em unidades de massa atômica (u). Uma unidade de massa atômica é definida como sendo exatamente um doze avos da massa de um átomo de carbono 12. Em outras palavras, a massa de um átomo de carbono 12 é, por definição, exatamente 12 u . Em termos numéricos:

$$1u = 1,6605 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

A massa de um átomo de carbono 12 é:

$$m = 12 (1,6605 \times 10^{-27} \text{ kg}) = 1,9926 \times 10^{-26} \text{ kg}$$

Como a massa de um elétron é:

$$m_e = 9,1094 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

a massa dos 6 elétrons do átomo de carbono 12 é:

$$m_{6e} = 6 (9,1094 \times 10^{-31} \text{ kg}) = 5,4656 \times 10^{-30} \text{ kg}$$

Desse modo:

$$\frac{m_{6e}}{m} = \frac{5,4656 \times 10^{-30} \text{ kg}}{1,9926 \times 10^{-26} \text{ kg}} = 2,7429 \times 10^{-4}$$

Assim, a massa dos elétrons é desprezível comparada à massa do átomo como um todo e a massa do átomo pode ser considerada igual à massa do núcleo atômico.

Em termos da unidade de massa atômica, as massas do próton e do nêutron são, respectivamente:

$$m_p = 1,0078 \text{ u}$$

$$m_n = 1,0087 \text{ u}$$

Por outro lado, do valor do módulo da velocidade da luz no vácuo:

$$c = 2,9979 \times 10^8 \text{ m/s}$$

e da relação entre joule e mega-eletron-volt:

$$1\text{J} = 6,2415 \times 10^{12} \text{ MeV}$$

segue-se que:

$$uc^2 = 9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}$$

$$m_e c^2 = 5,1102 \times 10^{-1} \text{ MeV}$$

$$m_p c^2 = 9,3875 \times 10^2 \text{ MeV}$$

$$m_n c^2 = 9,3959 \times 10^2 \text{ MeV}$$

Isótopos

Isótopos são átomos associados ao mesmo elemento da tabela periódica e, por isso, têm núcleos com números de prótons iguais, mas números de nêutrons diferentes. Por exemplo (Fig.5), os átomos de hidrogênio 1, também chamado de hidrogênio normal, com $Z = 1$ e $N = 0$, de hidrogênio 2, também chamado de deutério, com $Z = 1$ e $N = 1$ e de hidrogênio 3, também chamado de trítio, com $Z = 1$ e $N = 2$, são isótopos do hidrogênio.



Fig.5

Isóbaros

Isóbaros são átomos associados a elementos diferentes da tabela periódica e, por isso, têm núcleos com diferentes números de prótons, mas números de massa iguais. Por exemplo, os átomos de berílio 10, com $Z = 4$ e $N = 6$, de boro 10, com $Z = 5$ e $N = 5$ e de carbono 10, com $Z = 6$ e $N = 4$, são isóbaros.

Simbologia

É usual representar o núcleo de número de massa A e número atômico Z por:



ou simplesmente



em que X é o símbolo do elemento correspondente. Por exemplo, o núcleo de oxigênio 17 é representado por ${}^{17}\text{O}_8$ ou, simplesmente, ${}^{17}\text{O}$.

O número de nêutrons N não precisa ser representado porque é dado por:

$$N = A - Z$$

Tamanho

As técnicas mais importantes para a determinação do raio nuclear estão baseadas no espalhamento de feixes de nêutrons ou de elétrons.

Como os nêutrons não têm carga elétrica, eles não são influenciados pela interação coulombiana nem com os nêutrons nem com os prótons do núcleo. Contudo, como são influenciados pela interação nuclear tanto com os nêutrons quanto com os prótons do núcleo, os nêutrons espalhados sondam a distribuição de massa do núcleo.

Por outro lado, os elétrons não são influenciados pela interação nuclear nem com os nêutrons nem com os prótons do núcleo. Entretanto, como eles têm carga elétrica não nula, são influenciados pela interação coulombiana com os prótons do núcleo e sondam, portanto, a distribuição de carga do núcleo.

O raio de um núcleo com número de massa A, que se supõe esférico, é dado, com precisão considerável, pela expressão:

$$R = r_0 A^{1/3}$$

em que r_0 é um coeficiente empírico, o mesmo para todos os núcleos, com:

$$r_0 = 1,4 \text{ fm} \quad (\text{distribuição de massa})$$

e

$$r_0 = 1,2 \text{ fm} \quad (\text{distribuição de carga})$$

Aqui se usa, como unidade de comprimento, o fermi:

$$1\text{fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

Esses números indicam que a distribuição de massa nuclear avança um pouco além da distribuição de carga.

Com a expressão para o raio nuclear, o volume de um núcleo com número de massa A pode ser escrito:

$$V = \frac{4\pi}{3} r_0^3 A$$

Como o volume é proporcional ao número de núcleons e o fator de proporcionalidade é o mesmo para todos os núcleos, a distância média entre núcleons é a mesma para todos os núcleos. A densidade da matéria nuclear também é a mesma para todos os núcleos, ou seja, é independente de A:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{Au}{\frac{4\pi}{3}r_0^3 A} = \frac{3u}{4\pi r_0^3}$$

e, em números:

$$\rho = \frac{3(1,6605 \times 10^{-27} \text{ kg})}{4\pi(1,4 \times 10^{-15} \text{ m})^3} = 1,4447 \times 10^{17} \text{ kg/m}^3$$

Um núcleo não tem um raio exatamente definido como se poderia inferir da expressão para o raio nuclear, nem uma densidade constante no interior da esfera definida por esse raio. Na verdade, a densidade nuclear diminui até zero dentro de um intervalo radial cujo centro é dado pela expressão do raio nuclear. Por exemplo, para as distribuições de carga e de massa do núcleo de carbono 12, temos

$$R_C = 1,2 (12)^{1/3} \text{ fm} \approx 2,7 \text{ fm}$$

$$R_M = 1,4 (12)^{1/3} \text{ fm} \approx 3,2 \text{ fm}$$

e para as distribuições de carga e de massa do núcleo de cobalto 59:

$$R_C = 1,2 (59)^{1/3} \text{ fm} \approx 4,6 \text{ fm}$$

$$R_M = 1,4 (59)^{1/3} \text{ fm} \approx 5,4 \text{ fm}$$

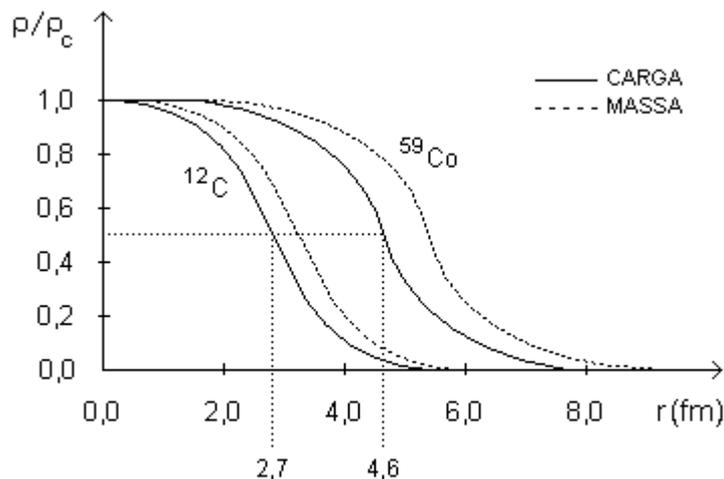


Fig.6

Desse modo, a uma distância do centro do núcleo de 2,7 fm para o carbono 12 e de 4,6 fm para o cobalto 59, a densidade de carga tem a metade do valor que atinge na região central (Fig.6).

Da expressão para o raio nuclear pode-se concluir que o volume do núcleo é proporcional ao número de núcleons, de modo que o número de núcleons por unidade de volume, isto é, a densidade de núcleons, é constante. Além disso, como a massa de um próton é muito próxima da massa de um nêutron, a densidade de massa também é constante. E mais, como a interação nuclear forte é independente da carga elétrica, os prótons e os nêutrons devem estar distribuídos mais ou menos uniformemente no núcleo e disso conclui-se que a densidade de carga também é constante. Na verdade, nos núcleos com número de massa A grande, a densidade de carga na região central aparece diminuída devido à repulsão coulombiana entre os prótons.

As formas de alguns núcleos afastam-se significativamente da forma esférica e devem ser consideradas elipsoidais ou, mesmo, com a forma de uma pêra.

IV. Energia de Ligação Nuclear

Dado um núcleo qualquer, a energia liberada quando da sua formação a partir dos seus prótons e nêutrons separados de uma distância infinita é o que se chama de energia de ligação de tal núcleo. Dito de outro modo, energia de ligação é a energia que deve ser fornecida ao núcleo para separar seus prótons e nêutrons de uma distância infinita.

Por outro lado, a relação:

$$E = mc^2$$

que Einstein demonstrou em 1905 e que já está verificada por um grande número de experimentos, significa que, se um dado sistema ganha uma quantidade de energia E, sua massa aumenta de uma quantidade dada por E/c^2 e inversamente, se um dado sistema perde uma quantidade de energia E, sua massa fica diminuída de uma quantidade dada por E/c^2 . Nesse contexto, c representa o módulo da velocidade da luz no vácuo. Desse modo, sendo E a energia de ligação de um núcleo formado por Z prótons e (A - Z) nêutrons, de massa M(Z,A), pode-se escrever:

$$Zm_p + (A - Z)m_n = M(Z,A) + \frac{E}{c^2}$$

em que m_p e m_n são, respectivamente, as massas do próton e do nêutron. Daí, a energia de ligação fica:

$$E = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(Z,A)]c^2$$

Assim, com as massas determinadas experimentalmente, a energia de ligação de qualquer núcleo pode ser determinada. Por exemplo, como:

$$m_p = 1,0078 \text{ u}$$

$$m_n = 1,0087 \text{ u}$$

$$m(\text{He}) = 4,0026 \text{ u}$$

e

$$uc^2 = 9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}$$

a energia de ligação da partícula α , ou seja, do núcleo de hélio 4, fica:

$$E(\text{He}) = [2(1,0078) + 2(1,0087) - 4,0026](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}) = 28,3170 \text{ MeV}$$

Estritamente falando, essa é a energia de ligação de um átomo de hélio 4. Contudo, como a energia de ligação dos elétrons ao núcleo é desprezível (da ordem de 1 eV), a energia de ligação nuclear é praticamente igual à energia de ligação atômica.

Como a massa do núcleo de lítio 6 é $m(\text{Li}) = 6,0151 \text{ u}$, a energia de ligação é:

$$E(\text{Li}) = [3(1,0078) + 3(1,0087) - 6,0151](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}) = 32,0429 \text{ MeV}$$

Relativamente à dissociação completa, o núcleo de lítio 6 é mais estável do que o núcleo de hélio 4. Contudo, as estruturas nucleares não se dissociam completamente em seus núcleons individuais.

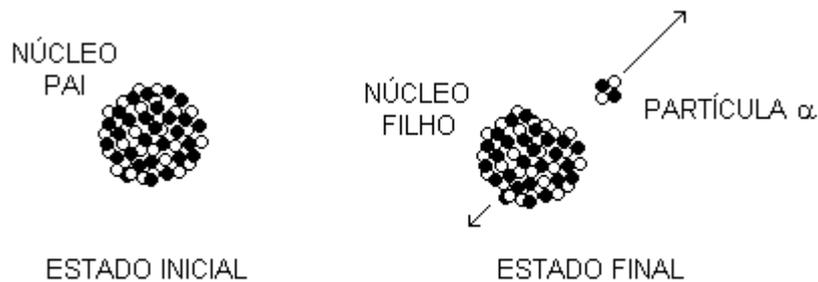


Fig.7

No caso de um núcleo naturalmente radioativo (núcleo pai), pode acontecer a dissociação espontânea em um núcleo menor (núcleo filho) e uma partícula α (Fig.7), como no seguinte decaimento:



Como:

$$m(\text{Ra}) = 226,0254 \text{ u}$$

$$m(\text{Rn}) = 222,0175 \text{ u}$$

$$E(\text{He}) = 28,3170 \text{ MeV}$$

e

$$uc^2 = 9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}$$

segue-se que:

$$E(\text{Ra}) = [88(1,0078) + (226 - 88)(1,0087) - 226,0254](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV})$$

$$= 1,7340 \times 10^3 \text{ MeV}$$

e de modo análogo:

$$E(\text{Rn}) = 1,7107 \times 10^3 \text{ MeV}$$

e

$$E(\text{Rn}) + E(\text{He}) = 1,7390 \times 10^3 \text{ MeV}$$

Como a energia de ligação do núcleo de rádio 226 é menor do que a soma das energias de ligação dos núcleos de radônio 222 e de hélio 4, o decaimento indicado acima é realmente espontâneo.

Deve-se observar que:

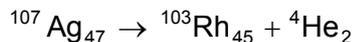
$$\begin{aligned} E(\text{Rn}) + E(\text{He}) - E(\text{Ra}) &= [-222,0175 - 4,0026 + 226,0254](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}) \\ &= 4,9368 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Pode-se compreender que o decaimento indicado acima é espontâneo pensando em termos das massas ou em termos das energias de ligação.

A massa do núcleo de rádio 226 é maior do que a soma das massas dos núcleos de radônio 222 e de hélio 4. Levando em conta a relação $E = mc^2$, isto significa, em termos energéticos, que o sistema no estado inicial tem energia maior do que o sistema no estado final, ou seja, significa que o sistema passa de um estado a outro de menor energia e, portanto, mais estável.

Em termos das energias de ligação, a grandeza $[E(\text{Rn}) + E(\text{He})] - E(\text{Ra})$, sendo positiva, indica que, para separar o sistema em seus constituintes básicos (prótons e nêutrons), a energia necessária é maior no estado final do que no estado inicial e, portanto, o estado final é mais estável.

Agora, seja o seguinte decaimento:



Como:

$$m(\text{Ag}) = 106,9041 \text{ u}$$

$$m(\text{Rh}) = 102,9048 \text{ u}$$

$$m(\text{He}) = 4,0026 \text{ u}$$

e

$$uc^2 = 9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}$$

segue-se o seguinte resultado:

$$\begin{aligned} E(\text{Rh}) + E(\text{He}) - E(\text{Ag}) &= [-102,9048 - 4,0026 + 106,9041](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}) \\ &= -3,0739 \text{ MeV} \end{aligned}$$

A massa do núcleo de prata 107 é menor do que a soma das massas dos núcleos de ródio 103 e de hélio 4. Levando em conta a relação $E = mc^2$, isto significa, em termos energéticos, que o sistema no estado inicial tem uma energia menor do que o sistema no estado final, ou seja, significa que o sistema passa de um estado a outro

de maior energia e, portanto, menos estável. Em termos das energias de ligação, a grandeza $[E(\text{Rh}) + E(\text{He})] - E(\text{Ag})$, sendo negativa, indica que, para separar o sistema em seus constituintes básicos (prótons e nêutrons), a energia necessária é menor no estado final do que no estado inicial e, portanto, o estado final é menos estável. Portanto, de qualquer modo que se pense, quer seja em termos das massas, quer seja em termos das energias de ligação, o decaimento indicado não é espontâneo, isto é, o núcleo de prata 107 não pode decair espontaneamente por emissão de partícula α . O que foi mostrado acima é que a radioatividade natural por decaimento α pode acontecer quando a massa do núcleo pai é maior do que a soma das massas do núcleo filho e da partícula α . O mesmo tipo de argumento pode ser utilizado para discutir a emissão de elétrons no decaimento β^- e a emissão de pósitrons no decaimento β^+ .

Energia de Ligação por Núcleon

Uma indicação da estabilidade nuclear resultante da interação coulombiana repulsiva entre os prótons e da interação nuclear forte atrativa entre os núcleons é dada pelo gráfico da energia de ligação por núcleon, E/A , em função do número de núcleons, A (Fig.8).

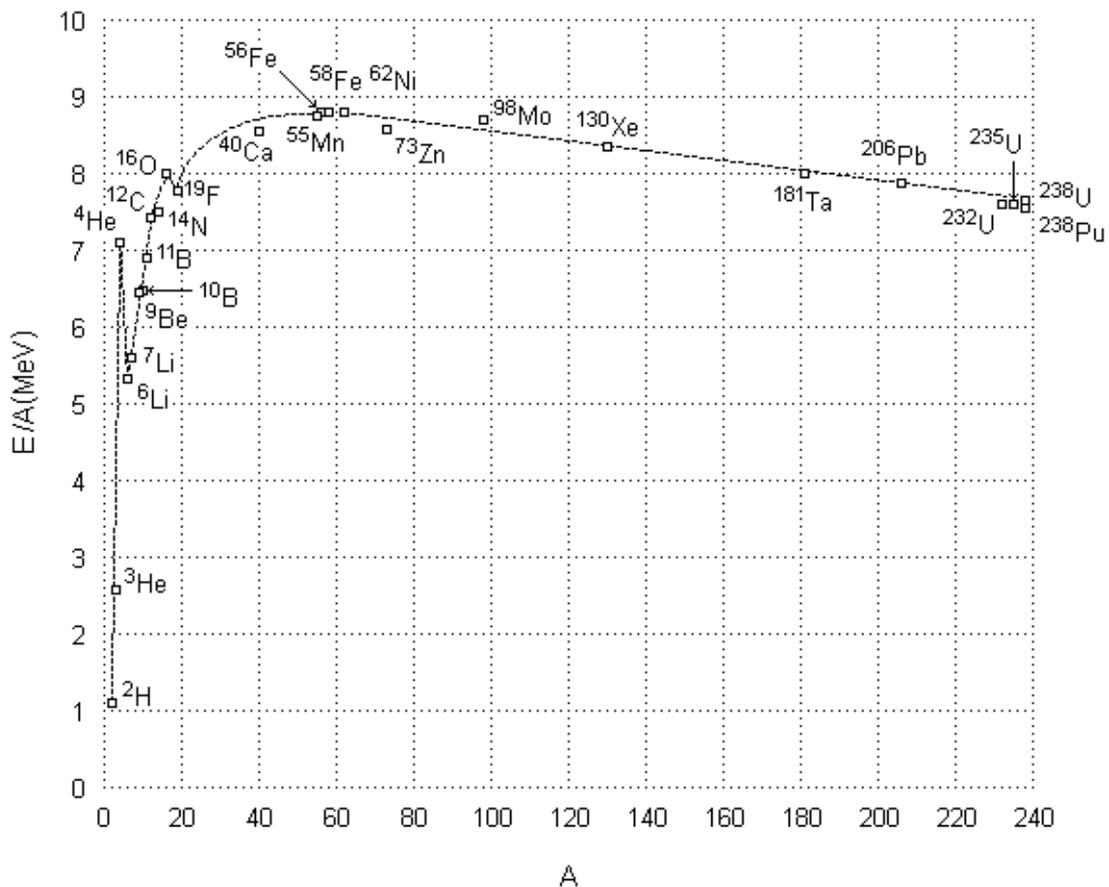


Fig.8

O gráfico de E/A contra A inclui tanto núcleos estáveis quanto núcleos instáveis (radioativos). O núcleo com a menor energia de ligação por núcleon é o núcleo de

hidrogênio 2 (deutério) e o núcleo com a maior energia de ligação por núcleon é o núcleo de ferro 56. Assim, esse gráfico tem um máximo em $A \approx 56$.

Os núcleons são mantidos juntos pela interação nuclear, de caráter atrativo, apesar do efeito contrário da interação coulombiana, de caráter repulsivo, entre os prótons. Como E/A varia muito pouco com o aumento de A para núcleos não muito pequenos, cada núcleon deve interagir atrativamente via interação nuclear apenas com certo número de outros núcleons de sua vizinhança imediata e esse número é independente de A .

A diminuição lenta de E/A para $A > 56$ é conseqüência do aumento do número de prótons com o aumento de A e do alcance infinito da interação coulombiana, com cada próton interagindo repulsivamente com todos os outros prótons do núcleo. A diminuição é lenta apesar de o efeito depender do número total de pares de prótons porque a interação coulombiana é cerca de 100 vezes menos intensa que a interação nuclear. Por outro lado, para núcleos com $A < 56$, E/A diminui cada vez mais rapidamente com a diminuição de A porque, então, diminui cada vez mais rapidamente o número de núcleons na vizinhança imediata de qualquer núcleon, onde a interação nuclear é efetiva. Assim, enquanto a interação nuclear contribui para a estabilidade do núcleo, a interação coulombiana contribui para a sua desestabilização.

Como o gráfico da energia de ligação por núcleon em função do número de núcleons apresenta um máximo em $A \approx 56$, tanto processos de fusão de núcleos leves quanto processos de fissão de núcleos pesados podem levar a liberação de energia e podem, portanto, servir de fundamento tanto para a construção de reatores de geração de energia quanto para a construção de bombas com extremo poder de destruição.

Fusão Nuclear

Fusão nuclear é o processo de formação de um núcleo a partir da colisão e posterior junção de dois núcleos menores. Os núcleos que colidem devem ter, inicialmente, uma energia cinética que lhes permita se aproximar contra a repulsão coulombiana o suficiente para que a interação nuclear forte passe a ser efetiva e mais importante. Como a repulsão coulombiana é tanto mais importante quanto maior a carga elétrica dos núcleos em colisão, a fusão nuclear pode ser provocada com mais facilidade entre núcleos com número pequeno de prótons. De qualquer modo, a fusão nuclear com liberação de energia só ocorre se o número de núcleons do núcleo resultante for menor ou da ordem de 56. Como exemplo, seja a fusão de dois núcleos de oxigênio 16 para formar um núcleo de enxofre 32:



Pela observação do gráfico E/A contra A tem-se aproximadamente 7,8 MeV e 8,6 MeV, respectivamente, para a energia de ligação por núcleon para os núcleos de oxigênio 16 e de enxofre 32 e as energias de ligação dos sistemas inicial e final são:

$$2E(\text{O}) = 2(16)(7,8\text{MeV}) = 249,6\text{MeV}$$

e

$$E(\text{S}) = 32(8,6\text{MeV}) = 275,2\text{MeV}$$

Ao passar do estado inicial para o estado final, o sistema tem uma variação de energia dada por:

$$\Delta E = E(\text{S}) - 2E(\text{O}) = 25,6\text{MeV}$$

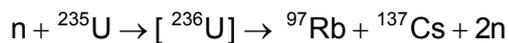
Como $\Delta E > 0$, a energia de ligação do núcleo resultante é maior do que a soma das energias de ligação dos núcleos iniciais. Em outras palavras, como uma energia de 275,2 MeV deve ser fornecida ao sistema no estado final (núcleo de enxofre 32) para separá-lo em núcleons infinitamente separados e uma energia de 249,6 MeV deve ser fornecida ao sistema no estado inicial (os dois núcleos de oxigênio 16) para separá-lo em núcleons infinitamente separados, o sistema deve ter perdido uma energia de 25,6 MeV.

Esse resultado se deve ao fato de as energias de ligação por núcleon dos núcleos iniciais serem menores do que a energia de ligação por núcleon do núcleo final, ou seja, a fusão nuclear com liberação de energia só ocorre se o número de núcleons do núcleo resultante é menor ou da ordem de 56, já que a curva E/A contra A tem máximo em $A \approx 56$.

Fissão Nuclear

Fissão nuclear é o processo de divisão de um núcleo em dois núcleos menores, de tamanho comparável. Os núcleos com um grande número de núcleons estão sujeitos à fissão espontânea, com uma probabilidade muito pequena, e sujeitos à fissão induzida por captura de nêutrons, com uma probabilidade maior.

Como exemplo, seja a reação de fissão de um núcleo de urânio 235 em um núcleo de rubídio 97 e um núcleo de Césio 137:



Pela observação do gráfico E/A contra A tem-se aproximadamente 7,7 MeV e 8,6 MeV e 8,2 MeV, respectivamente, para os núcleos de urânio 236, de rubídio 97 e de césio 137. Assim, as energias de ligação dos sistemas inicial e final são:

$$E(\text{U}) = 236(7,7 \text{ MeV}) = 1817,2 \text{ MeV}$$

e

$$E(\text{Rb} + \text{Cs} + 2n) = 97(8,6 \text{ MeV}) + 137(8,2 \text{ MeV}) + 2(7,7 \text{ MeV}) = 1973,0 \text{ MeV}$$

Ao passar do estado inicial para o estado final, o sistema tem uma variação de energia dada por:

$$\Delta E = E(\text{Rb} + \text{Cs} + 2n) - E(\text{U}) = 155,8 \text{ MeV}$$

Como $\Delta E > 0$, o sistema deve ter perdido uma energia de 155,8 MeV. Novamente, esse resultado se deve ao fato de a energia de ligação por núcleon do núcleo inicial (o núcleo composto $[{}^{236}\text{U}]$) ser menor do que a soma das energias de ligação por núcleon dos núcleos finais e dos dois nêutrons, ou seja, a fissão nuclear com liberação de energia só ocorre se o número de núcleons dos núcleos resultantes for maior ou da ordem de 56.

Este cálculo é aproximado e é o que se pode fazer a partir do gráfico considerado. Na realidade, a energia total liberada na reação é maior porque os núcleos resultantes são instáveis e decaem, posteriormente, por emissão de elétrons, neutrinos e raios γ .

V. Propriedades da Interação Nuclear

Descrevendo-se os fenômenos em termos de suas unidades microscópicas básicas (as partículas) e suas interações mútuas, a grande variedade de forças com as quais usualmente se trabalha pode ser compreendida em termos de apenas quatro interações fundamentais: a interação gravitacional, a interação nuclear fraca, a interação eletromagnética e a interação nuclear forte. A seguir, discute-se algumas propriedades da interação nuclear forte.

Intensidade

Todos os núcleos, exceto aqueles dos isótopos do hidrogênio, têm mais de um próton. Então, deve existir, entre os núcleons, uma interação atrativa mais intensa do que a interação coulombiana repulsiva entre os prótons, para a mesma separação. Na verdade, as forças nucleares são cerca de 100 vezes mais intensas do que as forças elétricas.

Saturação

O gráfico de E/A contra A mostra que a energia de ligação por núcleon é aproximadamente constante para todos os núcleos, exceto os mais leves. Assim, a energia de ligação de um núcleo é aproximadamente proporcional ao número de núcleons (prótons e nêutrons) desse núcleo.

Se cada núcleon do núcleo interagisse com todos os outros núcleons, a energia de ligação deveria ser proporcional ao número de pares de núcleons:

$$E \propto \frac{A(A-1)}{2}$$

ou, para A grande:

$$E \propto A^2$$

Esse resultado está em contradição com o resultado experimental expresso no gráfico E/A contra A . A contradição desaparece supondo-se que cada núcleon do núcleo interage apenas com um número limitado de outros núcleons. Assim, a interação nuclear se atribui a propriedade de saturação.

Curto Alcance e Carço Repulsivo

Se cada núcleon do núcleo não interage com todos os outros núcleons, mas apenas com alguns núcleons vizinhos, a interação nuclear deve ser de curto alcance. Sabe-se que esse alcance é da ordem de 1 fm, isto é, 10^{-15} m.

Para distâncias muito menores do que o alcance de 1 fm, a interação nuclear é repulsiva. A existência de um carço repulsivo explica, por exemplo, o fato de que a distância média entre núcleons é independente de A e o fato de que o volume nuclear é proporcional a A .

Independência da Carga

A estabilidade do dêuteron, o núcleo com um nêutron e um próton, permite concluir que existe interação nuclear entre nêutrons e prótons.

O número de nêutrons cresce mais rapidamente que o número de prótons, para núcleos estáveis não muito pequenos, como pode ser visto na Tabela de Núcleos (Apêndice). Isto permite concluir que existe interação nuclear entre nêutrons.

Com o crescimento do número de prótons, cresce o efeito antiestabilizante da repulsão coulombiana. Esse crescimento só pode ser contrabalançado pelo crescimento do efeito estabilizante da interação nuclear. Como cada núcleon interage apenas com um número limitado de outros núcleons, o excesso de nêutrons só pode contribuir para o crescimento do efeito estabilizante se existe interação nuclear entre nêutrons. Para núcleos estáveis pequenos, o número de nêutrons cresce junto com o número de prótons, como pode ser visto na Tabela de Núcleos (Apêndice). Este fato mais a existência de interação nuclear entre nêutrons permite concluir que existe interação nuclear também entre prótons e com a mesma intensidade. Se não existisse interação nuclear entre prótons ou se a interação nuclear entre nêutrons fosse mais intensa do que a interação nuclear entre prótons, os núcleos estáveis pequenos deveriam conter um número maior de nêutrons do que de prótons e não um número aproximadamente igual de nêutrons e prótons como, realmente, acontece.

Portanto, a interação nuclear é independente da carga elétrica, isto é, atua igualmente entre prótons (interação p-p), entre nêutrons (interação n-n) e entre prótons e nêutrons (interação p-n).

A independência da carga nas interações nucleares é, também, corroborada pelo fato de que os resultados dos experimentos de espalhamento de prótons pelo núcleo são idênticos aos resultados dos experimentos de espalhamento de nêutrons.

VI. Expressão Semi-Empírica da Energia de Ligação

Com o passar do tempo e na ausência de uma teoria detalhada para descrever a estrutura nuclear, vários modelos foram desenvolvidos, cada qual correlacionando os dados experimentais de um conjunto mais ou menos limitado de fenômenos nucleares. Entre os modelos formulados estão o modelo de gás de Fermi, o modelo uniforme, o modelo de partícula α , o modelo da gota líquida e o modelo nuclear de camadas. Com o modelo da gota líquida, em particular, foi desenvolvida a seguinte expressão semi-empírica para o cálculo da energia de ligação nuclear:

$$E = a_v A - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_s A^{2/3} - a_r \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_{pi} \frac{1}{A}$$

As constantes a_v , a_c , a_s , a_r e a_{pi} são parâmetros obtidos por ajuste de curvas experimentais. Existe, na literatura, vários conjuntos de valores. Um dos possíveis conjuntos de valores (em MeV) é o seguinte:

$$a_v = 14,0$$

$$a_c = 0,584$$

$$a_s = 13,1$$

$$a_r = 19,4$$

e

$$a_{pi} = 135 \delta$$

com

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{para núcleos par - par (Z par e N par)} \\ 0 & \text{para núcleos par - ímpar (Z par e N ímpar ou Z ímpar e N par)} \\ -1 & \text{para núcleos ímpar - ímpar (Z ímpar e N ímpar)} \end{cases}$$

O primeiro termo do lado direito da expressão dada acima corresponde ao termo de volume, proporcional ao número de núcleons A . Esse termo está associado ao fato de ser mais ou menos constante a energia de ligação por núcleon ou, o que dá no mesmo, ao fato de que cada núcleon interage, via interação nuclear forte, apenas com um número limitado e fixo de outros núcleons, presentes na sua vizinhança imediata.

O segundo termo corresponde ao termo coulombiano, associado à repulsão eletrostática entre os prótons do núcleo. Ele aparece com o sinal negativo porque o efeito de repulsão é o de diminuir a estabilidade nuclear e, portanto, de diminuir a energia de ligação. Como os prótons interagem aos pares, esse termo é proporcional ao número de pares de prótons do núcleo, que é dado por $Z(Z - 1)$. Além disso, como a interação coulombiana é tanto menor quanto maior a distância entre os prótons, esse termo é inversamente proporcional ao raio do núcleo, ou seja, inversamente proporcional a $A^{1/3}$.

O terceiro termo corresponde ao termo de superfície, associado ao número de núcleons que se encontram na superfície do núcleo. Se os núcleons do interior do núcleo interagem com um dado número de outros núcleons na sua vizinhança imediata, os núcleons da superfície interagem, em média, com a metade desse número. Como se considerou, ao estruturar o primeiro termo da expressão semi-empírica da energia de ligação, que todos os núcleons interagem com igual número de outros núcleons, deve-se descontar um termo proporcional ao número de núcleons da superfície, que é proporcional à área da superfície. Como o raio do núcleo é proporcional a $A^{1/3}$, esse termo deve ser proporcional ao quadrado do raio, isto é, proporcional a $A^{2/3}$.

O quarto termo corresponde ao termo de simetria. Para um dado valor de A , existe um valor de Z que corresponde ao núcleo mais estável. Para núcleos pequenos, nos quais o efeito da repulsão coulombiana é pequeno, esse valor é $Z = \frac{1}{2} A$, isto é, $2Z = A$, como mostra a Tabela de Núcleos (Apêndice). Em outras palavras, os núcleos pequenos de maior estabilidade são aqueles para os quais o número de prótons é igual ao número de nêutrons. Desse modo, na ausência da repulsão coulombiana, núcleos cujos valores de A são diferentes de $2Z$ têm menor estabilidade, ou seja, têm valores menores para as energias de ligação nucleares. Por conveniência, esse efeito é representado por $(A - 2Z)^2$. O quadrado é introduzido para dar conta de que tanto o excesso de nêutrons sobre o número de prótons quanto o excesso de prótons sobre o número de nêutrons devem levar a uma menor estabilidade.

Finalmente, o quinto e último termo do lado direito da expressão da energia de ligação nuclear corresponde ao seguinte efeito de pareamento. Dentre os núcleos estáveis, os núcleos par-par (com número par de prótons e número par de nêutrons) são os mais abundantes, os núcleos par-ímpar (com número par de prótons e número ímpar de nêutrons ou com número ímpar de prótons e número par de nêutrons) têm abundância intermediária e os núcleos ímpar-ímpar (com número ímpar de prótons e número ímpar de nêutrons) são os menos abundantes. Por isso, os núcleos par-par devem ter estabilidade maior, os núcleos par-ímpar devem ter estabilidade intermediária e os núcleos ímpar-ímpar devem ter estabilidade menor.

Decaimento β

Isóbaros são núcleos associados a elementos diferentes da tabela periódica, mas com iguais números de massa. A expressão semi-empírica da energia de ligação nuclear permite, entre outras coisas, discutir a instabilidade de núcleos isóbaros quanto à emissão de elétrons (decaimento β^-) ou de pósitrons (decaimento β^+).

Como primeiro exemplo, considere-se os núcleos com número de massa ímpar $A = 73$ dos seguintes átomos isóbaros: zinco, gálio, germânio, arsênio e selênio. Na tabela que se segue, encontram-se os correspondentes valores absolutos dos vários termos da expressão semi-empírica da energia de ligação e também o correspondente valor da própria energia de ligação. Todos os valores estão em MeV.

Elemento	${}^{73}\text{Zn}_{30}$	${}^{73}\text{Ga}_{31}$	${}^{73}\text{Ge}_{32}$	${}^{73}\text{As}_{33}$	${}^{73}\text{Se}_{34}$
$a_V A$	1022,000	1022,000	1022,000	1022,000	1022,000
$a_C Z(Z-1)A^{-1/3}$	121,579	129,964	138,628	147,572	156,795
$a_S A^{2/3}$	228,818	228,818	228,818	228,818	228,818
$a_R (A - 2Z)^2 A^{-1}$	44,912	32,156	21,526	13,022	6,644
$a_{PI} A^{-1}$	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
E	626,691	631,062	633,028	632,588	629,743

Os termos de pareamento para todos os núcleos são nulos porque os núcleos são par-ímpar. O gráfico da energia de ligação em função de Z é uma parábola (Fig.9).

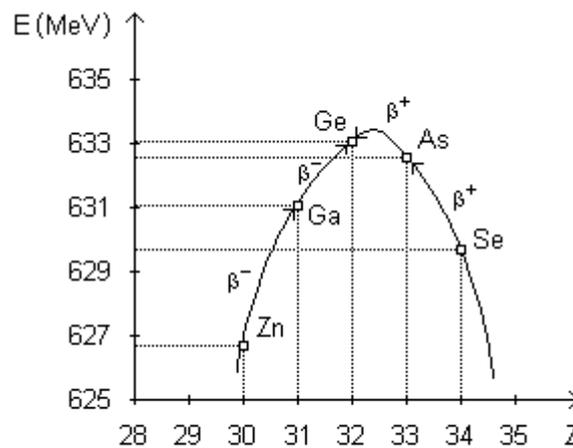
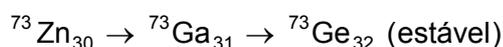


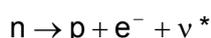
Fig.9

O núcleo de germânio 73 é o mais estável porque tem a maior energia de ligação e, por isso, aparece mais próximo do vértice da parábola.

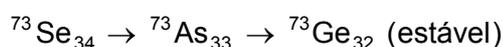
Os núcleos com energia de ligação menor aparecem nos ramos da parábola e podem decair por emissão de um elétron (decaimento β^-), por emissão de um pósitron (decaimento β^+) ou por captura eletrônica (captura K). Os núcleos com número atômico menor do que o número atômico do núcleo mais estável (ramo esquerdo) decaem por emissão de um elétron (decaimento β^-):



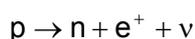
Em termos dos núcleons, o decaimento β^- é a transformação de um nêutron num próton, com a emissão de um elétron e um anti-neutrino:



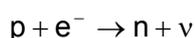
Analogamente, os núcleos com número atômico maior que o número atômico do núcleo mais estável (ramo direito) decaem por emissão de um pósitron (decaimento β^+) ou por captura K ou por ambos:



Em termos dos núcleons, o decaimento β^+ é a transformação de um próton num nêutron, com a emissão de um pósitron e um neutrino:



A captura eletrônica é a captura, pelo núcleo atômico, de um elétron orbital. Se um elétron da camada K é capturado, o processo é chamado captura K. Elétrons de outras camadas podem ser capturados, mas com probabilidades menores. Em termos elementares, a captura eletrônica fica:



Como segundo exemplo, sejam os núcleos com número de massa par $A = 64$ dos seguintes átomos isóbaros: cobalto, níquel, cobre, zinco e gálio.

Elemento	${}^{64}\text{Co}_{27}$	${}^{64}\text{Ni}_{28}$	${}^{64}\text{Cu}_{29}$	${}^{64}\text{Zn}_{30}$	${}^{64}\text{Ga}_{31}$
$a_v A$	896,000	896,000	896,000	896,000	896,000
$a_c Z(Z-1)A^{-1/3}$	102,492	110,376	118,552	127,020	140,306
$a_s A^{2/3}$	209,600	209,600	209,600	209,600	209,600
$a_r (A-2Z)^2 A^{-1}$	30,313	19,400	10,913	4,850	1,213
$a_{pl} A^{-1}$	(-) 2,109	(+) 2,109	(-) 2,109	(+) 2,109	(-) 2,109
E	551,486	558,733	554,826	556,639	542,772

Na tabela acima, encontram-se os correspondentes valores absolutos (em MeV) dos vários termos da expressão semi-empírica da energia de ligação e também o correspondente valor da própria energia de ligação (em MeV). Neste exemplo, os correspondentes termos de pareamento não são nulos e mais, esses termos são positivos para núcleos par-par e negativos para núcleos ímpar-ímpar. Desse modo, o gráfico da energia de ligação em função de Z não é constituído de uma, mas de duas parábolas (Fig.10).

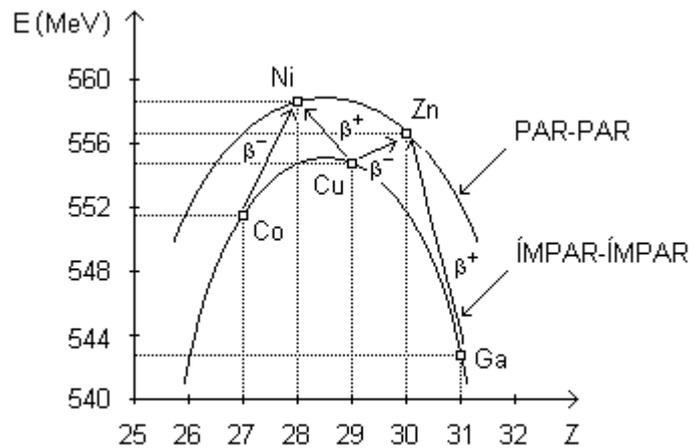


Fig.10

A curva inferior corresponde aos núcleos ímpar-ímpar e a curva superior, aos núcleos par-par. Portanto, os primeiros são instáveis em relação aos segundos. Pela curva correspondente aos núcleos par-par pode-se observar que existem dois núcleos estáveis com números atômicos diferindo por duas unidades. Os núcleos com Z menor do que o Z do núcleo mais estável decaem por emissão de elétron (decaimento β^-) e os núcleos com Z maior que o Z de um dos núcleos mais estáveis decaem por emissão de pósitron (decaimento β^+), captura K ou ambos. O núcleo mais próximo do vértice da parábola ímpar-ímpar pode decair por β^- , β^+ ou captura K.

Expressão Semi-Empírica de Massa

A massa de um núcleo com Z prótons e (A - Z) nêutrons é dada por:

$$M(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - \frac{E}{c^2}$$

em que m_p e m_n são, respectivamente, as massas do próton e do nêutron. Com a expressão acima para a energia de ligação, vem:

$$M(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - \frac{1}{c^2} \left[a_v A - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_s A^{2/3} - a_r \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_{pi} \frac{1}{A} \right]$$

Esta é a expressão semi-empírica de massa.

VII. Espectrômetro de Massa

O espectrômetro de massa permite determinar massas atômicas com grande precisão, podendo-se inclusive distinguir massas isotópicas. Então, descontando-se a massa dos elétrons, determina-se as massas dos núcleos correspondentes. No espectrômetro esquematizado (Fig.11), uma fonte produz íons com carga elétrica Ze (positiva), massa M e velocidades de módulos variados. Os íons entram numa região com um campo elétrico uniforme e um campo magnético também uniforme, perpendiculares entre si, constituindo um filtro de velocidades.

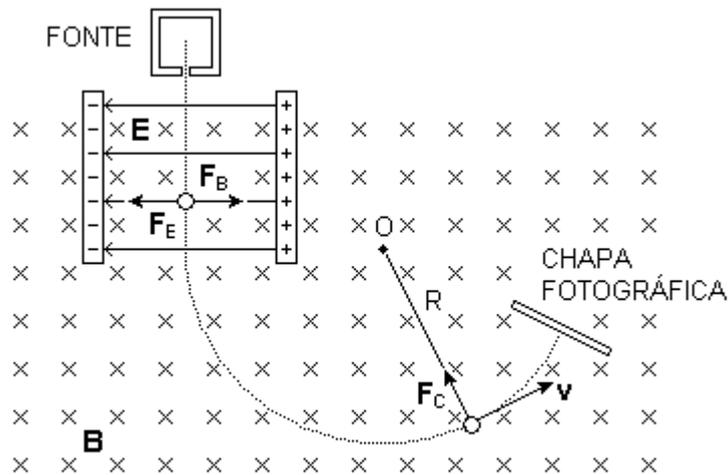


Fig.11

Desprezando-se a força peso, sobre os íons atuam uma força elétrica e uma força magnética com mesma direção, mas sentidos contrários, com módulos:

$$F_E = ZeE$$

e

$$F_B = ZevB$$

Atravessam o filtro apenas os íons para os quais o módulo da força magnética é igual ao módulo da força elétrica. Em outras palavras, atravessam o filtro os íons com velocidade bem determinada, de módulo v dado por:

$$v = \frac{E}{B}$$

Saindo do filtro, esses íons entram numa região onde existe apenas o campo magnético uniforme, de forma que percorrem trajetórias circulares de raio R sob o efeito da força magnética, que faz o papel de força centrípeta. Assim:

$$M \frac{v^2}{R} = ZevB$$

Das duas últimas expressões vem:

$$M = \frac{ZeRB^2}{E}$$

Como o valor absoluto da carga do elétron e o valor de Z são conhecidos e se pode medir R, B e E, essa expressão permite determinar M, a massa dos íons.

VIII. Câmara de Bolhas

A câmara de bolhas permite visualizar as trajetórias das partículas emitidas pelos materiais radioativos e consiste de uma cavidade cujo volume pode ser controlado por um pistão (Fig.12). Na cavidade, existe certa substância, parte no estado líquido e parte no estado de vapor, e mais um gás. No equilíbrio, o gás fica saturado de vapor. A quantidade de vapor que pode se misturar ao gás depende da temperatura da mistura. Se esta temperatura diminui rapidamente, o gás, antes saturado, fica supersaturado e parte do vapor passa ao estado líquido, condensando-se em gotículas. A condensação do vapor em gotas é mais provável ao redor de partículas, que funcionam como centros de condensação. Em particular, partículas ionizadas são ótimos centros de condensação. As gotículas podem ser observadas ou fotografadas, à medida que vão se formando, iluminando-se a cavidade por uma janela. Uma partícula ionizada, movendo-se através da cavidade, deixa um rastro de gotículas e, desse modo, fica marcada sua trajetória.

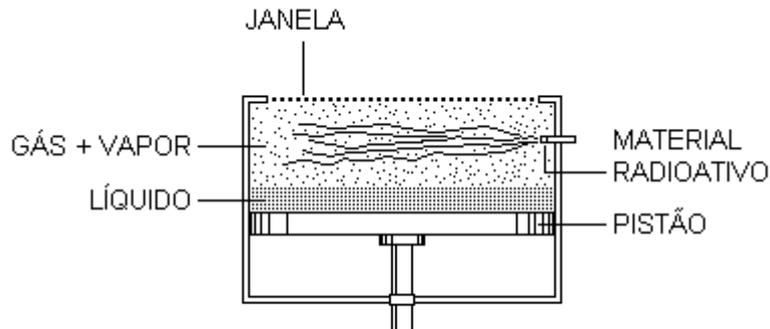


Fig.12

Quando o pistão é abaixado rapidamente, o volume da cavidade também aumenta rapidamente, a mistura de gás e vapor se expande adiabaticamente, sua temperatura diminui, o gás fica supersaturado e o vapor fica pronto para se condensar em gotículas. Se uma amostra de material radioativo é colocada na cavidade, aparecem, provenientes dela, feixes de partículas α , β e de fótons γ . Os íons produzidos por estas partículas e os fótons funcionam como centros de condensação. A capacidade de produzir íons depende, em grande parte, da massa e da carga da partícula. As partículas α produzem mais íons. As partículas α , no seu movimento através da cavidade, interagem praticamente apenas com os elétrons dos átomos que constituem as moléculas do gás e do vapor presentes. Por isso e porque sua massa é muito maior do que a massa dos elétrons, as partículas α mantêm trajetórias retilíneas. As partículas β interagem também apenas com os elétrons dos átomos que constituem as moléculas do gás e do vapor e como as massas são comparáveis, as partículas β têm muito maior probabilidade de serem desviadas do que as partículas α .

IX. Desintegração Radioativa

Os núcleos, em sua grande maioria, são instáveis, ou seja, as respectivas combinações de prótons e nêutrons não originam configurações nucleares estáveis. Esses núcleos, chamados radioativos, se transformam pela emissão de partículas α , elétrons, pósitrons, neutrinos e radiação eletromagnética (fótons γ). Na Tabela de Núcleos (Apêndice), cada núcleo é representado por um ponto (um pequeno quadrado ou um pequeno losango). Por exemplo, o núcleo de urânio 238 é representado pelo ponto correspondente a 92 no eixo horizontal (eixo do número de prótons ou número atômico, Z) e $238 - 92 = 146$ no eixo vertical (eixo do número de nêutrons, N). Os núcleos associados aos pontos de uma mesma coluna são os isótopos do elemento com o número atômico correspondente. Os núcleos associados aos pontos da reta marcada $Z = N$ são aqueles para os quais o número de prótons é igual ao número de nêutrons. Alguns núcleos estáveis pequenos têm $Z = N$.

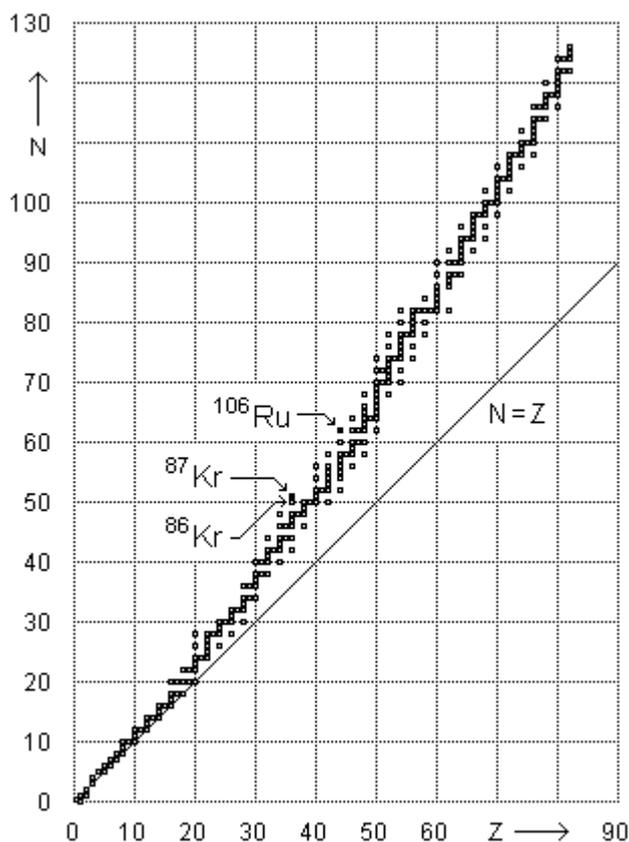
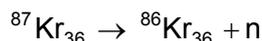


Fig.13

Uma característica importante dos núcleos é a razão N/Z . Para o núcleo de hidrogênio 2 ($Z = 1$) e o núcleo de hélio 4 ($Z = 2$), $N/Z = 1$, enquanto que para o núcleo de ferro 56 ($Z = 26$), $N/Z = 1,16$ e para o núcleo de bismuto 209 ($Z = 83$), $N/Z = 1,25$. Todos são núcleos estáveis. Com o aumento do número atômico dos núcleos estáveis, aumenta o valor da razão N/Z . A curva que marca a tendência dos pontos associados aos núcleos estáveis é chamada curva de estabilidade (Fig.13). A inclinação dessa curva representa a razão N/Z .

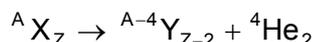
De modo geral, os núcleos radioativos tendem a decair produzindo núcleos estáveis, isto é, núcleos associados a pontos fora da curva de estabilidade tendem a se transformar em núcleos associados a pontos na curva de estabilidade. Núcleos radioativos associados a pontos localizados acima e à esquerda da curva de estabilidade têm razões N/Z muito grandes para serem estáveis. Esses núcleos, como o núcleo de rutênio 106 ($Z = 44$), têm excesso de nêutrons. O ponto associado ao núcleo filho vai estar mais perto da curva de estabilidade se o núcleo de rutênio 106 emitir um elétron, reduzindo o número de nêutrons e aumentando o número de prótons (decaimento β^-). Com uma probabilidade muito pequena, pode acontecer diretamente a emissão de um nêutron, como no caso do núcleo de criptônio 87:



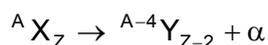
Núcleos radioativos associados a pontos localizados abaixo e à direita da curva de estabilidade têm razões N/Z muito pequenas para serem estáveis. Esses núcleos têm excesso de prótons e tendem a decair emitindo uma partícula α (decaimento α) ou um pósitron (decaimento β^+). Núcleos grandes, como os núcleos de urânio 235 e de urânio 238, têm maior probabilidade de ajustar a razão N/Z reduzindo o número de nêutrons e o número de prótons ao mesmo tempo, ou seja, emitindo partículas α . Núcleos menores tendem a aumentar o número de nêutrons e reduzir o número de prótons ao mesmo tempo e o fazem emitindo pósitrons.

Decaimento α

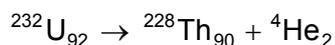
No decaimento α , o núcleo pai emite uma partícula α , ou seja, um núcleo de hélio 4, composto de dois prótons e dois nêutrons. Assim, quando um núcleo emite uma dessas partículas, seu número atômico diminui de duas unidades e o seu número de massa diminui de quatro unidades:



ou



Como exemplo, pode-se citar o decaimento do núcleo de urânio 232:



Os núcleos emissores de partícula α são, principalmente, aqueles com grande número de massa, nos quais a repulsão coulombiana entre os prótons é muito grande.

O mesmo tipo de núcleo pode emitir partículas α com diferentes energias porque o núcleo filho pode estar no estado fundamental ou em um estado excitado. Se o núcleo filho está em um estado excitado, ele passa, posteriormente, ao estado fundamental, por emissão de radiação eletromagnética (radiação γ). Assim, o decaimento α pode ser acompanhado de decaimento γ . Normalmente, as partículas α podem ser bloqueadas por uma folha de papel. A energia liberada no decaimento α pode ser calculada pela seguinte expressão, que vem diretamente do princípio de conservação da energia:

$$Q = [M(X) - M(Y) - m_\alpha] c^2$$

em que $M(X)$, $M(Y)$ e m_α são, respectivamente, as massas do núcleo pai, do núcleo filho e da partícula α . Como:

$$M(U) = 232,1095 \text{ u}$$

$$M(\text{Th}) = 228,0998 \text{ u}$$

$$m_\alpha = 4,0026 \text{ u}$$

e

$$1 \text{ u}c^2 = 9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}$$

para a reação de decaimento do núcleo de urânio 232 dada acima vem:

$$Q = [232,1095 - 228,0998 - 4,0026](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}) = 6,6135 \text{ MeV}$$

Um valor positivo para a energia liberada significa que o processo pode ocorrer espontaneamente. Esta energia fica distribuída entre o núcleo filho e a partícula α , em proporções diferentes. Para calcular estas proporções, suponha-se o núcleo pai em repouso no referencial considerado, no momento do decaimento, e o núcleo filho no seu estado fundamental (Fig.14).



Fig.14

Sendo K_Y e K_α as energias cinéticas do núcleo filho e da partícula α , respectivamente, o princípio de conservação da energia fornece:

$$Q = K_Y + K_\alpha$$

com:

$$K_Y = \frac{1}{2}M_Y v_Y^2$$

e

$$K_\alpha = \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2$$

Por outro lado, o princípio de conservação da quantidade de movimento fornece:

$$M_Y v_Y = m_\alpha v_\alpha$$

Isolando v_Y desta expressão e substituindo na outra, vem:

$$Q = \left(1 + \frac{m_\alpha}{M_Y}\right) K_\alpha$$

e daí:

$$K_{\alpha} = \left(\frac{M_Y}{m_{\alpha} + M_Y} \right) Q$$

Além disso, desta última expressão, com v_{α} dada pela expressão do princípio de conservação da quantidade de movimento, segue-se que:

$$K_Y = \left(\frac{m_{\alpha}}{m_{\alpha} + M_Y} \right) Q$$

Dividindo-se uma pela outra as duas expressões acima, pode-se ver que as energias cinéticas da partícula α e do núcleo filho são inversamente proporcionais às respectivas massas.

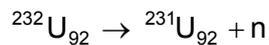
Para a reação de decaimento do núcleo de urânio 232 dada acima, as energias cinéticas da partícula α e do núcleo filho, ficam:

$$K_{\alpha} = \left(\frac{228,0998 \text{ u}}{4,0026 \text{ u} + 228,0998 \text{ u}} \right) 6,6135 \text{ MeV} = 6,4995 \text{ MeV}$$

e

$$K_{\text{Th}} = \left(\frac{4,0026 \text{ u}}{4,0026 \text{ u} + 228,0998 \text{ u}} \right) 6,6135 \text{ MeV} = 0,1140 \text{ MeV}$$

Nenhum núcleo decai espontaneamente com emissão de prótons, nêutrons, dêuterons ou qualquer outro tipo de grupo de núcleons porque os correspondentes valores da grandeza Q são negativos. Por exemplo, para o processo:



com:

$$M(\text{U } 232) = 232,1095 \text{ u}$$

$$M(\text{U } 231) = 231,1082 \text{ u}$$

$$m_N = 1,0087 \text{ u}$$

e

$$uc^2 = 9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}$$

segue-se que:

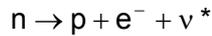
$$Q = [232,1095 - 231,1082 - 1,0087](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}) = -6,8930 \text{ MeV}$$

Esse resultado indica que o núcleo de urânio 232 é estável em relação ao decaimento pela emissão de um nêutron.

As desintegrações mencionadas acima, com emissão de prótons, nêutrons, dêuterons ou qualquer outro tipo de grupo de núcleons, só podem acontecer com o fornecimento de energia para o núcleo pai, para colocá-lo em um estado excitado. De qualquer modo, esse tipo de processo é o que mais propriamente se chama de reação nuclear.

Decaimento β

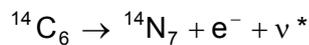
Quando o número de nêutrons é grande comparado ao número de prótons, o núcleo correspondente pode ser instável e o número de nêutrons pode ser diminuído pela transformação de um nêutron num próton. Essa transformação é acompanhada da emissão de um elétron e de um anti-neutrino:



O núcleo filho tem o mesmo número de massa que o núcleo pai, mas um número atômico com uma unidade a mais:

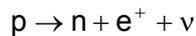


Como exemplo, pode-se citar o decaimento do núcleo de carbono 14:



Um nêutron livre, isto é, não pertencente a qualquer núcleo, decai segundo a equação $n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}$ com uma meia vida de aproximadamente 12 minutos.

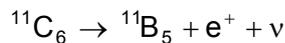
Quando o número de prótons é relativamente grande comparado ao número de nêutrons, o núcleo correspondente pode ser instável e o número de prótons pode ser diminuído pela transformação de um próton num nêutron. Essa transformação é acompanhada da emissão de um pósitron (partícula idêntica ao elétron, exceto pela carga, que é positiva) e de um neutrino:



O núcleo filho tem o mesmo número de massa que o núcleo pai, mas um número atômico com uma unidade a menos:



Como exemplo, pode-se citar o decaimento do núcleo de carbono 11:



O núcleo filho resultante do decaimento β pode estar no estado fundamental ou num estado excitado. Neste último caso, o processo é seguido de decaimento γ .

Uma característica interessante do decaimento β é que os elétrons e anti-neutrinos ou os pósitrons e neutrinos são emitidos com um espectro contínuo de energia, ou seja, cada tipo de partícula pode ter um valor de energia dentro de certo intervalo que vai de zero até um valor máximo compatível com o princípio de conservação da energia. Quanto maior a energia do elétron (ou do pósitron) emitido, menor a energia do anti-neutrino (ou do neutrino) emitido. Quando o elétron (ou o pósitron) tem a energia máxima, não existe anti-neutrino (ou neutrino) emitido.

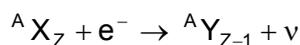
Em processos de dois corpos, como o decaimento α , os princípios de conservação da energia e da quantidade de movimento exigem que, no referencial do

centro de massa, onde o núcleo pai está em repouso, a energia liberada seja dividida entre o núcleo filho e a única partícula emitida numa proporção fixa.

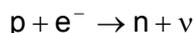
Os elétrons e pósitrons associados ao decaimento β , em sua grande maioria, podem ser bloqueados por uma lâmina de alumínio de aproximadamente 6 mm de espessura.

Captura Eletrônica

Os elétrons das camadas mais internas dos átomos podem se aproximar bastante do núcleo. Em particular, a camada K, que é a mais interna. Um próton do núcleo pode capturar um desses elétrons e o processo se chama captura eletrônica. Se o elétron capturado estava na camada K, o processo é chamado captura K. O resultado é a substituição de um próton do núcleo por um nêutron:

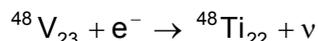


ou, em termos elementares:



A captura eletrônica é seguida pela emissão de radiação eletromagnética (raios x) pelo núcleo filho, resultante da passagem de um dos elétrons das camadas mais externas à lacuna da camada interior deixada pelo elétron capturado. O efeito da captura eletrônica é a mudança de um próton em um nêutron e nesse sentido o seu efeito sobre o núcleo é idêntico ao efeito produzido pela emissão β^+ .

Como exemplo, pode-se citar os processos seguintes:



e



O núcleo de vanádio 48 se transforma no núcleo de titânio 48 algumas vezes por captura K e algumas vezes por decaimento β^+ .

Decaimento γ

O decaimento γ é a emissão de radiação eletromagnética com frequências muito elevadas, na porção do espectro eletromagnético correspondente aos raios γ , causada por um rearranjo dos prótons em um núcleo. Pode acontecer, por exemplo, quando um núcleo sofre decaimento α ou β , deixando o núcleo filho em um estado excitado. Este, então, ao passar ao estado fundamental, emite radiação γ .

De modo geral, o núcleo filho permanece no estado excitado, antes de emitir o fóton γ , por cerca de 10^{-12} segundos. Um fóton γ tem massa (de repouso) nula e carga também nula, de modo que a emissão de um fóton γ por um núcleo não tem efeito sobre o seu número atômico nem sobre o seu número de massa. Os fótons γ emitidos por núcleos radioativos têm energias num intervalo que vai de 10^{-3} MeV a 1 MeV e podem ser bloqueados por uma lâmina de chumbo com vários centímetros de espessura.

Os núcleos radioativos se agrupam em quatro cadeias ou séries de decaimento: a série 4n (Fig.15), que começa com o núcleo de tório 232, a série 4n+2 (Fig.16), que começa com o núcleo de urânio 238, a série 4n+3, que começa com o núcleo de urânio 235, e a série 4n+1, que começa com o núcleo de netúnio 237. As três primeiras séries são naturais e a quarta, artificial. As séries terminam em núcleos estáveis. São quatro as séries porque quatro é o número de massa da partícula α e também porque, enquanto o decaimento α ocasiona uma diminuição de quatro unidades no número de massa do núcleo pai para o núcleo filho, o decaimento β e o decaimento γ não ocasionam mudança nesse número.

As meias vidas dos núcleos de uma dada série se distribuem num intervalo extremamente grande de valores. Na série 4n+2 (urânio 238), por exemplo, as meias vidas variam desde 10^{-4} segundos até 10^9 anos. A tabela abaixo mostra quase todos os núcleos da série 4n+2 e os correspondentes decaimentos e meias vidas.

Núcleo	Símbolo	Decaimento	Meia Vida
Urânio 238	$^{238}\text{U}_{92}$	α	$4,5 \times 10^9$ anos
Tório 234	$^{234}\text{Th}_{90}$	β	24 dias
Protactínio 234	$^{234}\text{Pa}_{91}$	β	1,2 minutos
Urânio 234	$^{234}\text{U}_{92}$	α	$2,5 \times 10^5$ anos
Tório 230	$^{230}\text{Th}_{90}$	α	8×10^4 anos
Rádio 226	$^{226}\text{Ra}_{88}$	α	1.620 anos
Radônio 222	$^{222}\text{Rn}_{86}$	α	3,82 dias
Polônio 218	$^{218}\text{Po}_{84}$	α	3 minutos
Chumbo 214	$^{214}\text{Pb}_{82}$	β	27 minutos
Bismuto 214	$^{214}\text{Bi}_{83}$	β	19 minutos
Polônio 214	$^{214}\text{Po}_{84}$	α	$1,6 \times 10^{-4}$ segundos
Chumbo 210	$^{210}\text{Pb}_{82}$	β	22 anos
Bismuto 210	$^{210}\text{Bi}_{83}$	β	5 dias
Polônio 210	$^{210}\text{Po}_{84}$	α	138 dias
Chumbo 206	$^{206}\text{Pb}_{82}$	---	(Estável)

Em geral, encontram-se meias vidas tão breves quanto 10^{-11} segundos e tão longas quanto 10^{15} anos.

Cada série tem um nome que caracteriza os números de massa dos seus membros. Desse modo, todos os membros da série 4n têm número de massa que pode ser escrito $A = 4n$, com n inteiro, começando com o núcleo de tório 232, para o qual $n = 58$. Do mesmo modo, todos os membros da série 4n+1 têm número de massa

que pode ser escrito $A = 4n+1$, com n inteiro, começando com o núcleo de netúnio 237, para o qual $n = 59$, todos os membros da série $4n+2$ têm número de massa que pode ser escrito na forma $A = 4n+2$, com n inteiro, começando com o núcleo de urânio 238, para o qual $n = 59$, e todos os membros da série $4n+3$ têm número de massa que pode ser escrito $A = 4n+3$, com n inteiro, começando com o núcleo de urânio 235 para o qual $n = 58$. Na tabela abaixo estão dispostas as meias vidas dos núcleos pais das quatro séries radioativas.

SÉRIE	NÚCLEO PAI	MEIA VIDA (EM ANOS)
$4n$	TÓRIO 232	$1,39 \times 10^{10}$
$4n+1$	NETÚNIO 237	$2,14 \times 10^6$
$4n+2$	URÂNIO 238	$4,47 \times 10^9$
$4n+3$	URÂNIO 235	$7,13 \times 10^8$

As séries $4n$, $4n+2$ e $4n+3$ ocorrem naturalmente porque os respectivos núcleos pais têm meias vidas muito longas. A série $4n+1$ não ocorre naturalmente porque a meia vida do respectivo núcleo pai é muito curta comparada ao tempo de vida da Terra, que é da ordem de 10^9 anos.

Lei do Decaimento Radioativo

Os processos radioativos seguem uma lei de desintegração exponencial. Se, inicialmente, o número de núcleos radioativos de um tipo é N_0 , o número de núcleos desse mesmo tipo remanescentes após um tempo t é:

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

em que λ é a constante de desintegração (ou constante de decaimento), característica do tipo de núcleo em questão.

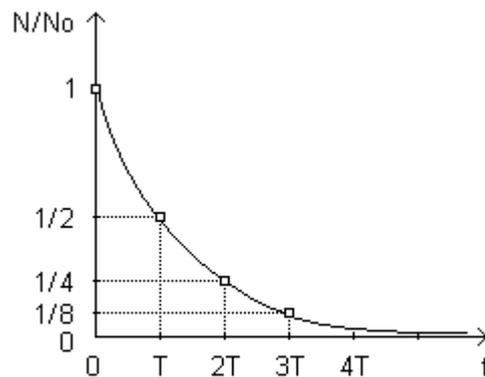


Fig.17

O intervalo de tempo T, durante o qual metade dos núcleos radioativos de um tipo presentes numa amostra decaem, é chamado meia vida (Fig.17). Por exemplo, se uma amostra radioativa tem 200 g de certo isótopo radioativo com uma meia vida de 10 dias, depois de 30 dias, a amostra terá 25 g do isótopo original.

Agora, da expressão acima e da definição de meia vida, vem:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$$

ou

$$e^{\lambda T} = 2$$

Tomando o logaritmo neperiano dos dois lados da igualdade e levando em conta que $\ln 2 = 0,6931$, segue-se que:

$$T = \frac{0,6931}{\lambda}$$

As meias vidas dos núcleos radioativos têm valores que vão desde frações de segundo até um número muito grande de anos e isso inclusive entre os isótopos de um mesmo elemento da tabela periódica.

A	Decaimento	Meia Vida
230	α	20,8 dias
231	Captura K	4,2 dias
232*	α	70 anos
233*	α	$1,59 \times 10^5$ anos
234*	α	$2,47 \times 10^5$ anos
235*	α	$7,13 \times 10^8$ anos
236*	α	$2,34 \times 10^7$ anos
237	β^-	6,75 dias
238*	α	$4,47 \times 10^9$ anos
240	β^-	14,1 horas

A tabela acima mostra o tipo de decaimento e a meia vida dos isótopos do urânio. A fissão espontânea não é, estritamente falando, um processo de decaimento. De qualquer modo, na tabela, assinala-se com um asterisco o número de massa dos isótopos que estão sujeitos a tal processo.

Atividade

O número de desintegrações de núcleos radioativos de uma dada amostra por unidade de tempo chama-se atividade dessa amostra. A lei do decaimento radioativo permite escrever, para a atividade $A(t)$ no instante t :

$$A(t) = -\lambda N(t)$$

Esta expressão é interessante porque mostra que o número de desintegrações de um tipo de núcleo radioativo por unidade de tempo é proporcional ao número de tais núcleos presentes. Assim, a atividade associada a um tipo de núcleo numa dada amostra diminui na mesma proporção e com a mesma meia vida do número de tais núcleos presentes. A atividade é expressa numa unidade chamada curie, simbolizada por Ci e definida por:

$$1\text{Ci} = 3,7000 \times 10^{10} \text{ núcleos / s}$$

As expressões dadas para $N(t)$ e $A(t)$ expressam leis estatísticas, que são verdadeiras apenas quando o número de núcleos radioativos é muito grande. Dado um único núcleo radioativo, não se pode determinar o instante de tempo em que ele decairá nem associar a ele uma determinada meia vida. Agora, pode-se calcular, a partir de certas considerações teóricas, a probabilidade de decaimento por unidade de tempo desse único núcleo radioativo e pode-se interpretar a constante de decaimento λ como significando exatamente isso.

Episódio Radioativo de Goiânia

Em Setembro de 1987 ocorreu, em Goiânia, um episódio de contaminação radioativa a partir da violação de uma cápsula de cloreto de césio 137 abandonada nas instalações desativadas do Instituto Goiano de Radioterapia (IGR). Este episódio foi causado pela irresponsabilidade dos proprietários do IGR e pela negligência dos órgãos governamentais responsáveis pelo controle do material radioativo no Brasil.

O IGR era uma instituição privada que oferecia radioterapia com unidades de césio 137 e cobalto 60. Em fins de 1985, deixou de funcionar e a maior parte dos prédios foi demolida, exceto as salas de tratamento. A unidade de cobalto 60 foi removida, mas a unidade de césio 137 foi deixada no lugar.

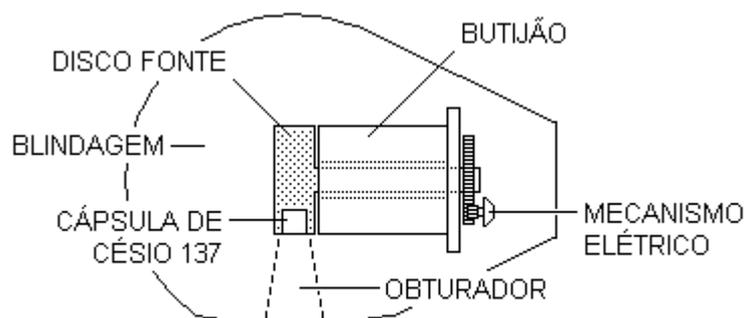


Fig.18

No cabeçote da unidade de césio 137 (Fig.18), a cápsula de cloreto de césio 137 estava engastada no disco fonte de aço inoxidável e chumbo. Para que o feixe de

radiação alcançasse o paciente, um mecanismo elétrico girava o disco fonte para alinhar a janela de irídio da cápsula com o obturador. Depois da exposição do paciente ou em caso de falta de energia elétrica, um sistema de molas fazia o disco fonte retornar à posição original, com a janela de irídio da cápsula direcionada para o interior do cabeçote. Entre o disco fonte e mecanismo elétrico existia um botijão de blindagem. Além disso, uma blindagem de chumbo isolava o corpo rotativo, isto é, o conjunto formado pelo disco fonte, o botijão e o mecanismo elétrico, do ambiente.

O céσιο 137 é um dos 32 isótopos conhecidos do céσιο. Ele é radioativo, com meia vida de 30,2 anos. A cápsula continha 93 gramas de cloreto de céσιο 137, um sal altamente solúvel e que, por isso, aderiu facilmente às superfícies com as quais entrava em contato, facilitando a sua disseminação. Esse material, originalmente em forma de pó, estava compactado, formando um aglomerado cilíndrico com diâmetro de 36,3 mm e altura de 30 mm (Fig.19). O aglomerado era selado por dois recipientes de aço inoxidável, exceto nas bases, que eram feitas de irídio, e por uma blindagem externa feita com um metal de número atômico elevado.

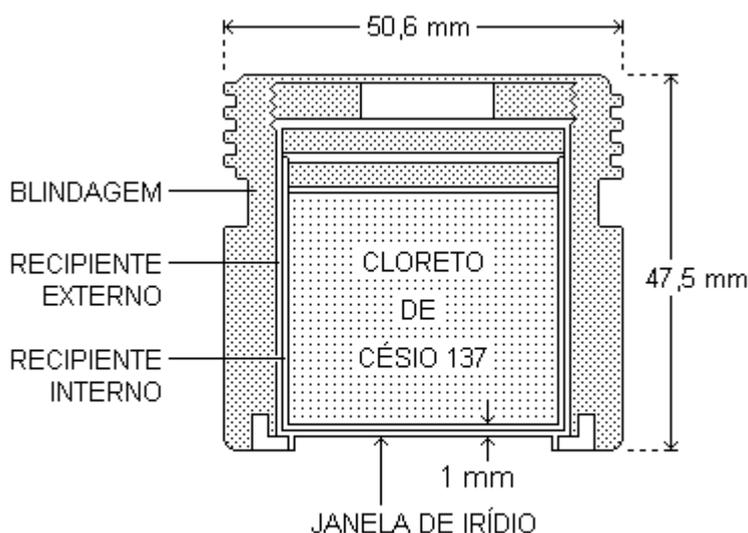


Fig.19

No dia 13 de Setembro de 1987, os catadores de lixo Roberto Santos Alves e Wagner Mota Pereira removeram o corpo rotativo da unidade de céσιο 137 abandonada no local do antigo IGR e o levaram à casa do primeiro. No mesmo dia, ambos tiveram vômitos, mas pensaram que a causa era algum alimento ingerido. No dia seguinte, Wagner sentiu tonturas, teve diarreia e começou a apresentar inchaço em uma das mãos. No dia 15, Wagner buscou assistência médica, apresentando também queimaduras na mão e no braço. Como diagnóstico, foi informado que os sintomas eram de algum tipo de reação alérgica causada por comida estragada e lhe foi receitado repouso.

No dia 18, Roberto desmontou o corpo rotativo, separando o disco fonte do botijão de blindagem. Durante o trabalho, perfurou a janela de irídio da cápsula, deixando escapar um pouco do cloreto de céσιο 137. Ele e Wagner venderam as peças para Devair Alves Ferreira, dono de um ferro-velho. No mesmo dia, Devair desmontou a cápsula por inteiro e deixou escapar aproximadamente 19 gramas do material radioativo. À noite, observou um brilho azulado que emanava da cápsula e, pensando no valor que pudesse ter o pó que ela continha, levou-a para dentro de casa

e mostrou-a para a esposa, Maria Gabriela Ferreira. Durante os três dias seguintes, vizinhos, parentes e amigos foram ver a curiosa luz azul. Alguns ganharam fragmentos do material da cápsula e um ou outro passou o pó na pele, como se fosse purpurina. No dia 21 e nos dois dias seguintes, Maria Gabriela teve vômitos e diarreia e, examinada no Hospital São Lucas, recebeu diagnóstico igual ao de Wagner e foi mandada para casa.

Nos dias 22, 23 e 24, Israel Batista dos Santos e Admilson Alves Souza, empregados de Devair, manusearam as peças do corpo rotativo. No dia 23, Wagner foi admitido no Hospital Santa Maria, onde permaneceu até o dia 27, quando os efeitos da radiação sobre sua pele foram diagnosticados como sintomas de alguma doença e ele foi transferido para o Hospital de Doenças Tropicais.

No dia 24, Ivo Alves Ferreira, irmão de Devair, recebeu alguns fragmentos do material radioativo. Em casa, Ivo e seus familiares manusearam os fragmentos enquanto faziam uma refeição. Sua filha Leide Alves Ferreira, de seis anos, ingeriu uma pequena parte do material. No dia 26, Devair mostrou um fragmento menor do que um grão de arroz a seu outro irmão, Odesson Alves Ferreira, que o esfarelou na palma da mão. Sendo motorista de ônibus, contaminou centenas de passageiros.

No dia 28, os hospitais já estavam em alerta com o grande número de doentes que apresentavam os mesmos sintomas. Maria Gabriela, convencida de que a causa das doenças em sua casa e na vizinhança era o pó da cápsula e ajudada por Geraldo Guilherme da Silva, empregado do ferro-velho de seu esposo, levou as peças do corpo rotativo, dentro de uma sacola, em um ônibus urbano, até a Vigilância Sanitária de Goiânia. Paulo Roberto Monteiro, o médico que a atendeu, colocou a sacola sobre uma cadeira, primeiro junto à sua escrivaninha e, depois, no pátio, e foi informado dos males que aquilo estava causando. Maria Gabriela e Geraldo foram enviados a um centro de saúde e, daí, para o Hospital de Doenças Tropicais. Várias outras pessoas, que apresentavam os mesmos sintomas, já estavam nesse hospital e diagnósticos semelhantes haviam sido dados. O médico Alonso Monteiro, da Vigilância Sanitária, depois de testar vários diagnósticos, solicitou ao sanitarista Paulo Monteiro a presença de um físico, desconfiando que os sintomas eram consequência de contato com material radioativo.

No dia 29, o físico Walter Mendes Ferreira foi até a Vigilância Sanitária com um contador de radiação, chegou a tempo de impedir que os bombeiros jogassem a sacola com as peças do corpo rotativo em um rio próximo à cidade e pode verificar a alta radioatividade do material. A Secretaria de Saúde do Estado e a Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) foram imediatamente acionadas. Depois de 16 dias, o episódio de contaminação radioativa de Goiânia estava descoberto.

As autoridades governamentais tentaram minimizar o ocorrido, escondendo e distorcendo dados. Com a população desinformada, o pânico se espalhou pela cidade. De qualquer modo, foram tomadas providências para identificar, monitorar, descontaminar e tratar a população envolvida. Segundo dados da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA), foram monitoradas aproximadamente 113 mil pessoas, das quais apenas 129 apresentaram contaminação corporal interna e/ou externa e tiveram, portanto, acompanhamento médico regular. Destas 129 pessoas, 79 receberam tratamento ambulatorial porque apresentaram contaminação apenas externa. Das outras 50, que apresentaram contaminação também interna, 30 foram assistidas em albergues e 20 foram encaminhadas ao Hospital Geral de Goiânia. Deste último grupo, 14 foram transferidas, em estado grave, para o Hospital Naval Marcílio Dias, no Rio de Janeiro, onde quatro delas morreram no mês seguinte: Leide Alves Ferreira, Maria Gabriela Ferreira, Israel Batista dos Santos e Admilson Alves Souza.

A CNEN, responsável pela segurança e fiscalização das atividades nucleares no Brasil, reagiu ao episódio de forma improvisada e irresponsável. Não tinha pessoal treinado e não tinha estruturas de segurança para executar a descontaminação dos focos de radioatividade. Contratou, de uma empresa que fazia obras públicas, cerca de 200 trabalhadores, para as demolições necessárias e para colocar o entulho radioativo em galões e estes nos caminhões de transporte. Agregou, a esses trabalhadores, policiais, bombeiros e outros agentes. A nenhum dos grupos foi dado treinamento, proteção adequada ou qualquer informação sobre os riscos a que estava sendo exposto. As autoridades apenas informaram, inescrupulosa e mentirosamente, que se tratava de um vazamento de gás.

Organizações independentes apontam, além das quatro mortes iniciais, outras 60 nos anos seguintes, entre vítimas altamente contaminadas, trabalhadores que atuaram na descontaminação e funcionários da Vigilância Sanitária de Goiânia. O Ministério Público reconhece a contaminação direta de 628 pessoas, entre as quais, policiais militares, bombeiros, vizinhos e familiares de Devair. A Associação das Vítimas do Césio 137 calcula em mais de seis mil as pessoas atingidas pela radiação.

X. Reações Nucleares

Quando dois núcleos se movem um em direção ao outro e, apesar da repulsão coulombiana, se aproximam o suficiente para que haja interação entre as partículas de um com as partículas do outro pelas forças nucleares, pode ocorrer uma redistribuição de núcleons e diz-se que aconteceu uma reação nuclear. Usualmente, as reações nucleares são produzidas bombardeando-se um núcleo alvo com um projétil, que pode ser algum tipo de partícula ou núcleo pequeno, de modo que a repulsão coulombiana não se torne um obstáculo muito grande. As reações que envolvem energias não muito grandes ocorrem em duas fases (Fig.20).

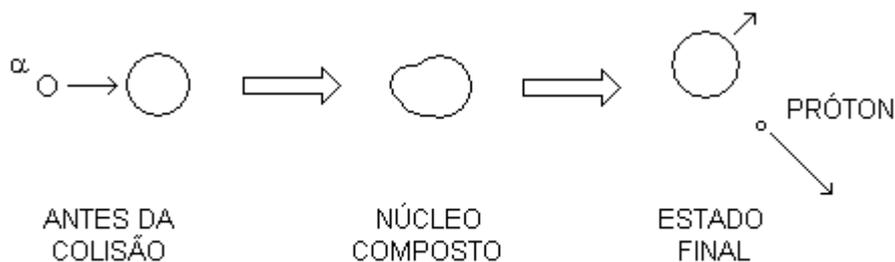
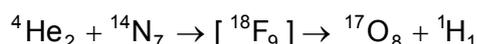


Fig.20

Na primeira fase, o núcleo alvo e o projétil se agrupam, formando o que se chama de núcleo composto, num estado altamente excitado. Na segunda fase, o núcleo composto decai por qualquer processo que não viole os princípios de conservação. Por exemplo, uma partícula α com energia cinética de aproximadamente 7 MeV colide com um núcleo de nitrogênio 14. O resultado é um núcleo composto que consiste de todos os núcleons da partícula α e do núcleo de nitrogênio 14 num estado altamente excitado. Esse núcleo composto, sendo constituído de 9 prótons, é um núcleo de flúor 18. Como esse núcleo composto está num estado altamente excitado, pode-se esperar que ele emita uma partícula (ou um fóton) no processo de passagem a um estado menos excitado ou ao estado fundamental do núcleo filho. Se o núcleo filho é o núcleo de oxigênio 17, a reação é a seguinte:



O núcleo composto perdura como entidade única por um intervalo de tempo muito pequeno, menor do que 10^{-19} s, decaindo para um estado mais estável com a emissão de um próton (${}^1\text{H}_1$).

Como as massas da partícula α , do núcleo de nitrogênio 14 e do núcleo de oxigênio 17 são:

$$m_\alpha = 4,0026 \text{ u}$$

$$M(\text{N}) = 14,0031 \text{ u}$$

$$M(\text{O}) = 16,9991 \text{ u}$$

e como:

$$1 \text{ u}c^2 = 9,3148 \times 10^2 \text{ MeV}$$

as energias de ligação da partícula α , do núcleo de nitrogênio 14 e do núcleo de oxigênio 17 ficam:

$$E(\alpha) = [2(1,0078) + 2(1,0087) - 4,0026](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV})$$

$$= 28,3170 \text{ MeV}$$

$$\approx 28 \text{ MeV}$$

$$E(\text{N}) = [7(1,0078) + 7(1,0087) - 14,0031](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV})$$

$$= 104,6984 \text{ MeV}$$

$$\approx 105 \text{ MeV}$$

e

$$E(\text{O}) = [8(1,0078) + 9(1,0087) - 16,9991](9,3148 \times 10^2 \text{ MeV})$$

$$= 131,8976 \text{ MeV}$$

$$\approx 132 \text{ MeV}$$

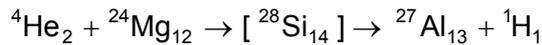
A partícula α incide com uma energia cinética de cerca de 7 MeV, de modo que o próton emitido tem uma energia cinética de aproximadamente:

$$K_p \approx (-28 - 105 + 7 + 132) \text{ MeV} = 6 \text{ MeV}$$

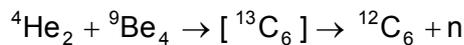
Um núcleo composto pode decair por qualquer processo que não viole os princípios de conservação. O exemplo que se segue lista vários modos de decaimento do núcleo de silício 28:



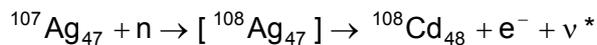
Como mais um exemplo, sejam as seguintes reações:



e



Essas reações são interessantes porque produzem prótons e nêutrons com grandes energias cinéticas. Por outro lado, as partículas α de fontes radioativas naturais são efetivas para produzir transformações nucleares apenas em núcleos com números atômicos menores do que $Z = 19$ (correspondente ao potássio), devido à intensidade da repulsão coulombiana entre essas partículas α e os núcleos atômicos alvo. Nêutrons, ao contrário, podem penetrar, em princípio, qualquer núcleo, já que não são repelidos pelos prótons. Um nêutron pode ser absorvido, por exemplo, por um núcleo de prata 107, para formar um núcleo de prata 108:



O núcleo de prata 108 não ocorre na natureza, ou seja, é um isótopo artificial da prata. Esse núcleo é radioativo e decai, emitindo um elétron e um anti-nêutrino e produzindo um núcleo de cádmio 108. A maioria dos núcleos artificiais são instáveis e radioativos. Os núcleos radioativos artificiais são produzidos por reações nucleares. Os elementos transurânicos, em particular, são normalmente produzidos pela captura de nêutrons seguida de decaimento β^- .

Por outro lado, o que se chama de espalhamento é a reação nuclear em que projétil e partícula liberada são a mesma partícula. O espalhamento é elástico quando, durante o processo, não varia a energia cinética da partícula, e inelástico, caso contrário.

XI. Fissão Nuclear

Fissão nuclear é o processo pelo qual um núcleo de número de massa grande se divide em dois fragmentos de números de massa comparáveis. Os núcleos com número de massa grande estão sujeitos à fissão espontânea com uma probabilidade muito pequena e sujeitos à fissão induzida artificialmente com uma probabilidade bem maior.

Pode-se induzir a fissão de um núcleo, excitando-o com uma energia de pelo menos 4 a 6 MeV ou bombardeando-o com nêutrons, desde que um desses nêutrons seja capturado pelo núcleo e que a soma da sua energia cinética com a sua energia de ligação ao núcleo seja maior do que o limiar de energia para a fissão.

Por exemplo, um núcleo de urânio 235 pode fissionar ao capturar um nêutron, mesmo que este tenha uma energia cinética muito baixa, da ordem de 0,025 eV (nêutron lento ou térmico). Além disso, um núcleo de urânio 238 pode fissionar ao capturar um nêutron, desde que este tenha uma energia cinética grande, da ordem de 1 MeV (nêutron rápido). Essa diferença deve ser atribuída à energia de pareamento. O núcleo de urânio 235 tem um número de prótons par e um número de nêutrons ímpar. O pareamento do nêutron capturado com o nêutron ímpar do núcleo libera uma energia adicional de aproximadamente 0,57 MeV. O núcleo de urânio 238 tem número par de prótons e também um número par de nêutrons, de modo que o nêutron capturado não tem com que se parar e, por isso, não existe energia de pareamento a ser liberada.

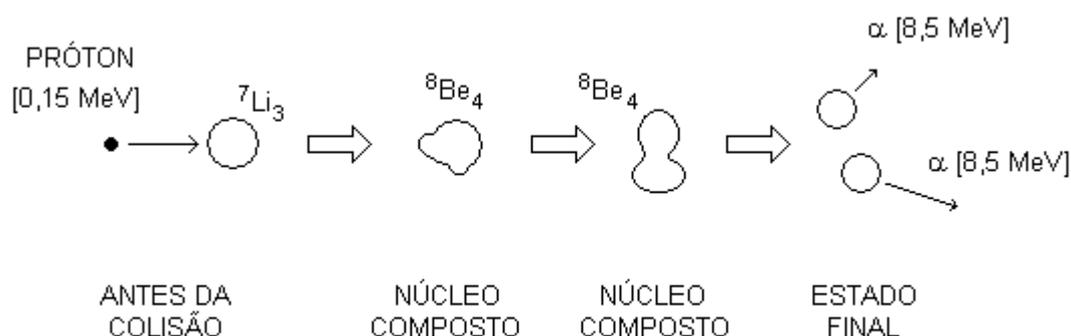
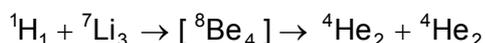


Fig.21

Outro exemplo de fissão acontece quando um próton, com uma energia cinética de 0,15 MeV, penetra e é absorvido por um núcleo de lítio 7 (Fig.21):



O núcleo composto, formado no processo, contém 8 núcleons, sendo 4 nêutrons e 4 prótons. Além disso, esse núcleo composto é instável e decai, depois de um intervalo de tempo muito curto, separando-se em dois fragmentos, duas partículas α , cada uma com 2 nêutrons e 2 prótons e uma energia cinética de 8,5 MeV. Uma vez que o próton incidente tinha uma energia cinética de 0,15 MeV, a energia cinética dos fragmentos da fissão é, portanto, muito maior do que a energia cinética da partícula que iniciou o processo.

Aqui cabe a seguinte observação. A fissão de um núcleo de lítio 7 parece contradizer a regra que diz que a fissão nuclear com liberação de energia só pode ocorrer se o número de núcleons dos núcleos resultantes é maior ou da ordem de 56, já que o gráfico da energia de ligação por núcleon em função do número de núcleons, E/A contra A , tem um máximo em $A \approx 56$ (Fig.8). Entretanto, com um exame mais detalhado desse gráfico, pode-se perceber que o ponto correspondente ao núcleo de lítio 7 está à direita de um ponto de máximo local, que corresponde ao núcleo de hélio 4 e é exatamente dois desses núcleos de hélio 4 que o processo de fissão do núcleo de lítio 7 origina.

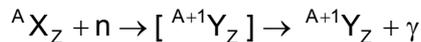
O processo de fissão pode ser entendido do seguinte modo. O núcleo original e o nêutron absorvido formam um núcleo composto. Este núcleo composto já passa a existir num estado excitado e com a energia de excitação colocada em modos coletivos de vibração. Se a energia de excitação é suficientemente grande, em uma

dessas vibrações coletivas, o núcleo composto pode assumir uma forma com dois blocos de núcleons separados por uma região estreita (Fig.22). Então, se a repulsão coulombiana entre esses blocos, que é de longo alcance e atua entre os prótons, for mais importante do que a interação nuclear entre os mesmos blocos, que é atrativa e de curto alcance, o núcleo composto pode se fragmentar.

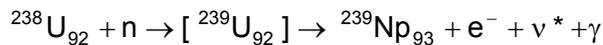


Fig.22

Se a energia de excitação é baixa, as vibrações coletivas do núcleo composto não o levam a uma forma muito diferente da sua forma quando no estado fundamental e, eventualmente, a energia de excitação é liberada com a emissão de radiação γ . O núcleo composto vai, então, ao seu estado fundamental e o processo como um todo não passa de uma captura radioativa de um nêutron e pode ser representado por:

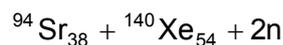
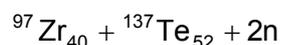


A captura de um nêutron lento por um núcleo de urânio 238 desencadeia o seguinte processo:



Desse modo, a captura de um nêutron lento pelo núcleo de urânio 238 resulta em um núcleo radioativo de netúnio 239 que, por sua vez, decai em um núcleo radioativo de plutônio 239. Esse processo é o responsável, em certos reatores nucleares, pela produção de grandes quantidades de plutônio. O núcleo de plutônio 239 é outro exemplo de núcleo que fissiona com a captura de um nêutron lento.

Um núcleo composto pode decair por qualquer processo que não viole os princípios de conservação. As equações a seguir representam diferentes processos de fissão do núcleo de urânio 235:



Entre os produtos dessas fissões incluem-se fótons γ . A energia cinética total dos produtos é sempre da ordem de 200 MeV.

Energia Liberada na Fissão

Já foi discutido que o processo de fissão vem acompanhado de liberação de energia porque a energia de ligação por núcleon é menor no núcleo que se fissiona do que nos núcleos fragmentos. Tomando como exemplo a reação de fissão do núcleo de urânio 235 em um núcleo de rubídio 97 e um núcleo de cézio 137 foi visto que era liberada uma energia de 155,8 MeV. O cálculo realizado foi aquele que era possível de ser feito a partir do gráfico E/A contra A. Na realidade, a energia total liberada na reação é maior porque os núcleos resultantes são instáveis e decaem, posteriormente, por emissão de elétrons, neutrinos e raios γ . Assim, a energia liberada na fissão de um núcleo de urânio chega a ser de aproximadamente 200 MeV e aparece como energia cinética nos fragmentos principais e nos nêutrons, elétrons e neutrinos liberados e também como a energia do campo eletromagnético que constitui os raios γ .

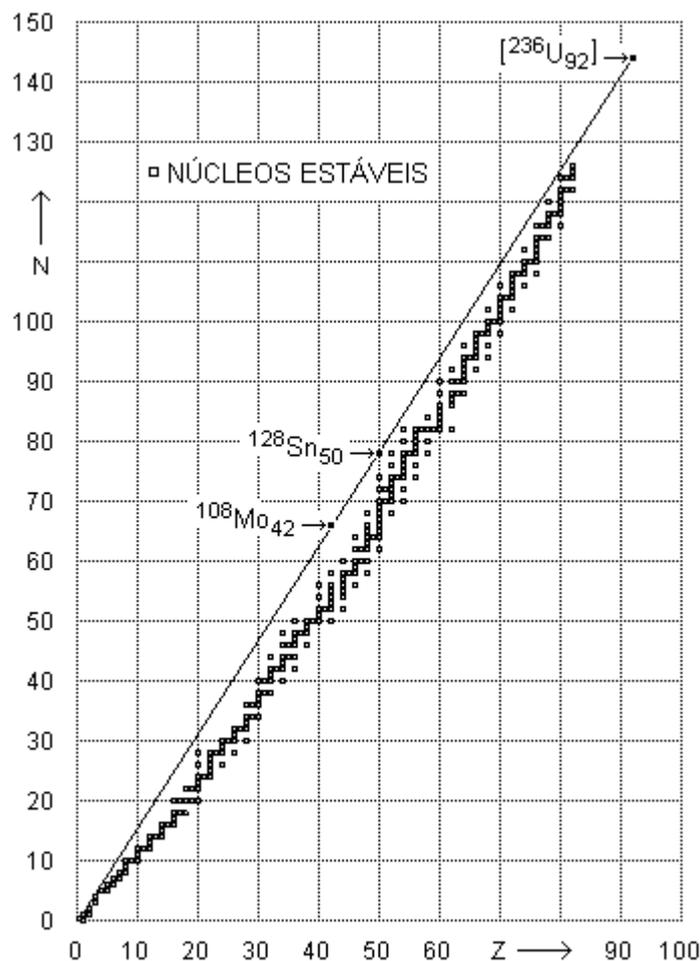


Fig.23

Reação em Cadeia

Para cada nêutron absorvido na fissão de um núcleo são emitidos, em média, mais de dois nêutrons. Para se ter uma idéia do motivo pelo qual esses nêutrons são emitidos, considere-se a curva de estabilidade, ou seja, a figura constituída pelos pontos correspondentes aos núcleos estáveis num diagrama N x Z (Fig.23), e a fissão

de um núcleo de urânio 236, núcleo composto formado pela absorção de um nêutron por um núcleo de urânio 235. Para esse núcleo composto, $N/Z \approx 1,57$. Logo após a fissão, os fragmentos devem possuir razões N/Z aproximadamente iguais àquela do núcleo que lhes deu origem. Se os fragmentos são núcleos de molibdênio e estanho, cujos números atômicos são, respectivamente, 42 e 50, os correspondentes números de nêutrons devem ser:

$$N(\text{Mo}) \approx 42(1,57) = 66$$

e

$$N(\text{Sn}) \approx 50(1,57) = 78$$

e os correspondentes números de massa:

$$A(\text{Mo}) \approx 42 + 66 = 108$$

e

$$A(\text{Sn}) \approx 50 + 78 = 128$$

Os núcleos estáveis com números atômicos 42 e 50 têm frações N/Z menores que 1,57. Assim, os núcleos fragmentos perdem nêutrons, diminuindo a razão N/Z e aproximando-se, com o mesmo Z , da região de núcleos estáveis. Na verdade, o núcleo composto, ao se fissionar, já o faz com a emissão de alguns nêutrons, de modo que os fragmentos têm menos nêutrons e sua razão N/Z está mais próxima do valor de estabilidade.

Se pelo menos um desses nêutrons provoca fissão em outro núcleo e, dos nêutrons emitidos nessa nova fissão, pelo menos um provoca outra fissão e assim sucessivamente, tem-se uma reação em cadeia. Em um reator nuclear, o número de nêutrons disponíveis para novas fissões é controlado de modo que, em média, apenas um nêutron por fissão origina nova fissão. Em uma bomba atômica (bomba A), ao contrário, o número de nêutrons disponíveis para novas fissões não é controlado de modo que, em média, mais de um nêutron por fissão origina novas fissões. Com isso, o número de fissões cresce exponencialmente com o tempo e o resultado é conhecido.

A fissão de um núcleo de urânio 235, por exemplo, produz diferentes pares de núcleos filhos e sempre, entre os produtos, existem nêutrons que poderiam, em princípio, originar novas fissões e ocasionar uma reação em cadeia. Entretanto, esses nêutrons têm energias cinéticas de aproximadamente 1 MeV e um nêutron, para poder iniciar uma reação de fissão, deve ser um nêutron térmico, isto é, deve ter uma energia cinética muito pequena, de aproximadamente 0,03 MeV. Desse modo, é muito pequena a probabilidade de que os nêutrons que fazem parte dos produtos de uma reação de fissão iniciem novas reações de fissão e, por isso, eles não podem, efetivamente, manter uma reação em cadeia. Nos reatores nucleares, existem substâncias, chamadas de moderadores, cuja função é reduzir a energia cinética dos nêutrons resultantes das reações de fissão até o ponto de torná-los térmicos, sem absorvê-los. Desse modo, os nêutrons podem sustentar uma reação em cadeia.

Não pode haver reação em cadeia a partir da reação:



porque, entre os seus produtos, não existem prótons, que são os iniciadores da reação, e porque as partículas α produzidas não podem induzir fissões em núcleos de lítio 7.

Massa Crítica

Numa amostra de substância fissionável, os nêutrons resultantes das fissões devem ter suas energias cinéticas reduzidas até se tornarem nêutrons térmicos antes de escapar da amostra. Caso contrário, eles não poderão iniciar novas reações de fissão a ponto de manter uma reação em cadeia. Portanto, a amostra de substância fissionável deve ter uma massa mínima, para que os nêutrons, por colisões com os núcleos dos seus átomos, percam a quantidade de energia necessária. A massa da amostra, suficiente para manter maior do que a unidade a razão entre o número de nêutrons produzidos e o número de nêutrons que iniciam novas fissões, é chamada de massa crítica da substância que forma a amostra. Com essa razão maior do que a unidade, o número de fissões cresce exponencialmente e a amostra explode.

Hiroshima e Nagasaki

No dia 6 de Agosto de 1945, a cidade japonesa de Hiroshima, com seus 350 mil habitantes, foi devastada por uma bomba atômica de 15 quilotons, isto é, uma bomba cuja energia liberada era equivalente a 15 toneladas de TNT. Cerca de 70 mil pessoas morreram na hora da explosão e muito mais ficaram seriamente feridas. Nos cinco anos seguintes, outras 70 mil morreram devido aos efeitos da bomba.

No dia 9 de Agosto de 1945, a cidade japonesa de Nagasaki, com pouco mais de 200 mil habitantes, foi devastada por uma bomba atômica de 21 quilotons, isto é, uma bomba cuja energia liberada era equivalente a 21 toneladas de TNT. Cerca de 40 mil pessoas morreram na hora da explosão e muito mais ficaram seriamente feridas. Nos cinco anos seguintes, outras 35 mil morreram devido aos efeitos da bomba.

Estendendo a contagem das mortes causadas direta ou indiretamente pelas duas bombas até os dias de hoje, o total ultrapassa os 300 mil. Esse número configura, sem dúvida, o maior massacre de civis da História Moderna e um crime contra a humanidade. Em Agosto de 1945, a rendição da Alemanha estava assinada e a derrota militar do Japão já era certa. Por isso, o que foi feito em Hiroshima e Nagasaki não correspondia a qualquer estratégia militar para a vitória dos aliados na segunda guerra mundial. Na prática, a decisão de lançar as duas bombas atômicas teria servido apenas para afirmar, para o mundo, o poderio militar dos EEUU e a sua capacidade de destruição.

Atualmente, segundo dados da ONU, mais de 26 mil ogivas nucleares estão em poder de oito países e, destas, mais de 10 mil estão completamente operacionais e prontas para o uso. Cada uma dessas ogivas tem uma capacidade de destruição muitas vezes maior do que aquela das bombas utilizadas contra Hiroshima e Nagasaki. Além disso, os sistemas militares das grandes potências estão adotando novos conceitos estratégicos, abertamente ofensivos, que admitem o uso de armas nucleares no campo de batalha e em ataques de retaliação. Por tudo isso, o horror atômico pode não ser apenas coisa do passado.

Reatores Nucleares

Reator nuclear é qualquer sistema físico em que se produz e se controla uma reação nuclear de fissão em cadeia.

Os reatores que utilizam diretamente os nêutrons liberados em cada fissão para produzir novas fissões são chamados de reatores rápidos porque os nêutrons em questão têm uma energia cinética alta, de cerca de 1 MeV.

Os reatores em que os nêutrons liberados em cada fissão têm sua energia cinética diminuída para um valor menor do que aproximadamente 0,1 MeV antes de produzir novas fissões são chamados de reatores térmicos. Os nêutrons têm sua

energia cinética diminuída por colisões com os núcleos dos átomos de uma substância chamada moderador, até o ponto de entrar em equilíbrio térmico com ela. A água pesada e o carbono na forma de grafite são as substâncias usualmente utilizadas como moderadores. Água pesada é a água onde o átomo de hidrogênio usual é substituído por um átomo de deutério.

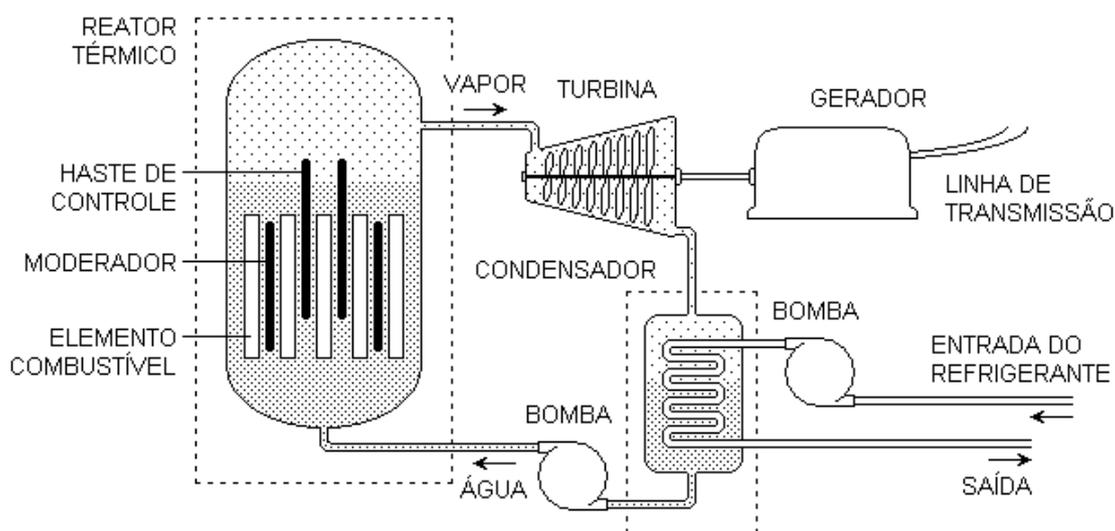


Fig.24

Um reator térmico de água em ebulição é esquematizado na Fig.24. O combustível é o material fissionável. Ele pode ser uma amostra de urânio natural, com aproximadamente 0,7% de urânio 235, pode ser uma amostra de urânio enriquecido, com mais de 0,7% de urânio 235, e pode também ser uma amostra de plutônio. O combustível vai dentro de tubos metálicos, constituindo os elementos combustíveis. O conjunto dos elementos combustíveis forma o núcleo do reator.

O moderador aparece ao redor dos elementos combustíveis e deve ser uma substância de número de massa pequeno, que pouco ou nada absorva dos nêutrons liberados nas fissões. Se o combustível for urânio enriquecido, o moderador pode ser água. Se o combustível for urânio natural, o moderador pode ser água pesada ou grafite.

O controle da reação em cadeia é feito através de um conjunto de hastes, que podem ser introduzidas e removidas do núcleo do reator e são constituídas de boro, háfnio ou cádmio, substâncias que absorvem nêutrons.

Com a energia liberada nas fissões, a temperatura do núcleo do reator e do moderador tende a aumentar continuamente. Nos reatores de água em ebulição, faz-se circular água por um circuito fechado que inclui o núcleo do reator, as turbinas e um condensador. Em contato com o núcleo do reator, a água líquida, absorvendo a energia liberada nas fissões, se transforma em vapor. O vapor é conduzido às turbinas onde se expande contra as pás, provocando movimento de rotação. Saindo das turbinas, o vapor entra no condensador, onde se transforma em água líquida. Do condensador, a água líquida é bombeada ao núcleo do reator e o ciclo recomeça.

No condensador, um líquido refrigerante é bombeado para uma serpentina imersa no vapor. Entrando com uma temperatura baixa, o refrigerante absorve parte

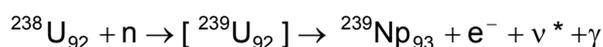
da energia do vapor, que se transforma, assim, em água líquida. O refrigerante sai da serpentina com uma temperatura maior do que aquela com que entrou.

As turbinas fazem girar os rotores dos geradores e estes produzem, então, energia elétrica, que é distribuída pelas linhas de transmissão.

Materiais Fissionáveis

Normalmente, uma amostra natural de urânio contém cerca de 99,3% de urânio 238, cujos núcleos não são fissionáveis, e cerca de 0,7% de urânio 235, cujos núcleos são fissionáveis. Como os núcleos de urânio 238 são bons absorvedores de nêutrons com energias cinéticas de cerca de 5 eV, eles tendem a absorver os nêutrons produzidos nas fissões dos núcleos de urânio 235 e se constituem, portanto, em obstáculos à reação em cadeia. O uso efetivo do urânio como combustível nuclear requer que se retire parte do urânio 238 das amostras de urânio natural. Uma amostra de urânio com uma abundância de urânio 235 maior do que cerca de 0,7% é chamada de enriquecida. Os processos de enriquecimento são muito caros.

Outro material fissionável é o plutônio 239, cujos núcleos também se fissionam, como os núcleos de urânio 235, por captura de nêutrons lentos (térmicos). O plutônio 239 não existe na natureza, mas pode ser produzido num reator nuclear, por um processo baseado nas seguintes reações:



Nêutrons com energias cinéticas de cerca de 1 MeV, resultantes de fissões de núcleos de urânio 235 em reatores nucleares, são freados até terem energias cinéticas com cerca de 5 eV. Com essas energias, os nêutrons são absorvidos pelos núcleos de urânio 238 que, então, se transformam em núcleos de urânio 239. Os núcleos de urânio 239 são altamente instáveis para decaimento β^{-} e se transformam em núcleos de netúnio 239. Os núcleos de netúnio 239 são radioativos e com uma meia vida de 2,3 dias se transformam, também por decaimento β^{-} , em núcleos de plutônio 239. Esse processo global é o responsável, em certos reatores nucleares, pela produção de grandes quantidades de plutônio. Uma amostra de plutônio 239 pode ser útil como material fissionável porque os núcleos correspondentes experimentam decaimento α com uma meia vida de cerca de 25 mil anos, conforme a reação:



É muito difícil separar o urânio 238 do urânio 235 numa amostra natural porque eles têm propriedades químicas semelhantes. Contudo, quando núcleos de urânio 238 absorvem nêutrons, eles se transformam em núcleos de plutônio 239. Desse modo, a amostra original passa a conter também esse elemento. Separar o plutônio do urânio é mais fácil porque eles têm propriedades químicas diferentes.

O urânio tem número atômico $Z = 92$. Qualquer elemento com $Z > 92$ é chamado transurânico. O netúnio e o plutônio são elementos transurânicos. Existem outros elementos transurânicos e todos são radioativos e artificiais.

Vantagens e Desvantagens das Usinas Nucleares

Nos debates públicos e na mídia, os defensores das usinas nucleares alardeiam as supostas vantagens e minimizam os riscos desta forma de produção de energia elétrica. Vamos discutir algumas dessas alegadas vantagens e alguns desses riscos.

Os defensores das usinas nucleares dizem que a produção de energia elétrica é independente das condições climáticas e ambientais, ao contrário das hidroelétricas, que dependem da vazão dos rios que alimentam os reservatórios, das usinas solares, que precisam do céu limpo e sem nuvens e das usinas eólicas, que dependem da intensidade dos ventos. Contudo, raros são os períodos em que uma usina hidroelétrica deve reduzir a produção em função da falta de água nos reservatórios. Ao contrário das usinas nucleares que, por questões de segurança, necessitam interromper a geração de energia com frequência.

Os defensores das usinas nucleares reconhecem que o custo da energia gerada é maior do que o custo da energia das hidroelétricas, mas dizem que ele é menor do que o custo da energia das termoeletricas, das usinas solares e dos parques eólicos. Contudo, quando estas comparações são feitas, os custos de construção, manutenção e segurança das usinas nucleares não são levados em conta. Na verdade, a energia elétrica gerada por usinas nucleares é muito cara porque são maiores os custos de construção e de operação das usinas e porque elas estão mais sujeitas a panes e acidentes, necessitando de sistemas de segurança muito sofisticados. Além disso, as usinas nucleares são desligadas com certa frequência, também por questões de segurança. Tudo isso, sem falar dos custos inerentes às providências em caso de acidente nuclear. Um acidente grave pode custar tanto ou mais do que a construção da própria usina.

Existem riscos inerentes à forma de produzir energia elétrica das usinas nucleares, riscos associados à extração do minério das minas, seu transporte, enriquecimento, uso nos reatores e descarte. Em todas essas etapas, existe a possibilidade de ocorrer um acidente com o material altamente radioativo, contaminando água, solo, ar, além de pessoas e animais.

Estão em operação no mundo, hoje, mais de 450 reatores e a grande maioria deles utiliza, como combustível, urânio enriquecido. Os átomos cujos núcleos são apropriados para a reação em cadeia são os átomos de urânio 235. O urânio encontrado na natureza contém cerca de 0,7 % de urânio 235 e, para poder ser usado nos reatores, ele deve passar por um processo de enriquecimento até chegar a 3 % de urânio 235. Reatores nucleares produzem grandes quantidades de radioatividade e os danos ambientais causados pelo escapamento dessa radioatividade podem perdurar por milhares de anos. Aqui, em particular, o acidente nuclear de Chernobil é emblemático.

Em meados da década de 1970, foi construída uma usina nuclear a vinte quilômetros da cidade de Chernobil, ao norte da Ucrânia. Em 26 de Abril de 1986, um dos reatores da usina explodiu, liberando para o ambiente uma imensa nuvem radioativa, que contaminou pesadamente o solo, as pessoas e os animais numa área equivalente à metade do estado do Rio Grande do Sul. O acidente liberou 400 vezes mais radiação do que a bomba atômica de Hiroshima. Oficialmente, o número de mortos teria sido de apenas 4 mil pessoas e as radiações teriam afetado apenas seiscentas mil pessoas, cerca de duzentas mil que trabalharam na limpeza, 130 mil retiradas do local e 270 mil residentes nas áreas mais contaminadas. Entretanto, órgãos internacionais estimam em centenas de milhares de mortos. Na época do acidente e em números aproximados, 7 milhões de pessoas viviam nas áreas contaminadas e, destas, 350 mil foram deslocadas ou abandonaram estas áreas e 5,5 milhões ainda permanecem vivendo ali. Em boa parte daquelas que ainda vivem nas

áreas contaminadas, as baixas doses de radioatividade a que estão submetidas devem provocar, com o tempo, tumores cancerígenos, cardiopatias, fadigas crônicas, doenças inéditas e sentimento de desamparo e depressão, sem falar nos efeitos irreversíveis sobre o genoma humano. A cidade de Pripjat, com cerca de 50 mil habitantes, onde viviam os trabalhadores da usina e suas famílias, foi evacuada 36 horas depois da explosão. Estima-se que 15 mil tenham morrido nos seis meses subseqüentes. A cidade continua lá, praticamente intacta, mas não pode ser habitada pelos próximos 100 mil anos. De seiscentas a oitocentas mil pessoas trabalharam na limpeza do lugar, absorvendo altíssimas doses de radiação. Destas, nada se sabe. Aquelas que não morreram na catástrofe se dispersaram pela União Soviética e nenhum estudo epidemiológico foi feito e nem poderá ser feito no futuro, nem nelas nem na sua descendência. O reator que explodiu está recoberto por uma estrutura de cimento e aço, para evitar a fuga de mais radioatividade.

Todo ano, diversos acidentes em usinas nucleares são registrados ao redor do mundo. Contudo, o público não é devidamente informado e as falhas graves de segurança são simplesmente ocultadas, por interesses econômicos e políticos. Os defensores das usinas nucleares dizem que elas são seguras e limpas.

A operação de uma usina nuclear produz lixo altamente radioativo. O principal componente desse lixo é o material radioativo que resulta do combustível nuclear depois das reações em cadeia. Esse material é retirado do reator e vai sendo armazenado temporariamente em piscinas de resfriamento, no interior da própria usina. Estimativas da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) situam em 250 mil toneladas a quantidade total desse tipo de material estocado atualmente. O lixo radioativo é constituído também pelas ferramentas, roupas, calçados, luvas e tudo o mais que esteve em contato direto com aquela material e que, por isso, também ficou radioativo. A maioria das propostas para a disposição final do lixo atômico envolve seu enterro no subsolo, em embalagens especiais de aço ou concreto, resistente o bastante para impedir a fuga da radioatividade.

Grande quantidade de lixo radioativo também é produzida quando uma usina nuclear é desativada, depois de 20 ou 40 anos de funcionamento. Quando uma usina nuclear chega ao fim da sua vida útil, muitas peças tornaram-se radioativas e ela não pode ser simplesmente fechada e abandonada, como no caso de uma usina termoelétrica, que queima gás ou carvão. Nenhuma usina nuclear foi desativada até hoje. De qualquer modo, não há ainda consenso de como proceder para desativar uma usina nuclear de forma segura e economicamente eficiente. Existe a sugestão de retirar completamente toda a estrutura, deixando apenas o terreno desocupado. Existe também a sugestão de deixar todas as edificações no lugar, cobrindo-as completamente com concreto ou com uma grande quantidade de terra. Seja como for, o custo do processo é objeto de muita especulação e estima-se que alcance um valor de até 100% do custo de construção da própria usina.

Embora diversos métodos de destinação tenham sido discutidos durante décadas, ainda não há solução definitiva para o lixo atômico e pouco se sabe das conseqüências da radiação para o meio ambiente. Na prática, o lixo radioativo está sendo depositado em desertos, no fundo dos oceanos e dentro de montanhas. De qualquer modo, o armazenamento deve ser feito com segurança por um intervalo de tempo muito grande, até que sua radioatividade caia para níveis seguros. Esse intervalo de tempo pode alcançar centenas de milhares de anos a um custo incalculável.

Os reatores nucleares não liberam gás carbônico e, por isso, os defensores das usinas nucleares dizem que a geração de energia elétrica está livre das emissões dos gases associados ao efeito estufa. Isto não é verdade. Se levarmos em conta toda a cadeia produtiva, desde a construção da usina e a extração do minério radioativo nas minas até o descarte do lixo radioativo, veremos que as emissões são muito

grandes. A relação entre a quantidade de gás carbônico emitido e a energia produzida é maior para a energia nuclear do que para as energias renováveis. Por exemplo, o ciclo de geração em usinas nucleares emite de 150 a 400 gramas de CO₂ por kWh de energia gerada e o ciclo de geração em parques eólicos emite de 10 a 50 gramas de CO₂ por kWh de energia gerada.

O processo de enriquecimento pode ser levado a produzir urânio enriquecido a 80% ou mais. Além disso, a operação de um reator produz plutônio como subproduto. Urânio altamente enriquecido e plutônio podem ser usados na produção de armas nucleares. Por isso, outro risco associado às usinas nucleares é o da proliferação de armas nucleares.

Finalmente, os defensores das usinas nucleares dizem que combustível é barato e apenas uma pequena quantidade dele é necessária para fazer funcionar um reator. Isso é verdade. Contudo, a segurança do fornecimento de combustível é enganosa. A maioria dos países importa o urânio enriquecido necessário para seus reatores. Os países exportadores de combustível nuclear podem, por questões políticas, suspender o fornecimento e inviabilizar a produção energética das usinas dos países importadores. Além disso, segundo dados da AIEA, podem existir, no mundo, para serem exploradas, reservas de urânio de apenas 4,7 milhões de toneladas. Considerando o ritmo de consumo atual, essas reservas podem durar apenas 60 anos. Se for assim, as reservas de urânio podem se esgotar muito antes das reservas conhecidas de gás e petróleo.

XII. Fusão Nuclear

Fusão nuclear é o processo de formação de um núcleo a partir da colisão e posterior junção de dois núcleos menores. Os núcleos que colidem devem ter, inicialmente, uma energia cinética total que lhes permita se aproximar, contra a repulsão coulombiana, o suficiente para que a interação nuclear forte passe a ser efetiva e mais importante. Como a repulsão coulombiana é tanto mais importante quanto maior a carga elétrica dos núcleos em colisão, a fusão nuclear pode ser provocada com mais facilidade entre núcleos com número pequeno de prótons.

A energia cinética mínima dos núcleos para que ocorra a fusão pode ser estimada supondo que a interação nuclear se torna efetiva para uni-los quando eles entram em contato. Sendo assim, a energia cinética mínima dos núcleos, supostos esféricos, deve ser igual à energia potencial de repulsão coulombiana entre eles:

$$K_{\min} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)}$$

em que R_1 e R_2 são os raios dos núcleos e Z_1 e Z_2 , os respectivos números atômicos. Então, com os valores:

$$e = 1,60 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8,99 \times 10^9 \text{ Nm}^2 / \text{C}^2$$

$$1\text{J} = 6,24 \times 10^{12} \text{ MeV}$$

e

$$R_1 + R_2 \approx 10^{-14} \text{ m}$$

tem-se que:

$$K_{\min} \approx 0,144 Z_1 Z_2 \text{ MeV}$$

Da Teoria Cinética, sabe-se que a energia cinética média por partícula de um gás é da ordem de $k_B T$, em que:

$$k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J / K} = 8,62 \times 10^{-11} \text{ MeV / K}$$

é a constante de Boltzmann e T , a temperatura Kelvin.

Desse modo, fazendo-se $Z_1 = Z_2 = 1$ e impondo:

$$K_{\min} = k_B T$$

segue-se que:

$$T = \frac{K_{\min}}{k_B} \approx \frac{0,144 \text{ MeV}}{8,62 \times 10^{-11} \text{ MeV / K}} \approx 1,67 \times 10^9 \text{ K}$$

Isto significa que um gás formado com os núcleos de menor número atômico, isto é, um gás de prótons ou um gás de núcleos de deutério, se existisse qualquer um dos dois, deveria ter uma temperatura da ordem de 10^9 K para que ocorressem fusões. Esse resultado representa apenas uma estimativa grosseira. Na verdade, para um gás de prótons ou um gás de núcleos de deutério, já ocorrem fusões se a temperatura é da ordem de 10^6 K ou, em termos energéticos, se os prótons ou os núcleos de deutério têm energias cinéticas de aproximadamente 90 eV. É interessante comparar essa energia mínima, que devem ter os prótons ou os núcleos de deutério para iniciar as reações de fusão, com a energia cinética dos nêutrons térmicos que iniciam as reações de fissão, que é de aproximadamente 0,03 eV.

Em temperaturas da ordem de 10^6 K, as unidades básicas de qualquer substância não são mais seus átomos ou moléculas, mas os núcleos correspondentes e os elétrons, não mais ligados uns aos outros, devido à intensidade das colisões mútuas. O que se tem é um plasma, ou seja, um gás neutro, formado de núcleos com carga positiva e de elétrons livres. Devido às altas temperaturas, um plasma não pode ser confinado por qualquer recipiente, mas pode ser mantido confinado numa certa região do espaço por campos elétricos e magnéticos. As estrelas, em sua grande maioria, são bolas de plasma, confinado pelo campo gravitacional, e as reações de fusão entre seus constituintes são as responsáveis pela produção de energia.

Energia Liberada na Fusão

O processo de fusão vem acompanhado de liberação de energia porque as energias de ligação por núcleon dos núcleos iniciais são menores do que a energia de ligação por núcleon do núcleo final. Como exemplo, mostrou-se que, no caso da fusão de dois núcleos de oxigênio 16 para formar um núcleo de enxofre 32, é liberada uma energia de 25,6 MeV. O cálculo foi aquele que podia ser feito a partir do gráfico E/A contra A. Agora, fazendo $Z_1 = Z_2 = 8$ na expressão para a energia cinética mínima dos núcleos para que ocorra a fusão, vem:

$$K_{\min} \approx 0,144 Z_1 Z_2 \text{ MeV} = 0,144 (8)(8) \text{ MeV} = 9,22 \text{ MeV}$$

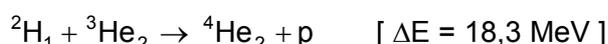
Desse modo, a energia liberada nessa reação de fusão é suficiente para excitar outros núcleos e produzir uma reação em cadeia. Isso também é verdade para outras reações de fusão.

De qualquer modo, assim como no caso da fissão, num reator nuclear, a reação de fusão em cadeia é controlada, o que não acontece numa bomba termonuclear (bomba H).

Reatores de Fusão Nuclear

Reator de fusão nuclear é qualquer sistema físico em que se produz e se controla uma reação nuclear de fusão em cadeia. Embora existam vários métodos propostos e sendo implementados para a geração de energia por meio da fusão, ainda não existe um reator que funcione satisfatoriamente.

A reação de fusão deutério-hélio 3:



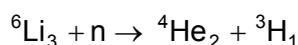
e a reação de fusão deutério-trítio:



são consideradas as mais importantes porque liberam grande quantidade de energia por unidade de massa.

Contudo, para a implementação da reação deutério-hélio 3, deve-se enfrentar um problema até agora não resolvido: enquanto o deutério pode ser facilmente obtido da água do mar, o hélio 3 é raro e não pode ser obtido por qualquer processo simples conhecido.

Por outro lado, para a implementação da reação deutério-trítio, deve-se enfrentar os seguintes problemas: o trítio é muito raro na natureza e os nêutrons produzidos, ao serem absorvidos por vários tipos de núcleos, podem originar núcleos radioativos, comprometendo a segurança das instalações. Aparentemente, esses dois problemas têm solução. A escassez de trítio pode ser resolvida porque o trítio pode ser produzido pelo bombardeamento de núcleos de lítio 6 pelos nêutrons liberados num reator de fissão, de acordo com a seguinte reação:



e o perigo dos nêutrons produzidos também pode ser resolvido porque eles podem ser absorvidos por núcleos de lítio 6, segundo a mesma reação, com a vantagem de se produzir mais trítio.

O obstáculo mais importante, que impede o funcionamento satisfatório dos reatores de fusão, é a incapacidade de se manter certa quantidade de plasma de deutério e trítio num estado de temperatura e pressão adequado para que ocorram as reações de fusão, durante um intervalo de tempo longo o bastante para produzir uma quantidade de energia maior do que aquela consumida no processo.

No confinamento magnético, o plasma é comprimido adiabaticamente pelo rápido aumento da intensidade do campo magnético. Como consequência disso, a temperatura do plasma aumenta até que aconteçam as reações de fusão. No confinamento inercial, feixes muito intensos de raios laser aumentam a temperatura e comprimem minúsculas cápsulas com um plasma de deutério e trítio no seu interior,

até que ele atinja um estado de temperatura e pressão adequado para que ocorram as reações de fusão.

A Energia do Sol

As temperaturas no interior do Sol e no interior de outras estrelas são maiores do que 10^7 °C. Por isso, nesses ambientes, ocorrem reações termonucleares. Na Fig.25, estão representados os estágios do ciclo do carbono, que se supõe ser o processo que produz a maior parte da energia que o Sol continuamente irradia para o espaço.

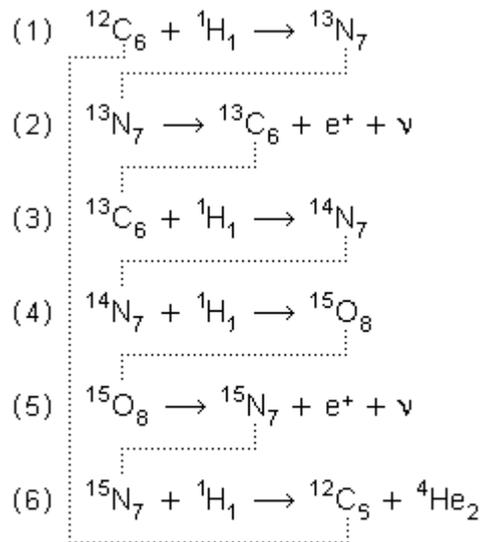
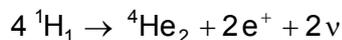


Fig.25

Em um ciclo, cada núcleo de carbono 12 consumido no estágio 1 reaparece como produto no estágio 6. Assim, o ciclo do carbono não faz diminuir a quantidade de núcleos de carbono 12 do interior do Sol. Por outro lado, os núcleos de hidrogênio 1 (os prótons) consumidos nos estágios 1, 3, 4 e 6 nunca mais reaparecem como produtos. O produto final do ciclo é um núcleo de hélio 4 e a reação efetiva que se desenvolve em cada ciclo do carbono é a seguinte:



A reação efetiva é de fusão de 4 núcleos de hidrogênio 1 (4 prótons) e o resultado é um núcleo de hélio 4 (mais dois pósitrons e dois neutrinos). A energia total gerada nessa reação é de aproximadamente 25 MeV. Com o passar do tempo, o conteúdo de hidrogênio do Sol diminui e cresce o conteúdo de hélio.

Apêndice: Tabela de Núcleos

