

A3 - CICLO DE NÊUTRONS

3.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão revistos pontos importantes mencionados em capítulos anteriores, mas com enfoque dirigido a nêutrons, em razão da grande importância desta radiação em reatores nucleares.

Os nêutrons são partículas dotadas de grande capacidade de induzir reações nucleares, pelo fato de não serem afetados pela carga elétrica do núcleo alvo.

Mesmo os nêutrons com baixa energia cinética podem penetrar com grande facilidade no interior dos núcleos. Isto como consequência, faz com que as reações induzidas por nêutrons sejam consideravelmente mais comuns que outros tipos de reações nucleares.

3.2 - REAÇÕES COM NÊUTRONS /1, 2/

As reações nucleares induzidas por nêutrons são classificadas em dois grandes grupos:

- I. Reações de Absorção:
 - a. Reação de Captura Radioativa (n, γ)
 - b. Reação de Captura com Ejeção (n, α) (n, p)
 - c. Reação de Fissão
- II. Reações de Espalhamento:
 - a. Espalhamento Elástico
 - b. Espalhamento Inelástico

3.2.1 - Reações de Absorção

3.2.1.1 - Reação de Captura Radioativa (n, γ)

Neste tipo de reação, o núcleo alvo absorve o nêutron incidente formando um núcleo composto em "estado excitado", o qual irá emitir o excesso de energia na forma de radiações γ . A reação nuclear de captura radioativa pode ser representada pela equação:



Exemplificando, para o núcleo alvo ${}_{49}^{115}In$, teremos:

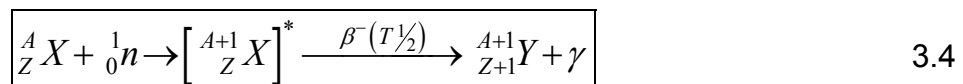


reação que poderá ser escrita na forma simplificada:

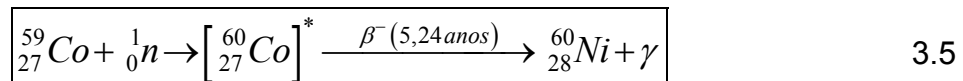


Esta reação é descrita como se apenas um raio γ fosse emitido. Em geral, o núcleo excitado decai para estados intermediários de energia de excitação até atingir um estado estável de energia interna. Neste processo de decaimento são emitidos geralmente uma série de raios γ com várias energias.

Em muitos casos o núcleo composto produzido nesta reação nuclear possui excesso de nêutrons podendo sofrer um decaimento β^- , usualmente, acompanhado pela emissão de raios γ . Neste caso, o núcleo final é um elemento distinto do núcleo original.



Exemplificando para o núcleo alvo de ${}_{27}^{59}Co$, teremos:



As reações nucleares de "Captura Radioativa" são comuns e constituem o processo pelo qual a maioria dos radioisótopos são produzidos nos reatores nucleares.

Na operação do reator, a reação (n, γ) aparece em importantes funções, pois é o tipo de reação que ocorre nas barras de controle e na queima do produto de fissão Xenônio.

No projeto de blindagens de reatores, este tipo de reação deve ser levado em consideração para o cálculo da radiação γ gerada na própria blindagem. Frequentemente, estas fontes de radiação γ oferecem grande perigo durante a operação do reator.

3.2.1.2- Reação de Captura com Ejeção de Partículas (n, α)(n, p)

Neste tipo de reação nuclear, o núcleo composto decai emitindo uma partícula como por exemplo, um próton ou mesmo um núcleo de Hélio (α).

Normalmente, este tipo de reação requer nêutrons com alta energia, sendo pouco provável de ocorrerem com nêutrons térmicos. Uma exceção é a reação entre o Boro e nêutrons térmicos, na qual é emitida uma partícula α .



ou simplesmente,



Esta reação ocorre, por exemplo, no Ácido Bórico diluído na água de refrigeração do reator para controle do excesso de reatividade, ou ainda nas barras de segurança do reator, cujo elemento ativo é constituído por Carbeto de Boro.

Pelo fato da partícula α possuir grande poder de ionização, este tipo de reação é também utilizado em detectores de nêutrons tipo "Câmaras de Ionização".

3.2.1.3 - Reação de Fissão

Este tipo de reação ocorre quando nêutrons são absorvidos por núcleos fissionáveis, tais como o U-235. Normalmente, são núcleos pesados cujo equilíbrio de forças internas é quebrado com a absorção do nêutron incidente, tornando o núcleo tão instável a ponto de levá-lo a fissionar-se em dois núcleos menores, denominados por "Produtos de Fissão", emitindo novos nêutrons como também considerável quantidade de energia.

3.2.2 - Reações de Espalhamento

Este tipo de reação nuclear pode ser imaginado como uma colisão entre o nêutron e o núcleo alvo, sendo o nêutron "ricocheteado" geralmente com menor energia do que aquela que possuía antes da colisão.

A energia perdida pelo nêutron depende da massa do núcleo alvo e do ângulo de colisão. Estas dependências poderão ser facilmente visualizadas se considerarmos o nêutron como sendo uma bola de bilhar. É sabido que se uma bola de bilhar sofrer uma colisão frontal com outra bola de bilhar, de igual massa, a bola incidente para em um ponto e a segunda bola roda adiante com a mesma velocidade que a bola incidente tinha originariamente. Em outras palavras, a bola incidente transfere toda sua energia para a segunda bola. Isto só é possível pelo fato das bolas serem do mesmo tamanho (possuírem igualdade de massas). Se considerarmos uma colisão entre bolas com diferentes massas, por exemplo, uma bola de bilhar e uma esfera de aço de grandes proporções, a bola de bilhar irá "ricochetear" praticamente com a mesma velocidade que possuía antes da colisão.

De um modo geral, podemos dizer que um nêutron pode perder grande parte de sua energia se ele colidir com partículas com massa equivalente à sua (um próton por exemplo), mas perderá somente uma pequena porção de sua energia se colidir com núcleos pesados (núcleo de U-238 por exemplo).

A perda de energia do nêutron é também uma função do ângulo de colisão, pois em geral, há maior perda de energia em uma colisão frontal do que em uma colisão angular.

O processo de espalhamento pode ser classificado como "Espalhamento Elástico" ou como "Espalhamento Inelástico".

3.2.2.1 - Espalhamento Elástico

É um processo de interação entre o nêutron e o núcleo causando uma variação da energia cinética do nêutron, energia esta que será transferida ao núcleo alvo na forma de energia de movimento, não alterando porém sua energia interna.

O espalhamento elástico pode ser considerado uma reação (n, n), onde a energia interna do núcleo alvo [x] não é alterada, mas havendo em geral, uma troca de energia cinética entre o nêutron e o núcleo alvo.



3.2.2.2 - Espalhamento Inelástico

É um processo de interação entre o nêutron e o núcleo, causando uma variação da energia cinética do nêutron, energia que será transferida ao núcleo alvo na forma de energia de movimento e energia de excitação (energia interna do núcleo alvo).

O espalhamento inelástico pode ser considerado como uma reação (n, n') onde o nêutron é absorvido pelo núcleo alvo formando um núcleo composto que decai emitindo "outro nêutron" com menor energia. Grande parte da energia perdida pelo nêutron incidente aparece como energia de excitação do núcleo alvo, sendo emitida posteriormente, na forma de raios γ . O espalhamento inelástico predomina quando o meio é constituído por núcleos pesados e os nêutrons possuem alta energia (nêutrons rápidos). Por outro lado, o espalhamento elástico é predominante quando o meio é constituído por núcleos leves e os nêutrons são de baixa energia. Ambos os tipos de espalhamento (elástico e inelástico) produzem o mesmo resultado final que é a redução da energia dos nêutrons.

3.3 - SEÇÃO DE CHOQUE

A seção de choque para um dado núcleo é definida como sendo a medida da probabilidade de que este núcleo sofra uma determinada reação com um nêutron. Quanto maior a seção de choque de um núcleo, maior será a probabilidade de sua reação com nêutrons.

A unidade de seção de choque é o "barn" abreviado por [b]. Deve-se esperar que a probabilidade de que um nêutron sofra reação com um núcleo seja

dependente do tamanho deste núcleo ou da área que o mesmo apresente como alvo. Quanto maior a área apresentada pelo alvo, maior será a chance do nêutron em atingí-lo, causando a reação.

Foi descoberto, entretanto, que a área real apresentada pelo núcleo tem uma importância secundária na determinação da seção de choque para as reações nucleares. A energia do nêutron incidente e a energia do núcleo alvo são parâmetros que possuem maior importância na determinação dos valores de seção de choque.

Por estes motivos é que certos núcleos possuem uma seção de choque milhões de vezes maior que a área de suas seções transversais. Reciprocamente, outros núcleos parecem quase repelir os nêutrons, possuindo seções de choque muito menor do que suas áreas reais possam sugerir. Entretanto, como a probabilidade da reação faz levar a um pequeno relacionamento com o tamanho físico real, a unidade de seção de choque deve ser relacionada aproximadamente à área da seção transversal de um núcleo ($A = \pi r^2$). Como o raio r de um núcleo é da ordem de $r = 10^{-12}$ (cm) a unidade de seção de choque 1 barn foi definida como sendo uma área de 10^{-24} (cm²) (1 barn = 10^{-24} cm²).

Um núcleo pode sofrer vários tipos de reações nucleares. Para cada tipo de reação nuclear, existe uma seção de choque correspondente que é uma característica do núcleo alvo, sendo entretanto, função da energia do nêutron incidente. A seção de choque total de um núcleo alvo com nêutrons de determinada energia é a somatória das seções de choque individuais para cada tipo de reação nuclear.

A seção de choque total é usualmente dividida em duas grandes componentes que são relativas às reações de absorção e reações de espalhamento.

Seção de choque total = Seção de choque de absorção + Seção de choque de espalhamento.

A seção de choque de espalhamento é, por outro lado, a somatória das seções de choque das reações de espalhamento elástico e de espalhamento inelástico.

A seção de choque para um núcleo individual é expressa pelo símbolo σ , também denominada por Seção de Choque Microscópica.

Assim, podemos escrever que:

$$\boxed{\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s} \quad 3.9$$

onde:

- σ_t = Seção de choque microscópica total,
- σ_a = Seção de choque microscópica de absorção,
- σ_s = Seção de choque microscópica de espalhamento.

3.3.1 - Seção de Choque Macroscópica

Até agora foi considerada somente a seção de choque para um núcleo individual, denominada por "Seção de Choque Microscópica" (σ).

O mundo real, entretanto, está raramente interessado com a reação entre um nêutron e um núcleo simples, mas sim com as reações entre um número de nêutrons e um alvo contendo bilhões de núcleos. A seção de choque para um centímetro cúbico de material alvo é chamada "seção de choque macroscópica" (Σ), e é o produto entre a seção de choque microscópica e o número total de núcleos em um centímetro cúbico do alvo, isto é:

$$\boxed{\Sigma = N\sigma} \quad 3.10$$

onde:

- N = número total de núcleos alvo/cm³ de alvo,
- σ = seção de choque microscópica (barns/núcleo),
- Σ = seção de choque macroscópica (barns/cm³ ou cm⁻¹).

Antes de prosseguir nosso estudo, é conveniente fazer um parênteses para explicar melhor o que vem a ser densidade atômica.

O número de átomos por cm³ é uma grandeza bastante utilizada em cálculos de reatores, e é também conhecido por "Densidade Atômica", tendo significado semelhante à densidade ou massa específica expressa em "gramas por centímetro cúbico", que já é velha conhecida.

Para se utilizar esta grandeza precisamos primeiro das seguintes informações:

- a. Peso Atômico: simbolizado por A , é um número próximo a inteiro e pode ser obtido de tabelas. Quando se considera a molécula ao invés de átomo, se diz peso molecular.

Exemplo 1: Determine o peso molecular do gás hidrogênio, cuja molécula é simbolizada por H_2 .

Solução: Através de uma tabela qualquer sobre o assunto, obtém-se que o peso atômico do hidrogênio é 1,00797 u.m.a. Portanto, 2 átomos de hidrogênio que compõe a molécula do hidrogênio pesam: $2 \times 1,00797 = 2,01594$ u.m.a. Assim o peso molecular do gás hidrogênio é 2,01594 u.m.a. Este raciocínio se aplica a outras substâncias como H_2O , UO_2 , etc.

- b. Átomo-grama: é o peso do elemento em gramas numericamente igual ao seu peso atômico.
- c. É sabido da Química que o número de átomos contido em um átomo-grama é equivalente a $6,023 \times 10^{23}$ átomos, conhecido por NÚMERO DE AVOGADRO (\mathcal{N}). O volume de 1 átomo-grama é dado por:

$$v = \frac{A \text{ (g)}}{\rho \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)} = \frac{A}{\rho} \text{ (cm}^3\text{)} \quad 3.11$$

onde:

ρ = massa específica do elemento.

Assim, com uma simples regra de três obtém-se:

$$\frac{A}{\rho} \text{ cm}^3 \xrightarrow{\text{contém}} N \text{ átomos}$$

$$1 \text{ cm}^3 \xrightarrow{\text{contém}} N \text{ átomos}$$

$$\Rightarrow \boxed{N = \frac{N}{A/\rho} = \frac{N}{A} \rho \frac{\text{átomos}}{\text{cm}^3}} \quad 3.12$$

Exemplo 2: Determine a densidade atômica do Urânio metálico.

Dado: $\rho = 18,7 \text{ g/cm}^3$.

Solução:

$$N = \frac{N}{A} \rho = \frac{6,02 \times 10^{23} \times 18,7}{238,07} \cong 4,73 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^3$$

Voltando ao assunto de seção de choque, temos que a seção de choque macroscópica total é dada por:

$$\boxed{\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s} \quad 3.13$$

onde:

$$\boxed{\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_f} \quad 3.14$$

e

$$\boxed{\Sigma_s = \Sigma_{se} + \Sigma_{si}} \quad 3.15$$

sendo:

- Σ_t = Seção de choque macroscópica total,
- Σ_s = Seção de choque macroscópica de espalhamento,
- Σ_a = Seção de choque macroscópica de absorção,
- Σ_c = Seção de choque macroscópica de captura,
- Σ_f = Seção de choque macroscópica de fissão,
- Σ_{se} = Seção de choque macroscópica de espalhamento elástico,
- Σ_{si} = Seção de choque macroscópica de espalhamento inelástico.

Os cálculos para determinação de seções de choque são excessivamente difíceis e os valores usados são baseados inicialmente em dados experimentais. Quase todos /9/ os livros sobre energia nuclear contém tabelas de seção de choque para vários isótopos. Os valores tabelados são geralmente as seções de choque microscópicas devido ao fato de que estas são independentes da quantidade de material e dependem

somente do isótopo em questão. Veja a Tabela 4.1 para exemplos de seções de choque microscópicas para vários nuclídeos.

NUCLÍDEOS	REAÇÕES	E_n	σ (b)
235 U 92	Absorção	0,025 eV	690
	Espalhamento	0,025 eV	10
	Fissão	0,025 eV	580
	Captura	0,025 eV	110
	Emissão Alfa	0,025 eV	0
27 Al 13	Absorção	0,025 eV	0,24
	Espalhamento	0,025 eV	1,40
	Captura	0,025 eV	0,24
	Fissão	0,025 eV	0,00
	Total ($\sigma_s + \sigma_a$)	0,025 eV	1,64
10 B 5	Absorção	0,025 eV	4010
	Captura	0,025 eV	0
	Emissão Alfa	0,025 eV	4010
	Espalhamento	0,025 eV	5
	Absorção	1 eV	665
	Absorção	10 eV	200
	Absorção	100 eV	66,50
	Absorção	1000 eV	20,50
	Absorção	10000eV	6,65

Tabela 3.1: Exemplos de Valores de Seção de Choque (σ) em Função da Energia dos Nêutrons (E_n).

3.3.2 - Seção de Choque Macroscópica e Livre Caminho Médio

A distância média percorrida por um nêutron em um material particular sem sofrer uma reação é expresso por seu "livre caminho médio". Esta distância λ é dada por:

$$\lambda = 1/\Sigma \quad 3.16$$

onde Σ é a seção de choque macroscópica do material. A distância λ é dita ser o comprimento do caminho no qual o nêutron pode percorrer sem sofrer uma interação

com um núcleo alvo. Esta distância λ é chamada "livre caminho médio" porque esta é também a "distância média" que um nêutron percorre em um material sem sofrer uma reação particular.

Nós fazemos uma distinção entre livre caminho médio de espalhamento e livre caminho médio de absorção por:

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s} = \frac{1}{N\sigma_s} \quad \text{livre caminho médio de espalhamento} \quad 3.17$$

e

$$\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{N\sigma_a} \quad \text{livre caminho médio de absorção} \quad 3.18$$

sendo:

- N = densidade atômica (nº de átomos / cm³)
- λ_s = distância média que um nêutron (a uma dada energia) pode percorrer antes de sofrer uma colisão de espalhamento, e
- λ_a = distância média que um nêutron (a uma dada energia) pode percorrer antes de sofrer uma absorção.

3.3.3 - Dependência da Seção de Choque com a Energia do Nêutron

A magnitude da seção de choque microscópica de um átomo, depende não só do isótopo particular em questão, mas também da energia dos nêutrons envolvidos (Tabela 3.1). Consideraremos primeiro a dependência da seção de choque de absorção com a energia do nêutron e depois o comportamento da seção de choque do espalhamento, com a energia do nêutron.

Para muitos elementos, especialmente aqueles cujo número de massa excede 100, um exame da variação da seção de choque de absorção com a energia, revela a existência de três regiões. Em primeiro lugar, uma região de baixa energia (abaixo de 0,1 eV) onde a seção de choque de absorção decresce firmemente com o aumento da energia do nêutron (ou velocidade). Nesta região, a seção de choque é inversamente proporcional à velocidade (V) do nêutron. A região é portanto chamada "região 1/V" e a seção de choque é dita obedecer a lei 1/V. Fisicamente, este

comportamento pode ser explicado pela idéia sobre o intervalo de tempo que o nêutron gasta na vizinhança do núcleo. Assim, quanto maior a velocidade do nêutron, mais rapidamente ele sai da faixa de influência do núcleo e menor é a chance dele ser absorvido.

Após a região $1/V$ os elementos sob consideração apresentam uma região de ressonância, normalmente para nêutrons de energia entre 0,1 a 1000 eV. Esta região é caracterizada pela ocorrência de picos onde a seção de choque de absorção cresce muito rapidamente para certas energias dos nêutrons e então caem novamente. A maioria dos isótopos apresentam vários picos de ressonância, embora os picos sejam geralmente mais numerosos e mais importantes para elementos com maior número de massa atômica (elementos pesados).

Na Figura 3.1 temos os vários níveis de energia (estados de excitação) nos quais um determinado núcleo pode subsistir antes de decair para o seu estado base de energia.

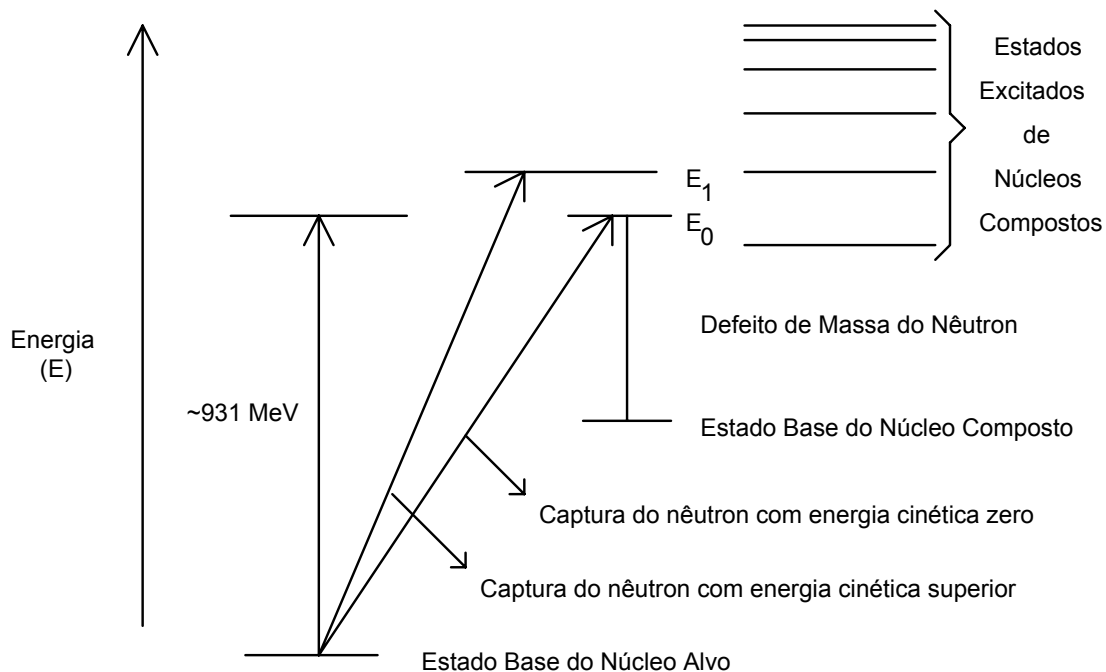


Figura 3.1: Formação de Núcleos Compostos e Níveis de Energia.

Quando um núcleo alvo absorve um nêutron, forma um núcleo composto cuja energia de excitação será uma função da energia cinética do nêutron. Caso o nêutron tenha energia cinética zero (i. e., esteja com a mesma energia cinética das moléculas do meio), o núcleo composto conterà por alguns instantes toda a massa do nêutron ou sua energia equivalente de 931 MeV, elevando o núcleo composto ao nível de energia E_0 que não constitui um nível de excitação.

Uma vez combinado com o núcleo, o nêutron perde parte de sua massa que é transformada em energia de ligação e o núcleo composto cai assim para seu estado base de energia.

A diferença de energia do núcleo composto quando no estado de energia E_0 e o seu estado base de energia é denominado por "Defeito de Massa do Nêutron". Quando, porém, o nêutron incidente possuir energia cinética superior a zero, poderemos ter a formação de um núcleo composto em um de seus estados excitados (níveis de energia bem definidos).

A probabilidade de ocorrência da reação (para a formação do núcleo composto) é grandemente aumentada quando a energia cinética do nêutron for igual àquela que leve o núcleo composto à um de seus estados de excitação. Os valores máximos de seção de choque ocorrem nestas faixas de energia do nêutron, sendo denominadas por regiões de ressonância.

Após a região de ressonância, a seção de choque de absorção decresce fortemente com o aumento da energia do nêutron e é normalmente insignificante comparada às seções de choque observadas para energias acima de uns poucos MeV. Com excessão da região de ressonância, um decréscimo geral é notado na seção de choque de absorção quando a energia aumenta. Mais uma vez isto pode ser atribuído ao fato de que nêutrons com maior energia perdem menos tempo na vizinhança do núcleo e, portanto, tem menos oportunidades para reagir com ele.

Como uma ilustração da discussão sobre seção de choque, veja as

Figuras 3.2 e 3.3.

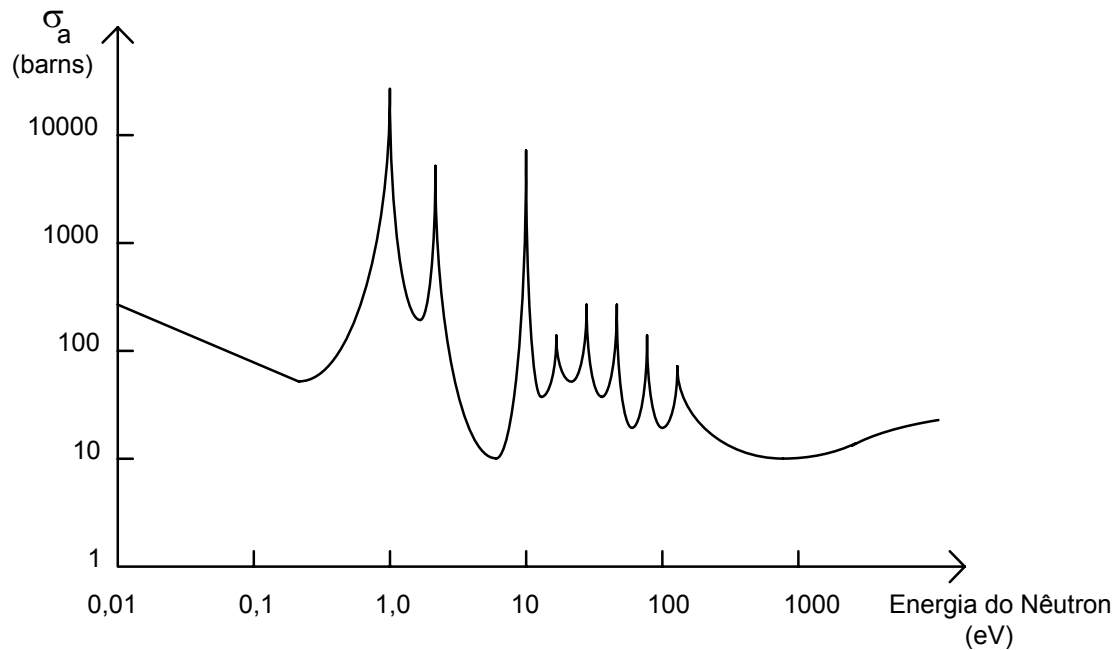


Figura 3.2: Seção de Choque de Absorção do Índio vs. Energia do Nêutron.

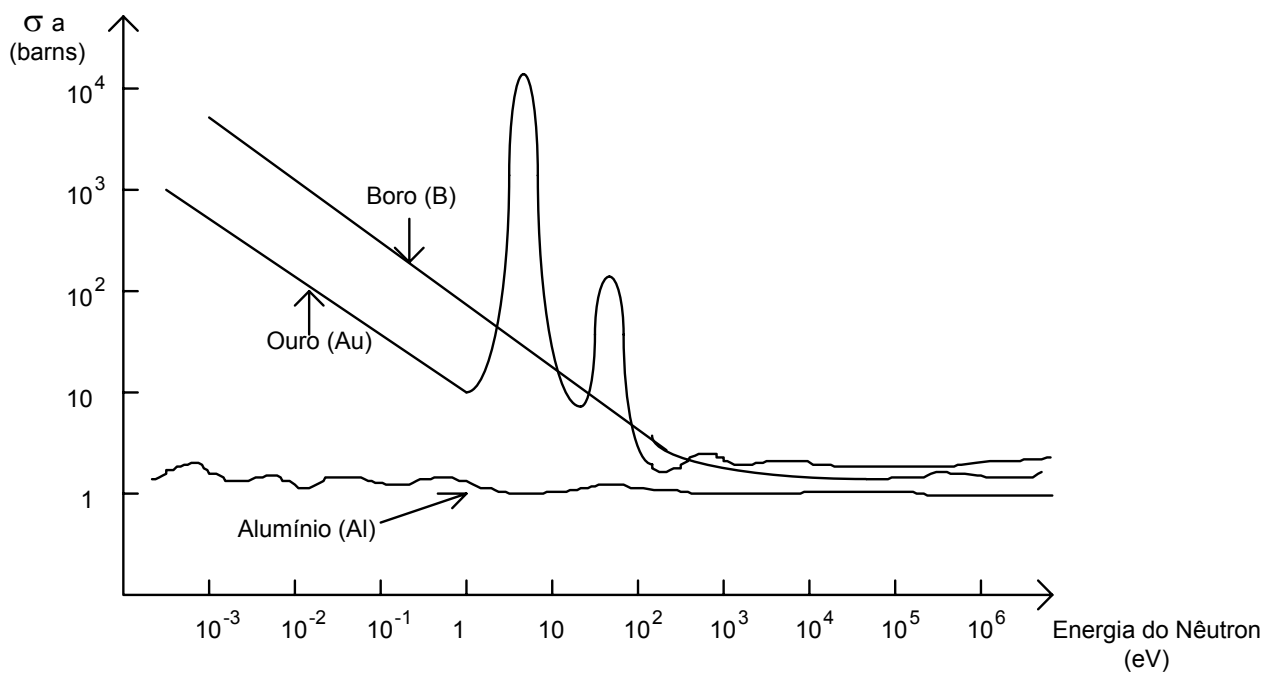


Figura 3.3: Seção de Choque de Absorção do Boro, Ouro e Alumínio.

3.4 - CLASSIFICAÇÃO DOS NÊUTRONS

Os nêutrons podem ser classificados tanto em função do tempo que levam para serem emitidos após a fissão como também em função da sua energia cinética.

Quanto ao tempo que levam para ser emitidos, são classificados em:

- nêutrons prontos: $t \leq 10^{-14}$ segundos.
- nêutrons atrasados: $t > 10^{-14}$ segundos.

A classificação dos nêutrons em função de sua energia cinética é geralmente feita em 3 grupos:

- nêutrons térmicos: $E < 1\text{eV}$.
- nêutrons intermediários: $1\text{eV} \leq E \leq 100\text{keV}$.
- nêutrons rápidos: $E > 100\text{keV}$.

Os nêutrons com energias menores que 1 eV referidos como nêutrons térmicos cobrem essencialmente a região 1/V das curvas de seção de choque enquanto os nêutrons com energia entre 1 eV e 100 keV referidos como nêutrons intermediários, cobrem essencialmente a região de ressonância das curvas de seção de choque.

3.4.1 - Nêutrons Térmicos

São nêutrons que estão em equilíbrio térmico com o meio onde se encontram. Os núcleos de qualquer alvo possuem uma energia cinética de vibração, sendo esta energia determinada a princípio, pela temperatura do alvo. Quanto maior a temperatura, maior será a energia cinética dos núcleos alvos. Se considerarmos uma colisão entre um nêutron e um núcleo alvo na situação em que a energia do nêutron é menor que a energia do núcleo alvo, teremos uma transferência de energia deste para o nêutron que ganhará energia na colisão. Em caso contrário, será o núcleo alvo que ganhará energia na colisão.

As tabelas de seção de choque para reações nucleares são normalizadas para nêutrons térmicos com energia de 0,025 eV, que corresponde a uma velocidade de $v = 2200\text{ m/s}$ e uma temperatura do "meio" onde se encontram de $T = 20,4\text{ }^\circ\text{C}$.

Os valores de seção de choque utilizados nos cálculos de reações nucleares devem levar em consideração a temperatura do meio onde se darão as reações. A relação entre Energia e Temperatura é dada através da relação:

$$\boxed{E = K T} \quad 3.19$$

onde K é a constante de Boltzmann e vale ($8,6 \times 10^{-5}$ eV/°K) e T a temperatura em graus kelvin. Por exemplo, em reatores de potência onde a água de refrigeração (moderador) atinge temperaturas da ordem de 300 °C (573 °K), a energia térmica correspondente é de 0,049 eV, e os valores de seção de choque devem ser obtidos para "nêutrons térmicos" com esta energia (0,049 eV).

3.4.2 - Nêutrons de Fissão

Nêutrons de fissão são aqueles emitidos no processo da fissão nuclear, podendo ser emitidos "instantaneamente" no processo da fissão (tempo de emissão $t \leq 10^{-14}$ segundos), sendo denominados por "nêutrons prontos" ou ainda serem emitidos pelo decaimento dos produtos de fissão (tempo de emissão $t > 10^{-14}$ segundos), sendo denominados por "nêutrons atrasados".

A faixa de energia de nascimento dos nêutrons de fissão é bastante ampla atingindo valores de até 20 MeV. A energia média dos nêutrons emitidos na fissão do U-235 é de 2,0 MeV e a energia mais provável é de 0,65 MeV, valores obtidos através do espectro de distribuição de energia dos nêutrons de fissão, conforme Figura 4.4.

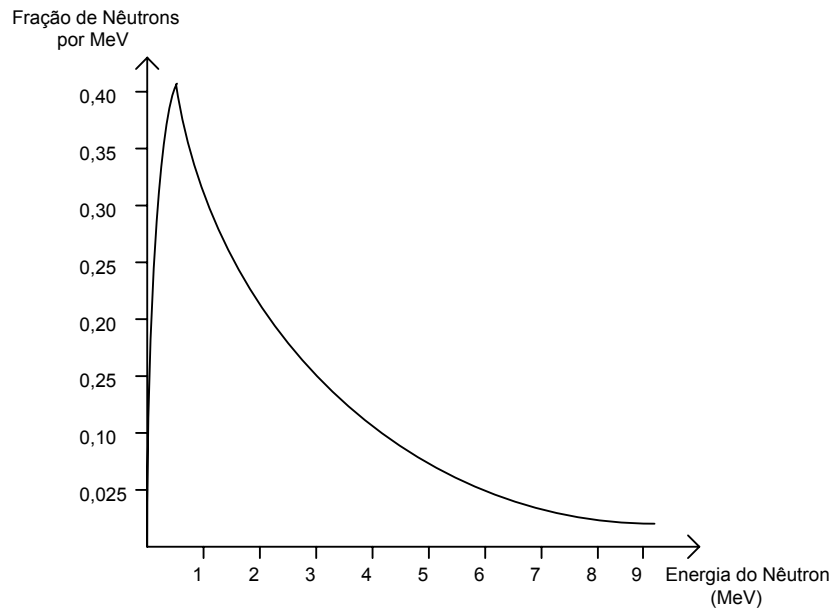


Figura 3.4: Espectro de Distribuição de Energia dos Nêutrons de Fissão.

3.5 - FLUXO DE NÊUTRONS

O fluxo de nêutrons (Φ), é definido como sendo o comprimento total do caminho percorrido por todos os nêutrons em um centímetro cúbico de um material em um segundo. Em um segundo, um nêutron, individualmente, percorre uma distância igual em magnitude à sua velocidade (V), isto é, se um nêutron está percorrendo 220.000 cm/seg, ele percorrerá 220.000 cm em cada segundo. O comprimento total de percurso de todos os nêutrons em um centímetro cúbico de material, simplesmente, será o produto entre a velocidade do nêutron e o número total de nêutrons neste volume. Isto é:

$$\boxed{\Phi = n v} \quad 3.20$$

onde:

- Φ = fluxo de nêutrons (nêutrons/cm²seg)
- n = densidade de nêutrons (nêutrons/cm³)
- v = velocidade do nêutron (cm/seg)

$$[\Phi] = \left[\frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^3} \right] \left[\frac{\text{cm}}{\text{seg}} \right]$$

$$[\Phi] = \left[\frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}} \right]$$

Podendo-se dizer também que o fluxo de nêutrons é a quantidade de nêutrons que atravessam uma unidade de área em um segundo, independente de direção ou sentido.

Os nêutrons podem ter movimento em uma dada direção, mas esta não é indicada pelo seu próprio fluxo que é uma quantidade não vetorial.

3.5.1 - Estrutura de Ressonância

As ressonâncias são picos que ocorrem na seção de choque microscópica em função da energia para as regiões epitérmicas (acima da região térmica) /2, 4, 9/. Alguns elementos tem apenas um pico pronunciado de ressonância enquanto outros tem estruturas repletas de picos, como o U-238. O cálculo das seções de choque médias nesta região é bastante complexa.

Ao se observar um espectro nas regiões de ressonâncias (como o U-238), verifica-se que ao variar alguns eV's de energia o valor da seção de choque altera drasticamente, indo de poucos barns a até centenas deles. Apesar desta complicação, é graças a estas ressonâncias que os reatores de potência se beneficiam da segurança natural intrínseca regulada pelo alargamento Doppler (Apêndice 8).

Novamente voltando ao U-238, existe um grande pico de ressonância em 661 eV. Para um nêutron ser capturado por este pico de absorção, ele deve, ao colidir com o núcleo do U-238, ter 661 eV de energia. Se o nêutron for alguns eV's mais ou menos energético, a sua probabilidade de ser capturado é reduzida a quase 60 vezes. Entretanto, a dependência em energia da seção de choque não é baseada apenas na energia do nêutron. O núcleo do U-238 não é um alvo estacionário. Ele está a uma certa temperatura. A temperatura afeta o átomo de urânio, fazendo-o vibrar. Quanto mais alta a temperatura, mais rápidas as vibrações. Assim sendo, há uma variação na velocidade

relativa entre o nêutron e o núcleo alvo. O efeito global dessa maior vibração atômica devido ao aumento de temperatura é que os picos de ressonância parecem se alargar. Portanto, se o nêutron for alguns eV's mais ou menos energético, ele ainda será capturado na ressonância de absorção (Figura 3.5). Este fato desempenha papel importante em termos de segurança do reator.

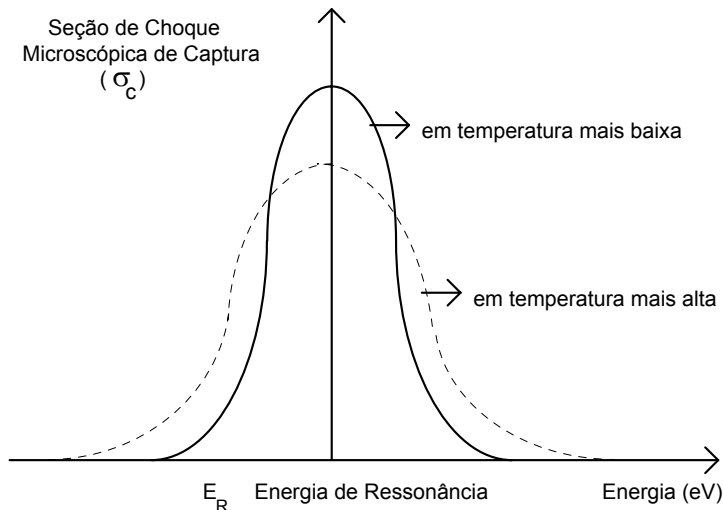


Figura 3.5: Efeito do Alargamento Doppler na Ressonância.

Em reatores de pesquisa, como o IPEN/MB-01, este efeito é irrelevante, face à diminuta variação de temperatura durante a operação.

3.5.2 - Taxa de Reação (T. R.)

É definida como sendo o número de reações que ocorrem em uma unidade de volume do material alvo em uma unidade de tempo.

Os valores de fluxo de nêutrons e de seção de choque possuem sua verdadeira utilidade no cálculo da taxa de reação entre um grupo de nêutrons e núcleos de um determinado material alvo.

O desenvolvimento matemático rigoroso da expressão da Taxa de Reação está além do escopo deste curso, porém, através de um raciocínio intuitivo, poderemos chegar à mesma expressão sem grande dificuldade.

É razoável que se afirme que a taxa de reação entre nêutrons e núcleos alvos seja dependente de sua taxa de colisão.

A taxa de colisão em um alvo é dependente da distância total percorrida (por segundo) de nêutrons no alvo. Para ver isto, suponha que átomos alvo são espaçados, em média, 2 cm. Se um nêutron percorre 100 centímetros em um segundo (isto é, $v = 100$ cm/seg), pode-se esperar que ele sofra 50 colisões por segundo. Do mesmo modo, se ele percorrer 200 cm/seg, ele poderá sofrer 100 colisões/seg. Então, a taxa de colisão será diretamente proporcional ao fluxo de nêutrons (Φ).

O exemplo acima indica que a taxa de colisão é também dependente do espaçamento de átomos alvo. Uma boa medida de espaçamento de átomos alvo é a densidade atômica do alvo, N (átomos alvo/cm³). Quanto maior a densidade atômica, mais fechados serão os espaçamentos entre átomos e maior a taxa de colisão para qualquer fluxo de nêutrons dado. Então, a taxa de colisão pode ser relacionada ao produto ΦN .

A taxa de colisão, entretanto, não é necessariamente igual à taxa de reação. Para obter a taxa de reação, devemos multiplicar a taxa de colisão pela probabilidade de que uma colisão produza uma reação, que é medida por σ . Então, a taxa de reação por nêutrons em um centímetro cúbico de material alvo, é dada por:

$$T R = \Phi N \sigma = \Phi \Sigma \left(\frac{\text{reações}}{\text{cm}^3 \text{ seg}} \right) \quad 3.21$$

Para manter a coerência de unidades, os valores de seção de choque microscópica σ devem ser em cm² e não em barns como usualmente são encontrados em tabelas.

Uma outra grandeza utilizada é a Taxa de Reação Total (T. T. R.), dada por:

$$T T R = \Phi \Sigma v \left(\frac{\text{reações}}{\text{seg}} \right) \quad 3.22$$

onde v representa o volume do material. Quando $v = 1$ cm³, tem-se que a T.T.R. é simplesmente T.R.

Se a taxa total de reação de fissão for conhecida poderemos determinar a potência gerada pelo reator, pois o número de fissões ocorridas por segundo em um reator é diretamente proporcional à sua potência. Considerando 1 watt de energia, temos que:

$$1 \text{ watt} = \frac{1 \text{ joule}}{\text{seg}} \times \frac{10^7 \text{ erg}}{\text{joule}} \times \frac{\text{MeV}}{1,6 \times 10^{-6} \text{ erg}} \times \frac{\text{fissão}}{200 \text{ MeV}}$$

$$1 \text{ watt} = 3,12 \times 10^{10} \text{ fissões / seg}$$

Este fator de conversão pode ser aplicado juntamente com a taxa total de reação de fissão para o cálculo da potência de um reator.

$$\text{potência(watts)} = \frac{T.T.R.}{3,12 \times 10^{10}} (\text{watts})$$

ou ainda:

$$P = \frac{\Phi \Sigma \nu}{3,12 \times 10^{10}} (\text{watts}) \quad 3.23$$

3.6 - MODERAÇÃO DE NÊUTRONS

Os nêutrons emitidos no processo de fissão possuem, em geral, energia superior à energia térmica do meio onde são gerados. A perda de energia destes nêutrons é realizada através de sucessivas colisões com os núcleos do meio, ou seja, através de espalhamentos que tanto podem ser elásticos como inelásticos.

Definimos por moderação o processo de perda de energia dos nêutrons de fissão através de espalhamentos elásticos e inelásticos até que a energia do nêutron entre em equilíbrio térmico com o meio.

Em reatores térmicos, a rápida moderação dos nêutrons é de fundamental importância, isto porque durante o processo de perdas sucessivas de energia, os nêutrons podem ser capturados, principalmente quando se encontram na região de

ressonância, ou ainda os nêutrons podem durante a moderação escaparem do meio, fatos que influenciam diretamente o balanço de nêutrons em núcleos de reatores.

Pelo grande interesse existente em projetos de reatores de que os nêutrons emitidos no processo de fissão entrem rapidamente em equilíbrio térmico com o meio, são introduzidos juntamente com o material fissil, materiais com boas características de moderação. Para serem considerados moderadores, estes materiais devem possuir as seguintes propriedades nucleares:

- Ter grande seção de choque de espalhamento;
- Ter pequena seção de choque de absorção;
- Promover, na colisão, uma grande redução de energia do nêutron.

3.6.1. - Decremento Logarítmico Médio de Energia (ξ)

A redução da energia do nêutron nas colisões sofridas durante o processo de moderação pode ser descrita em termos de "média de energia perdida pela colisão". Por exemplo, um nêutron que possuía energia E_0 antes da colisão e E_1 após a colisão, terá uma perda de energia de $(E_0 - E_1)$. A média desta perda de energia para um grande número de colisões é denominado por "média de energia por colisão".

Entretanto, é conveniente expressar o processo de moderação através do valor de "diferença média do logaritmo natural da energia do nêutron antes e depois da colisão", valor este denominado por "Decremento Logarítmico Médio de Energia por Colisão", cujo símbolo é " ξ ".

Matematicamente, ξ é expresso por:

$$\xi = \overline{\ln E_0 - \ln E_1} = \ln \frac{E_0}{E_1} \quad 3.24$$

onde:

- E_0 energia do nêutron antes da colisão;
 E_1 energia do nêutron depois da colisão.

Um valor médio de ξ é obtido levando-se em consideração um número de colisões suficientes para que o nêutron atinja a energia térmica, i.e., entre em equilíbrio térmico com o meio.

Um desenvolvimento matemático (não mostrado nesta apostila) que leva em consideração a variação da energia cinética do nêutron em uma colisão, chega à expressão que determina o valor do "Decremento Logarítmico Médio de Energia" ξ :

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad 3.25$$

que para materiais alvos com massa atômica $A > 10$, pode ser simplificada para:

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad 3.26$$

Mesmo para $A = 2$, o erro que se comete com esta simplificação é de 3,3 %.

É interessante notar que o cálculo de ξ não depende da energia inicial do nêutron, sendo dependente apenas da massa atômica A do material alvo.

Conhecido o material alvo, no caso denominado por moderador, poderemos determinar o valor de ξ correspondente. Sendo conhecida a energia do nêutron de fissão (2 MeV por exemplo, que é a energia média), poderemos calcular o número médio de colisões C necessários para que este nêutron entre em equilíbrio térmico com o meio. Se a energia térmica for de 0,025 eV.

$$C = \frac{\ln \frac{E_0}{E_1}}{\xi} \quad 3.27$$

$$C = \frac{\ln \frac{2,0 \text{ MeV}}{0,025 \text{ eV}}}{\xi} = \frac{\ln \frac{2,0 \times 10^6 \text{ eV}}{0,025 \text{ eV}}}{\xi} \Rightarrow C = \frac{18,2}{\xi} (\text{colisões})$$

A Tabela 4.2 refere-se a valores típicos de C . Note que o número de colisões aumenta quando a massa atômica do núcleo alvo aumenta.

Como foi visto, o valor de ξ é inversamente proporcional ao número de colisões necessárias para moderar um nêutron desde a fissão até a termalização, isto é, mais colisões serão necessárias quanto menor o valor de ξ . Este valor é, portanto, uma medida da capacidade de moderação do material alvo, sendo desejável que seja o maior possível.

3.6.2 - Poder de Moderação

O valor isolado de ξ não é ainda suficiente para caracterizar um eficiente moderador. Para que haja perda de energia, o nêutron deve colidir com os núcleos do material alvo sendo, portanto, necessário que este material possua uma grande seção de choque de espalhamento.

O produto de $\xi \cdot \Sigma_s$ onde Σ_s é a seção de choque macroscópica de espalhamento para nêutrons não térmicos, é denominado por "Poder de Moderação", sendo um valor mais representativo da eficiência do moderador do que o valor de ξ , pois leva em consideração a probabilidade dos nêutrons colidirem com os núcleos do moderador.

$$\boxed{\text{PODERE DE MODERAÇÃO} = \xi \cdot \Sigma_s} \quad 3.28$$

Apesar do "Poder de Moderação" representar a eficiência de um moderador, ele não leva em consideração a probabilidade dos nêutrons serem absorvidos pelo material alvo durante o processo de moderação. Por exemplo, o Poder de Moderação do Boro é maior que o do Carbono, mas o Boro não é utilizado como moderador devido à sua alta seção de choque de absorção de nêutrons.

Por este motivo, os valores de seção de choque de absorção do material alvo devem ser levados em consideração na escolha de um bom moderador. Quanto menor a seção de choque de absorção, melhor será a eficiência do moderador.

Assim, o quociente entre o poder de moderação ($\xi \cdot \Sigma_s$) e a seção de choque macroscópica de absorção (Σ_a) denominada por "Razão de Moderação", é o valor que melhor representa a eficiência total de um moderador.

$$\boxed{\text{RAZÃO DE MODERAÇÃO} = \frac{\xi \cdot \Sigma_s}{\Sigma_a}} \quad 4.29$$

É claro que a seleção de um moderador dependerá de outros fatores, tais como propriedades construtivas e viabilidade, bem como propriedades puramente nucleares. Valores típicos de Poder de Moderação e Razão de Moderação são mostrados na Tabela 4.2.

Nuclídeo	ξ	C	P.M.	R.M.
H ₂ O	0,920	20	3,17	143
D ₂ O	0,509	36	0,23	6922
¹² ₆ C	0,158	115	0,61	223
²³⁸ U	0,0838	2100	-----	-----

Tabela 3.2: Propriedades de Materiais Moderadores.

3.6.3 - Comprimento de Difusão Rápida (L_f)

É definido como a distância percorrida por um nêutron desde o seu nascimento até sua termalização.

O valor de L_f , comprimento de difusão rápida, é uma função do livre caminho médio de espalhamento λ_s que é o caminho médio percorrido pelo nêutron entre duas colisões sucessivas.

Sendo C o número de colisões necessárias para a termalização do nêutron de fissão, e λ_s o caminho médio percorrido pelo nêutron entre duas colisões sucessivas, teremos que o comprimento total percorrido pelo nêutron desde seu nascimento até a sua termalização será o produto de C . λ_s .

$$\boxed{L_f = C \cdot \lambda_s} \quad 4.30$$

A Idade de Fermi " τ ", está relacionada com o comprimento de difusão rápida L_f sendo:

$$\tau = L_f^2 \quad 4.31$$

A dimensão da Idade de Fermi é $[\text{cm}^2]$, estando ela mais relacionada a uma dimensão do que ao tempo.

Isto porque quanto maior o tempo que o nêutron leva para termalizar-se maior será a distância por ele percorrida, ou seja, a distância percorrida pelo nêutron até atingir a energia térmica é proporcional à Idade de Fermi.

3.6.4 - Comprimento de Difusão Térmica (L_t)

É definido como sendo a distância percorrida por um nêutron desde o instante que ele tornou-se térmico até a sua absorção.

As perdas de nêutrons em um reator estão relacionadas com os comprimentos de difusão rápida e térmica. Um nêutron que percorra uma grande distância antes de tornar-se térmico ou que percorra uma grande distância depois de tornar-se térmico, tem grande chance de sair do reator.

A combinação do comprimento de Difusão Rápida L_f e o Comprimento de Difusão Térmica dá origem a uma nova variável denominada por "Comprimento de Migração M ", definida pela relação:

$$M^2 = L_f^2 + L_t^2 \quad 3.32$$

ou:

$$M^2 = \tau + L_t^2 \quad 3.33$$

3.6.6 - REAÇÃO EM CADEIA

No Capítulo de Física Nuclear, o processo da fissão nuclear foi discutido como sendo um evento isolado, cujo resultado era a divisão de um núcleo em dois ou mais elementos, denominados por produtos de fissão.

No caso da fissão do U-235, além dos produtos de fissão e 200 MeV de energia, temos a liberação de 2 a 3 nêutrons.

A reação de fissão é, na realidade, útil somente quando ocorre em uma massa de material fissionável.

Sob esta condição é possível que ao menos um dos aproximadamente 2,5 nêutrons emitidos durante a reação de fissão, sejam capturados por outro núcleo fissionável e cause uma segunda fissão. Se os nêutrons emitidos por uma determinada fissão causarem ao menos uma nova fissão, o processo poderá ser auto-suficiente e constituir-se no que é chamado reação em cadeia.

À primeira vista parece fácil obter-se uma reação em cadeia. Afinal ela requer que somente 1 dos 2,5 nêutrons produzidos em uma fissão sejam absorvidos em material fissionável e cause outra fissão. Desta forma, haverá um excedente de 1,5 nêutrons que poderão ser perdidos ou absorvidos em materiais não físeis.

Na prática uma reação de fissão em cadeia não é fácil de ser conseguida, requerendo o uso de materiais especiais na confecção da estrutura do núcleo de um reator nuclear (Apêndice 5).

Nêutrons normalmente são perdidos, durante a operação de um reator nuclear. Estas perdas podem ser por escape através de suas superfícies externas (também denominada por "fugas") e por absorção em materiais estruturais não combustíveis. Quanto maior o tamanho físico do reator, menor será a quantidade de nêutrons perdidos por escape através de sua superfície externa. Se iniciarmos uma reação com uma pequena quantidade de material fissionável (combustível), tantos nêutrons serão perdidos através de fugas que não será possível obter uma reação em cadeia.

Quando o combustível adicional é acrescentado, a importância das fugas é reduzida até a um ponto em que o material fissionável presente seja o bastante para iniciar e manter uma reação em cadeia. Neste ponto, o sistema é dito tornar-se crítico e a quantidade de combustível é chamada de "massa crítica". Massa Crítica é, portanto, a mínima massa de combustível suficiente para manter uma reação em cadeia em um determinado arranjo estrutural.

Quando dizemos que um reator está crítico, isto quer dizer que a produção de nêutrons por fissões é exatamente igual à soma dos nêutrons absorvidos no combustível, dos nêutrons absorvidos nos materiais estruturais e dos nêutrons perdidos através de fugas.

3.6.7 - Fator de Multiplicação (K)

O fator de multiplicação (K) é definido como a relação do número de nêutrons em uma dada geração pelo número de nêutrons da geração anterior. Uma geração é o período de tempo entre fissões sucessivas. A Figura 4.6 ilustra a reação em cadeia para $K = 2$ e $K = 1$. O valor de $K = 2$, como será mostrado depois, é irrealisticamente alto e nunca será alcançado nem desejado em um reator real, mas é dado como um bom exemplo ilustrativo.

Um estudo da Figura 4.6 indica que, se K é exatamente igual a 1, uma reação em cadeia origina-se com população de nêutrons constante, e o reator será exatamente crítico. Por outro lado, se K é maior que 1, a população de nêutrons continua a aumentar com o tempo e o reator será dito ser supercrítico. Razões semelhantes levam-nos a concluir que, se K é menor do que 1, o número de nêutrons presente no reator será continuamente decrescente. Neste caso, a reação em cadeia não é autosuficiente e o reator é dito ser subcrítico.

$$K = \frac{N_1}{N} \quad 3.34$$

onde:

- N1 = número de nêutrons em uma dada geração,
- N = número de nêutrons da geração anterior,
- K = 1 (reator crítico),
- K > 1 (reator supercrítico),
- K < 1 (reator subcrítico).

Para melhor compreender a operação de um reator, considere a seqüência que os nêutrons sofrem desde seu "nascimento" pela fissão até sua morte por absorção em algum material ou vazamento do reator. Considere N nêutrons rápidos (≈ 2 MeV) liberados por fissão térmica do U-235. Como o combustível é em forma de pastilhas unidas numa barra, há uma probabilidade definida de que alguns dos N nêutrons originados choquem-se com outros átomos de Urânio, antes que tenham uma chance de alcançar o moderador e serem termalizados. Nesta situação, os nêutrons estão ainda acima da energia mínima para causar fissão do U-238 (≈ 1 MeV) e como o U-235 possui também uma pequena seção de choque de fissão para nêutrons rápidos, algumas fissões podem ocorrer no U-238 e no U-235, gerando novos nêutrons e aumentando a quantidade de nêutrons rápidos.

Depois de ocorridas as "fissões rápidas", teremos $N\epsilon$ nêutrons rápidos, onde ϵ , fator de fissão rápida, é um número maior do que um, que mede o aumento na quantidade de nêutrons rápidos devido às fissões rápidas no U-235 e no U-238.

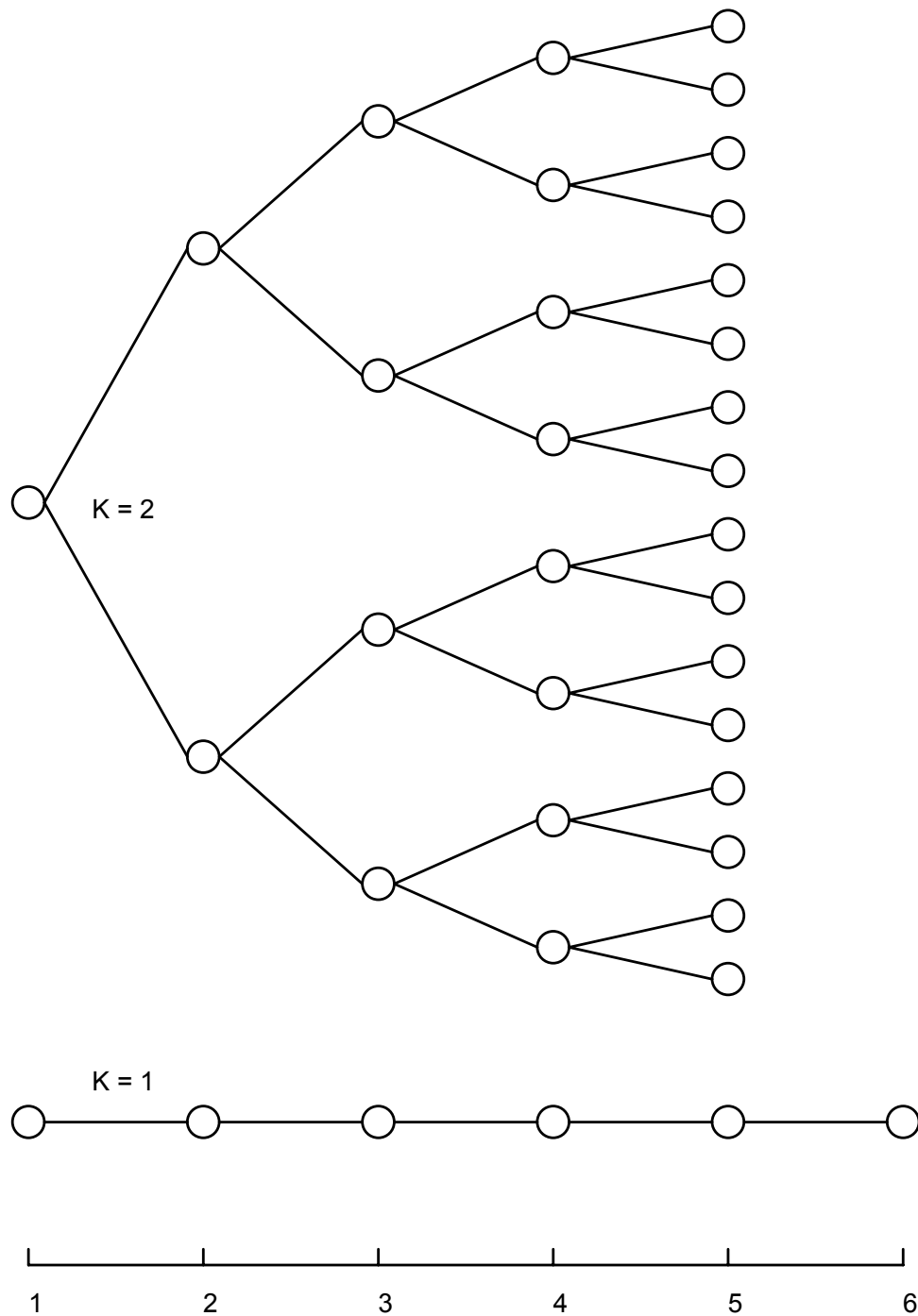


Figura 3.6: Número de nêutrons em gerações sucessivas para fatores de multiplicação de $K = 2$ e $K = 1$.

Agora os N_5 nêutrons rápidos estão prontos para entrar no moderador e começarem a ser termalizados. Mas antes disso, há uma chance definida de que alguns deles, em particular aqueles que nasceram perto das bordas do núcleo, saírem do reator e se perderem. A probabilidade de que um nêutron rápido não saia do núcleo é chamada

probabilidade de não fuga rápida P_f . Como P_f representa a fração do número total de nêutrons rápidos que permanecem no núcleo, um total de $N \varepsilon P_f$ nêutrons realmente começam o processo de moderação.

Durante o processo de moderação (difusão rápida), os nêutrons entram na região de ressonância de absorção do U-238. A probabilidade de que um nêutron não seja capturado na ressonância do U-238 é chamada de probabilidade de escape da ressonância (p). Como (p) representa a fração de número total de nêutrons que permanecem no núcleo, $N \varepsilon P_f p$ nêutrons alcançarão a energia térmica. Durante a difusão térmica dos nêutrons, uma certa porcentagem deles sairão do núcleo do reator. A probabilidade de que um nêutron térmico não saia do núcleo é denominada de probabilidade de não fuga térmica (P_t). Portanto, depois que as fugas térmicas tenham ocorrido, teremos $N \varepsilon P_f p P_t$ nêutrons permanecendo no núcleo. Todos os nêutrons térmicos que não fugiram do núcleo terminarão sendo absorvidos no combustível ou em um dos vários materiais estruturais do núcleo do reator.

Os únicos nêutrons que serão úteis no processo de reação em cadeia serão aqueles absorvidos pelos núcleos do material fissionável (combustível). A probabilidade de que um nêutron térmico seja absorvido pelo combustível e não em outros materiais constituintes do núcleo do reator é chamada de fator de utilização térmica (f). Este fator f tem grande papel de controle do reator, como pode ser visto nos Apêndices 6, 7, 8, 9 e 10. Portanto, o número de nêutrons térmicos absorvidos pelo combustível é dado por $N \varepsilon P_f p P_t f$.

Porém, nem todos os nêutrons térmicos absorvidos no combustível poderão causar fissões, podendo provocar apenas uma reação tipo (n, γ).

Este fato é levado em consideração pelo fator de reprodução (η) definido como o número de nêutrons de fissão produzidos por nêutron térmico absorvido no combustível. Assim, o número total de novos nêutrons de fissão será dado por: $N \varepsilon P_f p P_t f \eta$.

Esta expressão representa o número de nêutrons rápidos disponíveis no início da próxima geração: N_1 .

$$\boxed{N_1 = N \cdot \varepsilon \cdot P_f \cdot p \cdot P_t \cdot f \cdot \eta} \quad 3.35$$

e o fator de multiplicação definido anteriormente como sendo a relação do número de nêutrons em uma dada geração pelo número de nêutrons da geração anterior será então:

$$\boxed{K = \frac{N_1}{N} = \varepsilon \cdot P_f \cdot p \cdot P_t \cdot f \cdot \eta} \quad 3.36$$

Este fator de multiplicação dado pela expressão acima é normalmente chamado por Fator de Multiplicação Efetivo (K_{ef}). Esta expressão é também conhecida como "fórmula dos seis fatores".

Caso consideremos um reator com dimensões infinitas seria impossível haver perdas de nêutrons por fugas através das superfícies externas (pois elas inexistem em um meio infinito). Deste modo, as probabilidades de fuga durante a difusão rápida e durante a difusão térmica serão nulas e a fórmula dos seis fatores será reduzida para a fórmula dos quatro fatores, válidas para um reator com dimensões infinitas. Neste caso, o fator de multiplicação será chamado por: Fator de Multiplicação Infinito (K_∞), sendo expresso por:

$$\boxed{K_\infty = \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta} \quad 3.37$$

Um exemplo da fórmula dos seis fatores é ilustrado na Figura 4.7. Neste exemplo, considera-se uma população inicial (N) de 1000 nêutrons rápidos produzidos por fissões térmicas. Valores típicos para cada um dos seis fatores são assumidos.

Salientamos entretanto, que alguns destes fatores podem sofrer variações consideráveis dependendo do reator, da temperatura, da queima do combustível, da posição das barras de controle, etc. As probabilidades de não fuga térmica P_t e de não fuga rápida P_f sempre serão menores que 1,0, isto porque as fugas nunca poderão ser

eliminadas em um reator real pelo fato deste ser finito em tamanho e, portanto, alguns nêutrons sempre serão capazes de alcançar as suas superfícies externas. P_t e P_f sendo menores que 1,0 segue-se que K_{ef} deve sempre ser menor que K_{∞} .

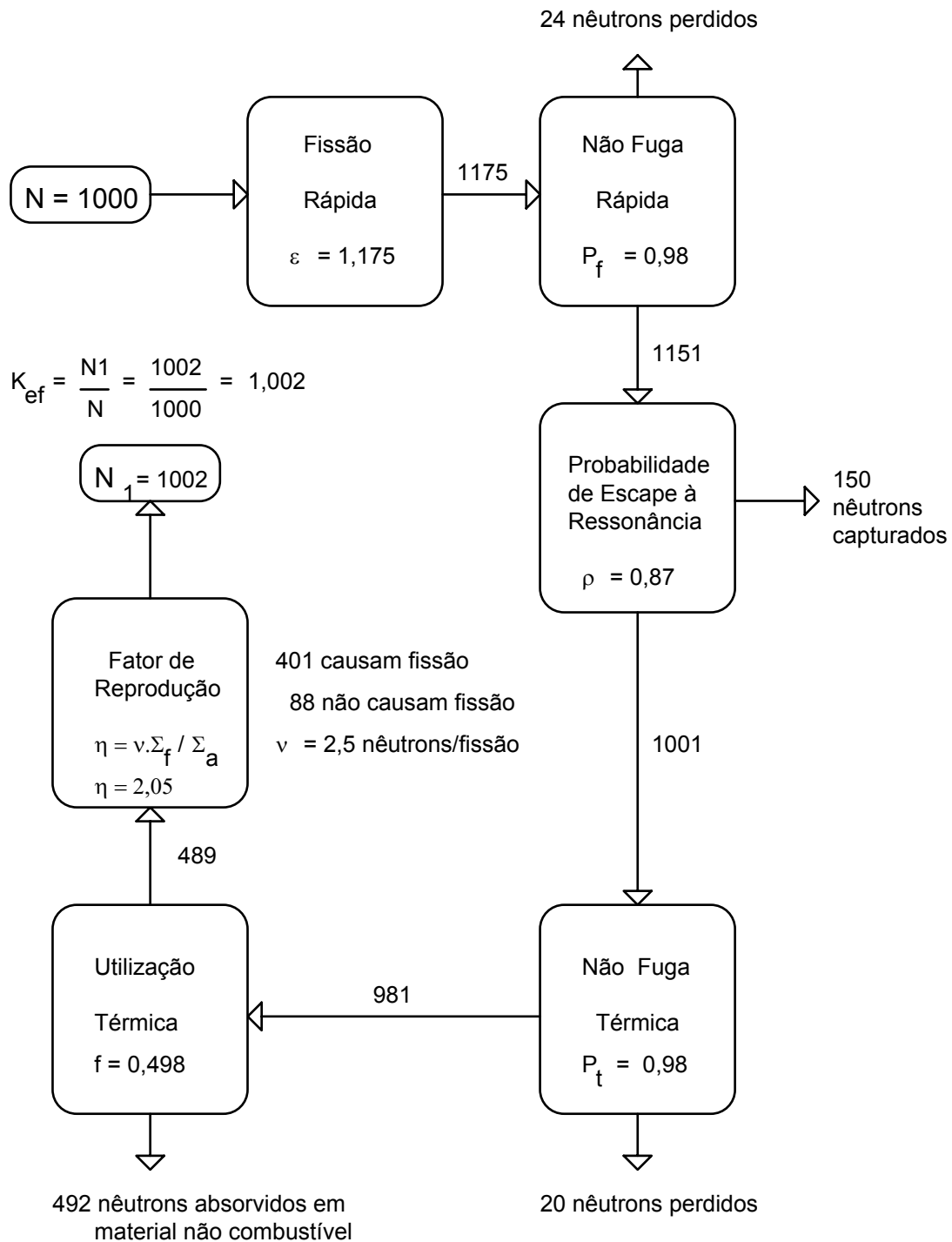


Figura 3.7: Evolução de uma determinada geração de nêutrons rápidos produzidos por fissões térmicas.

$$K_{ef} = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons em uma geração de um reator com dimensões finitas}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons na geração anterior}} \quad 3.38$$

$$K_\infty = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons em uma geração de um reator com dimensões infinitas}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons na geração anterior}} \quad 3.39$$

Acompanhando a evolução de uma determinada geração de nêutrons rápidos produzidos por fissões térmicas, poderemos ir definindo cada um dos seis fatores:

ε fator de fissão rápida

$$\varepsilon = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons rápidos produzidos por fissões em todas energias}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons rápidos produzidos por fissões térmicas}}$$

p probabilidade de escape à ressonância

$$p = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons rápidos que saem da região de ressonância}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons rápidos que entram na região de ressonância}}$$

f fator de utilização térmica

$$f = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons térmicos absorvidos no combustível}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons térmicos absorvidos em todos os materiais existentes no reator}}$$

η fator de reprodução

$$\eta = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons rápidos produzidos por fissões térmicas}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons térmicos absorvidos no combustível}}$$

P_f probabilidade de não fuga rápida

$$P_f = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons rápidos que permanecem no núcleo após a fuga}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons rápidos existentes no núcleo antes da fuga}}$$

P_t probabilidade de não fuga térmica

$$P_t = \frac{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons térmicos que permanecem no núcleo após a fuga}}{\text{n}^\circ \text{ de nêutrons térmicos existentes no núcleo antes da fuga}}$$

Em geral o estudo dos seis fatores é um complexo problema matemático que foge ao escopo deste curso. Todavia, é muito importante sabermos como certos parâmetros da operação de um reator alteram os valores de alguns destes seis fatores.

3.6.8 - Fator de Reprodução (η)

Este fator é característico do combustível utilizado no reator e depende do número de nêutrons liberados na fissão (ν) e das seções de choque de fissão e de absorção do combustível (σ_f e σ_a).

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \quad 3.40$$

ou

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{(n,\gamma)}} \quad 3.41$$

Para a energia térmica de 0,025 eV, os valores das seções de choque para o U-235 são de: $\sigma_f = 580$ (b) e $\sigma_{(n,\gamma)} = 107$ (b) barn [$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_{(n,\gamma)} = 687$ (barn)]. Como o número de nêutrons liberados na fissão do U-235 é de 2,43 nêutrons ($\nu = 2,43$ nêutrons/fissão), poderemos calcular o valor do fator de reprodução de um reator, cujo combustível é o U-235.

$$\eta = 2,43 \frac{580}{580 + 107} = 2,05$$

Em um reator cujo combustível é o Pu-239, os valores correspondentes de ν e η são de 2,89 e 2,08, respectivamente.

COMBUSTÍVEL	ν	η
U-235	2,43	2,05
Pu-239	2,89	2,08

Tabela 3.3: Valores de ν e η para U-235 e Pu-239.

3.6.9 - Fator de Utilização Térmica (f)

O fator de utilização térmica pode ser calculado se forem conhecidas as taxas de absorção de nêutrons térmicos em todos os materiais existentes no núcleo do reator.

Os nêutrons além de serem absorvidos no combustível são também absorvidos nos materiais estruturais que constituem o núcleo, nas barras de controle, no moderador, etc.

A taxa de absorção de nêutrons em qualquer material é dada pela relação:

$$\boxed{\text{Taxa de Absorção} = \Sigma_a \cdot \Phi \cdot V} \quad 3.42$$

onde:

- Σ_a seção de choque de absorção do material
- Φ fluxo de nêutrons no material
- V volume de material

Assim, o valor de (f) será dado por:

$$\boxed{f = \frac{(\Sigma_a \Phi V)_{\text{combustível}}}{(\Sigma_a \Phi V)_{\text{combustível}} + (\Sigma_a \Phi V)_{\text{moderador}} + (\Sigma_a \Phi V)_{\text{materiais estruturais}} + \dots + (\Sigma_a \Phi V)_{\text{outros materiais}}} \quad 3.43$$

Uma curva típica de distribuição de fluxo térmico através de uma vareta combustível é mostrada na Figura 4.8. Os nêutrons térmicos que incidem na superfície da vareta combustível são rapidamente absorvidos devido a grande seção de choque do U-235. Como resultado, há uma depressão de fluxo térmico na região central da vareta combustível.

A introdução de materiais com grande seção de choque, tais como barras de controle, soluções de ácido bórico ou o aparecimento de certos produtos de fissão como o Xenônio, alteram o valor de (f) através da variação de $(\Sigma_a \Phi V)$ outros materiais. Qualquer acréscimo nestes chamados "outros materiais" resultará em uma redução de (f), e conseqüentemente de K. Ao movimentarmos uma barra de controle, estamos alterando principalmente o valor de (f) e em conseqüência, o valor de K, colocando o reator nas condições de crítico ($K_{\text{ef}} = 1$), supercrítico ($K_{\text{ef}} > 1$) e subcrítico ($K_{\text{ef}} < 1$).

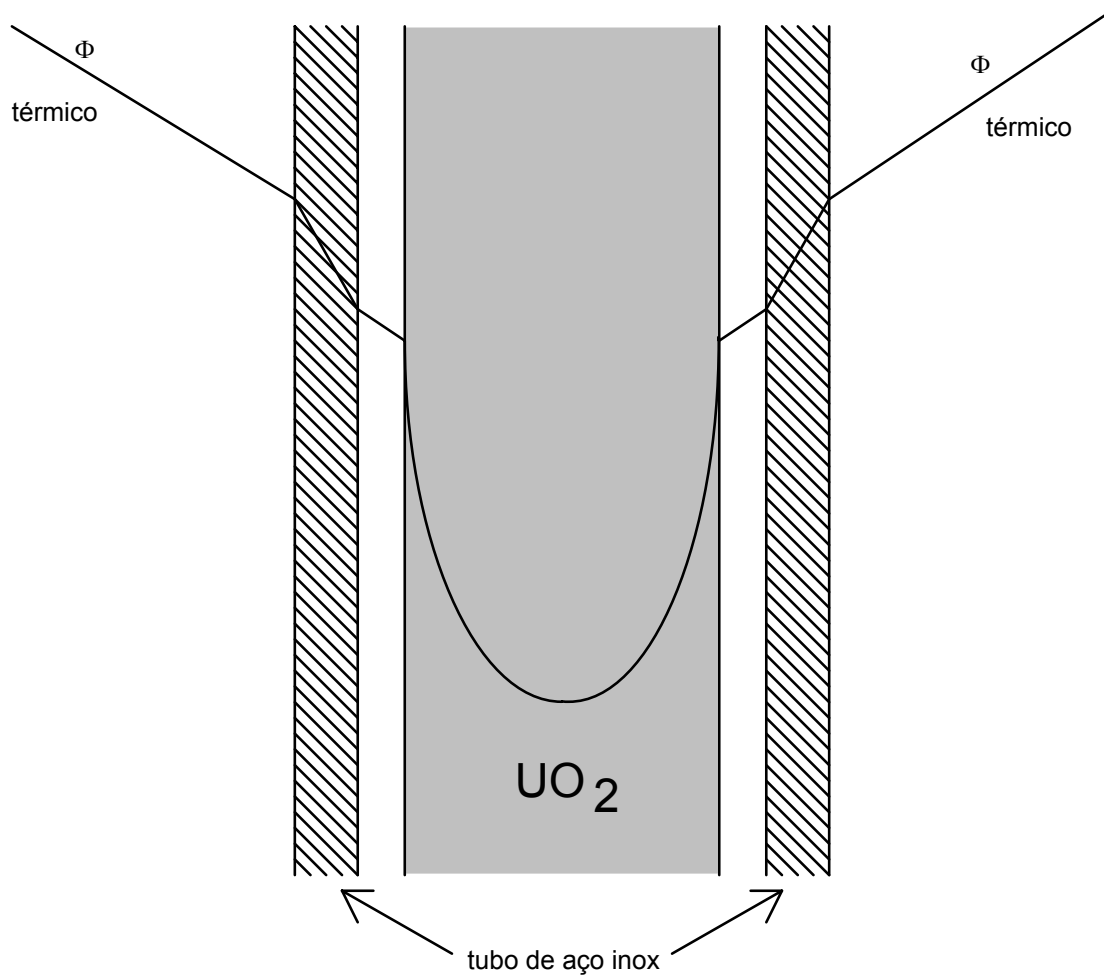


Figura 3.8: Distribuição do fluxo de nêutrons térmicos em uma vareta combustível.

Se houver Pu-239 no núcleo do reator, ele também deverá ser considerado no cálculo de (f) . Como o Pu-239 possui uma seção de choque de absorção térmica microscópica (σ_a) maior que o U-235 (1029 b versus 683 b), a substituição direta de U-235 por Pu-239 resultará em um aumento de (f) . Na prática, entretanto, o Pu-239 é produzido com maior rapidez do que a queima do U-235, (f) aumentará muito rapidamente no início da vida do núcleo do reator, entretanto entra depois em equilíbrio, pois o aumento na concentração de Pu-239 leva também a um acréscimo em sua taxa de queima.

3.6.10 - Fator de Fissão Rápida (ϵ)

O fator de fissão rápida está relacionado com o enriquecimento do combustível. Quanto menor o enriquecimento em U-235, maior será o fator de fissão rápida pois esta ocorre preferencialmente com o U-238.

O valor de (ϵ) é também afetado pela proporção entre Moderador/Combustível. Quando a quantidade de moderador é reduzida, o fator de fissão rápida (ϵ) aumenta pelo fato do nêutron permanecer maior tempo como rápido (maior comprimento de difusão rápida) tendo assim, maior probabilidade de causar uma fissão rápida.

3.6.11 - Probabilidade de Escape à Ressonância (p)

A probabilidade de escape à ressonância depende fortemente da proporção entre Moderador e Combustível existente no núcleo do reator. Quando a quantidade de moderador é reduzida, os nêutrons rápidos não são moderados tão rapidamente e eles gastarão mais tempo dentro e perto das regiões de ressonância.

Como resultado, muitos nêutrons serão capturados nas ressonâncias reduzindo, assim, o valor de (p) - probabilidade de escape à ressonância.

3.6.12 - Probabilidade de Não Fuga (P_f e P_t)

Intuitivamente, podemos esperar que as "não fugas" dependam da distância média que os nêutrons percorrem no reator e do tamanho e geometria do reator.

As equações que descrevem as fugas são:

$$P_f = e^{-B^2 \tau} \quad 3.44$$

e

$$P_t = \frac{1}{1 + B^2 L_t^2} \quad 3.45$$

onde τ é a Idade de Fermi e L_t o Comprimento de Difusão Térmica.

B^2 é chamado Buckling (curvatura) do reator, pois é a medida da curvatura ou deformação, (buckling) da distribuição espacial do fluxo de nêutrons. Esta curvatura pode ser discutida tanto como curvatura (Buckling) Geométrica (B_g^2) ou Curvatura (Buckling) Material (B_m^2).

Os valores de "Buckling" são utilizados para a solução da equação de distribuição espacial do fluxo no reator.

Na Tabela 3.5, temos as expressões que determinam o Buckling Geométrico (B_g^2) para núcleos com várias geometrias.

GEOMETRIA	CURVATURA (BUCKLING)
Esférica	$(\pi/R)^2$, onde R é o raio
Retangular	$(\pi/a)^2 + (\pi/b)^2 + (\pi/c)^2$, onde a, b e c são dimensões de cada lado
Cilíndrica	$(2,40/R)^2 + (\pi/H)^2$, onde H é a altura e R o raio

Tabela 3.5: Buckling Geométrico (B_g) para reatores com áreas geométricas.

A curvatura material (B_m^2) é baseada em propriedades específicas do sistema combustível/moderador como K_∞ , Idade de Fermi e Comprimento de Difusão. Se o reator é crítico (isto é, $K_{ef} = 1,0$), então $B_g^2 = B_m^2$. Se o reator é maior que o tamanho crítico, ou o reator é supercrítico, então B_m^2 é maior do que B_g^2 .

A solução da equação de distribuição do fluxo espacial de nêutrons para o estado crítico, resulta em:

$$1 = \frac{K_\infty}{1 + M^2 B_m^2} \quad 3.46$$

onde $M^2 =$ área de migração, ou

$$1 = \frac{K_\infty e^{-B_g^2 L^2}}{1 + L^2 B_m^2} \quad 3.47$$

ou

$$1 = K_{\infty} e^{-\frac{B^2}{g^2}} \frac{1}{1 + L_t^2 B_g^2} \quad 3.48$$

que é reduzida em termos de probabilidade de não fuga, para:

$$K_{ef} = K_{\infty} \cdot P_f \cdot P_t \quad 3.49$$

As probabilidades de não fuga durante a difusão rápida P_f e durante a difusão térmica P_t sofrem variações em função tanto da curvatura (Buckling) como também das propriedades do núcleo do reator. Por exemplo, em um súbito aumento de temperatura, a densidade do moderador será reduzida causando um aumento no Comprimento de Difusão Rápida (aumento na Idade de Fermi τ) e no Comprimento de Difusão Térmica L_t . Estes fatos irão favorecer as fugas de nêutrons reduzindo, assim, os valores de P_f e P_t .

3.7 - ATIVAÇÃO COM NÊUTRONS

No Capítulo 2 abordou-se o tema decaimento radioativo, de uma maneira geral. Neste capítulo voltamos a este assunto para complementá-lo sob o ponto de vista dos decaimentos de elementos ativados por nêutrons no reator que conseqüentemente sofrem posterior decaimento radioativo. Assim serão apresentados cálculos práticos destas ativações de um elemento que normalmente é conhecido como "amostra".

3.7.1 - Atividade Saturação e Atividade Específica

Chama-se atividade de saturação, a atividade que seria atingida pela irradiação de uma amostra por um tempo bem maior que a meia-vida do radioisótopo considerado a ser formado. A atividade de saturação de uma amostra é dada por:

$$A_{\infty} = \frac{6,022 \cdot 10^{23} \cdot \sigma_{at} \cdot \Phi \cdot f}{M} \quad 3.50$$

onde:

- A_{∞} atividade saturada em becquereis
- $6.022.10^{23}$ Número de Avogadro
- σ_{at} seção de choque de ativação em cm²
- f fração isotópica (que irá sofrer ativação) no elemento
- m massa do alvo em gramas
- M massa atômica do elemento
- Φ fluxo de nêutrons em n/cm².s.

A atividade de saturação por unidade de massa (atividade saturada específica) será:

$$A^{\infty}_{esp} = \frac{6.022 \times 10^{23} \cdot \sigma_{at} \cdot \Phi \cdot f}{M} \quad 3.51$$

onde A^{∞}_{esp} = atividade saturada específica em Bq por grama do alvo.

3.7.2 - Correções para Tempos de Irradiação e de Espera

Se o radioisótopo ativado possuir a meia-vida $T_{1/2}$ e se o alvo for irradiado durante o tempo t_i , a atividade em mCi logo após a irradiação será:

$$A = A^{\infty} \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t_i} \right) = A^{\infty} (1 - e^{-\lambda t_i}) \quad 3.52$$

Quando o tempo de irradiação for muito menor que a meia-vida, por exemplo $t_i < 0,01 T_{1/2}$, então:

$$A \cong A^{\infty} \cdot 0,693 \cdot \frac{t_i}{T_{1/2}} \quad 3.53$$

Se por exemplo, $t_i = T_{1/2}$, então a atividade será:

$$A = \frac{A^{\infty}}{2}$$

Se por exemplo , $t_i = 4T_{1/2}$, então a atividade será:

$$A = 0,937.A^\infty$$

A atividade da amostra após um tempo " t_e " (tempo de espera ou de resfriamento) a partir do término da irradiação será:

$$A = A^\infty \left(1 - e^{-0,693 \frac{t_i}{T_{1/2}}} \right) e^{-0,693 \frac{t_e}{T_{1/2}}} \quad 3.54$$

A Atividade de saturação é numericamente igual a taxa de reação (TR) que ocorre num material de volume V e seção de choque macroscópica Σ quando este é irradiado num fluxo de nêutrons Φ . Assim,

$$A^\infty = \Phi \cdot \Sigma \cdot V \left(\frac{\text{reações}}{\text{seg}} \right) \quad 3.55$$

QUESTÕES INTERESSANTES

- 3.1 Qual a razão da alta penetrabilidade do nêutron no átomo?
- 3.2. Quais as principais reações nucleares induzidas por nêutrons?
- 3.3. Esquematize e explique a reação (n, γ).
- 3.4. O que é o Xe-135 e qual a sua importância em reatores nucleares? Como ele surge no reator?
- 3.5. Uma das possíveis reações nucleares induzidas por nêutrons é conhecida como "Reações de Absorção". Quais as principais variantes que podem ocorrer neste tipo de reação?
- 3.6. O que é um nuclídeo fissil e um nuclídeo fissionável? Qual a diferença entre eles?
- 3.7. Qual a diferença fundamental entre um espalhamento elástico de um espalhamento inelástico?
- 3.8. O que se entende por seção de choque? Comente as definições originais e atuais desta grandeza.

- 3.9. O que é o "barn" e porque é utilizado?
- 3.10. O que se entende por Seção de Choque Macroscópica de Absorção de um elemento? Qual a sua relação com a seção microscópica deste mesmo elemento?
- 3.11. O que se entende por Livre Caminho Médio de um nêutron em um elemento? Qual a sua relação com a Seção de Choque Macroscópica deste material?
- 3.12. A Seção de Choque Microscópica depende da energia do nêutron incidente?
- 3.13. O que se entende por comportamento $1/V$ das Seções de Choque Microscópicas?
- 3.14. O que é "Defeito de Massa do Nêutron"?
- 3.15. O que significa um núcleo composto? Comente a respeito da energia interna deste tal núcleo composto.
- 3.16. O que são regiões de ressonância?
- 3.17. Cite dois elementos que apresentam a região $1/V$.
- 3.18. O que são nêutrons prontos e nêutrons atrasados?
- 3.19. Classifique os nêutrons quanto à sua energia.
- 3.20. O que são nêutrons térmicos?
- 3.21. Normalmente as seções de choque são tabeladas. Para qual energia estas seções de choque são tabeladas? Porque são tabeladas nesta energia?
- 3.22. Sabendo que a energia de um nêutron térmico é 0,025 eV, determine sua velocidade.
- 3.23. Qual a energia térmica e a velocidade de um nêutron num moderador cuja temperatura é 200° C?
- 3.24. Pesquise:
- energia mais provável de um nêutron térmico.
 - energia média de um nêutron térmico.
- 3.25. Qual a energia média e a mais provável dos nêutrons emitidos nas fissões?
- 3.26. Defina fluxo de nêutrons.
- 3.27. O que é Taxa de Reação? Qual sua relação com fluxo neutrônico?
- 3.28. Qual o número de fissões nucleares necessárias para gerar 1 W de potência?

- 3.29. Escreva a expressão que relaciona a potência de um reator em watt com seu fluxo neutrônico.
- 3.30. O que é Moderação de Nêutrons?
- 3.31. O que é o "Decremento Logarítmico Médio de Energia por Colisão"?
- 3.32. Qual o valor do "Decremento Logarítmico de Energia por Colisão" considerando um meio cuja massa atômica é de 32?
- 3.33. Um nêutron de fissão de 2 MeV tem sua energia reduzida na água pesada para 0,045 eV. Determine o número de colisões necessárias para que ele atinja esta energia.
- 3.34. Quantas colisões um nêutron nascido com 2 MeV precisa para atingir seu equilíbrio na água a 20,4° C e a 300° C respectivamente?
- 3.35. Um nêutron nasce com uma energia E_0 e atinge uma energia final de equilíbrio E_f . Em qual dos meios (água leve e água pesada) ele sofrerá mais colisões para se ter as mesmas condições energéticas?
- 3.36. O que é poder de Moderação? Porque ele é utilizado se já existe o conceito de "Decremento Logarítmico Médio de Energia"?
- 3.37. O que é Razão de Moderação? Qual sua vantagem em relação às definições anteriores de Poder de Moderação e Decremento Logarítmico Médio de Energia?
- 3.38. O que são Comprimentos de Difusão Térmica e Rápida?
- 3.39. O que é Idade de Fermi? Porque, a despeito do nome "Idade" que nos leva a pensar em tempo, ela possui unidade cm^2 (dimensão)?
- 3.40. O que é Comprimento de Migração?
- 3.41. Qual o número médio de nêutrons que ocorre nas fissões?
- 4.42. O que é massa crítica?
- 3.43. Qual o significado do Fator de Multiplicação K?
- 3.44. O que se entende por reator crítico, subcrítico e supercrítico?
- 3.45. Defina e explique cada um dos seguintes fatores: η , ϵ , p , f , P_f e P_t .

- 3.46. O que é K_{∞} ? Como ele se relaciona com K_{ef} ?
- 3.47. Como as fugas térmicas e rápidas estão relacionadas com a geometria do reator?
- 3.48. Esboce um gráfico da distribuição do fluxo de nêutrons térmicos em uma vareta combustível do reator IPEN/MB-01.
- 3.49. Dados os radionuclídeos e suas respectivas meias-vidas:
- V^{51} (T 1/2 = 3,76 min),
 - Fe^{54} (T 1/2 = 2,96 anos),
 - Zn^{68} (T 1/2 = 52 min),
 - Zr^{96} (T 1/2 = 17 h) e
 - Mo^{92} (T 1/2 = 6,9 h),
- quais deles após 8 horas de irradiação no reator atingirão mais do que 90% do seu ponto de saturação?
- 3.50. 100 gramas de cobre foram irradiadas no IPEN/MB-01 por 8 horas a um fluxo de 10^9 n/cm².s. Determinar a atividade desta amostra, sabendo que para o isótopo Cu, que tem abundância de 69,1%, a seção de choque em barns para a reação $Cu^{63} \rightarrow Cu^{64}$ é de 4,3 e a meia-vida é 12,8 horas e para o isótopo Cu^{65} , que tem abundância de 30,9%, a seção de choque em barns para a reação $Cu^{65} \rightarrow Cu^{66}$ é de 1,8 e a meia-vida é 5,15 min.
- 3.51. A Seção de Choque Microscópica de Absorção do irídio é 460 barns. Calcular sua Seção de Choque Macroscópica de Absorção. Dados:
- $\mathcal{N} = 6,02 \times 10^{23}$ átomos/átomo-grama
 - $A \cong 192$
 - $\rho = 22,5$ g/cm³
 - 1 barn = 10^{-24} cm².
- 3.52. O que é uma ressonância e qual sua importância em reatores nucleares?
- 3.53. Explique o alargamento Doppler e seu efeito na segurança de reatores onde tal efeito ocorre? No reator IPEN/MB-01 ele é importante? Porque?

3.9 FONTES DE NÊUTRONS E MULTIPLICAÇÃO SUBCRÍTICA

3.9.1 INTRODUÇÃO

A monitoração do nível da população neutrônica existente no núcleo de um reator é de extrema importância, esteja ele operando, desligado ou durante processos de carregamento e descarregamento de seu núcleo.

Qualquer alteração em uma população neutrônica, anteriormente estável, indica uma alteração na reatividade (ρ) do reator. Caso o reator esteja crítico ($\rho = 0$, $K_{ef} = 1$), e houver uma alteração na reatividade, a população neutrônica, antes estável, irá se alterar indefinidamente para mais se a reatividade for positiva (reator supercrítico) ou para menos até atingir um nível mínimo de contagens se a reatividade for negativa (reator subcrítico).

Podemos dizer que um reator está na condição subcrítica ($K_{ef} < 1$), quando não há combustível suficiente para atingir a "Massa Crítica" ou quando há excesso de materiais absorvedores em seu núcleo. Estes materiais absorvedores podem ser, por exemplo, barras de segurança, barras de controle, veneno queimável ou ácido bórico diluído na água de refrigeração. Caso o reator esteja subcrítico, uma variação limitada na reatividade provocará uma alteração no nível de estabilidade da população neutrônica. Um outro nível de estabilidade será alcançado após certo tempo, caso não haja alterações posteriores na reatividade. Os diferentes níveis de estabilidade na população neutrônica em reatores subcríticos são possíveis pela existência de fator denominado multiplicação subcrítica, cuja importância será discutida neste capítulo.

Define-se "Multiplicação Subcrítica" como sendo a relação entre o número total de nêutrons no núcleo do reator (nêutrons da fonte e nêutrons de fissão), e

o número de nêutrons no núcleo do reator, devido somente à fonte de nêutrons (ausência de fissões).

3.9.2 FONTES DE NÊUTRONS /7/

A população neutrônica em um reator nuclear que esteja desligado é normalmente insuficiente para assegurar sua monitoração pelos canais de partida da instrumentação nuclear.

Torna-se, portanto, necessária a utilização de fontes artificiais de nêutrons que quando colocadas no núcleo do reator elevam o nível mínimo da população neutrônica, dando condições para monitoração das mudanças na reatividade e da multiplicação subcrítica.

Entre os vários tipos de fontes artificiais de nêutrons existentes (ver Tabela 3.4), discutiremos as mais utilizadas em reatores nucleares.

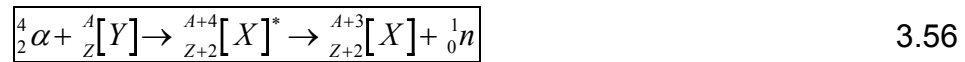
Fonte	Meia-Vida	Reação	Produção de Nêutrons ($n \cdot s^{-1} \cdot g^{-1}$)	Energia do Nêutron (MeV)	Energia (α) (MeV)
$^{124}\text{Sb-Be}$	60 d	(γ , n)	$2,7 \times 10^9$	0,024	(γ) 1,70
$^{210}\text{Po-Be}$	138 d	(α , n)	$1,28 \times 10^{10}$	4,3	6,90
$^{241}\text{Am-Be}$	458 a	(α , n)	1×10^7	$\cong 4$	5,53
$^{226}\text{Ra-Be}$	1620 a	(α , n)	$1,3 \times 10^7$	$\cong 4$	4,86
$^{227}\text{Ac-Be}$	21,8 a	(α , n)	$1,1 \times 10^9$	$\cong 4$	4,95
$^{228}\text{Th-Be}$	1,91 a	(α , n)	$1,7 \times 10^{10}$	$\cong 4$	5,52
^{252}Cf	2,65 a	fissão	$2,34 \times 10^{12}$	2,3	-

Tabela 3.4: Fontes Radioisotópicas de Nêutrons.

3.9.3 Fontes de Nêutrons Tipo (α , n)

Este tipo de fonte de nêutrons é constituída por um isótopo radioativo emissor alfa (α) o qual deve estar misturado homoganeamente com um elemento leve [Y] como por exemplo o Berílio, o Boro ou o Lítio.

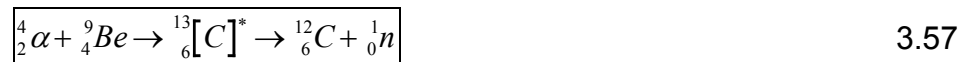
A reação (α , n) ocorre como abaixo esquematizado:



núcleo alvo → núcleo composto → núcleo resultante

onde [Y] é o elemento leve que serve como alvo. O nêutron é ejetado do núcleo composto com uma energia suficiente para caracterizá-lo como um nêutron rápido.

Se o núcleo alvo [Y] fosse Berílio, a reação seria dada por:



A energia da partícula α deve ser maior que a energia potencial da barreira coulombiana para que ela possa penetrar no interior do núcleo alvo.

A barreira potencial $V(r)$ entre uma partícula α ($Z = 2$) e um núcleo alvo, é dada pela seguinte equação:

$$\boxed{V(r) = \frac{Z_a Z_p e^2}{r}} \quad 3.58$$

onde:

- Z_α número atômico da partícula alfa
- Z_p número atômico do núcleo alvo
- e carga do elétron
- r distância entre a partícula alfa e o núcleo alvo

O valor máximo desta barreira potencial é atingido quando r for igual ao raio do núcleo alvo somado ao raio da partícula alfa. No gráfico da Figura 3.9 temos uma representação deste conceito.

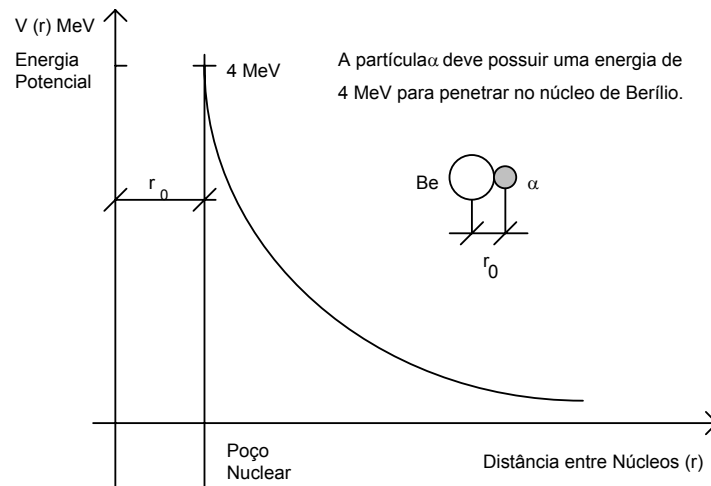


Figura 3.9: Barreira Potencial do Berílio para uma Partícula Alfa.

Existem vários isótopos radioativos emissores de partículas alfa, que podem ser utilizados para este tipo de reação, entre eles temos: Rádío, Polônio, Plutônio e Amerício.

A construção física das fontes de nêutrons tipo (α, n) requer uma mistura homogênea entre os isótopos emissores de partículas alfa e os núcleos alvos, devido à rápida perda de energia que sofrem estas partículas pelo processo de ionização do meio que percorrem.

Esta mistura homogênea permite que as partículas alfa ainda possuam uma energia superior à energia potencial da Barreira Coulombiana ao colidirem com os núcleos alvos.

Os nêutrons emitidos por estas fontes são polienergéticos pois, o excesso de energia da partícula alfa além da Barreira Coulombiana, pode colocar o núcleo composto ($\alpha +$ núcleo alvo) em vários níveis de energia que irão determinar a energia do nêutron emitido.

O espectro de energia dos nêutrons emitidos por uma fonte Pu-Be, por exemplo, vai de 1 MeV à 10 MeV, sendo emitidos $3,6 \times 10^6$ nêutrons/segundo por grama de Pu.

3.9.4 Fontes de Nêutrons tipo (γ, n)

Nêutrons podem ser ejetados de um núcleo se este for excitado a um nível de energia superior à energia de ligação de seus núcleons. Quando a energia de excitação provém das radiações gama (γ), os nêutrons emitidos por estas fontes são denominados por "fotonêutrons".

Uma equação geral para este tipo de reação é dada por:

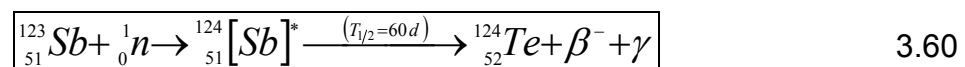


O núcleo resultante desta reação é um isótopo do núcleo alvo. Pelo fato da energia de ligação dos nêutrons ser em geral superior à 5 MeV e existirem poucos isótopos radioativos que emitem radiação γ com energia superior a este valor, são poucos os núcleos alvos que emitem nêutrons ao absorverem radiação gama.

O Berílio e o Deutério são exceções, possuindo energias de ligação dos nêutrons de 1,666 MeV e 2,226 MeV respectivamente. O Be é o principal elemento utilizado em fontes de nêutrons tipo (γ, n).

O isótopo radioativo emissor gama mais utilizado na fabricação deste tipo de fontes é o Antimônio (Sb) juntamente com o Berílio. O Antimônio-124 decai por β^- emitindo um γ de 1,7 MeV com uma meia-vida, $T_{1/2} = 60$ dias.

A reação de ativação do Sb-123 é feita geralmente no próprio reator através da reação:



A radiação γ emitida pode ser absorvida pelo Be-9, causando a seguinte reação:



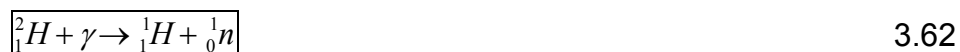
Esta fonte tipo (γ, n), como (Sb-Be), além de fácil execução é de grande utilidade, pois será mantida sempre ativada enquanto o reator estiver em operação,

estando assim disponível para uso após a parada do reator. Como a fonte é sempre reativada após a partida do reator, este tipo de fonte é chamado fonte regenerativa.

Uma fonte de nêutrons (Sb-Be) emite cerca de 3×10^5 nêutrons/segundo por curie de Sb.

Note que este tipo de fonte irá decaindo em função do tempo após o reator ser desligado. O decaimento será em função da meia-vida ($T_{1/2}$) do emissor γ , no caso do Sb-124, $T_{1/2} = 60$ dias. Devido a este decaimento o reator deve entrar em operação antes que a fonte sofra decaimento à níveis mínimos operacionais, caso contrário, outro tipo de fonte de nêutrons deverá ser utilizado.

A reação "gama-deutério" ($\gamma, {}^2_1H$), também contribui para aumentar o nível da população neutrônica durante algum tempo após o desligamento do reator, isto devido ao elevado nível de radiação gama proveniente do decaimento dos produtos de fissão, que interagindo com a pequena quantidade de deutério existente na água de refrigeração do reator, produzem nêutrons através da reação:



3.9.5 Fonte de Nêutrons tipo "Fissão Espontânea"

Muitos núcleos pesados podem sofrer uma fissão espontânea, produzindo, em média, 2,5 nêutrons por fissão. A taxa de fissão espontânea é uma função inversa da energia crítica (E_c) necessária para fissionar o núcleo, isto é, quanto maior E_c menor será a taxa de fissão espontânea.

Na Tabela 3.5 temos uma relação de vários núcleos pesados que sofrem o processo de fissão espontânea.

NUCLÍDEO	T 1/2 (Fissão)	T1/2(Decaimento)	N/seg/grama
${}^{235}_{92}U$	$1,8 \times 10^{17}$ anos	$6,8 \times 10^8$ anos	8×10^{-4}
${}^{238}_{92}U$	8×10^{15} anos	$4,5 \times 10^9$ anos	$1,6 \times 10^{-2}$

$^{239}_{94}\text{Pu}$	$5,5 \times 10^5$ anos	$2,44 \times 10^4$ anos	$1,02 \times 10^3$
$^{240}_{94}\text{Pu}$	$1,2 \times 10^{11}$ anos	$6,6 \times 10^4$ anos	$1,02 \times 10^3$
^{252}Cf	66 anos	2,65 anos	$2,34 \times 10^{12}$

Tabela 3.5: Elementos que Sofrem o Processo de Fissão Espontânea.

O Califórnio (Cf-252) é um intenso emissor de nêutrons quando sofre fissões espontâneas, sendo normalmente a fonte de nêutrons utilizada nas primeiras operações de um reator nuclear.

3.9.6 Fontes de Nêutrons Utilizadas nos Reatores IPEN/MB-01 e IEA-R1

As fontes de nêutrons devem causar ao menos duas contagens por segundo nos detectores na faixa da fonte (Canais de Partida do Reator), assegurando ao operador que os detectores dos canais de partida estão operacionais e irão oferecer uma segura monitoração do nível de multiplicação subcrítica do núcleo do reator. Estas fontes são corriqueiramente conhecidas como "fontes de partida do reator".

No caso do IEA-R1, utiliza-se a fonte de Antimônio-Berílio (de cerca de 10^7 n/s), que apesar de ter meia-vida relativamente curta em termos de fonte de partida (60 dias), não apresenta problema algum em termos de decaimento, visto que ela é reativada constantemente pelo fluxo neutrônico do próprio reator.

No caso do reator IPEN/MB-01, utiliza-se uma fonte de Amerício-Berílio de 1 Curie, que fornece aproximadamente de $2,5 \times 10^6$ n/s. Esta fonte ao contrário da Sb-Be, possui meia-vida muito longa (458 anos), não precisando ser reativada. A reativação de uma fonte no núcleo do reator IPEN/MB-01 seria impraticável, visto que o fluxo de nêutrons neste reator é da ordem de 10^8 n/cm²s, que é insuficiente para ativação adequada de uma fonte. Em resumo, a escolha do tipo de fonte está relacionada com o tipo e o modo de operação do reator.

3.9.7 MULTIPLICAÇÃO DE NÊUTRONS QUANDO $K_{ef} < 1$

Alguns nêutrons provenientes das fontes de nêutrons serão absorvidos pelo combustível, causando fissão e produzindo assim uma quantidade adicional de nêutrons. Se o K_{ef} do núcleo do reator for menor que 1, não haverá condições para sustentar uma reação em cadeia, porém a população total de nêutrons será maior pelo fato dos nêutrons produzidos pela fissão serem adicionados aos produzidos pela fonte.

O núcleo do reator pode ser visto como um amplificador (multiplicador) de nêutrons. A Figura 3.9.1 mostra o comportamento da população neutrônica quando uma fonte de nêutrons é colocada em um núcleo (multiplicador) sem combustível.

Pelo fato de não haver combustível, não haverá fissões e os nêutrons presentes no núcleo serão apenas aqueles originados pela fonte de nêutrons.

O fator de multiplicação subcrítico "M", definido como sendo a relação entre o número total de nêutrons existentes no núcleo e o número de nêutrons devido somente à fonte pode ser expresso por:

$$M = \frac{N_T}{S_0} \quad 3.63$$

ou

$$M = \frac{\text{saída}(\text{output})}{\text{entrada}(\text{input})} = \frac{S_0}{S_0} = 1 \quad 3.64$$

será neste caso igual a 1.

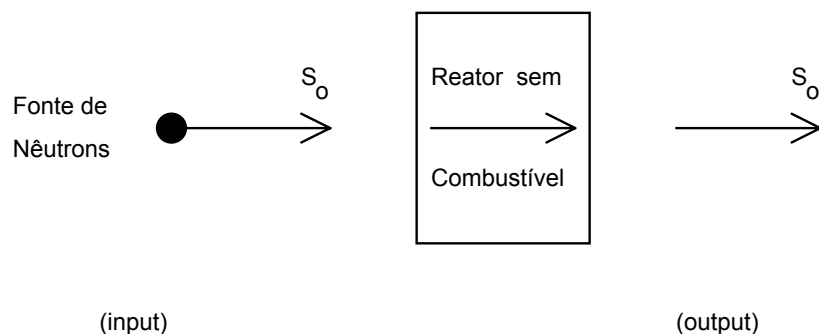


Figura 3.9.1: Multiplicação sem Combustível.

Porém, se combustível for adicionado ao núcleo do reator, os nêutrons da fonte irão causar fissões, aumentando a população total de nêutrons. Nesse caso, o núcleo (amplificador) tem uma multiplicação maior do que 1, como esquematizado pela Figura 3.9.2. (reator subcrítico, $K_{ef} < 1$).

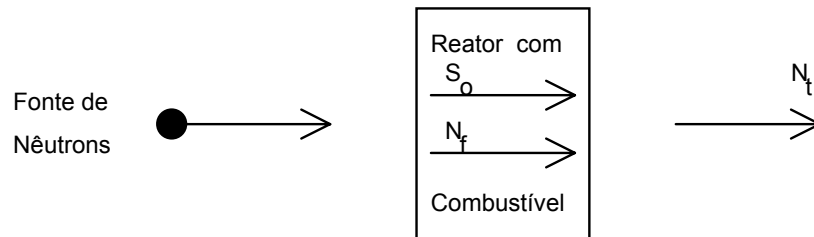


Figura 3.9.2: Multiplicação com Combustível e $K_{ef} < 1$.

$$N_t = (S_0 - \Delta S_0) + N_f \quad 3.65$$

onde:

N_t total de nêutrons
 N_f nêutrons de fissão
 ΔS_0 nêutrons da fonte absorvidos por captura radioativa ou fissão

$$M = \frac{\text{output}}{\text{input}} = \frac{(S_0 - \Delta S_0) + N_f}{S_0} \quad 3.66$$

Desse modo, o número total de nêutrons presentes no núcleo de um reator subcrítico é constituído tanto por nêutrons provenientes das fontes de nêutrons nele instaladas como por nêutrons produzidos pelas fissões nucleares que ocorrem em seu combustível.

Pelo fato de $K_{ef} < 1$, o núcleo não conseguirá manter uma reação em cadeia. Se a fonte de nêutrons for removida a população de nêutrons irá decair para níveis próximos de zero, permanecendo apenas os nêutrons produzidos por fissões espontâneas no combustível.

Para que ocorra multiplicação subcrítica é necessária a presença de fontes de nêutrons e a existência de fissões no combustível nuclear. Quando uma fonte

de nêutrons é instalada em um núcleo subcrítico, o nível da população neutrônica aumentará até atingir um nível de estabilidade, aí permanecendo até que haja uma outra alteração no núcleo do reator. Este nível de estabilidade é atingido pelo fato de que em cada geração de uma mesma família, o número de nêutrons produzidos ser menor que o da anterior, tendendo assim ser reduzida a zero, pois o fator de multiplicação K_{ef} é menor que 1.

Seguindo a evolução de uma família de nêutrons que se inicia com 100 nêutrons em um meio onde $K_{ef} = 0,6$, podemos verificar que após 11 gerações não haverá mais remanescentes da família original.

Número de nêutrons: 100, 60, 36, 22, 13, 8,5, 3, 2, 1, 0, respectivamente, nas seguintes gerações:

Geração: 1^a, 2^a, 3^a, 4^a, 5^a, 6^a, 7^a, 8^a, 9^a, 10^a, 11^a.

$$\begin{aligned}1^{\text{a}} \text{ geração} &= 100. \\2^{\text{a}} \text{ geração} &= 100 \times 0,6 = 60 \\3^{\text{a}} \text{ geração} &= 60 \times 0,6 = 36 \\4^{\text{a}} \text{ geração} &= 36 \times 0,6 = 22 \\5^{\text{a}} \text{ geração} &= 22 \times 0,6 = 13 \\6^{\text{a}} \text{ geração} &= 13 \times 0,6 = 8 \\7^{\text{a}} \text{ geração} &= 8 \times 0,6 = 5 \\8^{\text{a}} \text{ geração} &= 5 \times 0,6 = 3 \\9^{\text{a}} \text{ geração} &= 3 \times 0,6 = 2 \\10^{\text{a}} \text{ geração} &= 2 \times 0,6 = 1 \\11^{\text{a}} \text{ geração} &= 1 \times 0,6 = 0\end{aligned}$$

Apesar de uma população neutrônica, se tomada isoladamente, tender a zero em um núcleo com $K_{ef} < 1$, verificamos que o nível da população neutrônica em um reator subcrítico é sempre maior que o originado pelas fontes de nêutrons. Isto é explicado pelo fato de que novas famílias de nêutrons estão sendo constantemente criadas pelas fontes.

Se uma fonte de nêutrons produzir constantemente famílias com 100 nêutrons cada uma e for colocada em um núcleo com $K_{ef} = 0,6$, poderemos verificar que a população final de nêutrons estabiliza-se em 250, superior ao nível da fonte. Isto

porque a população de nêutrons em um dado momento é a somatória de todos os nêutrons gerados por cada uma das "famílias" ainda presentes, como pode melhor ser entendido observando a Tabela 5.4.

3.9.8 RELAÇÃO ENTRE MULTIPLICAÇÃO SUBCRÍTICA E K_{ef}

A equação que determina o número total de nêutrons (N_t) presentes em um reator subcrítico é dada por:

$$N_t = S_0 + S_0 K_{ef} + (S_0 K_{ef}) K_{ef} + [(S_0 K_{ef}) K_{ef}] K_{ef} + \dots \quad 3.67$$

onde:

N_t = número total de nêutrons por segundo
 S_0 = nêutrons/segundo emitidos pela fonte

<u>1^a</u>	<u>2^a</u>	<u>3^a</u>	<u>4^a</u>	<u>5^a</u>	<u>6^a</u>	<u>7^a</u>	<u>8^a</u>	<u>9^a</u>	<u>10^a</u>	<u>11^a</u>	<u>12^a</u>						
100																	
	60																
		36															
			22														
				13													
					8												
						5											
							3										
								2									
									1								
										1							
											1						
												1					
													1				
														1			
															1		
																1	
																	100
100	160	196	218	231	239	244	247	249	250	250	250						

Tabela 3.6: Multiplicação Subcrítica com $K_{ef} = 0,6$.

A equação 5.11 pode ser reescrita nas seguintes formas:

$$N_t = S_0 + S_0 K_{ef} + S_0 K_{ef}^2 + S_0 K_{ef}^3 + \dots + S_0 K_{ef}^n \quad 3.68$$

ou

$$N_t = S_0 \left(1 + K_{ef} + K_{ef}^2 + K_{ef}^3 + \dots + K_{ef}^n \right) \quad 3.69$$

Se o número de gerações n pode tender para o infinito, a equação 5.11 será semelhante a uma progressão geométrica com razão (K_{ef}) menor que 1, cuja somatória quando n tende para o infinito é dada por:

$$N_t = S_0 \frac{1}{1 - K_{ef}} \text{ para } K_{ef} < 1 \quad 3.70$$

Utilizando-se uma fonte S_0 que emite 100 nêutrons/segundo, em um núcleo com $K_{ef} = 0,6$, obteremos com esta equação o mesmo resultado obtido na Tabela 5.1.

$$N_t = S_0 \frac{1}{1 - K_{ef}} = 100 \times \frac{1}{1 - 0,6} = 250 \text{ nêutrons / seg} \quad 3.71$$

A multiplicação subcrítica (M) anteriormente definida como a razão entre a saída (OUTPUT) e a entrada (INPUT), pode ser agora relacionada com K_{ef} do seguinte modo:

$$M = \frac{\text{SAÍDA}}{\text{ENTRADA}} = \frac{N_t}{S_0} = \frac{S_0 \frac{1}{1 - K_{ef}}}{S_0} = \frac{1}{1 - K_{ef}} \quad 3.72$$

Como o fator de multiplicação M tende à infinito quanto K_{ef} se aproxima de 1, torna-se conveniente na prática o uso do fator de multiplicação inverso ($1/M$):

$$\frac{1}{M} = \frac{S_0}{N_t} \quad 3.73$$

ou ainda:

$$\frac{1}{M} = (1 - K_{ef}) \quad 3.74$$

O fator de multiplicação subcrítica M pode agora ser também definido como sendo: "a relação do número total de nêutrons em um reator subcrítico (N_t) pelo número de nêutrons produzidos somente pela fonte" (S_0).

3.9.9 GRÁFICOS DE MULTIPLICAÇÃO SUBCRÍTICA

Podemos verificar que há uma relação inversa entre $(1/M)$ e K_{ef} . Quando K_{ef} aproxima-se de 1, o valor $(1/M)$ aproxima-se de zero. Esta informação pode ser colocada em gráficos, resultando nos gráficos de multiplicação inversa, que são largamente utilizados para a previsão de criticalidade. Normalmente, estas curvas são traçadas em função da posição das barras de controle ou do número de elementos combustíveis existentes no núcleo, fatores que afetam diretamente o valor de K_{ef} .

Como exemplo, utilizaremos os valores relacionados na Tabela 3.7 para construir um gráfico de multiplicação inversa:

CONTAGENS NO CANAL DE PARTIDA (NÊUTRONS/SEGUNDO)	NÚMERO DE ELEMENTOS COMBUSTÍVEIS NO NÚCLEO DO REATOR
$S_0 = 100$ n/seg	00
125 n/seg	10
166 n/seg	20
250 n/seg	30
500 n/seg	40
1000 n/seg	45

Tabela 3.7: Contagens em Função do Número de Elementos no Núcleo do Reator.

O termo de fonte $S_0 = 100$ n/seg, representa o ritmo de contagem existente no canal de partida sem nenhum combustível no núcleo, isto é, $K_{ef} = 0$. Nestas condições, o fator de multiplicação é igual a 1, e portanto, $(1/M) = 1$.

$$\frac{1}{M} = \frac{S_0}{N_t} = \frac{100n/seg}{100n/seg} = 1$$

Na Figura 3.9.3, o primeiro ponto é localizado, utilizando $1/M = 1$ para zero elementos combustíveis (Ponto A).

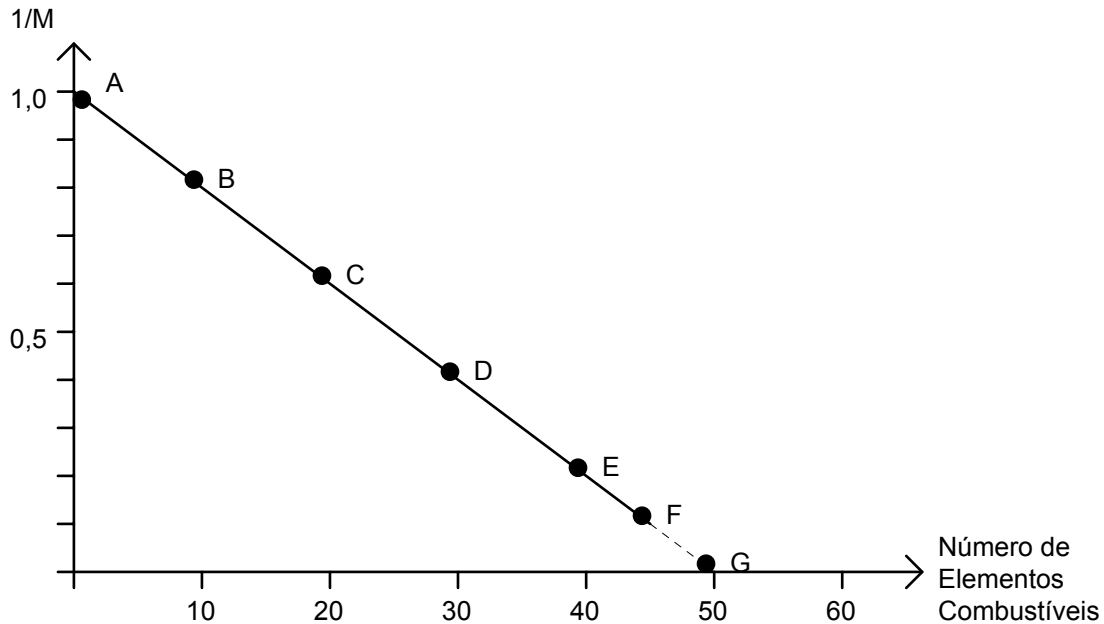


Figura 3.9.3: Gráfico de Multiplicação Inversa.

Após 10 elementos combustíveis terem sido postos no núcleo, a multiplicação subcrítica faz com que o nível total de nêutrons aumente para 125 n/seg. O novo valor de $1/M$ será então:

$$\frac{1}{M} = \frac{100n/s}{125n/s} = 0,8$$

O ponto B na Figura 3.9.3 é então determinado com $1/M = 0,8$ e 10 elementos combustíveis. Ligando-se os pontos A e B já poderemos obter por extrapolação o ponto G de encontro com o eixo (X) onde determinamos o número de elementos combustíveis necessários para a criticalidade do reator já que quando $K_{ef} = 1$, teremos: $1/M = 0$.

Este processo deve ser repetido para cada elemento ou grupo de elementos colocados no núcleo do reator.

Pela tabela fornecida, temos que após colocados 20 elementos combustíveis no núcleo do reator, o nível da população neutrônica se eleva para 166 nêutrons por segundo. Repetindo o cálculo de $(1/M)$ para esta nova situação, teremos:

$$\frac{1}{M} = \frac{100n/s}{166n/s} = 0,6$$

Com isto, determinamos o ponto C referente a $1/M = 0,6$ e 20 elementos combustíveis.

Note pela Figura 3.9.3 que quanto maior o número de pontos obtidos, melhor será a definição da curva que os une e também o ponto de interseção com o eixo X (ponto G) que irá definir o número de elementos combustíveis necessários para a criticalidade.

3.9.10 OBTENÇÃO DO FATOR DE MULTIPLICAÇÃO INVERSA (1/M) UTILIZANDO DETECTORES DE TAXA DE CONTAGEM (CANALS DE PARTIDA)

Com a instrumentação conhecida até o momento, torna-se impossível obter-se a população total de nêutrons (N_T) existentes no núcleo de um reator.

A medida indireta é feita por detectores que monitoram os nêutrons térmicos ou rápidos que escapam do núcleo, visto que sua contagem ou ritmo de contagem é sempre proporcional à população neutrônica existente dentro do núcleo do reator.

Para determinarmos o Fator de Multiplicação Inversa ($1/M$), o fator de proporcionalidade (K) do detetor de nêutrons deve ser utilizado.

Na prática, o detector de nêutrons monitora apenas uma fração dos nêutrons provenientes da fonte S_0 ou da população total de nêutrons existentes no reator. Por exemplo, se

$$S_0 = 100 \text{ n/s} \quad \text{no detector: } C_0 = 10 \text{ n/s,}$$

$$N_t = 1000 \text{ n/s} \quad \text{no detector: } C = 100 \text{ n/s.}$$

Há portanto, um fator de proporcionalidade (k) entre o mínimo real de nêutrons existentes no núcleo do reator e o número de nêutrons monitorados pelo detector, neste exemplo ($k = 10$). Podemos então substituir na equação 5.8:

$$S_0 \text{ por } C_0 \cdot k = 10 \times 10 = 100,$$

$$N_t \text{ por } C \cdot k = 100 \times 10 = 1000$$

$$M = \frac{N_t}{S_0} = \frac{C \cdot k}{C_0 \cdot k} = \frac{C_i}{C_0}$$

Então temos:

$$\boxed{M = \frac{C_i}{C_0}}$$

3.7.5

Portanto podemos determinar o inverso do fator de multiplicação subcrítica obtendo uma contagem de referência C_0 e uma contagem C_i após alguma alteração realizada no núcleo, por exemplo, através de adição de elemento combustível, deslocamento (Δx) de barra de controle ou redução da concentração de ácido bórico na água.

$$\frac{1}{M} = \frac{kC_0}{kC_i}$$

onde:

C_0 = taxa de contagem no detector (sem combustível no reator)

C_i = taxa de contagem no detector (com combustível no reator)

i = representa um estágio particular na montagem do núcleo

K = constante de proporcionalidade entre a contagem total de nêutrons existente no núcleo do reator e a contagem de nêutrons monitorada pelo detector.

A constante de proporcionalidade K é característica de cada detector. Como C_o e C_i são monitorados pelo mesmo detector, a constante K na equação acima pode ser cancelada, resultando em:

$$\boxed{\frac{1}{M} = \frac{C_o}{C_i}} \quad 3.7.6$$

Esta equação é utilizada na prática para obtenção dos gráficos $1/M$, destinados a prever condições de criticalidade na montagem de núcleos de reatores.

3.9.11 UTILIZAÇÃO DOS GRÁFICOS (1/M)

Os gráficos $(1/M)$ podem ser construídos em função de qualquer fator que altere o valor de K_{ef} . Como são poucos os fatores que alteram somente K_{ef} , os resultados obtidos para $(1/M)$ não são exatos, porém são suficientes para prevenir criticalidades indesejáveis e não planejadas. Os gráficos da Multiplicação Inversa $(1/M)$ são utilizados principalmente nas seguintes situações:

- Durante o carregamento de combustível (Reatores de Potência).
- Montagem de um arranjo crítico (Reatores de Pesquisa).
- Aproximação à criticalidade pelo posicionamento das barras de controle
- Aproximação à criticalidade pela diluição do ácido bórico existente na água de refrigeração.

3.9.12 VARIÁVEIS QUE AFETAM OS GRÁFICOS (1/M)

3.9.13 Geometria entre Núcleo-Detector

Qualquer variação na geometria entre a fonte, os elementos combustíveis e o detector de nêutrons irá alterar o fator de proporcionalidade K do detector.

Na Figura 5.5, por exemplo, de um núcleo que está sendo carregado inicialmente pela zona 1 e, posteriormente, pelas zonas 2 e 3 tem-se como resposta uma curva $1/M$ que quando extrapolada indica prognósticos de criticalidade muito acima do ponto verdadeiro, sendo assim, indesejável e bastante insegura.

Este espectro da curva $1/M$ é devido tanto ao posicionamento relativo entre a fonte e o detector como também a crescente absorção de nêutrons provenientes da fonte pelos elementos combustíveis que são colocados na zona 1 do núcleo.

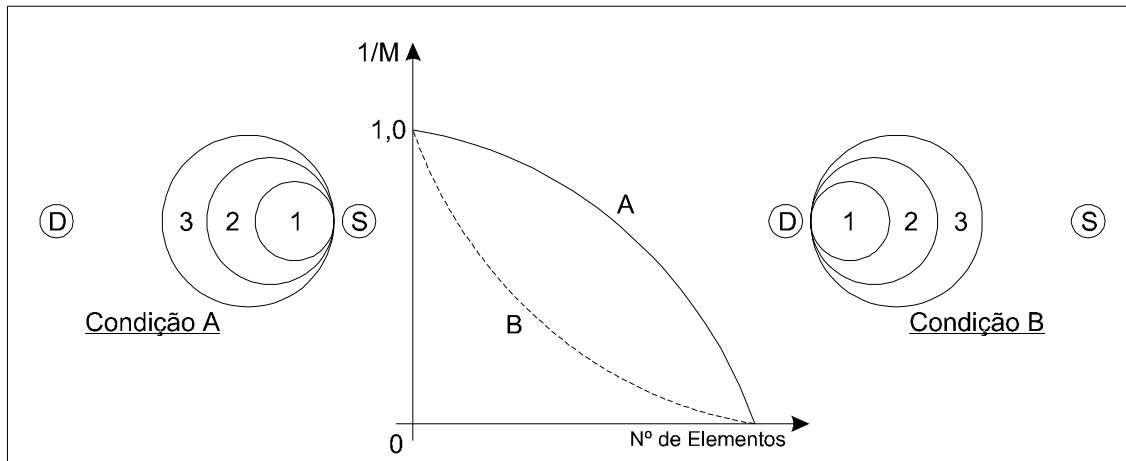


Figura 3.9. 4: Gráfico $(1/M)$ em Função da Geometria Núcleo-Detector.

Por outro lado, quando a zona 3 do núcleo estiver sendo carregada, o detector será a cada momento mais sensível aos nêutrons provenientes de fissões que ocorrem nos elementos combustíveis.

Este mesmo tipo de gráfico é obtido se o detector for posicionado distante do núcleo de modo que sua sensibilidade se dê apenas quando a população neutrônica for bastante elevada.

3.9.14 Localização Relativa entre Fonte-Detector

Este fator é também de grande importância no traçado dos gráficos $1/M$. Por exemplo, se o detector for colocado muito perto da fonte de nêutrons ele perderá a sensibilidade para monitoração das variações da população neutrônica que ocorrem no núcleo do reator.

Na Figura 3.9.5 temos uma comparação entre gráficos $1/M$ obtidos com dois diferentes posicionamentos relativos entre Fonte e Detector.

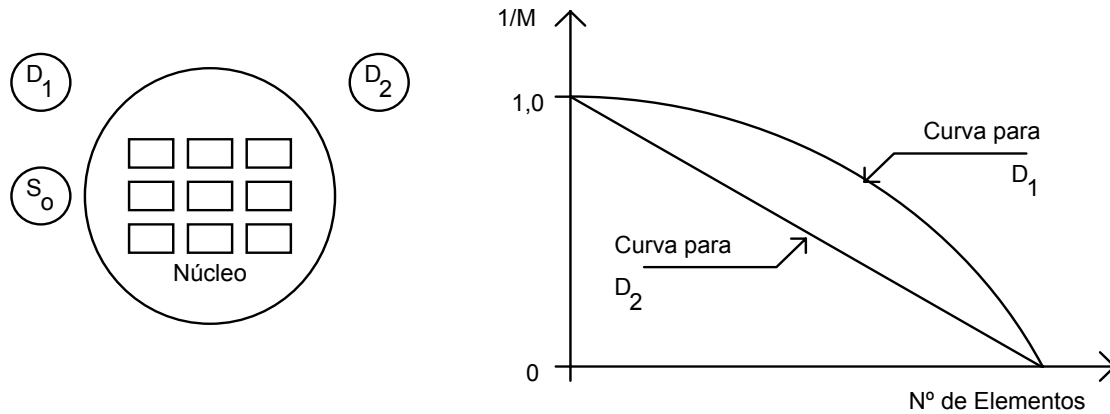


Figura 3.9.5: Gráfico $1/M$ em Função do Posicionamento Relativo Fonte-Detector.

O detector D_1 fica bastante sensibilizado por muitos nêutrons provenientes da fonte os quais nem sequer penetram no núcleo do reator, e conseqüentemente, não causam multiplicação através da fissão do combustível.

Se, por exemplo, antes do início do carregamento de combustível, o detector D_1 indicava 30 cps (contagem por segundo) e D_2 5 cps, e que após completada uma etapa de carregamento, o aumento para ambos os detectores foi de 5 cps devido à nêutrons produzidos por fissão, resultando em D_1 35 cps e em D_2 10 cps, podemos verificar que o detector D_1 não reflete o verdadeiro fator de multiplicação de nêutrons que ocorrem no núcleo ($30/35 = 1,16$) enquanto em D_2 o fator de multiplicação obtido foi de: $10/5 = 2$, que é um valor mais próximo do real.

O detector D_1 fornecerá fatores de multiplicação mais próximos da realidade somente quando detectar uma população neutrônica proveniente de fissão no combustível bem mais elevada que a proveniente da fonte de nêutrons.

Para se evitar grandes erros de prognósticos de criticalidade através do gráfico $1/M$, são normalmente utilizados dois ou mais detectores de nêutrons durante o carregamento do núcleo.

Como regra geral, a favor da segurança, o gráfico 1/M utilizado no prognóstico será aquele que indicar o menor número de elementos combustíveis necessários à criticalidade do reator.

Durante o carregamento do núcleo ou durante experiências de criticalidade, é importante levar em consideração o fato de que um mesmo elemento combustível ou uma mesma barra absorvedora possui valores diferentes de reatividade dependendo da região do núcleo onde são posicionados. Elementos combustíveis colocados na periferia do núcleo ou barras de controle quando movimentadas próximas de seus limites de inserção ou de retirada, causam menores variações na reatividade.

3.9.15 UTILIZAÇÃO DO GRÁFICO 1/M DURANTE O CARREGAMENTO DE COMBUSTÍVEL

A principal vantagem de se utilizar o gráfico 1/M durante o carregamento inicial do núcleo de um reator é a de assegurar a não ocorrência de uma criticalidade não programada.

Durante o processo de carregamento de combustíveis em reatores, as fontes de nêutrons devem ser relocadas para diferentes posições para facilitar o carregamento, alterando assim, a geometria entre Fonte-Combustível-Detector, o que afetará diretamente o traçado dos gráficos 1/M.

É necessário porém, lembrar que o propósito dos gráficos 1/M é o de assegurar ao operador que o reator não está se aproximando da criticalidade de um modo inseguro, e isto é possível mesmo com movimentação das fontes de nêutrons. Entretanto, quando estas são movimentadas, a relação: $1/M = (1 - K_{ef})$, não é mais válida pelo fato de que a contagem de nêutrons provenientes da fonte, quando o núcleo está sem combustível, não ser conhecida para as novas posições em que são colocadas as fontes de nêutrons.

3.9.16 UTILIZAÇÃO DO GRÁFICO 1/M PARA CRITICALIDADE NORMAL USANDO AS BARRAS DE CONTROLE

O gráfico $1/M$ é também muito utilizado para auxiliar o operador durante aproximação à criticalidade do reator. Isto porque durante o processo de obtenção da curva ($1/M$ x posição da barra de controle) ele receberá constantemente informações de qual será a posição da barra, requerida para se obter a condição de criticalidade.

Esses gráficos são normalmente requeridos após uma operação de carramento de combustível ou mudanças de configuração significativa onde espera-se mudanças na reatividade total do núcleo maiores que $0,5 \% \Delta K/K$ (500 p.c.m.).

3.9.17 CINÉTICA DA MULTIPLICAÇÃO SUBCRÍTICA

Durante a partida de um reator, nota-se que quanto mais próximo da criticalidade, maior será o tempo necessário para a estabilização da taxa de contagem de nêutrons.

Através da equação que determina o número total de nêutrons (N_t), presentes em um reator subcrítico:

$$N_t = S_0 \left(1 + K_{ef} + K_{ef}^2 + \dots + K_{ef}^n \right) \quad 3.7.7$$

ou:

$$N_t = S_0 \frac{1}{1 - K_{ef}} \quad 3.7.8$$

é possível verificar que quando K_{ef} aproxima-se de 1, requer-se mais gerações para estabilização da população neutrônica.

Na Figura 3.9.6 temos uma indicação da variação na taxa de contagem para uma mesma inserção de reatividade em duas condições de subcriticalidade.

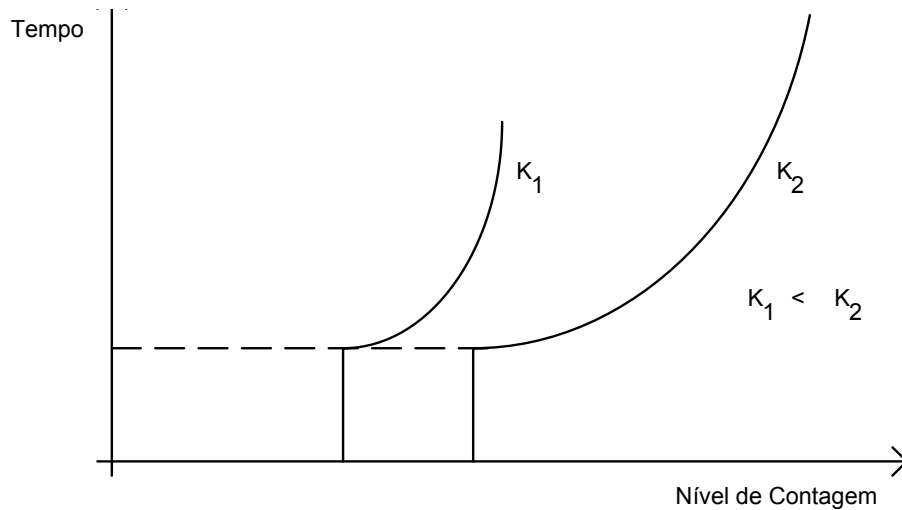


Figura 3.9.6: Dependência do Tempo de Estabilização da População Neutrônica em Função do K_{ef} (para $K_{ef} < 1$)

3.9.18 MÉTODO 1/M PARA DETERMINAÇÃO DO K_{ef}

Muitas vezes é desejável a obtenção do fator de multiplicação subcrítica, para relacioná-la com as variações de reatividade, sem que haja conhecimento do termo de fonte, isto é, do ritmo de contagem (C_0) obtido pelo detector quando não existe combustível no núcleo.

Para tanto, recorreremos às equações já definidas anteriormente (equações 5.18 ou 5.20).

Associando duas situações com ritmos de contagens C_1 e C_2 , sendo conhecido $K_{ef}(1)$, pode-se determinar o $K_{ef}(2)$ através da relação:

$$\frac{C_0/C_1}{C_0/C_2} = \frac{1 - K_{ef}(1)}{1 - K_{ef}(2)} \quad 3.7.8$$

que resulta em:

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{1 - K_{ef}(1)}{1 - K_{ef}(2)} \quad 3.7.9$$

ou:

$$K_{ef}(2) = 1 - \frac{C_1}{C_2} [1 - K_{ef}(1)] \quad 3.8.0$$

EXEMPLO 1: Se um núcleo possui $K_{ef}(1) = 0,9$ com uma taxa de contagem $C_1 = 10$ cps e o boro contido na água de refrigeração for diluído até que a taxa de contagem suba para $C_2 = 65$ cps, podemos pela equação 5.24 determinar o novo valor de $K_{ef}(2)$.

$$K_{ef}(2) = 1 - \frac{10 \text{ cps}}{65 \text{ cps}} (1 - 0,9)$$

$$K_{ef}(2) = 1 - 0,015 = 0,985$$

EXEMPLO 2: Um núcleo com $K_{ef} = 0,9$ e com um ritmo de contagem de 10 cps, sofre uma inserção de reatividade positiva (subida de barras, diluição, etc.) suficiente para dobrar a taxa de contagem. Determinar o novo valor de K_{ef} .

$$K_{ef}(1) = 0,9 \quad C_1 = 10 \text{ cps}$$

$$K_{ef}(2) = ? \quad C_2 = 20 \text{ cps}$$

$$K_{ef}(2) = 1 - \frac{10}{20} (1 - 0,9) = 0,95$$

Note que toda vez que a taxa de contagem é dobrada, o valor de K_{ef} aumenta de um valor equivalente da diferença ($K_{ef} - 1$).

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{1 - K_{ef}(1)}{1 - K_{ef}(2)}$$

quando $C_2 = 2 C_1$

$$2 = \frac{1 - K_{ef}(1)}{1 - K_{ef}(2)} \Rightarrow [1 - K_{ef}(2)] = \frac{1}{2} [1 - K_{ef}(1)]$$

MAIS QUESTÕES DO CAPÍTULO A3

- 3.54 Defina multiplicação subcrítica.
- 3.55. Qual a importância de uma fonte de nêutrons em um reator?
- 3.56. Escreva a equação de reação (α, n) explicitamente e dê um exemplo com um radionuclídeo específico.
- 3.57. Qual a condição da partícula α para penetrar no núcleo alvo e causar a reação (α, n)?
- 3.58 Faça um gráfico esquemático da energia potencial em função da distância entre um núcleo alvo e uma partícula α . O que é o poço nuclear?
- 3.59 Explique como é construída fisicamente uma fonte de nêutrons.
- 3.60 Quais são os tipos de fontes de nêutrons?
- 3.61 A fonte de nêutrons mais comumente utilizada em reatores de fluxo elevado é a Antimônio-Berílio. Explique o porque desta preferência.
- 3.62 A reação gama-deutério ($\gamma, {}^2_1H$) contribui para aumentar o nível de população neutrônica durante algum tempo após o desligamento do reator? Explique este fenômeno e se ele tem importância no caso do Reator IPEN/MB-01.
- 3.63 Quais as fontes de nêutrons utilizadas no IPEN/MB-01 e no IEA-R1? Explique porque não são as mesmas.
- 3.64 Qual a magnitude da fonte de nêutrons usada no Reator IPEN/MB-01?
- 3.65 Cite fontes de nêutrons de fissão. Qual delas é a mais importante e porque?
- 3.66 Comente a expressão: "Um núcleo de reator mesmo estando subcrítico é um meio multiplicador".
- 3.67 Defina o Fator de Multiplicação M.
- 3.68 Qual o valor de M num meio onde não há combustível.? E num meio onde há combustível?
- 3.69 O que acontece com uma única família de 100 nêutrons jogadas em um meio cujo $K_{ef} = 0,5$?
- 3.70. Qual a relação entre M e K_{ef} ?

- 3.71. Porque se usa na prática $1/M$ ao invés de M ?
- 3.72. Qual o máximo valor da curva $1/M$? Onde ocorre?
- 3.73. Além de servir para o carregamento de elementos combustíveis no núcleo, quais as outras importantes informações que se pode obter com a curva $1/M$?
- 3.74. Nas experiências $1/M$ o que se mede são nêutrons térmicos ou rápidos escapando do núcleo. Isso não compromete esta medida, já que ela é uma medida indireta do que está ocorrendo no núcleo?
- 3.75. Quais as variáveis que afetam os gráficos $1/M$?
- 3.76. Porque nas medidas $1/M$ para o carregamento do núcleo não podemos confiar num detector muito próximo à fonte de nêutrons em relação ao núcleo que está sendo carregado? O que devemos fazer para se ter confiança com relação a segurança neste carregamento?
- 3.77. Explique como voce utiliza o gráfico $1/M$ para a criticalidade usando as barras de controle.
- 3.78. Explique por que durante a partida do reator quanto mais próximo da criticalidade, maior será o tempo necessário para estabilização da taxa de contagem dos nêutrons. Mostre, através de um gráfico, uma comparação para dois valores distintos de K .
- 3.79. Qual o procedimento para obtenção do K_{ef} a partir da curva $1/M$?
- 3.80. Se um núcleo possui $K_{ef} = 0,92$, com uma taxa de contagem de 20 cps, e se por algum artifício a taxa de contagem passar para 80 cps, qual será o novo valor K_{ef} ?
- 3.81. Retirando um absorvedor de cádmio do núcleo a taxa de contagem em um detector dobra. Sabendo que o K_{ef} resultante é de 0,99, qual era o K_{ef} inicial?