

FISSÃO NUCLEAR

A – Teoria do processo de fissão

Após a descoberta do nêutron, foram efetuados experimentos detalhados com o objetivo de estudar o efeito causado pela incidência deste tipo de partícula nos mais diversos elementos. Em meio ao grande número de elementos estudados, atenção especial foi dedicada ao elemento natural com maior número atômico, o urânio. A descoberta do processo de fissão nuclear ocorreu em 1939, no âmbito destes experimentos. Após bombardear átomos de urânio com nêutrons lentos, isolou-se um produto radioativo que inicialmente foi considerado como sendo constituído por um isótopo do urânio. Entretanto, evidências posteriores mostraram que o produto radioativo isolado continha na verdade átomos de bário, em vez de urânio. Este resultado foi assumido com relutância, em razão da natureza revolucionária da conclusão de que o bombardeamento de um núcleo de urânio (com $Z = 92$) fosse capaz de produzir um núcleo com cerca da metade da massa do núcleo original (o bário possui $Z = 56$).

Em vista das notáveis propriedades do processo de fissão, uma soma de esforços foi direcionada em estudos teóricos do processo. O primeiro tratamento completo teve como base o modelo da gota líquida do núcleo. Este modelo pode ser usado para descrever o processo de fissão com algum detalhe e fazer previsões bem sucedidas sobre a ocorrência de fissão espontânea e sobre a capacidade de vários núcleos pesados sofrerem fissão ao serem bombardeados com nêutrons lentos ou rápidos.

No modelo da gota líquida, o núcleo é considerado como sendo uma gota inicialmente esférica, mas cuja forma depende em cada instante do balanço envolvendo as forças de tensão superficial e as forças repulsivas de origem eletrostática. Se energia for adicionada à gota, como na forma de energia de excitação resultante da captura de um nêutron lento, estabelecem-se oscilações dentro da gota. Estas oscilações tendem a distorcer a forma esférica, de maneira que a gota pode assumir uma forma elipsoidal. As forças de tensão superficial tendem a fazer a gota retornar à sua forma original, enquanto que a energia de excitação tende a distorcer ainda mais a forma. Se a energia de excitação é suficientemente grande, a gota pode atingir a forma de um haltere. As forças de repulsão eletrostática podem então forçar os dois extremos para fora até que o haltere se rompa em duas gotas similares, cada uma das quais com forma esférica. A seqüência das etapas que levam à fissão está mostrada na Figura 1. Se a energia de excitação não é suficientemente grande, a gota elipsoidal pode retornar à forma esférica, com a energia de excitação sendo liberada na forma de raios-gama. Neste caso, o fenômeno é de captura radiativa em vez de fissão.

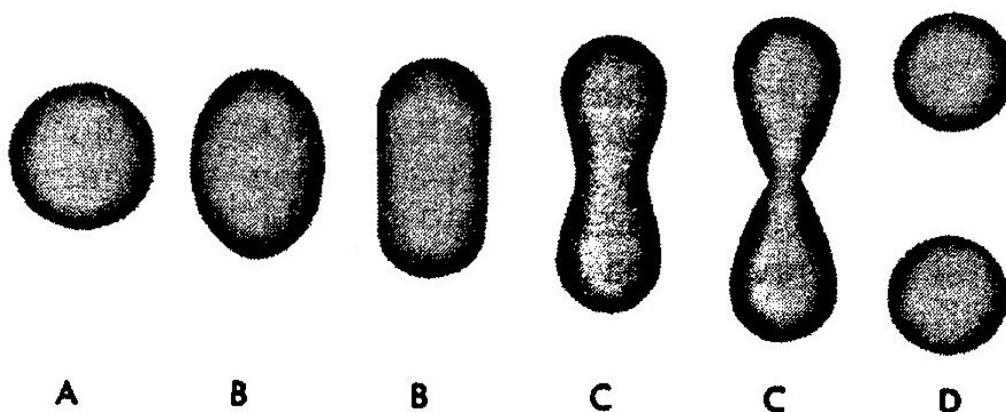


Figura 1 - Etapas possíveis no processo da fissão nuclear de acordo com o modelo da gota líquida.

A energia potencial da gota nos diferentes estágios pode ser calculada em função do grau de deformação da gota. A Figura 2 mostra como varia a energia potencial E da gota em função de um parâmetro r que é uma medida do grau de deformação. Em $r = 0$, que representa a gota esférica inicial, há uma quantidade de energia disponível E_0 , dada por

$$E_0 = [M(A,Z) - M(A_1,Z_1) - M(A_2,Z_2)].c^2 \quad (1)$$

onde (A,Z) representa o núcleo que pode sofrer fissão e os índices 1 e 2 denotam os possíveis produtos finais. O valor de E_0 corresponde ao estado fundamental do núcleo composto formado quando o núcleo-alvo captura um nêutron, mas não inclui a energia de excitação resultante da captura deste nêutron.

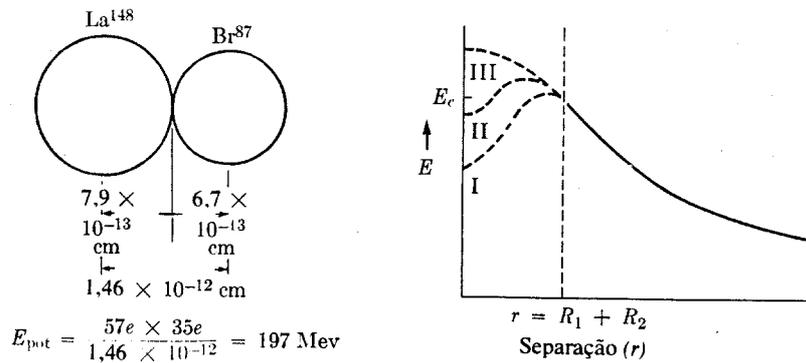


Figura 2 - Energia potencial de dois fragmentos de fissão em função da distância entre os centros e a configuração no contato, quando a energia potencial é 197 MeV.

Quando a gota está dividida em dois fragmentos, r é a distância entre seus centros. Se R_1 e R_2 são os raios das duas gotas produzidas, $r = R_1 + R_2$ é o valor do parâmetro de deformação no qual as duas gotas simplesmente encostam. Para valores de r menores que $R_1 + R_2$, r representa o grau de desvio da gota original de sua forma esférica. Para valores de r maiores que $R_1 + R_2$, a energia é justamente a energia eletrostática resultante da repulsão mútua dos dois fragmentos nucleares carregados positivamente. O valor de E nesta região é dado por $(Z_1 Z_2 e^2 / r)$, de maneira que E diminui conforme a distância entre os dois fragmentos aumenta. Para $r \rightarrow \infty$, o valor de E é considerado como sendo igual a zero. Quando os dois fragmentos estão encostados, $r = R_1 + R_2$ e a energia eletrostática é designada por E_c , sendo

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad (2)$$

Para valores de r menores que $R_1 + R_2$, a energia depende não apenas das forças eletrostáticas, mas também das forças de tensão superficial. O cálculo de E então é complicado, sendo mostradas três curvas diferentes (I, II e III) para a possível variação de E nesta região. As formas destas curvas e os valores de E_0 estão relacionados com a massa do núcleo, ou seja, dependem do valor de A na expressão (1). Núcleos estáveis com valores de A um pouco maiores que 100 são do tipo I, sendo E_0 cerca de 50 MeV menor que E_c . Núcleos como os de tório, urânio ou plutônio são do tipo II, para os quais $E_c - E_0$ perfaz cerca de 6 MeV. Para núcleos ainda mais pesados, E_0 pode ser maior que E_c , como no caso III. Núcleos do tipo III devem sofrer fissão espontaneamente, tendo curta duração.

Tendo como base a física clássica, núcleos do tipo II devem ser estáveis com respeito à fissão. Porém, de acordo com a mecânica quântica, existe uma certa probabilidade de que possam sofrer fissão espontânea. Neste caso, os fragmentos podem “passar através” da barreira representada por E_c , o que ocorre por meio de um fenômeno quântico denominado tunelamento. Como consequência, cerca de 25 fissões espontâneas ocorrem por grama por hora em uma amostra de ^{238}U , sendo a meia-vida para este processo igual a $8,0 \cdot 10^{15}$ anos.

A energia de ativação $E_c - E_0$ necessária para induzir fissão em núcleos do tipo II foi calculada a partir da teoria da gota líquida, podendo ser comparada com a energia de excitação resultante da captura de um nêutron, da interação com outra partícula ou da incidência de um raio-gama. A energia de excitação de um núcleo composto pode ser calculada a partir das massas dos núcleos envolvidos, caso estes sejam conhecidos. Quando o núcleo composto é formado pela captura de um nêutron lento, a energia de excitação difere por uma quantia desprezível da energia de ligação do último nêutron. No caso do núcleo composto ^{236}U , a energia de ligação é calculada como segue:

$$\text{Massa do } ^{235}\text{U} (235,11704 \text{ u.m.a.}) + \text{Massa do nêutron} (1,00898 \text{ u.m.a.}) = 236,12602 \text{ u.m.a.}$$

$$\text{Massa do núcleo composto } ^{236}\text{U} = 236,11912 \text{ u.m.a.}$$

$$\text{Diferença entre ambos} \rightarrow \Delta M = 0,00690 \text{ u.m.a.} = 6,4 \text{ MeV}$$

Os valores da energia de excitação calculados desta maneira para vários núcleos pesados estão listados na Tabela 1, juntamente com os valores correspondentes da energia de ativação obtidos a partir da teoria da gota líquida.

Núcleo-alvo	Núcleo composto	Energia de excitação (MeV)	Energia de ativação (MeV)
^{233}U	^{234}U	6,6	4,6
^{235}U	^{236}U	6,4	5,3
^{239}Pu	^{240}Pu	6,4	4,0
^{238}U	^{239}U	4,9	5,5
^{232}Th	^{233}Th	5,1	6,5

Tabela 1 - Fissionabilidade de núcleos pesados por nêutrons térmicos.

Nos núcleos ^{233}U , ^{235}U e ^{239}Pu , a energia de excitação é consideravelmente maior que a energia de ativação, esperando-se portanto que esses núcleos sofram fissão quando neles incidem nêutrons térmicos. Isto realmente ocorre e as seções de choque para fissão por nêutrons térmicos nestes três núcleos são elevadas.

Nos núcleos ^{238}U e ^{232}Th , a energia de excitação é menor que a energia de ativação e portanto os mesmos não devem sofrer fissão por nêutrons térmicos. Os dados experimentais confirmam também esta previsão, de maneira que, para induzir fissão nestes dois núcleos, os nêutrons incidentes devem ter uma energia cinética considerável. Por conseguinte, neste caso a fissão apresenta uma energia de limiar.

Observa-se que a fissão por nêutrons térmicos ocorre muito mais frequentemente em núcleos que possuem um número ímpar de nêutrons, do que em núcleos que possuem um número par de nêutrons.

A discussão apresentada nesta parte indica que a teoria da gota líquida do núcleo foi aplicada com sucesso ao fenômeno da fissão nuclear. Porém, de acordo com a teoria,

o modo mais provável de divisão de um núcleo do tipo gota líquida é em dois fragmentos iguais, quando na verdade a divisão que ocorre é assimétrica. Foram feitas tentativas de modificar a teoria da gota líquida da fissão para superar esta dificuldade. A aplicação adicional do modelo nuclear de camadas obteve algum sucesso na explicação da assimetria observada.

Ainda que quase sempre assimétrica, a fissão induzida pela incidência de nêutrons térmicos é binária, consistindo na divisão de um núcleo atômico pesado em dois fragmentos de tamanho comparável, com a emissão simultânea de raios-gama prontos mais dois ou três nêutrons rápidos.

Muito mais rara é a ocorrência de fissão ternária, em que o núcleo atômico pesado divide-se em três fragmentos, tendo sido observados os seguintes tipos principais decorrentes da incidência de nêutrons térmicos: a) os três fragmentos possuem tamanho comparável – ocorre à taxa de cinco eventos para cada um milhão de fissões binárias; b) um dos fragmentos é uma partícula α com energia cinética elevada – corresponde a cerca de um evento a cada 400 fissões binárias; c) um dos fragmentos é um núcleo leve, com número de massa $4 < A < 12$ – corresponde a cerca de um evento a cada 80 fissões binárias.

B – Seções de choque de fissão

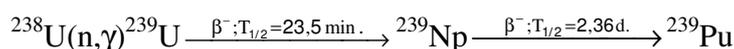
A probabilidade de fissão, comparada com a probabilidade de ocorrência de outros fenômenos, é um assunto de interesse teórico e de grande importância prática. As seções de choque térmicas para os diferentes fenômenos no ^{233}U , ^{235}U e ^{239}Pu são mostradas na Tabela 2.

Propriedade	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
σ_a	$(578 \pm 4) \text{ b}$	$(683 \pm 3) \text{ b}$	$(1028 \pm 8) \text{ b}$
σ_f	$(525 \pm 4) \text{ b}$	$(577 \pm 5) \text{ b}$	$(742 \pm 4) \text{ b}$
σ_{cr}	$(53 \pm 2) \text{ b}$	$(101 \pm 5) \text{ b}$	$(286 \pm 4) \text{ b}$
σ_e	$(12 \pm 3) \text{ b}$	$(15 \pm 2) \text{ b}$	$(9,6 \pm 0,5) \text{ b}$
ν	$2,51 \pm 0,02$	$2,44 \pm 0,02$	$2,89 \pm 0,03$
$\alpha = \sigma_{cr} / \sigma_f$	$0,101 \pm 0,004$	$0,18 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,03$
$\eta = \nu / (1 + \alpha)$	$2,28 \pm 0,02$	$2,07 \pm 0,01$	$2,08 \pm 0,02$
$T_{1/2}$	$1,62 \cdot 10^5 \text{ anos}$	$7,10 \cdot 10^8 \text{ anos}$	$2,44 \cdot 10^4 \text{ anos}$

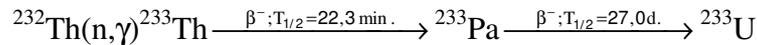
Tabela 2 - Propriedades apresentadas pelos principais materiais físseis mediante incidência de nêutrons térmicos ($v = 2200 \text{ m/s}$, $E = 0,025 \text{ eV}$).

Dentre os núcleos pesados, somente o ^{235}U , o ^{233}U e o ^{239}Pu têm seções de choque altas para fissão por nêutrons térmicos, assim como meias-vidas longas, ocorrendo naturalmente (^{235}U) ou podendo ser produzidos em quantidades significativas durante intervalos de tempo praticáveis (^{233}U e ^{239}Pu). Portanto, apenas esses três materiais físseis são importantes em aplicações em larga escala de fissão nuclear.

O ^{239}Pu é produzido a partir da captura radiativa de um nêutron pelo ^{238}U , seguida de dois decaimentos por emissão de partícula beta segundo a cadeia mostrada abaixo:



O ^{233}U é produzido a partir da captura radiativa de um nêutron pelo ^{232}Th , seguida de dois decaimentos por emissão de partícula beta segundo a cadeia mostrada abaixo:



A seção de choque para fissão nesses materiais varia com a energia de uma maneira bastante complicada, como mostra a Figura 3 para o ^{235}U . Na região térmica σ_f varia aproximadamente com $1/v$. Começando em 0,28 eV, há muitas ressonâncias próximas, com pelo menos 20 ressonâncias diferentes abaixo de 20 eV. Em energias altas, a seção de choque para fissão é relativamente pequena, perfazendo somente cerca de um barn na vizinhança de 1 MeV. Conforme mostra a Figura 4, comportamento análogo é exibido pela seção de choque para fissão do ^{239}Pu por nêutrons.

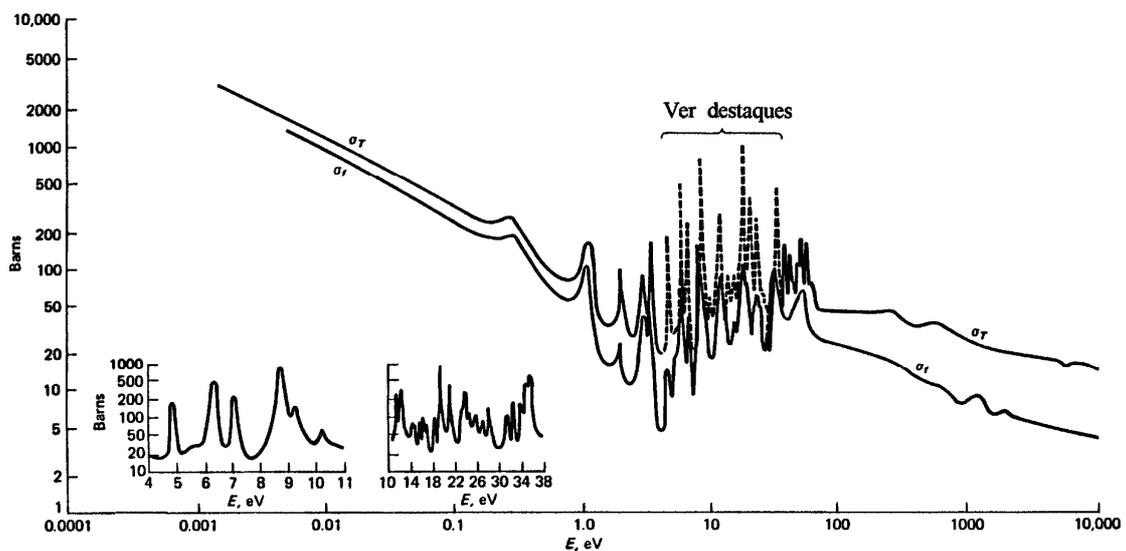


Figura 3 - Seções de choque total (σ_T) e para fissão (σ_f) do ^{235}U mostradas em função da energia cinética dos nêutrons incidentes.

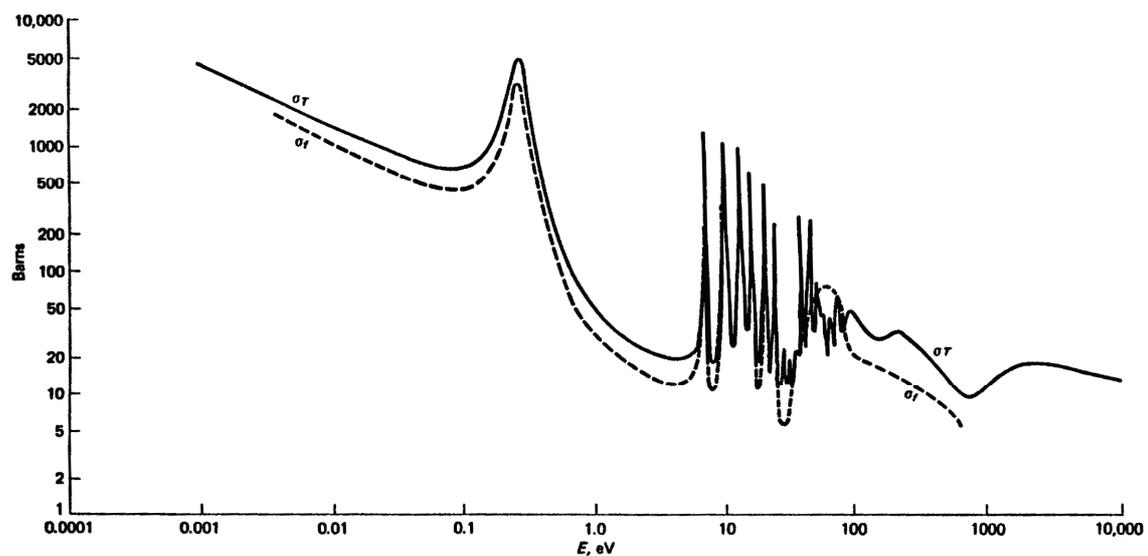


Figura 4 - Seções de choque total (σ_T) e para fissão (σ_f) do ^{239}Pu mostradas em função da energia cinética dos nêutrons incidentes.

Raios-gama com energia mais elevada podem causar fissão em isótopos de elementos químicos actínídeos. A fissão causada por fótons com energia elevada é denominada fotofissão nuclear e algumas das energias de limiar medidas para essa reação são mostradas na Tabela 3.

Radionuclídeo	Energia de limiar para fotofissão (MeV)
^{238}U	$5,08 \pm 0,15$
^{235}U	$5,31 \pm 0,25$
^{233}U	$5,18 \pm 0,27$
^{239}Pu	$5,31 \pm 0,27$
^{232}Th	$5,40 \pm 0,22$

Tabela 3 - Energias de limiar para a fotofissão nuclear.

As seções de choque para a reação de fotofissão nuclear são geralmente muito menores que as seções de choque para a reação de fissão nuclear causada por nêutrons. Esse fato pode ser exemplificado comparando-se diretamente a Figura 3 com a Figura 5, na qual é mostrada a seção de choque para fotofissão do ^{235}U em função da energia do fóton incidente.

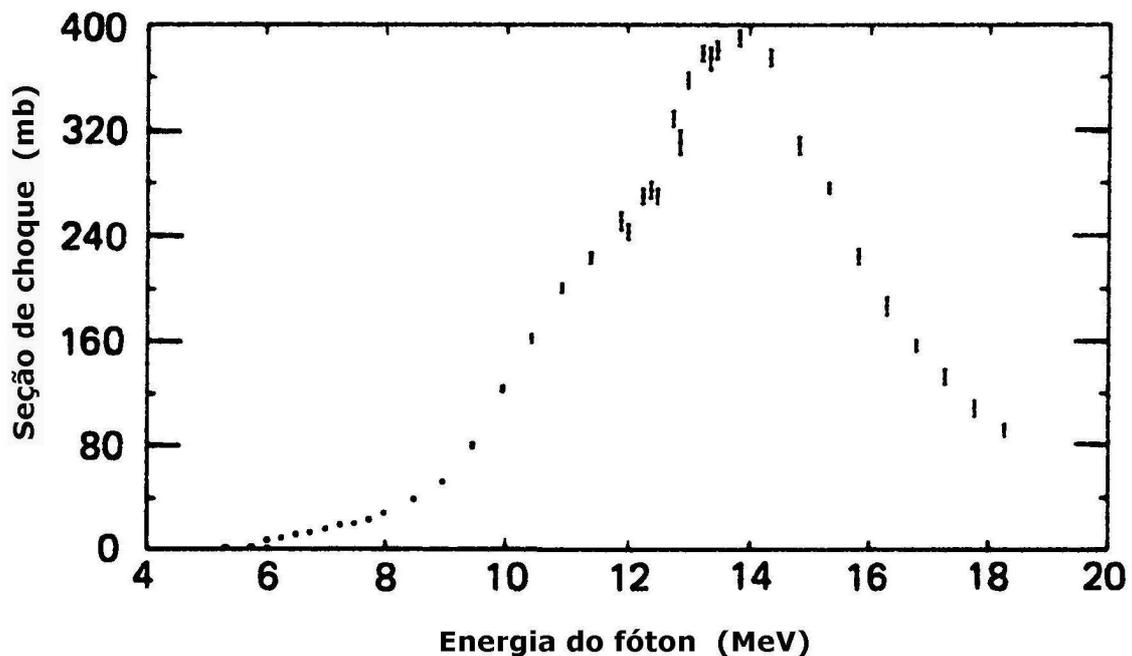


Figura 5 - Seção de choque para fotofissão do ^{235}U mostrada em função da energia dos fótons incidentes.

Muitos núcleos pesados sofrem fissão espontânea, sendo este um modo de decaimento muito menos provável do que a emissão de partículas alfa. Núcleos que sofrem fissão mediante a incidência de nêutrons lentos têm taxas de fissão espontânea menores do que seus isótopos que sofrem fissão apenas com nêutrons rápidos. Por exemplo, o ^{235}U tem meia-vida para fissão espontânea de cerca de $1,8 \cdot 10^{17}$ anos, correspondendo a uma taxa de cerca de uma fissão por grama por hora, enquanto que o ^{238}U tem uma meia-vida para fissão de $8,0 \cdot 10^{15}$ anos, o que corresponde a uma taxa de 25 fissões por grama por hora.

C – Efeitos de temperatura

Na interação de nêutrons com o núcleo atômico, assume-se em geral que o núcleo está em repouso no sistema de referência do laboratório (sistema lab.), e que o nêutron incide no mesmo com uma dada energia cinética. Para nêutrons rápidos, esta hipótese é adequada, pois a energia cinética dos nêutrons é muito maior que a energia térmica associada ao movimento dos núcleos.

Entretanto, para nêutrons lentos (da ordem de eV), a energia cinética passa a ser comparável com a energia que os núcleos possuem em razão da agitação térmica do meio material no qual estão inseridos, de maneira que a seção de choque deve levar em consideração o movimento relativo entre o nêutron e o núcleo-alvo.

Para tanto, a seção de choque média para fenômenos causados pela incidência de nêutrons térmicos em um meio material deve ser escrita como função da temperatura, de acordo com a expressão

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{1}{N_V} \int v_r \cdot \sigma(E_c) \cdot N(\vec{V}) \cdot d\vec{V} \quad (3)$$

onde E é a energia cinética dos nêutrons incidentes medida no sistema lab., T é a temperatura absoluta do meio no qual os nêutrons incidem, N é o número de núcleos-alvo por unidade de volume do meio, v é a velocidade dos nêutrons incidentes medida no sistema lab., v_r é a velocidade relativa entre o nêutron e o núcleo-alvo, $\sigma(E_c)$ é a seção de choque em função da energia cinética E_c medida no sistema do centro de massa (sistema c. m.) e $N(\vec{V})d\vec{V}$ é o número de núcleos-alvo por unidade de volume do meio que se move com velocidades entre \vec{V} e $\vec{V} + d\vec{V}$.

A energia cinética E_c no sistema c. m. é dada por:

$$E_c = \frac{M}{M+m} E + \frac{m}{M+m} E_A - \left(\frac{M \cdot m}{M+m} \right) \cdot \left(\frac{2E}{m} \right)^{1/2} \cdot V_z \quad (4)$$

onde m e M são respectivamente as massas do nêutron e do núcleo-alvo, E e E_A são suas respectivas energias cinéticas no sistema lab. e V_z é a componente da velocidade do núcleo-alvo ao longo da direção de movimento do nêutron incidente.

Os efeitos de temperatura são de grande importância nas imediações de ressonâncias estreitas, como aquelas observadas na região de baixas energias em núcleos pesados. Neste caso específico, $m/(M+m) \cong 0$ enquanto $M/(M+m) \cong 1$, de modo que a expressão (4) pode ser escrita como

$$E_c \cong E - \left(\frac{M \cdot m}{M+m} \right) \cdot \left(\frac{2E}{m} \right)^{1/2} \cdot V_z \quad (5)$$

Uma vez que E_c e conseqüentemente v_r dependem apenas da componente z da velocidade \vec{V} , a integral em dV_x e dV_y pode ser efetuada diretamente, resultando

$$\int N(\vec{V})d\vec{V} = \iiint N(V_x, V_y, V_z)dV_x dV_y dV_z = \int N(V_z)dV_z \quad (6)$$

onde $N(V_z)dV_z$ é o número de núcleos-alvo por unidade de volume que se move no meio material com velocidades entre V_z e $V_z + dV_z$. A expressão (3) assume então a forma

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{1}{N_v} \int v_f \sigma(E_c) N(V_z) dV_z \quad (7)$$

onde

$$N(V_z) = N \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-M \cdot v_z^2 / 2kT} \quad (8)$$

é uma distribuição Maxwelliana de velocidades.

Na Figura 6, ilustra-se o comportamento da seção de choque média para captura radiativa no ^{238}U , próximo da ressonância de 6,67 eV.

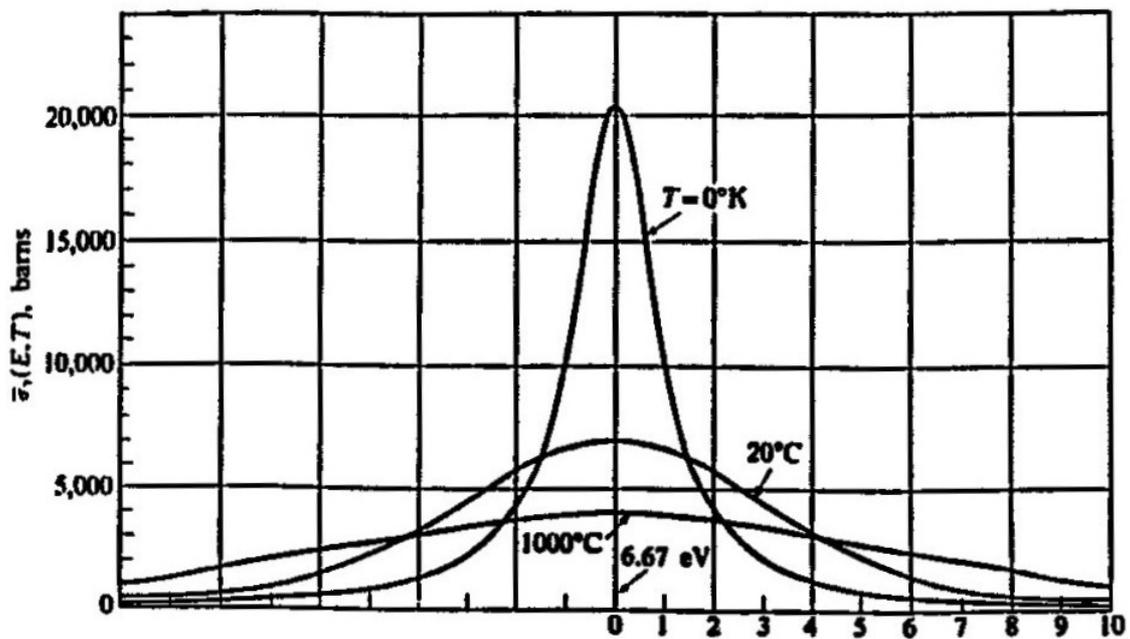


Figura 6 - Efeitos de temperatura no alargamento da seção de choque para captura radiativa de nêutrons pelo ^{238}U na vizinhança da ressonância de 6,67 eV (efeito Doppler).

Observa-se que embora haja um alargamento da ressonância com uma diminuição do pico, a área sob as curvas (para qualquer temperatura) se mantém constante e, portanto, seria de se supor que os efeitos de temperatura não teriam influência sobre a taxa de absorções. Entretanto, devido ao alargamento da ressonância, o nêutron incidente necessita atravessar um intervalo de energia maior antes de atingir as regiões térmicas, fato que aumenta a probabilidade deste nêutron ser absorvido na ressonância. Desta maneira, com o aumento da temperatura, ocorre um aumento na taxa de absorção.

Essa particularidade é de fundamental importância no controle de um reator nuclear, fazendo com que este seja inerentemente seguro em relação a aumentos de potência ocorridos como consequência de um eventual acidente.

O aumento de potência produz um aumento de temperatura no combustível nuclear (constituído por uma mistura de ^{235}U e ^{238}U), causando um maior número de absorções de nêutrons lentos pelo ^{238}U devido aos efeitos de temperatura. Esse aumento do número de absorções faz com que diminua o número de fissões no combustível nuclear e, portanto, a potência liberada pelo reator. Este fenômeno é conhecido como efeito Doppler.

D – Produtos de fissão

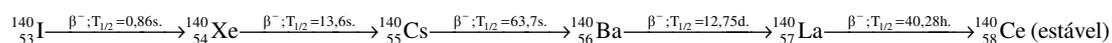
A investigação dos produtos de fissão do ^{235}U mostrou que a faixa de números de massa vai de 66, correspondendo a um isótopo de crômio (Cr, $Z = 24$), até 172, correspondendo a um isótopo de gadolínio (Gd, $Z = 64$).

Como resultado da incidência de nêutrons térmicos, cerca de 97% dos núcleos de ^{235}U que sofrem fissão fornecem produtos que podem ser classificados em dois grupos: um “leve” com números de massa entre 85 e 104 e um “pesado” com números de massa entre 130 e 149. O tipo de fissão mais provável, que ocorre em aproximadamente 7% do total, fornece produtos com números de massa próximos a 95 e 139.

Há 106 números de massa possíveis entre 66 e 172, que representam o número total de núcleos diferentes formados como fragmentos de fissão diretos. Portanto, o núcleo de ^{235}U é capaz de se dividir de 53 maneiras diferentes, sendo formado um par diferente de núcleos em cada modo. Comportamento muito semelhante é observado em relação à fissão dos núcleos de ^{233}U e ^{239}Pu .

Na grande maioria dos casos, os fragmentos de fissão têm nêutrons demais no núcleo atômico para serem estáveis, geralmente apresentando decaimento por emissão de partícula beta.

Cada um desses fragmentos radioativos inicia uma curta série radioativa, envolvendo sucessivos decaimentos por emissão de partícula beta. Estas séries são denominadas *cadeias de decaimento dos produtos de fissão* e cada cadeia possui em geral seis ou sete membros, apesar de frequentemente ocorrerem cadeias mais longas e mais curtas. Um exemplo típico de cadeia de decaimento é:



Essa cadeia é particularmente interessante, pois contém dois dos nuclídeos (^{140}Ba e ^{140}La) cuja identificação levou à descoberta da fissão.

Por fim, é importante destacar que dois elementos químicos foram, pela primeira vez, identificados de maneira indubitável ao se estudar os produtos de fissão. Estes elementos são o promécio (Pm, $Z = 61$) e o tecnécio (Tc, $Z = 43$), cujos isótopos foram encontrados em meio aos produtos de fissão.

E – Distribuição de massa dos produtos de fissão

A distribuição de massa dos produtos de fissão é mostrada mais convenientemente por intermédio da *curva de produtos de fissão*, na qual a produção percentual dos diferentes produtos é mostrada como função do número de massa. A produção de núcleos com um determinado número de massa é obtida medindo-se a abundância do nuclídeo de meia-vida mais longa perto do final de uma cadeia de decaimento, ou medindo-se a abundância do produto final estável.

As curvas de produtos para a fissão do ^{235}U por nêutrons térmicos e por nêutrons de 14 MeV estão mostradas na Figura 7 a), enquanto a Figura 7 b) mostra as curvas para a fissão do ^{233}U e do ^{239}Pu por nêutrons térmicos.

A produção de um nuclídeo particular pela fissão é a probabilidade, expressa como porcentagem, de formar aquele nuclídeo ou a cadeia da qual ele é um membro. Ela também pode ser vista como a porcentagem de fissões que produzem o nuclídeo ou a respectiva cadeia. Como dois núcleos resultam de cada fissão, a produção total soma 200%. A produção mostrada varia de cerca de $10^{-5}\%$ até cerca de 7%, de maneira que

para cobrir variação tão grande é utilizada uma escala logarítmica na ordenada da curva de produção. Cada curva contém dois picos, correspondendo aos grupos de produtos “leves” e “pesados”. No caso do ^{235}U , os máximos ficam perto dos números de massa 95 e 139.

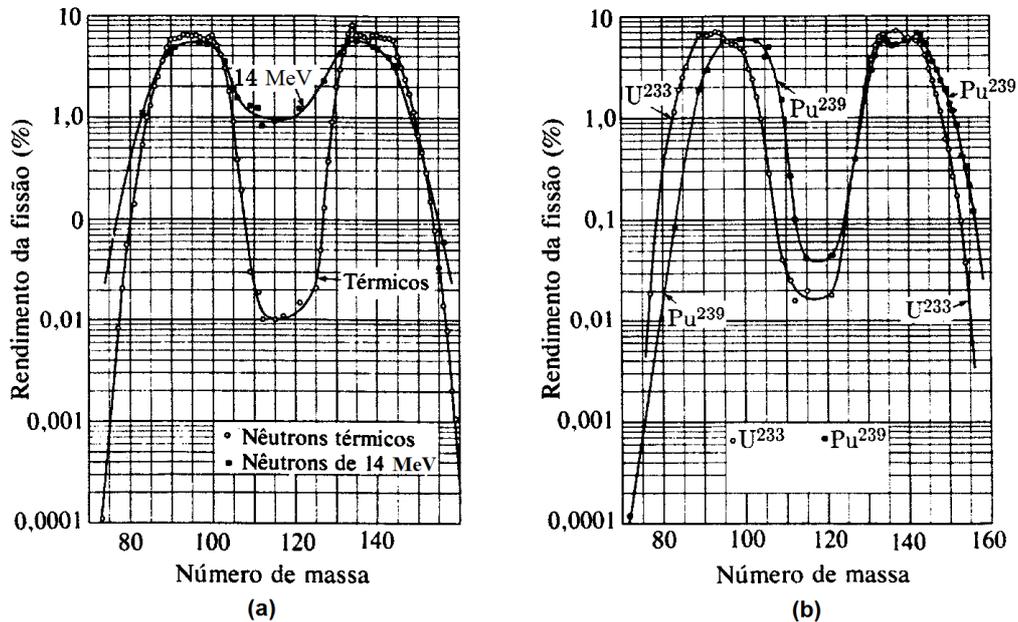


Figura 7 - Curvas de produtos de fissão para os núcleos ^{235}U , ^{233}U e ^{239}Pu : (a) fissão do ^{235}U por nêutrons térmicos e por nêutrons de 14 MeV; (b) fissão do ^{233}U e do ^{239}Pu por nêutrons térmicos. Consta-se grande semelhança nas curvas obtidas para os três núclídeos na fissão induzida por nêutrons térmicos. O percentual bem maior de fissões simétricas induzidas por nêutrons rápidos constitui outro aspecto notável.

A fissão induzida por nêutrons lentos é um processo altamente assimétrico, sendo que a divisão em dois fragmentos iguais ocorre em apenas 0,01% dos casos. As curvas de produtos de fissão para o ^{235}U ilustram o efeito do aumento da energia cinética do nêutron na distribuição de massa dos produtos de fissão.

A mudança mais notável é no aumento da probabilidade de fissão simétrica, que para nêutrons de 14 MeV aumenta em cerca de 100 vezes. Esse aumento é interpretado como indicando uma maior probabilidade de fissão simétrica quando a energia cinética do nêutron é alta. Quando a energia cinética dos nêutrons incidentes perfaz 45 MeV, há ainda dois picos, mas o vale entre eles é pequeno e a probabilidade de fissão simétrica aumenta muito. Com nêutrons de 90 MeV observa-se somente um pico, correspondendo à divisão em dois fragmentos iguais. Apenas nessas energias extremamente altas a fissão simétrica se torna o modo mais provável.

Medidas efetuadas utilizando métodos calorimétricos forneceram como resultado o valor de $(167,1 \pm 1,6)$ MeV para a energia cinética média total dos fragmentos de fissão do ^{235}U .

F – Emissão de nêutrons na fissão

O fenômeno da fissão nuclear é caracterizado não só pela formação de produtos de fissão, mas também pela emissão simultânea de alguns raios-gama e nêutrons.

Os valores médios do número de nêutrons emitidos na fissão, geralmente indicados por ν , foram medidos para vários materiais físséis, estando listados na sexta

linha da tabela 3 para fissões induzidas por nêutrons térmicos. O número médio de nêutrons emitidos na fissão é sempre maior que dois, aumentando em função da energia cinética dos nêutrons que induzem a fissão. O número de nêutrons liberados num processo de fissão deve, é claro, ser sempre inteiro. Entretanto, como o núcleo físsil pode ser dividido segundo 53 maneiras diferentes, o valor médio de ν não necessita assumir um valor inteiro.

Além de ν , existe outra propriedade dos materiais físeis que tem importância prática: o número médio de nêutrons emitidos para cada nêutron absorvido por um núcleo físsil. É conveniente lembrar que nem todos os nêutrons absorvidos por um material físsil provocam a fissão, pois algumas absorções resultam apenas na emissão de raios-gama. Em resumo, ocorre uma competição entre a ocorrência de fissão e a ocorrência de captura radiativa. A razão entre a seção de choque para captura radiativa e a seção de choque para fissão é usualmente indicada por α , de maneira que

$$\alpha = \frac{\sigma_{cr}}{\sigma_f} \quad (9)$$

Por sua vez, o número de nêutrons de fissão emitidos para cada nêutron absorvido por um núcleo físsil é dado por

$$\eta = \frac{\nu}{(1 + \alpha)} \quad (10)$$

Os valores de α e η obtidos para incidência de nêutrons térmicos nos principais materiais físeis são mostrados respectivamente na sétima e oitava linhas da Tabela 2.

O número médio de nêutrons emitidos por fissão espontânea foi determinado para vários núcleos pesados, mediante a utilização de técnicas experimentais sofisticadas. Os resultados obtidos forneceram: para o ^{232}Th , $\nu = 2,13 \pm 0,14$; para o ^{238}U , $\nu = 1,99 \pm 0,07$; para o ^{240}Pu , $\nu = 2,150 \pm 0,015$; para o ^{244}Cm , $\nu = 2,691 \pm 0,032$ e para o ^{252}Cf , $\nu = 3,756 \pm 0,010$. Cabe acrescentar que o ^{252}Cf , com meia-vida $T_{1/2} = 2,65$ anos, é usado na fabricação de fontes de nêutrons.

Os nêutrons emitidos como resultado do processo de fissão podem ser classificados em dois tipos: *nêutrons prontos* e *nêutrons atrasados*.

Os nêutrons prontos, que constituem cerca de 99% do total de nêutrons da fissão, são emitidos dentro de um intervalo de tempo extremamente curto decorrido após a fissão, da ordem de 10^{-14} segundos.

Os nêutrons atrasados, que constituem cerca de 0,64% do total de nêutrons da fissão do ^{235}U , são emitidos com intensidade gradualmente decrescente durante vários minutos após o processo de fissão. Estudando-se a taxa de decaimento da intensidade de nêutrons, observaram-se seis grupos bem definidos de nêutrons atrasados. A taxa de decaimento de cada grupo é exponencial, justamente como para outras formas de decaimento radioativo, sendo possível, portanto, associar uma meia-vida específica a cada grupo.

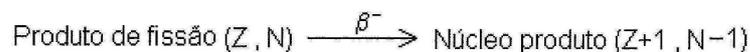
As propriedades principais dos nêutrons atrasados são listadas na Tabela 4. Além dos grupos listados, foram descobertos ainda três grupos de nêutrons adicionais, de baixa intensidade, com meias-vidas de 3, 12 e 125 minutos e produção por fissão que perfazem $5,8 \cdot 10^{-8}$, $5,6 \cdot 10^{-10}$ e $2,9 \cdot 10^{-10}$, respectivamente. A fração total de nêutrons atrasados é representada por β , enquanto a fração correspondente ao i -ésimo grupo de nêutrons atrasados é representada por β_i .

Meia-vida (s)	Energia (MeV)	Fração de nêutrons atrasados β_i (%)				
		Fissão térmica e rápida			Fissão rápida	
		^{235}U	^{233}U	^{239}Pu	^{238}U	^{232}Th
54,50	0,25	0,021	0,022	0,007	0,020	0,075
22,72	0,46	0,140	0,078	0,063	0,215	0,330
4,52	0,41	0,125	0,066	0,046	0,254	0,341
1,96	0,45	0,253	0,072	0,068	0,609	0,981
0,50	0,42	0,074	0,013	0,018	0,353	0,378
0,20	0,43	0,027	0,009	0,009	0,118	0,095
Fração total β (%)		0,64	0,26	0,21	1,57	2,20

Tabela 4 - Propriedades dos principais grupos de nêutrons atrasados.

Apesar da produção de nêutrons atrasados ser menos que 1% do número total de nêutrons emitidos, os nêutrons atrasados têm uma forte influência no comportamento temporal de um sistema de reação em cadeia baseado na fissão nuclear, desempenhando um papel importante no controle do sistema.

O mecanismo para a emissão de nêutrons atrasados baseia-se no fato de que alguns dos produtos de fissão apresentam núcleos contendo excesso de nêutrons em relação à linha de estabilidade dos nuclídeos, sendo, portanto, muito instáveis em relação ao decaimento por emissão de partícula beta (um produto de fissão com Z prótons e N nêutrons pode ter uma energia de decaimento por emissão de partícula beta maior do que a energia de ligação do último nêutron no núcleo resultante do decaimento, o qual possui $Z + 1$ prótons e $N - 1$ nêutrons). No decaimento por emissão de partícula beta, o núcleo-produto pode ser deixado ou no estado fundamental ou em um dos muitos estados excitados. Se a energia de um dos estados excitados do núcleo atômico com $Z + 1$ e $N - 1$ for maior do que a energia de ligação do último nêutron, a desexcitação pode ocorrer pela emissão de um nêutron, deixando um núcleo atômico com $Z + 1$ prótons e $N - 2$ nêutrons. Nessas condições, a emissão de nêutrons será atrasada e vai aparecer como tendo a meia-vida do núcleo (Z, N) que decai por emissão de partícula beta, isto é, aquela do precursor do nêutron atrasado. O mecanismo para a emissão de nêutrons atrasados é ilustrado esquematicamente na Figura 7.



[estado fundamental ou estado excitado*]

Se o núcleo for gerado no estado excitado e se a energia de excitação for maior que a energia de ligação do último nêutron:



nêutron atrasado

A emissão de nêutrons será atrasada e terá a meia-vida do produto de fissão (Z, N), denominado precursor do nêutron atrasado

Figura 7 - Esquema ilustrativo da emissão de nêutrons atrasados.

Vários dos grupos de nêutrons atrasados foram relacionados ao decaimento de isótopos radioativos do bromo e do iodo encontrados entre os produtos de fissão.

Assim, o ^{87}Br , cujo decaimento encontra-se esquematizado na Figura 8, é o precursor do emissor de nêutrons atrasados de 54,50 segundos, enquanto o ^{137}I , com meia-vida de 24 segundos, em conjunto com o ^{88}Br , com meia-vida de 16,30 segundos, estão associados com o grupo de 22,72 segundos.

Os demais grupos de nêutrons atrasados são gerados por uma combinação mais complexa de precursores.

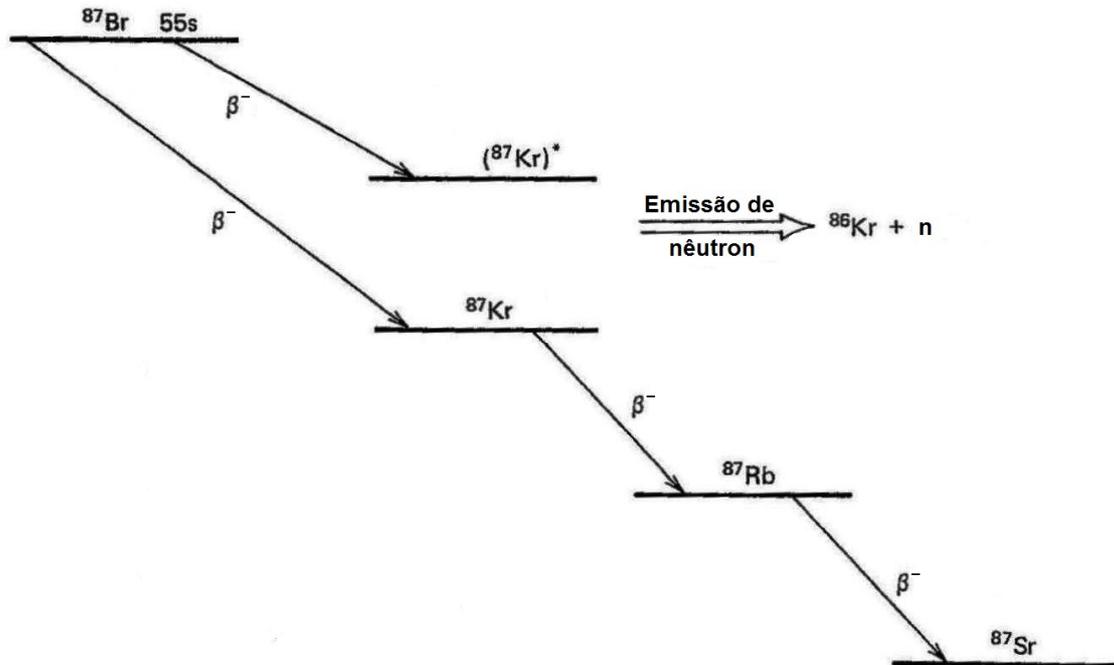


Figura 8 - Esquema simplificado mostrando o decaimento do ^{87}Br e indicando a emissão de nêutron atrasado.

G – Distribuição de energia cinética dos nêutrons emitidos na fissão

Os valores da energia cinética dos nêutrons prontos emitidos na fissão variam entre menos que 0,05 MeV até mais que 17 MeV. A determinação de energias cinéticas dos nêutrons em uma faixa tão ampla não é problema fácil, requerendo a utilização de diversas técnicas experimentais.

Os resultados obtidos em diversos experimentos indicam que a distribuição de energia cinética entre 0,075 MeV e 17 MeV pode ser descrita pela seguinte fórmula empírica:

$$N(E) = e^{-E} \sinh(2E)^{1/2} \quad (11)$$

onde $N(E)$ representa o número relativo de nêutrons por unidade de faixa de energia cinética E do nêutron.

A boa concordância entre a função descrita pela expressão (11) e os dados experimentais pode ser observada na Figura 9.

Para a energia cinética dos nêutrons prontos, o valor mais provável é igual a 0,72 MeV, enquanto o valor médio perfaz $(2,0 \pm 0,1)$ MeV.

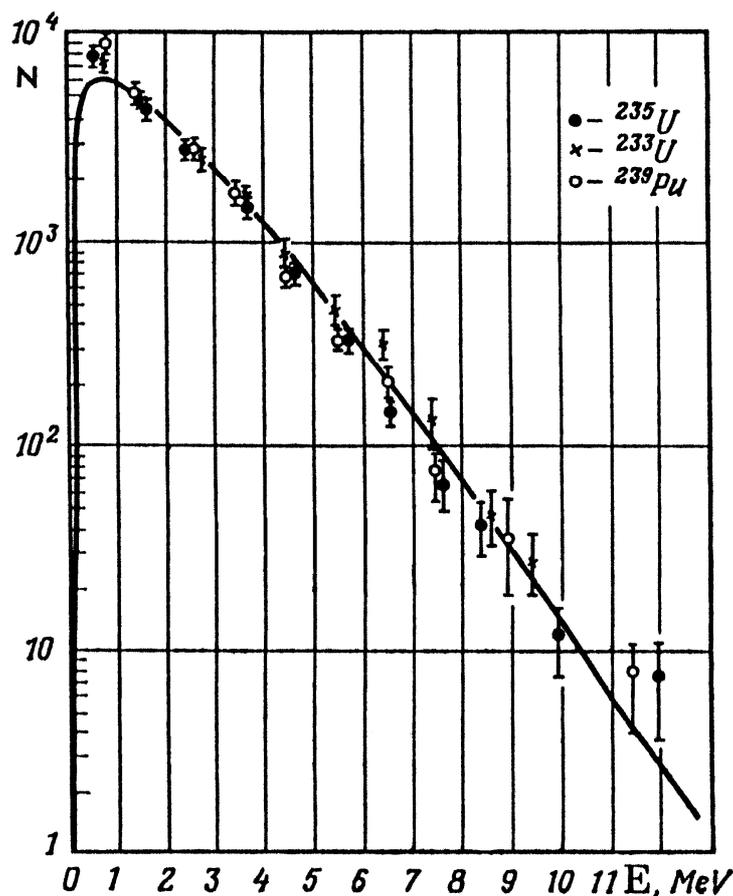


Figura 9 - Número relativo de nêutrons prontos emitidos N por unidade de faixa de energia cinética E . Nota-se a boa concordância da função com os dados experimentais obtidos para os núcleos ^{235}U , ^{233}U e ^{239}Pu .

H – Emissão de raios-gama na fissão

Pesquisas revelaram que dois tipos diferentes de raios-gama são emitidos como decorrência direta do processo de fissão.

O primeiro tipo abrange os chamados raios-gama prontos, os quais são emitidos pelos fragmentos de fissão diretos durante as respectivas transições para o estado fundamental. Medidas mostraram que, em média, aproximadamente 7 MeV de energia são liberados sob a forma de raios-gama prontos em cada fissão, sendo que a ocorrência mais comum consiste na emissão de cerca de 8 fótons com energia média em torno de 1 MeV cada.

No caso dos raios-gama prontos, o espectro da radiação emitida é contínuo e apresenta intensidade decrescente com o aumento da energia do fóton, cujo valor máximo perfaz aproximadamente 7 MeV. Uma estimativa do tempo de emissão dos raios-gama prontos indicou que, para a maioria deles, o mesmo não excede alguns poucos nanossegundos após a fissão.

Essas constatações experimentais gerais são ilustradas por intermédio da Figura 10, na qual se estabelece uma comparação entre resultados de medidas do espectro de raios-gama prontos emitidos na fissão do ^{239}Pu por nêutrons com energias cinéticas até 30 keV e um espectro calculado aplicando-se a teoria estatística das reações nucleares à desexcitação dos fragmentos de fissão diretos.

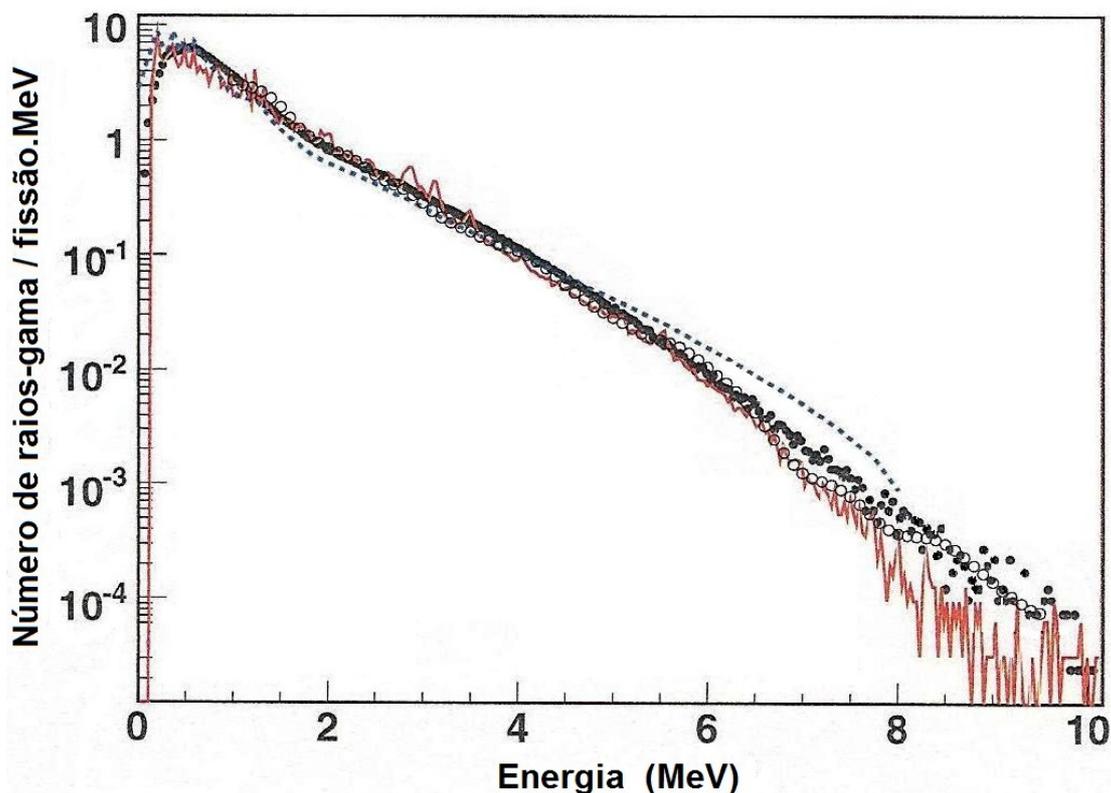


Figura 10 - Espectros medidos de raios-gama prontos emitidos na fissão do ^{239}Pu por nêutrons com energias cinéticas até 30 keV (pontos e tracejado), comparados com um espectro calculado por meio da teoria estatística das reações nucleares aplicada à desexcitação dos fragmentos de fissão diretos (linha contínua vermelha).

O segundo tipo é constituído por raios-gama de decaimento, assim denominados porque acompanham o decaimento por emissão de partícula beta da maioria dos produtos de fissão radioativos e, portanto, são emitidos ao longo de um determinado período de tempo.

O espectro de energia correspondente aos raios-gama de decaimento é discreto, conforme mostrado na Figura 11 para o combustível nuclear gasto proveniente de um reator nuclear PWR.

Esse combustível nuclear era constituído por dióxido de urânio (UO_2) com grau de enriquecimento inicial em ^{235}U igual a 3,21% e foi irradiado no reator até alcançar um grau de queima de 38981 MWD/TMU, equivalente à fissão de $(4,06 \pm 0,13)\%$ do número de átomos de urânio existentes inicialmente no combustível.

A medida do espectro mostrado na Figura 11 foi efetuada por espectroscopia de raios-gama, abrangendo a faixa de energia dos fótons entre 70 keV e 2700 keV. A realização da medida ocorreu 13 anos e 10 meses após o combustível nuclear ter sido irradiado no reator. Constata-se nesse espectro a presença de picos de absorção total com energias bem definidas (fato que caracteriza um espectro discreto), com predomínio bastante evidente dos raios-gama de decaimento de alguns produtos de fissão que possuem meias-vidas mais longas (^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{154}Eu e ^{144}Ce), mesmo depois de quase uma década e meia de decaimento radioativo.

O pico de absorção total com maior número de contagens no espectro medido corresponde ao raio-gama com energia de 661,6 keV, emitido no decaimento do produto de fissão radioativo ^{137}Cs , o qual possui meia-vida igual a 30,14 anos.

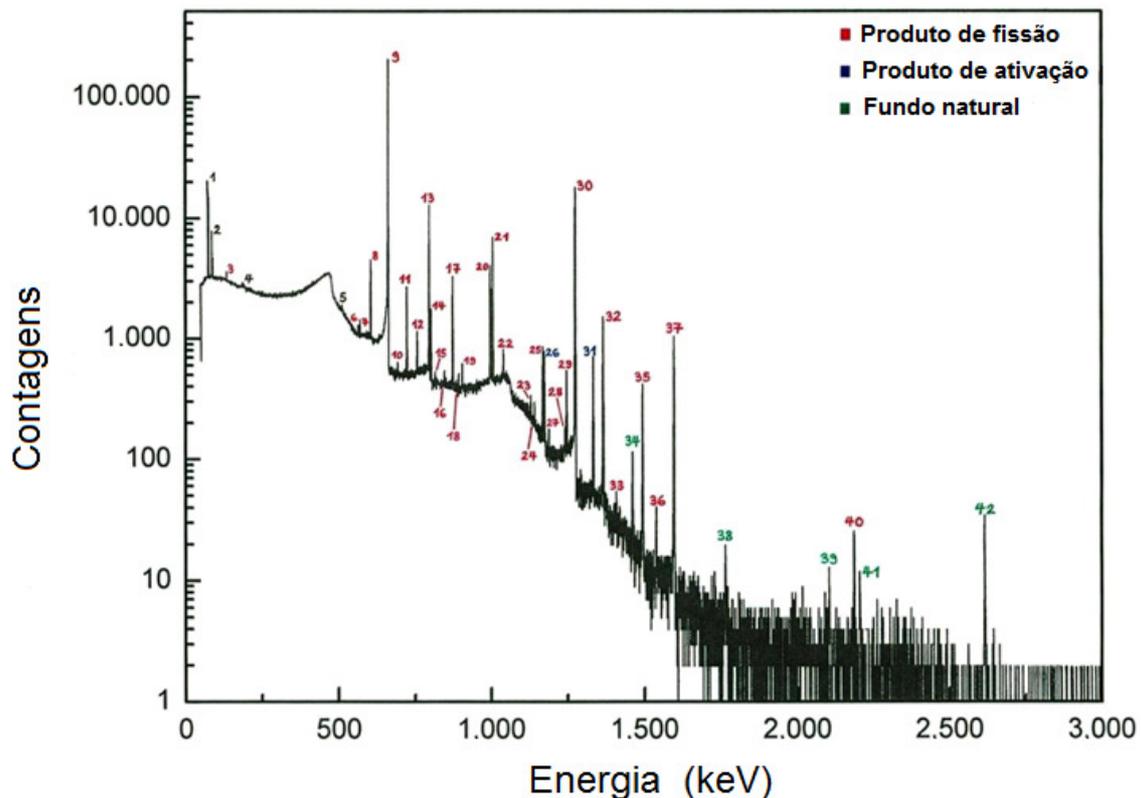


Figura 11 - Espectro de raios-gama emitido pelo combustível nuclear gasto proveniente de um reator nuclear PWR. A medida desse espectro foi efetuada 13 anos e 10 meses após a irradiação. Constata-se o predomínio evidente dos raios-gama de decaimento de alguns produtos de fissão com meia-vida mais longa (^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{154}Eu e ^{144}Ce), cujos picos de absorção total estão indicados no espectro com números em vermelho.

I – Liberação de energia na fissão

Uma das propriedades mais impressionantes do fenômeno da fissão é a magnitude da energia liberada por ele, que é cerca de 200 MeV, comparada com alguns MeV para outras reações nucleares e alguns eV para as reações químicas.

A energia total liberada por fissão pode ser calculada a partir das massas nucleares do núcleo composto ^{235}U e de um par típico de produtos de fissão. Mostrou-se que os produtos de fissão produzidos em maior quantidade têm números de massa perto de $A = 95$ e $A = 139$. Considerando $^{95}_{42}\text{Mo}$ e $^{139}_{57}\text{La}$ como um par de produtos de fissão estáveis obtidos no final das cadeias para suas respectivas massas, ambos totalizam $94,946 \text{ u.m.a.} + 138,955 \text{ u.m.a.} = 233,900 \text{ u.m.a.}$. O número de massa correspondente é 234 e aparentemente são liberados 2 nêutrons neste processo de fissão. Quando se adiciona $2,018 \text{ u.m.a.}$ correspondente a estes dois nêutrons, os produtos da reação têm uma massa total de $235,918 \text{ u.m.a.}$. A massa do ^{235}U é $235,124 \text{ u.m.a.}$, sendo a massa do núcleo composto ^{236}U aproximadamente igual a $235,124 \text{ u.m.a.} + 1,009 \text{ u.m.a.} = 236,133 \text{ u.m.a.}$. O excesso de massa que é convertido em energia é igual a $236,133 \text{ u.m.a.} - 235,918 \text{ u.m.a.} = 0,215 \text{ u.m.a.}$. Como 1 u.m.a. é equivalente a $931,5 \text{ MeV}$, a energia liberada no processo totaliza $931,5 \times 0,215 = 200 \text{ MeV}$. Apesar de haver 53 maneiras diferentes pelas quais o núcleo pode ser fissionado, o excesso de massa é aproximadamente o mesmo para todos estes processos, sendo 200 MeV um bom valor para a quantidade média de energia liberada por fissão.

O valor previsto de 200 MeV pode ser comparado com valores experimentais. A quantidade total de energia liberada por fissão é a soma da energia cinética dos fragmentos de fissão, a energia cinética dos nêutrons emitidos, a energia dos raios-gama prontos e a energia total do processo de decaimento nas cadeias de decaimento dos produtos de fissão.

O valor médio da energia cinética total dos fragmentos de fissão obtidos a partir da fissão do ^{235}U por nêutrons térmicos é 167 MeV. O valor médio da energia cinética carregada pelos nêutrons é igual ao número médio de nêutrons emitidos por fissão, multiplicado pela energia cinética média dos nêutrons. Para fissão do ^{235}U por nêutrons térmicos, este cálculo resulta $2,5 \times 2,0 \text{ MeV} = 5 \text{ MeV}$. A energia dos raios-gama prontos está entre 5 e 8 MeV, sendo em média igual a 7 MeV. Finalmente, a energia média de todas as radiações (partículas beta, raios-gama e anti-neutrinos) perfaz $(21 \pm 3) \text{ MeV}$, sendo que cerca da metade é carregada pelos anti-neutrinos e a outra metade está dividida, de modo aproximadamente igual, entre as radiações beta e gama. Estes resultados se encontram resumidos na Tabela 5.

A energia total da fissão determinada desta maneira totaliza 200 MeV, com uma incerteza entre 5 MeV e 10 MeV, em boa concordância com os valores calculados.

Energia total liberada na fissão de um núcleo de ^{235}U por nêutrons térmicos	
Energia cinética dos fragmentos de fissão	167 MeV
Energia cinética dos nêutrons da fissão	5 MeV
Energia dos raios-gama prontos	7 MeV
Energia do decaimento beta	5 MeV
Energia do decaimento gama	5 MeV
Energia dos anti-neutrinos	11 MeV
ENERGIA TOTAL DA FISSÃO	200 MeV

Tabela 5 - Energia total liberada na fissão de um núcleo de ^{235}U por nêutrons térmicos.

Resultados obtidos com outros núcleos físséis, como ^{233}U e ^{239}Pu , são bastante semelhantes aos encontrados para o ^{235}U .

Para fins comparativos, a Tabela 6 apresenta o calor liberado na detonação a volume constante de um mol de alguns dos explosivos químicos convencionais mais importantes, bem como a energia média liberada por molécula de cada um desses compostos.

Explosivo	Calor de detonação (kJ/mol)	Energia média liberada/molécula (eV)
Nitroglicerina	1406	14,6
PETN	1831	19,0
RDX	1118	11,6
HMX	1483	15,4
Tetril	1244	12,9
Ácido pícrico	744	7,7
TNT	964	10,0

Tabela 6 – Calor de detonação a volume constante e energia média liberada por molécula para alguns explosivos químicos convencionais.

Constata-se que, em média para cada evento, a fissão nuclear libera aproximadamente 15 milhões de vezes mais energia.

J – Fissão nuclear como fonte de energia

A grande quantidade de energia liberada na fissão nuclear, acompanhada da emissão de mais de um nêutron, tornou possível a utilização desse fenômeno como fonte de energia. A emissão de 2,5 nêutrons na fissão de um núcleo de ^{235}U , em média, permite dar início a uma reação em cadeia na qual esses nêutrons produzem mais fissões e mais nêutrons, e assim sucessivamente.

Sob certas condições, o número de fissões e nêutrons cresce exponencialmente com o tempo, porque cada fissão produz mais nêutrons do que aquele absorvido, de maneira que a quantidade de energia liberada torna-se enorme. O intervalo de tempo entre duas gerações sucessivas de fissões pode ser uma fração muito pequena de um segundo e, nesse caso, a energia liberada na reação em cadeia toma a forma de uma explosão. É o que ocorre em um artefato nuclear de fissão, vulgarmente conhecido como “bomba atômica”.

Sob outras condições, a reação em cadeia pode ser controlada e atingir um estado estável no qual o número de nêutrons produzidos por unidade de tempo é justamente aquele que foi consumido. A taxa com que as fissões ocorrem e a taxa segundo a qual a energia é liberada são mantidas constantes e o resultado é um reator nuclear, que pode ser usado como uma fonte de nêutrons e raios-gama ou de potência.

Esses fatos podem ser ilustrados por alguns cálculos simples aproximados. A fissão de um único núcleo de ^{235}U libera $200 \text{ MeV} \times 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ J}$. Quando se multiplica essa quantidade de energia pelo número de Avogadro, o produto expressa a energia liberada na fissão de todos os núcleos contidos em um Mol (235,04 g) de ^{235}U , que totaliza $1,93 \cdot 10^{13} \text{ J}$. A energia liberada na fissão completa de 1 kg de ^{235}U seria $8,21 \cdot 10^{13} \text{ J}$, o que equivale a cerca de $2 \cdot 10^{10} \text{ kcal}$. Esta quantidade espantosa de energia equivale àquela liberada na explosão de 20000 toneladas do explosivo convencional trinitrotolueno (TNT). Ainda que somente uma pequena fração dessa energia pudesse ser liberada explosivamente, o resultado seria uma arma poderosa.

A liberação de energia na fissão também pode ser expressa em termos de unidades de potência com resultados interessantes. Como $1 \text{ MeV} = 1,60 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 1,60 \cdot 10^{-13} \text{ W.s}$, a fissão de um núcleo de ^{235}U libera $3,2 \cdot 10^{-11} \text{ W.s}$ de energia, de maneira que $3,1 \cdot 10^{10}$ fissões por segundo fornecem um W de potência. A fissão completa de 1 kg de ^{235}U liberaria $8,2 \cdot 10^{13} \text{ W.s}$ de energia, ou $2,3 \cdot 10^7 \text{ kW.hora}$, ou cerca de $1,0 \cdot 10^3 \text{ MW.dia}$. Caso a liberação de tal energia ocorresse ao longo de um dia inteiro, a fissão completa de 1 kg de ^{235}U produziria energia na forma de calor a uma potência constante de 1000 MW. Se esse calor pudesse ser transformado em energia elétrica com uma eficiência de 30%, seriam gerados 300 MW elétricos. Essa produção é equivalente a uma usina termoelétrica que consome cerca de 2500 toneladas de carvão mineral por dia. O fato de 1 kg de material físsil como o ^{235}U ser equivalente a 2500 toneladas de carvão como fonte de energia é responsável pela pesquisa e desenvolvimento da tecnologia nuclear para geração de eletricidade.