

CAPÍTULO 3

INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA

3.1. IONIZAÇÃO, EXCITAÇÃO, ATIVAÇÃO E RADIAÇÃO DE FREAMENTO

Sob o ponto de vista físico, as radiações ao interagir com um material, podem nele provocar excitação atômica ou molecular, ionização ou ativação do núcleo.

3.1.1. Excitação atômica ou molecular

Interação onde elétrons são deslocados de seus orbitais de equilíbrio e, ao retornarem, emitem a energia excedente sob a forma de luz ou raios X característicos.

3.1.2. Ionização

Interação onde elétrons são removidos dos orbitais pelas radiações, resultando elétrons livres de alta energia, íons positivos ou radicais livres quando ocorrem quebra de ligações químicas.

3.1.3. Ativação do núcleo

A interação de radiações com energia superior à energia de ligação dos nucleons com um material, pode provocar reações nucleares, resultando num núcleo residual e emissão de radiação. A absorção de nêutrons de baixa energia, denominados de *nêutrons térmicos*, pode ocorrer com certa frequência dependendo da natureza do material irradiado e da probabilidade de captura do nêutron pelo núcleo (ver Figura 3.1), deixando-o também em um estado excitado.

3.1.4. Radiação de freamento

As radiações constituídas por partículas carregadas como alfa, beta e elétrons acelerados, ao interagir com a matéria, podem converter uma parte de sua energia de movimento, cerca de 5%, em radiação eletromagnética. Esta radiação, denominada de raios X de freamento, é o resultado da interação entre os campos elétricos da partícula incidente, do núcleo e dos elétrons atômicos. Ocorre com maior probabilidade na interação de elétrons com átomos de número atômico elevado. Devido ao mecanismo e ao ângulo aleatório de saída da partícula após a interação, a energia convertida em raios X é imprevisível, com valor variando de zero até um valor máximo, igual à energia cinética da partícula incidente.

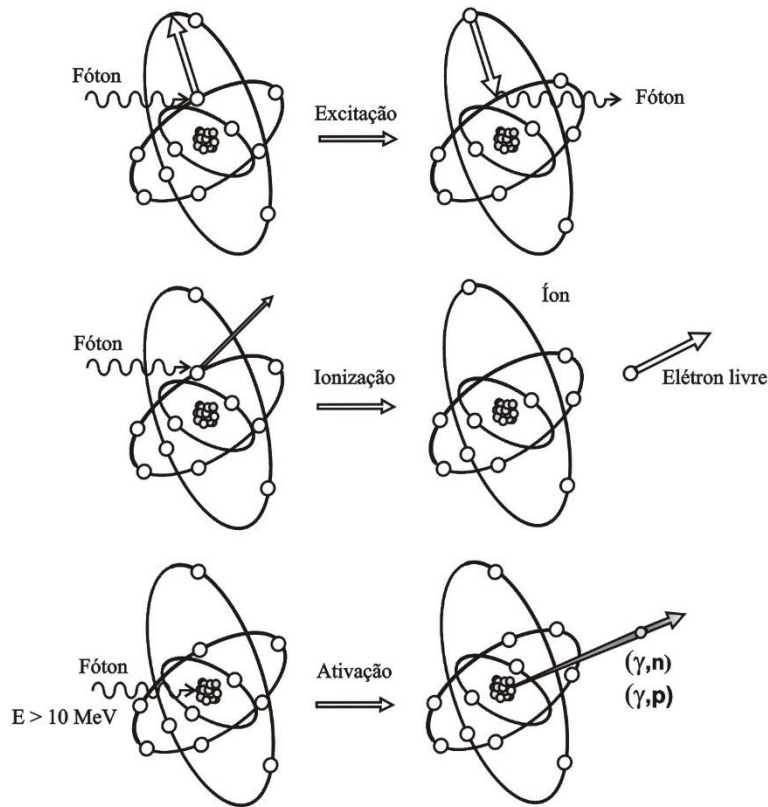


Figura 3.1 - Modos de interação da radiação com a matéria.

3.2. RADIAÇÕES DIRETAMENTE E INDIRETAMENTE IONIZANTES

No processo de transferência de energia de uma radiação incidente para a matéria, as radiações que têm carga, como elétrons, partículas α e fragmentos de fissão, atuam principalmente por meio de seu campo elétrico e transferem sua energia para muitos átomos ao mesmo tempo, e são denominadas *radiações diretamente ionizantes*. As radiações que não possuem carga, como as radiações eletromagnéticas e os nêutrons, são chamadas de *radiações indiretamente ionizantes*, pois interagem individualmente transferindo sua energia para elétrons, que irão provocar novas ionizações. Este tipo de radiação pode percorrer espessuras consideráveis dentro de um material, sem interagir.

3.2.1. Interação

No contexto das radiações indiretamente ionizantes (fótons e nêutrons), a palavra interação é aplicada aos processos nos quais a energia e/ou a direção da radiação é alterada. Tais processos são randômicos e, dessa forma, só é possível falar na probabilidade de ocorrência das interações.

3.2.2. Probabilidade de interação ou secção de choque

Secção de choque para uma radiação em relação a um dado material é a probabilidade de interação por unidade de fluência de partículas daquela radiação por centro de interação do material. Fluência é o número de partículas que passa por unidade de área.

Secção de choque (σ) para uma radiação em relação a um dado material pode ser representada pela área aparente que um centro de interação (núcleo, elétron, átomo) apresenta para que haja uma interação com a radiação que o atinge. A dimensão da secção de choque é $[L^2]$ e a unidade no SI é o m^2 . Como é utilizada para dimensões da ordem do raio do núcleo, é adotada uma unidade especial, o *barn* (b), que vale $10^{-28} m^2$.

3.3. INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA COM A MATÉRIA

As radiações eletromagnéticas ionizantes de interesse são as radiações X e gama. Devido ao seu caráter ondulatório, ausência de carga e massa de repouso, essas radiações podem penetrar em um material, percorrendo grandes espessuras antes de sofrer a primeira interação. Este poder de penetração depende da probabilidade ou secção de choque de interação para cada tipo de evento que pode absorver ou espalhar a radiação incidente. A penetrabilidade dos raios X e gama é muito maior que a das partículas carregadas, e a probabilidade de interação depende muito do valor de sua energia.

Quando a energia dos fótons ultrapassa o valor da energia de ligação dos nucleons, cerca de 8,5 MeV, pode ocorrer as “*reações nucleares*”. Assim, para radiações eletromagnéticas com energia de valor no intervalo de 10 a 50 MeV podem ativar a maioria dos elementos químicos com os quais interagir. Nesta região de energia ocorrem as denominadas *reações fotonucleares por ressonância gigante*.

Os principais modos de interação, excluindo as reações nucleares são o *efeito fotoelétrico*, o *efeito Compton* e a *produção de pares*.

3.3.1. Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é caracterizado pela transferência total da energia da radiação X ou gama (que desaparece) a um único elétron orbital, que é expelido com uma energia cinética E_c bem definida,

$$E_c = h \cdot \nu - B_e$$

onde h é a constante de Planck, ν é a frequência da radiação e B_e é a energia de ligação do elétron orbital.

Como E_c difere da energia do fóton de um valor constante B_e , com a sua transferência para o material de um detector, pode ser utilizada como mecanismo de identificação do fóton e de sua energia (Figura 3.2)

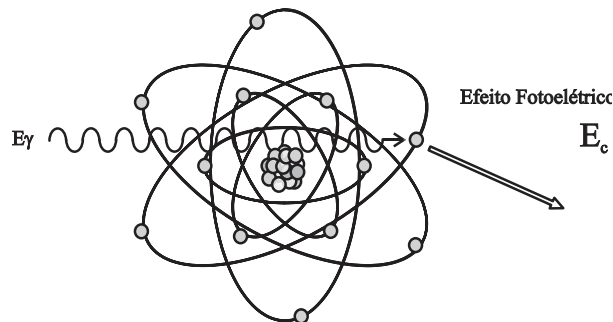


Figura 3.2 - Representação do efeito fotoelétrico.

Nota: Como a transferência de energia do elétron de ionização para o meio material produz uma ionização secundária proporcional, a amplitude de pulso de tensão ou a intensidade de corrente proveniente da coleta dos elétrons ou íons, no final do processo, expressam a energia da radiação incidente.

A direção de saída do fotoelétron em relação à de incidência do fóton varia com a energia. Para altas energias (acima de 3 MeV), a probabilidade do elétron sair na direção e sentido do fóton é alta; para baixas energias (abaixo de 20 keV) a maior probabilidade é a de sair com um ângulo de 70°. Isto devido a ação dos campos elétrico e magnético que, variando na direção perpendicular à de propagação do fóton, exercem força sobre o elétron na direção de 90°, e se compõe com o momento angular do elétron.

Nota: O alcance de um fotoelétron de 1 MeV é cerca de 1,8 mm no NaI(Tl) e 0,8 mm no Ge, que são substâncias utilizadas para a confecção de detectores de radiação.

O efeito fotoelétrico é predominante para baixas energias e para elementos químicos de elevado número atômico Z . A probabilidade de ocorrência aumenta com $(Z)^4$ e decresce rapidamente com o aumento da energia. Para o chumbo, o efeito fotoelétrico é predominante para energias menores que 0,6 MeV e para o alumínio para energias menores que 0,06 MeV.

Para os elétrons do mesmo átomo, a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico é maior para os que possuem maior energia de ligação, isto é, os elétrons das camadas K, L e M.

Na Figura 3.3 são apresentados os valores dos coeficientes de atenuação total para radiação gama para o chumbo, em função da energia, onde se pode observar a contribuição do efeito fotoelétrico e das energias de ligação das camadas eletrônicas K e L, nas faixas de energia de 10,4 a 59,8 keV e 74,8 a 89 keV.

3.3.2. Pico de absorção K para o efeito fotoelétrico

Para que o processo fotoelétrico ocorra com um elétron em particular, a energia do fóton não pode ser menor que a energia de ligação B_e deste elétron no átomo. Para fótons com energia maior que B_e , a probabilidade decresce à medida que cresce essa energia, isto é, a probabilidade de interação é máxima quando a energia do fóton for igual a energia de ligação B_e . Nessa região de energia, a seção de choque atômica para o efeito fotoelétrico varia aproximadamente com $(h\nu)^{-3}$. Mais de 80% das interações primárias são na camada K, quando a interação com essa camada é permitida ($h\nu > B_K$).

Quando a energia do fóton atinge a energia de ligação da camada K, há então uma descontinuidade na curva que descreve a probabilidade de interação em função da energia, chamada de pico de absorção K. A probabilidade de interação, que vinha decrescendo com o aumento da energia do fóton, sofre um acréscimo repentino, para depois cair novamente. Efeito similar ocorre com a camada L. A Figura 3.3 mostra essas características para o chumbo.

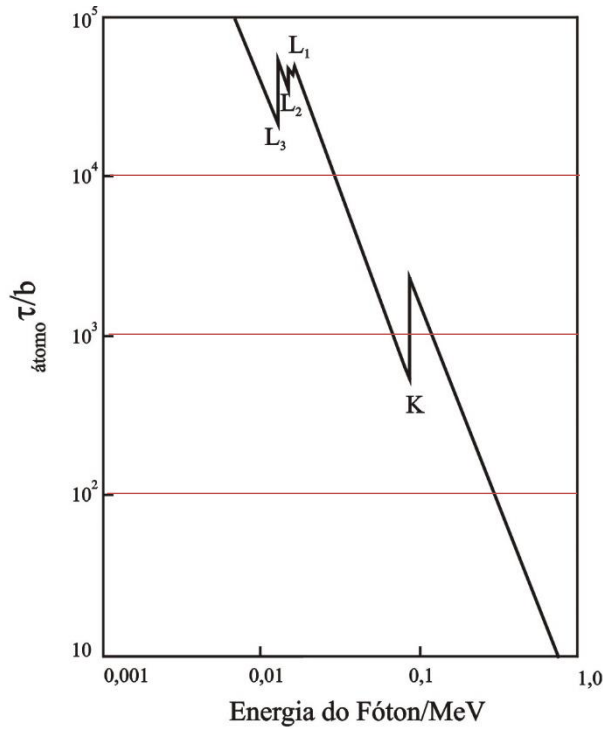


Figura 3.3 - Valores de secção de choque para efeito fotoelétrico para o chumbo, em função da energia da radiação.

3.3.3. Efeito Compton

No *efeito Compton*, o fóton é espalhado por um elétron de baixa energia de ligação, que recebe somente parte de sua energia, continuando sua sobrevivência dentro do material em outra direção e com menor energia. Como a transferência de energia depende da direção do elétron emergente e esta é aleatória, de um fóton de energia fixa podem resultar elétrons com energia variável, com valores de zero até um valor máximo.

Assim, a informação associada ao elétron emergente é desinteressante sob o ponto de vista da detecção da energia do fóton incidente. Sua distribuição no espectro de contagem é aleatória, aproximadamente retangular. A energia do fóton espalhado E'_γ depende da energia do fóton incidente E_γ e do ângulo de espalhamento θ , em relação à direção do fóton incidente, dada pela expressão,

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}$$

onde,

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$$

A energia do fóton espalhado é máxima para $\theta = 0^\circ$ e mínima para $\theta = 180^\circ$. A energia cinética do elétron ejetado é máxima para este caso, e igual a,

$$T = T_{max} = E_\gamma \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}$$

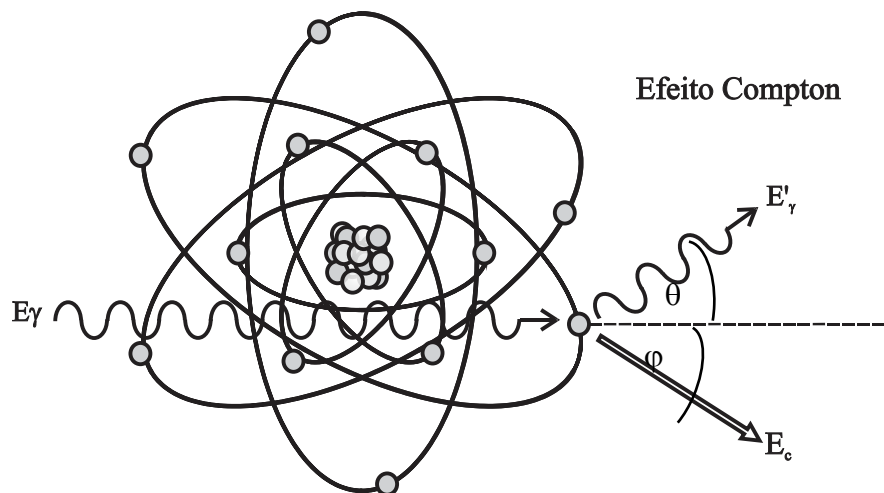


Figura 3.4 - Representação do efeito Compton.

Quando a energia de ligação dos elétrons orbitais se torna desprezível face à energia do fóton incidente, a probabilidade de ocorrência de espalhamento Compton aumenta consideravelmente.

O efeito Compton se torna mais provável quando a energia da radiação gama incidente aumenta de valor, ou quando a energia de ligação do elétron que sofre a incidência possui um valor comparativamente menor, a ponto de, considerá-la desprezível em relação à da radiação incidente.

O formalismo físico-matemático anteriormente descrito foi simplificado à semelhança de uma colisão mecânica e, assim, expressões para a energia do fóton espalhado com um ângulo θ e do elétron emergente, com um ângulo ϕ , puderam ser obtidas facilmente.

Nesta descrição, assim como para o efeito Fotoelétrico, considera-se que o fóton se comporta como um corpúsculo e o elétron como uma partícula livre.

Entretanto, sabe-se que isto constitui aproximações pragmáticas, sem o tratamento quântico mais rigoroso.

Na descrição da Física Quântica, a interação do fóton com o elétron, é tratada no formato de probabilidades de interação, que nada mais são que as secções de choque microscópicas. Nesta descrição, são envolvidos o formalismo de Dirac (ver: C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloé em: *Mécanique Quantique*, Herman 1973) e o modelo de Klein-Nishina (O. Klein, Y. Nishina: *Z. der Physik* 52, p.863 (1929)).

O cálculo da secção de choque de espalhamento Compton, descreve o evento como resultado de dois processos, com diferentes estados intermediários:

- 1) O fóton incidente $E_\gamma = h\nu_o$ é totalmente absorvido pelo elétron, que então atinge um estado intermediário de momento $h\nu_o/c$. Na transição para o estado final, o elétron emite o fóton $E'_\gamma = h\nu'$.
- 2) O elétron que emitiu o fóton $h\nu'$, atinge um estado intermediário com momento $(-h\nu/c)$, ficando então presentes, dois fótons $h\nu_o$ e $h\nu'$. Na transição para o estado final, o fóton $h\nu_o$ é então absorvido pelo elétron.

Com esta descrição do processo de espalhamento Compton, a secção de choque total de colisão σ_c , fica composta de uma secção de choque de espalhamento (emissão) da radiação gama ${}_s\sigma_c$ e uma secção de choque de absorção de energia da radiação eletromagnética ${}_a\sigma_c$. Na Figura 3.5 são mostrados os valores da variação da secção de choque para espalhamento Compton em função da energia da radiação.

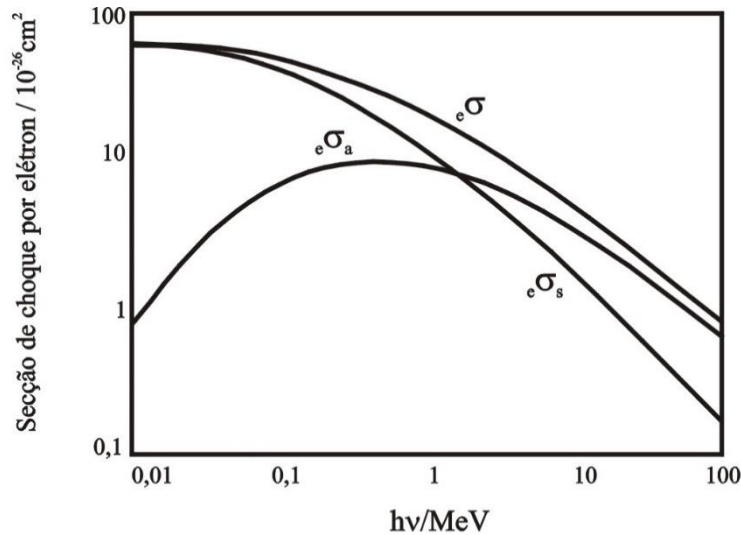


Figura 3.5 - Valores de seção de choque para espalhamento Compton (${}_e\sigma$) em função da energia do fóton; ${}_e\sigma_a$ é a seção de choque de absorção e ${}_e\sigma_s$ é a seção de choque de espalhamento da radiação no Efeito Compton.

3.3.4. Espalhamento Compton coerente ou efeito Rayleigh

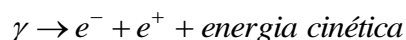
Em interações de fótons de baixa energia com elétrons muito ligados, pode ocorrer uma interação onde o átomo todo absorve o recuo e o fóton praticamente não perde energia, mudando simplesmente sua direção. Esse tipo de interação é denominado *espalhamento Compton coerente ou efeito Rayleigh*, e a direção de espalhamento predominante é para a frente.

O efeito Rayleigh tem maior probabilidade de ocorrência para baixas energias dos fótons e para valores altos de Z. Para o carbono, o efeito Rayleigh ocorre na região dos 20 keV de energia dos fótons e contribui com um máximo de 15% de participação na atenuação total.

O efeito Rayleigh pode ser considerado como um caso particular do espalhamento Compton.

3.3.5. Formação de Par

Uma das formas predominantes de absorção da radiação eletromagnética de alta energia é a produção de par elétron-pósitron. Este efeito ocorre quando fótons de energia superior a 1,022 MeV passam perto de núcleos de número atômico elevado, interagindo com o forte campo elétrico nuclear. Nesta interação, ilustrada na Figura 3.6, a radiação desaparece e dá origem a um par elétron-pósitron ($2mc^2 = 1,022$ MeV), por meio da reação:



As duas partículas transferem a sua energia cinética para o meio material, sendo que o pósitron volta a se combinar com um elétron do meio e dá origem a 2 fótons, cada um com energia de 511 keV.

Nota: No caso de ocorrer a formação de par num detector, dependendo de suas dimensões, a probabilidade de escape de um fóton ou mesmo até dos 2 fótons de 511 keV, pode ser significativa e, assim, no espectro, observam-se 3 picos de contagem; o primeiro correspondente à energia do fóton incidente, o segundo com energia desfalcada de 511 keV e o terceiro, desfalcado de 1,02 MeV, correspondentes, respectivamente, à detecção total do fóton, a escape simples e escape duplo.

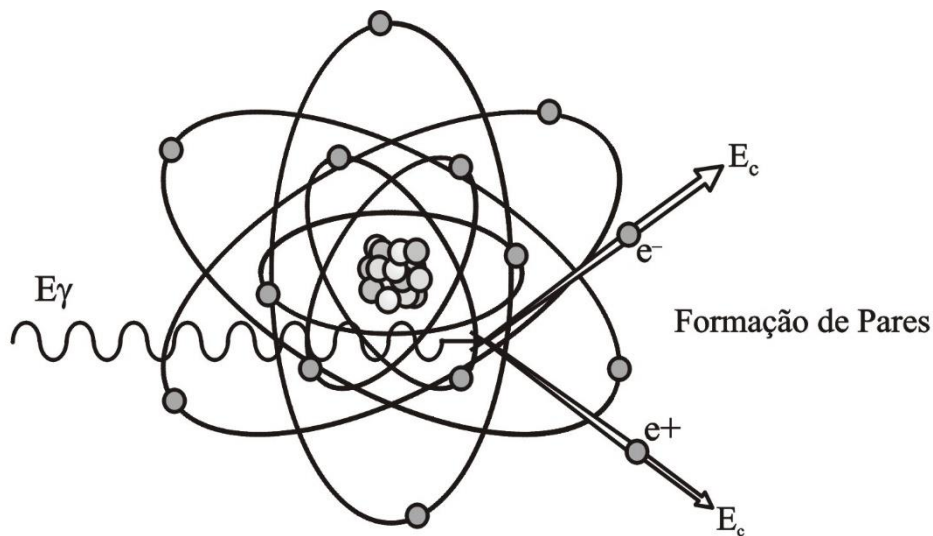


Figura 3.6 - Representação do efeito de produção de pares.

3.3.6. Importância relativa dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares

As interações fotoelétricas predominam para todos os materiais em energias de fótons suficientemente baixas, mas à medida que a energia cresce, o efeito fotoelétrico diminui mais rapidamente que o efeito Compton e este acaba se tornando o efeito predominante. Continuando a aumentar a energia do fóton, ainda que o efeito Compton decresça em termos absolutos, continua aumentando em relação ao efeito fotoelétrico. Acima da energia de alguns MeV para o fóton, a produção de pares passa a ser a principal contribuição para as interações de fótons. A Figura 3.7 mostra a variação da participação de cada um desses processos para a variação de Z e da energia dos fótons. A Figura 3.8 mostra essa contribuição para o caso do carbono e do chumbo.

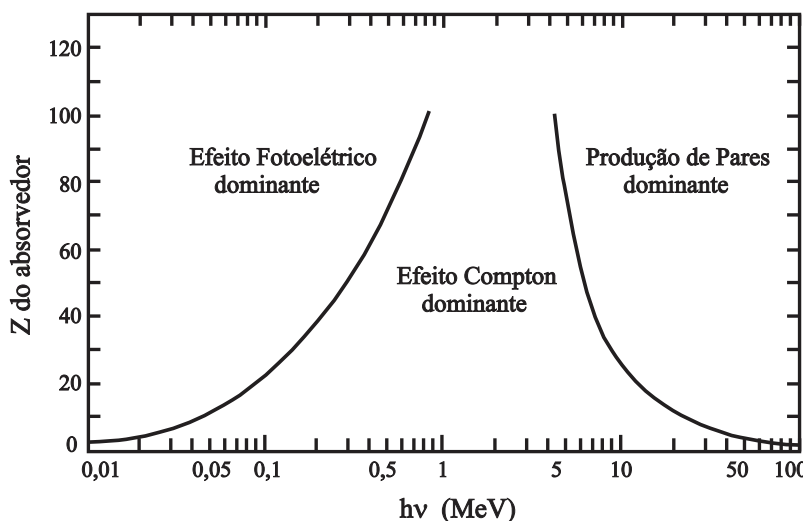


Figura 3.7 - Importância relativa dos diversos processos de interação dos fótons com a matéria em função da energia do fóton e do número atômico do material.

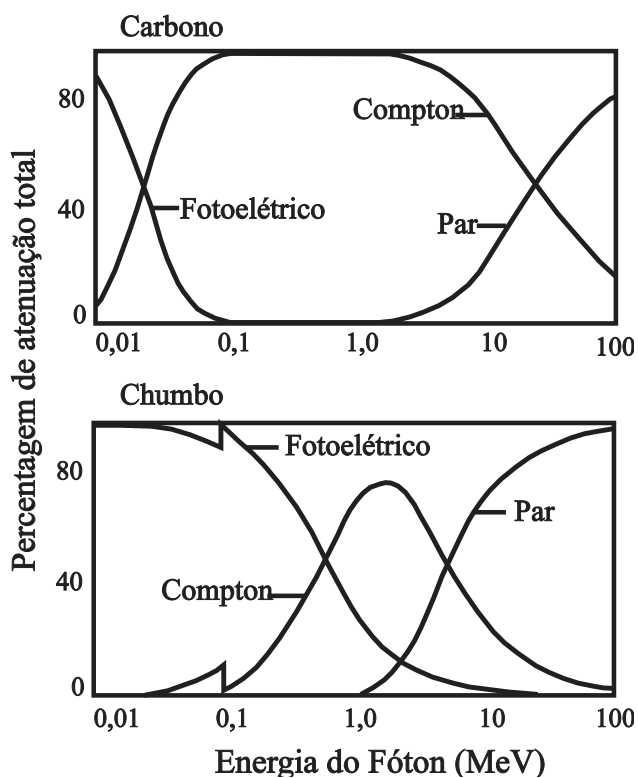


Figura 3.8 - Probabilidade relativa de diferentes efeitos para fótons de diferentes energias no carbono e no chumbo.

3.3.7. Coeficiente de atenuação linear total, μ

Quando um feixe de radiação gama ou X incide sobre um material de espessura x , parte do feixe é espalhada, parte é absorvida pelos processos já descritos e uma fração atravessa o material sem interagir. A intensidade I do feixe emergente está associada à intensidade I_0 do feixe incidente, pela relação:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

onde μ é a probabilidade do feixe sofrer atenuação devido a eventos de espalhamento Compton, absorção fotoelétrica ou formação de pares, sendo denominado de *Coefficiente de Atenuação Linear Total*.

Assim, negligenciando as reações fotonucleares e o espalhamento Rayleigh, o coeficiente de atenuação linear total pode ser escrito como:

$$\mu = \sigma + \kappa + \tau$$

onde:

- σ é o coeficiente de atenuação linear Compton total (espalhamento e absorção), que é a probabilidade do fóton ser espalhado para fora da direção inicial do feixe pelo material absorvedor;
- κ é o coeficiente de atenuação devido ao efeito fotoelétrico; e
- τ é o coeficiente de atenuação linear devido à formação de par.

A Figura 3.9 ilustra o processo de atenuação para um feixe de intensidade I_0 .

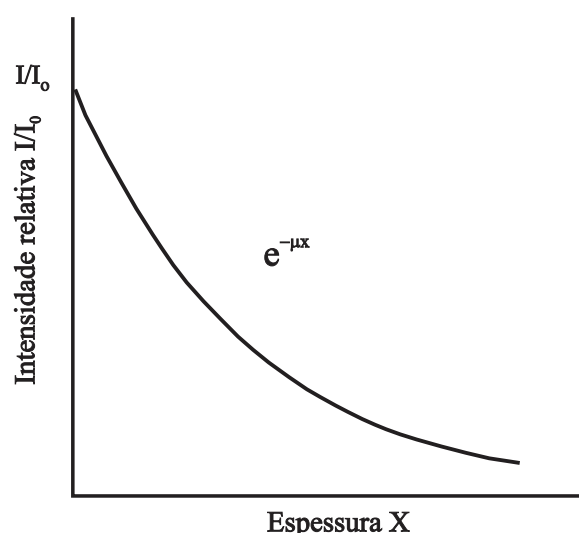


Figura 3.9 - Atenuação de um feixe de fótons por um material de espessura X.

3.3.8. Coeficiente de atenuação linear em massa

O coeficiente de atenuação de um material para um determinado tipo de interação varia com a energia da radiação, mas depende, para um mesmo material, de seu estado físico ou fase. Assim, por exemplo, a água pode possuir valores diferentes de seus coeficientes de atenuação conforme esteja no estado de vapor, líquido ou sólido (gelo). Da mesma forma, o carbono depende de suas formas alotrópicas de apresentação: grafite, diamante ou pó sinterizado.

Para evitar esta dificuldade, costuma-se tabelar os valores dos coeficientes de atenuação divididos pela densidade do material, tornando-os independentes de sua fase. *O coeficiente de atenuação, assim tabelado, tem a denominação de Coeficiente Mássico de Atenuação ou Coeficiente de Atenuação em Massa (μ/ρ).*

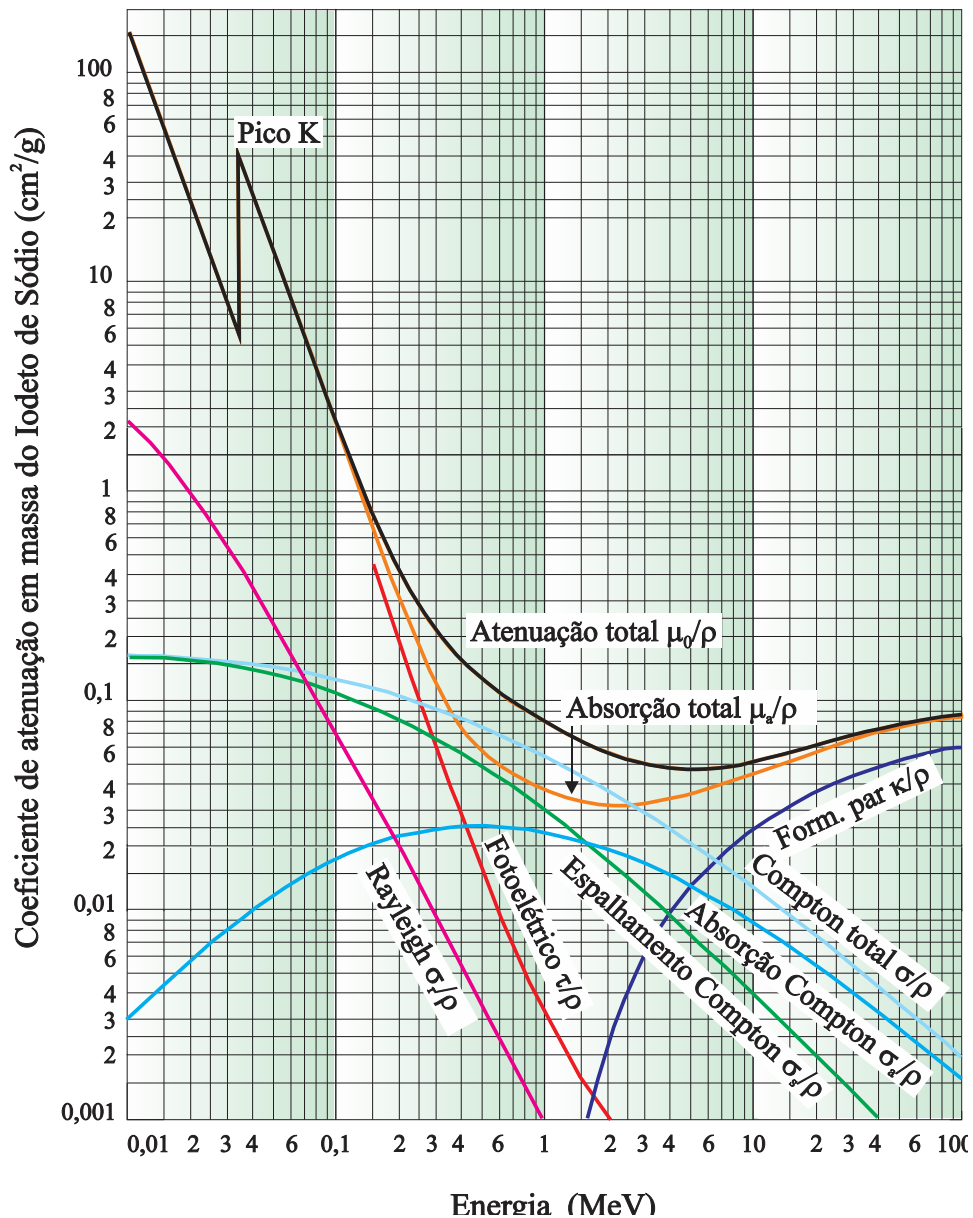


Figura 3.10 - Contribuição relativa dos diversos efeitos produzidos pela interação da radiação num material para o coeficiente de atenuação linear total.

3.3.9. Coeficiente de atenuação e secção de choque microscópica

Os efeitos fotoelétricos, Compton e formação de par, muitas vezes são expressos pelas suas secções de choque microscópica de interação, em que os vínculos entre seus valores e os coeficientes de atenuação são dado pelas expressões,

Efeito Fotoelétrico:

$$\frac{\tau}{\rho} (\text{cm}^2 / \text{g}) = \tau_f \cdot \frac{1}{A} \cdot N_A$$

Efeito Compton:

$$\frac{\sigma}{\rho}(\text{cm}^2/\text{g}) = \sigma_e \cdot \frac{Z}{A} \cdot N_A$$

Formação de Par:

$$\frac{\kappa}{\rho}(\text{cm}^2/\text{g}) = \kappa_p \cdot \frac{1}{A} \cdot N_A$$

onde A é o número de massa (em g/mol), N_A é o número de Avogadro = $6,02 \cdot 10^{23}$ (em átomos/mol) e Z é o número atômico. τ_f , σ_e e κ_p são as secções de choque microscópicas (em $\text{cm}^2/\text{átomo}$) para os efeitos fotoelétrico, Compton e formação de pares, respectivamente.

3.3.10. Coeficiente de atenuação linear total de uma mistura ou composto

O coeficiente de atenuação linear em massa μ/ρ para uma mistura ou substância química composta é obtido pela relação:

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i \frac{\mu_i}{\rho_i} \cdot w_i$$

onde w_i é a fração em peso do elemento i na mistura ou composto, μ_i é o coeficiente de atenuação do elemento i e ρ_i é a densidade do elemento i .

Para compostos, esta expressão eventualmente pode falhar devido a efeitos de absorção ressonante de fótons em certas faixas de energia.

3.3.11. Coeficiente de transferência de energia

O coeficiente total de transferência de energia para interações com fótons, desprezando qualquer reação fotonuclear, é dado por:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\sigma_{tr}}{\rho} + \frac{\kappa_{tr}}{\rho}$$

O coeficiente de atenuação linear total em massa μ/ρ está relacionado com o coeficiente de transferência de energia em massa por meio de seus componentes,

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left[1 - \frac{\delta}{h\nu} \right] + \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \left[1 - \frac{2mc^2}{h\nu} \right]$$

onde:

$\delta/h\nu$ é a fração emitida pela radiação característica no processo de efeito fotoelétrico (δ é a energia média emitida como radiação de fluorescência por fóton absorvido e $h\nu$ é a energia do fóton incidente);

σ_d/ρ é a fração de energia do efeito que é efetivamente transferida, isto é, que não é levada pelo fóton espalhado; e
 $\kappa/\rho \cdot (1 - 2mc^2/h\nu)$ é a fração que resta no efeito de formação de pares, subtraindo-se a energia dos dois fótons de aniquilação e $h\nu$ é a energia do fóton incidente.

3.3.12. Coeficiente de absorção de energia

A energia transferida dos fótons para a matéria sob a forma de energia cinética de partículas carregadas não é necessariamente toda absorvida. Uma fração g dessa energia pode ser convertida novamente em energia de fótons pela radiação de freamento. A energia absorvida dada pelo coeficiente de absorção μ_{en} é dada por:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g)$$

A fração g pode ser de um valor apreciável para interação de fótons de altas energias em material de número atômico elevado, mas normalmente é muito pequena para material biológico.

Nas estimativas da dose absorvida nos materiais e tecidos, deve-se utilizar este coeficiente de absorção de energia e não o coeficiente de atenuação total.

Valores dos coeficientes de atenuação em massa e de absorção de energia em massa associados aos elementos químicos e alguns compostos importantes utilizados em dosimetria e blindagem são fornecidos pelo site do National Institute of Standards and Technology (NIST) dos Estados Unidos:

www.physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ em Summary, Table 3 e Table 4.

3.4. INTERAÇÃO DE NÊUTRONS COM A MATÉRIA

O nêutron possui grande massa e carga nula e por isso não interage com a matéria por meio da força coulombiana, que predomina nos processos de transferência de energia da radiação com partículas carregadas para a matéria. Por isso é bastante penetrante e, ao contrário da radiação gama, as radiações secundárias são frequentemente núcleos de recuo, principalmente para materiais hidrogenados, com alto poder de ionização. Além dos núcleos de recuo, existem os produtos de reações nucleares tipo (n, α) , altamente ionizantes.

A atenuação de um feixe de nêutrons por um material é do tipo exponencial,

$$I = I_0 \cdot e^{-\Sigma_{tot} \cdot x}$$

onde I é a intensidade do feixe após a espessura x , I_0 é a intensidade do feixe de nêutrons incidente e Σ_{tot} é a secção de choque macroscópica total para nêutrons com energia E .

A secção de choque total é obtida por:

$$\Sigma_{tot} = N \cdot \sigma$$

onde,

$$N = \text{número de núcleos por cm}^3 (= N_A \cdot \rho / A);$$

σ = secção de choque microscópica do elemento do material para energia E do nêutron (em $barn = 10^{-24} \text{ cm}^2$);
 N_A = número de Avogadro ($6,02 \cdot 10^{23}$ átomos/átomo grama ou mol);
 ρ = densidade do material (em $g \cdot \text{cm}^{-3}$); e
 A = número de massa expresso (em g).

A secção de choque macroscópica total é a probabilidade do nêutron sofrer espalhamento ou captura, por unidade de comprimento. Desta forma, seu valor é dado pela soma das secções de choque de espalhamento e de captura.

Para um material alvo composto de massa molecular M , densidade ρ , número N de átomos da espécie i por cm^3 , a secção de choque macroscópica é obtida pela soma ponderada das secções de choque dos elementos que compõem a molécula, ou seja,

$$\Sigma = N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + \dots + N_i\sigma_i = \frac{\rho N_A}{M} (n_1\sigma_1 + n_2\sigma_2 + \dots + n_i\sigma_i)$$

onde, n_i = número de átomos da espécie i na molécula do composto.

O conceito inicial de secção de choque microscópica σ , era de caráter geométrico, ou seja, sabendo-se que o raio nuclear é da ordem de 10^{-12} cm , a sua “*área de impacto*” para uma partícula nele incidente seria da ordem de 10^{-24} cm^2 . Assim, o seu valor seria adequadamente expresso por uma unidade denominada de $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Entretanto, apoiado nos dados experimentais e nos conceitos estabelecidos pela mecânica quântica, sabe-se que ela representa somente uma probabilidade de interação, e seu valor pode exceder ou não a correspondente área geométrica de impacto nuclear. Isto fica bem explícito nos valores da secção de choque de reação nas regiões de ressonância, por exemplo, de captura.

Ao contrário das demais radiações, o nêutron tem facilidade de interagir *com* o núcleo atômico e, às vezes, ativá-lo. O material para a sua blindagem deve ter baixo Z para atenuar significativamente a energia do nêutron no processo de colisões sucessivas ou apresentar reação nuclear de captura para absorvê-lo.

Fluxos intensos de nêutrons, mono e polienergéticos, podem ser gerados por reatores, artefatos nucleares, reações nucleares do tipo (α, n) com fontes de Am-Be, Po-Be, Pu-Be, Ra-Be, etc., além de reações nucleares (γ, n) , (p, n) produzidas em alvos expostos a aceleradores de partículas, cíclotrons, e outros tipos de máquinas.

3.4.1. Classificação da energia dos nêutrons

Os nêutrons apresentam propriedades de interação muito dependentes da sua energia. Existem faixas de energia em que ocorrem ressonâncias no processo de captura, o que interfere fortemente na taxa de reações nucleares. Estas ressonâncias constituem argumentos básicos para o comportamento quântico das interações entre partículas e núcleos. Por isso, dependendo de sua faixa de energia ele recebe denominações conforme é mostrado na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Denominação dos nêutrons de acordo com sua energia.

Denominação	Energia
Térmico	0,025 eV
Epitérmico	$0,025 \text{ eV} \leq E \leq 0,4 \text{ eV}$
Lento	$1 \text{ eV} \leq E \leq 10 \text{ eV}$
Lento	$300 \text{ eV} \leq E \leq 1 \text{ MeV}$
Rápido	$1 \text{ MeV} \leq E \leq 20 \text{ MeV}$

3.4.2. Tipos de interação com nêutrons

Reações com nêutrons podem ser, grosseiramente, classificadas em duas classes, denominadas de “*espalhamento*” e “*absorção*”. Nas reações de espalhamento, o resultado final envolve uma troca de energia entre as partículas em colisão, e o nêutron permanece livre após a interação. Nos processos de absorção, o nêutron é retido pelo núcleo e novas partículas são formadas.

As reações de espalhamento podem ocorrer em duas maneiras, denominadas de “*espalhamento elástico*” e “*espalhamento inelástico*”.

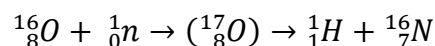
O “*espalhamento elástico*” ocorre quando o nêutron colide com um núcleo alvo de massa igual ou próxima à dele, como os materiais hidrogenados. Neste tipo de interação, há a conservação da energia cinética, o nêutron muda de direção e transfere parte de sua energia para o núcleo alvo.

No “*espalhamento inelástico*”, o núcleo alvo tem massa maior que a dele, sendo por ele capturado, formando um “*núcleo composto*” num estado excitado, que decai num outro nêutron de menor energia e com a emissão do restante de energia sob a forma de radiação gama. Portanto, neste processo não há a conservação da energia cinética, pois parte da energia de movimento do nêutron inicial se converteu em energia gama.

Nas reações de “*absorção*” ou de “*captura*”, os processos mais importantes são as de “*captura radiativa*” e a “*fissão*”.

As reações de “*captura radiativa*” do tipo (n, γ) ou com a emissão de partícula carregada do tipo (n, α) e (n, p) e, alguns casos especiais, (n, f) ou seja, fissão nuclear. Estas reações ocorrem com muito mais frequência com nêutrons térmicos ou lentos. As reações com nêutrons rápidos são de baixa probabilidade e ocorrem com poucos núcleos.

Uma das reações de grande importância na física de reatores, é a reação (n, p) que ocorre nos reatores refrigerados a ar ou água, onde existe grande quantidade de oxigênio disponível. Esta reação, gera o hidrogênio nascente no interior do reator e o ^{16}N de meia-vida de 7,13 s, emissor beta e duas radiações gama de alta energia $E_{\gamma 1} = 6,13 \text{ MeV}$ (68%) e $E_{\gamma 2} = 7,11 \text{ MeV}$ (4,9%), ou seja,



As reações (n, γ) ocorrem com quase todos os elementos químicos, as (n, α) com poucos elementos, as (n, p) com poucos elementos e com massa pequena e, as (n, f) com os elementos físséis.

Desta forma, a secção de choque total, medida em cm^2 ou em barns (onde 1 barn = 10^{-24} cm^2) pode em primeira aproximação, ser expressa por:

$$\sigma_{total} = \sigma_{esp} + \sigma_{cap} + \sigma_{fissão}$$

3.4.2.1. Ativação com nêutrons

A incidência de nêutrons em uma amostra de um elemento químico simples ou substância composta pode provocar a ativação na maioria deles, por reações de captura. O nêutron é absorvido pelo núcleo e forma um novo isótopo, na sua grande maioria, instável ou radioativo.

Este processo é denominado de reação de ativação com nêutrons. O radionuclídeo formado emite suas radiações gama características, no processo de decaimento, permitindo a sua identificação. Esta propriedade constitui a base de um dos métodos de análise de materiais, não destrutivo, pois pela coleta das energias e intensidades relativas, pode-se saber que elementos estáveis a amostra era composta e com que proporção.

Se um feixe de nêutrons com intensidade ϕ incidir sobre uma amostra com n_0 átomos de um elemento com secção de choque σ , o número de radionuclídeos formado será dado pela expressão:

$$\frac{dN}{dt} = \phi \cdot \sigma \cdot n_0 - \lambda N$$

Então,

$$N(t) = \phi \cdot \sigma \cdot n_0 \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda t})}{\lambda}$$

$$A = \lambda \cdot N(t) = \phi \cdot \sigma \cdot n_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t})$$

onde,

α = fluxo de nêutrons (nêutrons.cm⁻².s⁻¹);

σ = secção de choque microscópica (em cm²);

n_0 = número de átomos da amostra = m.N_A/A_M;

m = massa da amostra (em g);

A_M = número de massa do elemento da amostra

λ = constante de decaimento do núcleo formado (s⁻¹) = 0,693/T_{1/2}; e

T_{1/2} = meia-vida do núcleo formado (s).

A atividade A de saturação, ou seja, com $t=\infty$, será,

$$A = \lambda \cdot N(t) = \phi \cdot \sigma \cdot n_0$$

Pois,

$$(1 - e^{-\lambda t}) = 1$$

3.4.2.2. Reação de fissão nuclear

As reações de fissão induzidas por nêutrons ocorrem com maior frequência em alguns núcleos pesados, como por exemplo o ²³³U, ²³⁵U, ²³⁹Pu. Estes são denominados de “núcleos físseis”. Existem outros núcleos, como o ²³²Th e ²³⁸U, denominados de “núcleos férteis” que, ao capturarem um nêutron se transformam em ²³³Th e ²³⁹U, e decaem em ²³³U e ²³⁹Pu, que são físseis.

O nêutron, após ser absorvido pelo núcleo de ^{235}U , forma o “núcleo composto” que é instável e inicia um processo de vibração coletiva, assumindo formas de elipsóides com excentricidades crescentes, até a atingir o formato de um “oito”, quando então se fissiona em dois fragmentos, na maioria das vezes, com massas atômicas diferentes.

A separação dos fragmentos ocorre devido à crescente vibração da massa nuclear em crescente deformação, onde a repulsão coulombiana entre as cargas dos “futuros núcleos” exerce um papel fundamental, até que o potencial nuclear atinja o denominado “ponto de sela”, quando a recomposição do formato inicial pela tensão superficial e forças atrativas nucleares se torna fisicamente inviável.

Os fragmentos, denominados de “fragmento leve” com uma massa atômica da ordem de 90 e o “fragmento pesado” da ordem de 140, são gerados sempre na forma esférica ou elipsoidal, *nunca no formato hemiesférico*. Esta tendência é causada pela busca pelos futuros fragmentos por uma maior estabilidade nuclear, que seria alcançada com um número de partículas próximo de um dos “números mágicos” de camadas nucleares.

Além dos fragmentos, são emitidos de 2 a 3 nêutrons “prontos”, radiações gama “prontas”. Esta denominação de “pronta” está associada às partículas emitidas juntamente com os fragmentos. As demais partículas emitidas, denominadas de “partículas retardadas” são emitidas pelos fragmentos (já separados) que são altamente instáveis.

No caso em que os nêutrons originados numa fissão, após apropriada moderação, atingir outros núcleos de ^{235}U , e fissioná-los, pode dar origem ao fenômeno denominado de “criticalidade” e, então, gerar uma reação nuclear de fissão em cadeia, numa quantidade de urânio, denominada de “massa crítica” conforme é mostrado na figura 3.11.

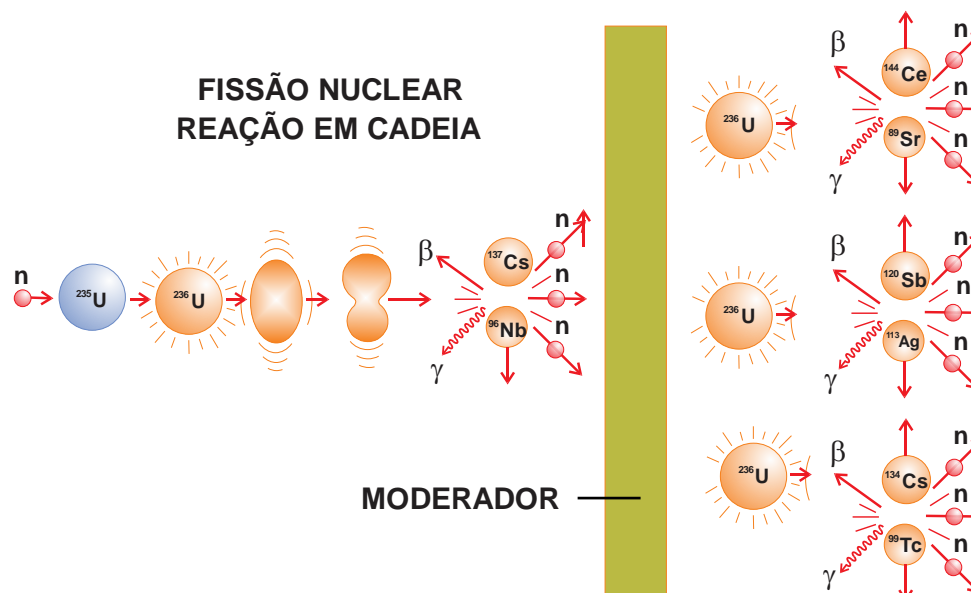


Figura 3.11 - Representação da fissão em cadeia autosustentável, induzida pela absorção de nêutron, num reator nuclear.

Tabela 3.2 - Componentes da energia liberada na fissão nuclear dos núcleos ^{233}U , ^{235}U e ^{239}Pu .

Produtos de fissão	^{233}U (MeV)	^{235}U (MeV)	^{239}Pu (MeV)
Energia cinética do fragmento leve	$99,1 \pm 1$	$99,8 \pm 1$	$101,8 \pm 1$
Energia cinética do fragmento pesado	$67,9 \pm 0,7$	$68,4 \pm 0,7$	$73,2 \pm 0,7$
Energia dos nêutrons prontos	5,0	4,8	5,8
Energia da radiação gama pronta	~ 7	7,5	~ 7
Energia da radiação beta dos produtos de fissão	~ 8	7,8	~ 8
Energia da radiação gama dos produtos de fissão	~ 4,2	6,8	~ 6,2
Energia total da fissão	192	195	202
Neutrinos do decaimento beta	10 MeV/fissão		

Conforme Tabela 3.2, a energia da fissão que é utilizada na conversão em calor nos reatores nucleares, corresponde à soma das energias cinéticas dos fragmentos, cerca de 87%, com pequena contribuição das energias dos nêutrons e gamas prontos. As energias das radiações beta e gama dos fragmentos, pouco contribuem pois muitos dos fragmentos possuem meias-vidas médias e longas, tempo suficiente para os elementos combustíveis sejam removidos do reator por estarem “gastos”. Além disso, existe uma perda de cerca de 5% da energia dos neutrinos por fissão.

3.5. INTERAÇÃO DAS RADIAÇÕES DIRETAMENTE IONIZANTES COM A MATÉRIA

3.5.1. Radiações diretamente ionizantes

As radiações denominadas de diretamente ionizantes incluem todas as partículas carregadas, leves ou pesadas, emitidas durante as transformações nucleares e transferem a energia interagindo com os elétrons orbitais ou, eventualmente, com os núcleos dos átomos do material, por meio de processos de excitação, ionização, freamento e, para altas energias, de ativação.

Nota: A ionização é o processo mais dominante e absorve, para cada tipo de matéria, determinada energia para a formação de um par elétron-ion. Por exemplo, no caso do ar seco e nas condições normais de temperatura e pressão, em média, a radiação ionizante necessita gastar $(33,85 \pm 0,15)$ eV na formação de um par elétron-ion.

3.5.2. Poder de freamento

Ao atravessar um material, a partícula carregada transfere sua energia por meio dos processos de colisão e freamento, de tal maneira que, ao longo de uma trajetória elementar dx , a taxa de perda de energia pode ser expressa por:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} \cdot N \cdot B$$

onde

$$B = Z \left[\ln \frac{m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

β = v/c ;

c = velocidade da luz;

e = carga do elétron;

v = velocidade da partícula;

N = átomos/cm³ do material absorvedor = $N_A \cdot \rho / A$;

z = carga da partícula incidente;

Z = número atômico do material absorvedor;

I = potencial de excitação e ionização, médio [$I=18$ eV (H), 186 eV (ar) e 820 eV (Pb)]; e

m_0 = massa de repouso da partícula.

A relação $S = dE/dx$ é denominada de *Taxa Específica de Perda de Energia ou Poder de Freamento Linear (Linear Stopping Power)*.

A perda específica de energia depende do quadrado da carga da partícula, aumenta quando a velocidade diminui, e a massa só afeta a forma de sua trajetória.

Na Figura 3.11 são apresentados valores calculados de S para diferentes partículas incidentes no silício e germânio.

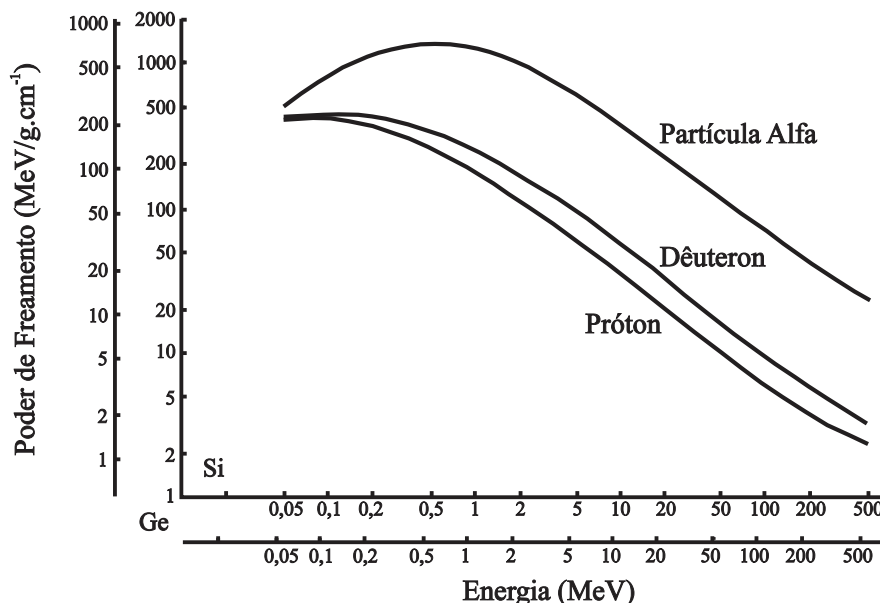


Figura 3.12 - Variação do *stopping power* com a energia de partículas incidentes no Si e Ge.

3.5.3. Poder de freamento de colisão e de radiação

Desprezando-se as perdas devido às reações nucleares, existem dois componentes principais: um devido a perdas por colisões e outro devido a radiação de freamento, ou seja,

$$S = \left(\frac{dE}{dx}\right)_C + \left(\frac{dE}{dx}\right)_R \quad \text{com} \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_R / \left(\frac{dE}{dx}\right)_C \approx \frac{E(\text{MeV}) \cdot Z}{700}$$

O primeiro termo é denominado *poder de freamento de colisão* e o segundo *poder de freamento de radiação*. A importância dessa separação é que a energia perdida por colisão é normalmente absorvida próxima à trajetória, enquanto que a energia perdida por radiação é utilizada para criar fótons que podem interagir a distâncias grandes em relação ao ponto em que foram gerados e, portanto, a energia é dissipada longe do ponto da interação primária.

3.5.4. Poder de freamento restrito ou LET

Para se obter o valor da energia depositada nas imediações da trajetória de uma partícula carregada, é importante descontar as perdas que ocorrem longe dela. Elétrons podem gerar, na interação, fótons de freamento que tem chance de serem absorvidos longe da trajetória da partícula incidente. Por exemplo, um fóton de 50 keV pode atravessar até 1 cm de tecido humano, antes de ser absorvido. Da mesma forma, elétrons de alta energia, denominados de *raios δ* , gerados em colisões com alta transferência de energia podem dissipar sua energia longe do local da interação.

Por isso, é necessário estabelecer limites para a contabilização da energia transferida no entorno da trajetória da partícula, inclusive o valor da sua energia cinética final de corte. *O poder de freamento, assim considerado, é denominado de Poder de freamento restrito (restricted stopping power), que recebe a denominação de Transferência Linear de Energia (LET = Linear Energy Transfer).* (ver figura 4.7).

3.5.5. Alcance de partículas carregadas em um material (“range”)

Com as constantes colisões e eventual emissão de radiação de freamento, *as partículas carregadas penetram num meio material até que sua energia cinética entre em equilíbrio térmico com as partículas do meio, estabelecendo um alcance R no meio absorvedor, após um percurso direto ou em zig-zag.* As partículas pesadas, como alfa e fragmentos de fissão, têm uma trajetória praticamente em linha reta dentro do material, ao contrário da dos elétrons que é quase aleatória. Para cada tipo de partícula pode-se definir um alcance, utilizando variações da definição provenientes de dificuldades experimentais em sua determinação.

3.5.5.1. Alcance médio

Utilizando-se um gráfico de representação da intensidade de feixe I após uma espessura x penetrada dentro de um material pela intensidade I_0 de incidência, em função de x , o *alcance médio* é definido como a espessura R_m , quando a razão I/I_0 cai pela metade, conforme mostra a Figura 3.12.

3.5.5.2. Alcance extrapolado

Na Figura 3.12, pode-se tomar o valor R_e obtido no eixo X como o valor para o alcance R , uma vez que a posição final da partícula não é bem definida. O valor obtido dessa forma é denominado *alcance extrapolado*.

3.5.5.3. Alcance máximo

Alcance máximo R_{max} corresponde ao maior valor penetrado dentro de um material, por uma partícula, com uma determinada energia. Este valor constitui um conceito estatístico, mas, no gráfico da Figura 3.12, corresponde ao valor assintótico da curva de I/I_0 em função da espessura x .

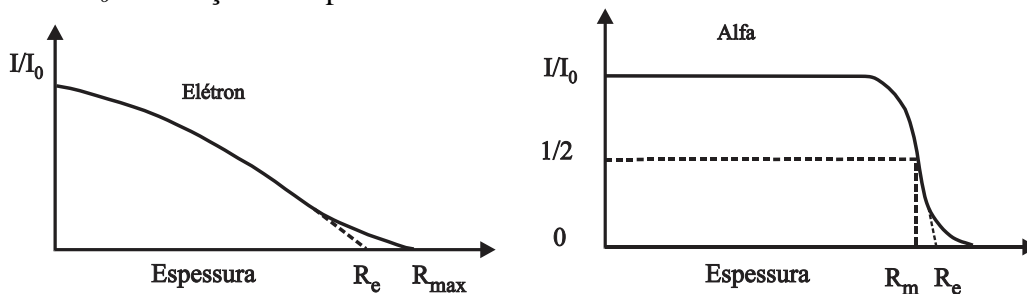


Figura 3.13 - Definição do alcance R_e e R_m para partículas alfa e elétrons.

3.6. INTERAÇÃO DE ELÉTRONS COM A MATÉRIA

Elétrons perdem energia principalmente pelas ionizações que causam no meio material e, em segunda instância, pela produção de radiação de freamento (*bremstrahlung*). Como são relativamente leves, sua trajetória é irregular, podendo ser defletidos para a direção de origem, conforme mostra a Figura 3.13.

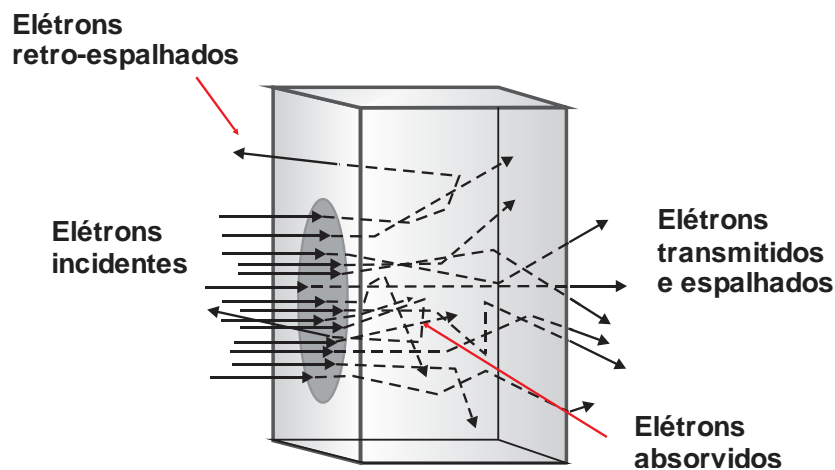


Figura 3.14 - Espalhamento de elétrons em um material.

3.6.1. Alcance para elétrons monoenergéticos

Se um feixe colimado de elétrons monoenergéticos incidir em um material absorvedor, mesmo pequenos valores de espessura de absorvedor irão levar à perda de elétrons do feixe detectado, uma vez que o espalhamento de elétrons efetivamente os removerá da direção do fluxo que atinge o detector.

Dessa forma, a representação gráfica do número de *elétrons detectado versus espessura do absorvedor* irá decrescer imediatamente desde o início, atingindo gradualmente o valor nulo para espessuras maiores do absorvedor. Os elétrons que mais penetram no absorvedor são aqueles cuja trajetória foi menos alterada com as interações.

A Figura 3.14 mostra a variação da relação entre a intensidade I_0 de um feixe de elétrons monoenergéticos incidente e a intensidade do feixe transmitido I para uma espessura de material absorvedor.

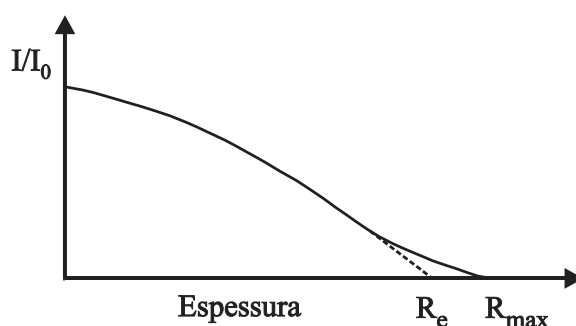


Figura 3.15 - Alcance de elétrons monoenergéticos.

O conceito de alcance é menos definido para elétrons rápidos que para partículas pesadas, uma vez que o caminho total percorrido pelos elétrons é consideravelmente maior que a distância de penetração na direção do seu movimento incidente. Normalmente o alcance para os elétrons é obtido pelo alcance extrapolado, prolongando-se a parte linear inferior da *curva de penetração versus espessura*, até interceptar o eixo das abscissas. Essa distância é suficiente para garantir que quase nenhum elétron ultrapasse a espessura do absorvedor. A Figura 3.15 mostra o alcance de elétrons em, materiais usados como detectores como o iodeto de sódio e o silício.

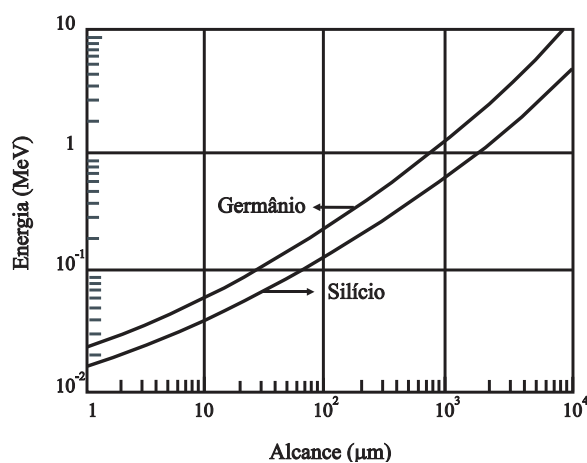


Figura 3.16 - Relação alcance x energia para elétrons absorvidos no silício e no germânio.

Quando o alcance é expresso em *distância x densidade* (densidade superficial ou espessura em massa), os seus valores, para a mesma energia do elétron, praticamente não se alteram, apesar da grande diferença entre os materiais, como mostra a figura 3.16, para o alcance de elétrons no *Si* e no *NaI*, com densidades de 3,67 e 2,33 g/cm³, respectivamente.

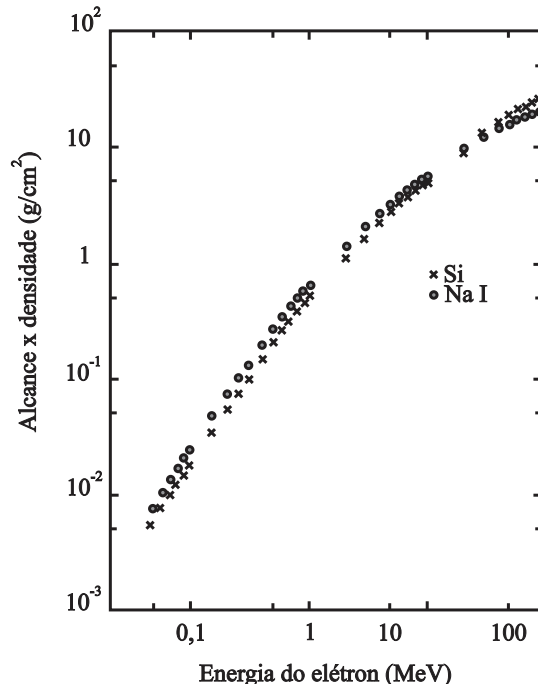


Figura 3.17 - Alcance de elétrons no silício ($\rho = 2,33 \text{ g/cm}^3$) e no iodeto de sódio ($\rho = 3,67 \text{ g/cm}^3$), materiais muito usados em detectores.

3.6.2. Atenuação das partículas beta

As partículas beta são atenuadas exponencialmente na maior parte de seu alcance num meio material, e o coeficiente de atenuação apresenta uma dependência com a energia máxima do espectro beta. A atenuação exponencial é o resultado de uma complexa combinação do espectro contínuo em energia da radiação beta, com a atenuação isolada de cada elétron. A determinação da atenuação da radiação beta por um absorvedor conhecido serve como modo preliminar de determinação de sua energia máxima.

Algumas vezes é definido um coeficiente de absorção η dado por:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\eta \cdot x}$$

onde I_0 é a taxa de contagem sem o absorvedor, I é a taxa de contagem com o absorvedor e x é a espessura do absorvedor (em g/cm²).

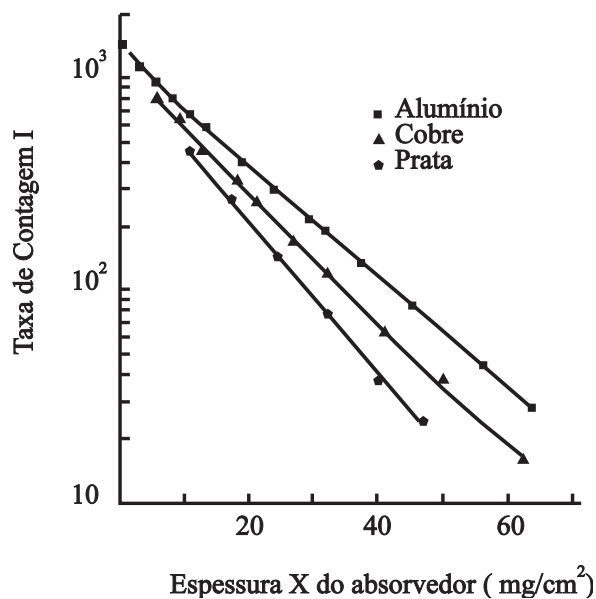


Figura 3.18 - Atenuação de partículas beta no alumínio, no cobre e na prata.

3.6.3. Alcance das partículas beta

Apesar das partículas beta não possuírem um alcance preciso, existem várias relações semi-empíricas para determinação do alcance em função da energia, tais como:

$$\begin{array}{lll}
 R = 0,542 \cdot E - 0,133 \quad (\text{g/cm}^2) & \text{para} & E > 0,8 \text{ MeV} \\
 R = 0,407 \cdot E^{1,38} \quad (\text{g/cm}^2) & \text{para} & 0,15 < E < 0,8 \text{ MeV} \\
 R = 0,530 \cdot E - 0,106 \quad (\text{g/cm}^2) & \text{para} & 1 < E < 20 \text{ MeV}
 \end{array}$$

Na Figura 3.18 são apresentados valores do alcance de elétrons em diversos meios materiais. Na Figura 3.19 são apresentadas as perdas de energia por colisão e por radiação para elétrons no ar, na água e em grafite.

É bom salientar que estas expressões semi-empíricas para calcular o alcance das partículas podem ter fórmulas ou valores dos coeficientes diferentes em cada época e para cada autor da fórmula. Isto se deve à qualidade, quantidade e forma dos ajustes dos dados experimentais disponíveis até então.

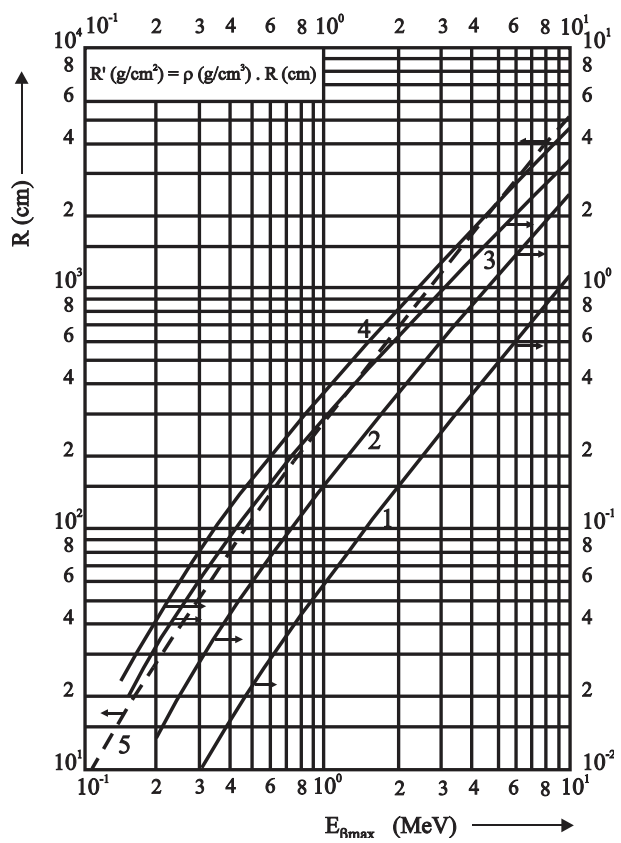


Figura 3.19 - Alcance de partículas beta em vários materiais (densidade em g/cm^3): (1) Ferro = 7,8; (2) Pirex = 2,60; (3) PVC = 1,38; (4) Plexiglass = 1,18; (5) Ar = 0,0013.

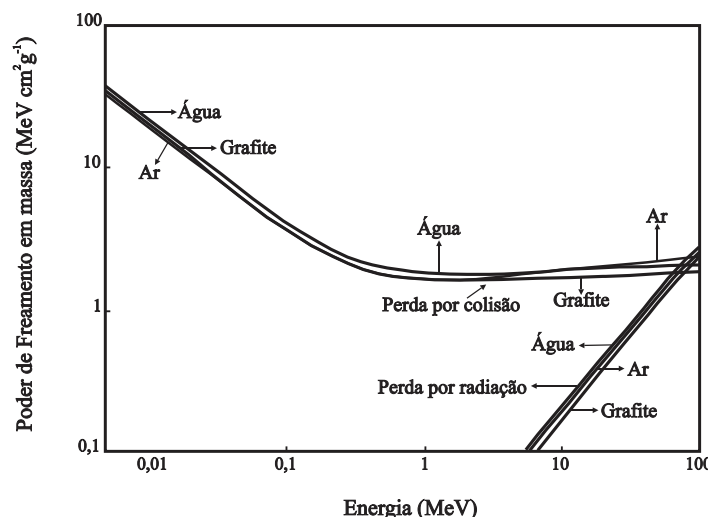


Figura 3.20 - Perda de energia de elétrons na matéria.

3.6.4. Poder de freamento para elétrons de alta energia

São apresentados na Figura 3.19 os valores de S/ρ ("mass stopping power") em função da energia de elétrons em diferentes meios absorvedores. Conforme se pode observar, os valores do poder de freamento em massa dependem pouco da densidade dos materiais.

3.6.5. Valor efetivo de (Z/A) de um material

Em muitos casos, é necessário obter o valor efetivo de (Z/A) de um material composto, utilizando valores tabelados para cada um de seus elementos químicos componentes. A maneira mais simples de se obter é por meio da média ponderada, expressa por:

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{ef} = \frac{1}{(a_1 + a_2 + a_3 + \dots)} \left(a_1 \frac{Z_1}{A_1} + a_2 \frac{Z_2}{A_2} + a_3 \frac{Z_3}{A_3} + \dots \right)$$

onde a_i é a fração, em pêso, de átomos com número atômico Z_i e massa atômica A_i .

Na Tabela 3.3 são dados valores de $(Z/A)_{ef}$ para alguns materiais.

Tabela 3.3 - Valores de $(Z/A)_{ef}$ de alguns materiais utilizados em dosimetria das radiações.

Material	Densidade ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	$(Z/A)_{ef}$
Água	1	0,557
Plástico Tecido-equivalente	1,055	0,556
Lucite	1,18	0,538

3.7. INTERAÇÃO DAS PARTÍCULAS α COM A MATÉRIA

As partículas α perdem energia basicamente por ionização, e o perfil da curva de ionização versus a distância percorrida se mantém praticamente o mesmo, nele destacando 3 regiões importantes:

- A partícula α , inicialmente com grande velocidade, interage por pouco tempo com os elétrons envoltórios dos átomos do meio e, assim, a ionização é pequena e quase constante;
- À medida que a partícula α vai perdendo velocidade, ela passa a interagir mais fortemente com os elétrons envoltórios dos átomos do meio e o poder de ionização vai aumentando até chegar a um máximo, quando captura um elétron do meio, e passa do íon $+2$ para um íon $+1$;
- A carga da partícula α caindo de $+2$ para $+1$, faz o seu poder de ionização cair rapidamente até chegar a zero, quando o íon $+1$ captura um outro elétron e se torna um átomo de hélio, neutro.

A Figura 3.20 mostra a taxa de perda de energia (poder de freamento) de partículas alfa de alguns MeV de energia inicial, em função da distância percorrida. Observa-se que a taxa de perda de energia é muito maior no final da trajetória da partícula.

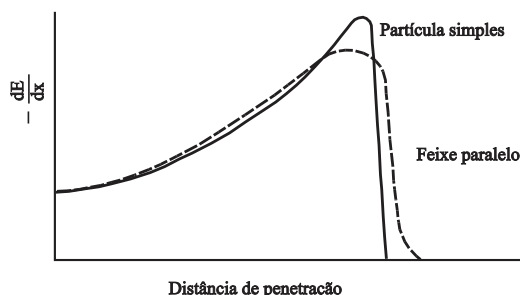


Figura 3.21 - Taxa de perda de energia de partículas alfa na interação com um meio material.

3.7.1. Alcance das partículas α

A penetração das partículas alfa é muito reduzida, incapaz de ultrapassar a espessura da pele humana. Pela Figura 3.21 pode-se avaliar o alcance no ar de partículas alfa em vários materiais, em função de sua energia. Observa-se que o alcance é menor para materiais mais densos e que aumenta com a energia da partícula. O valor do alcance no ar pode ser estimado semi-empiricamente por expressões do tipo:

$$\langle R \rangle = 0,318 \cdot E^{3/2}$$

onde $\langle R \rangle$ é o valor médio do alcance (em cm) e E é a energia da partícula alfa (em MeV).

Esta relação é válida para a faixa de energia de 3 a 7 MeV, que abrange quase a totalidade dos valores de energia das partículas alfa emitidas

Na Figura 3.21 são apresentados os valores de $R \cdot \rho$ e R para diferentes meios absorvedores.

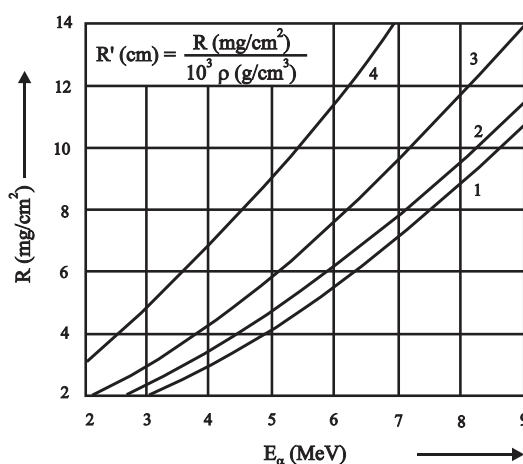


Figura 3.22 - Alcance de partículas alfa em vários materiais (densidades em g/cm^3): (1) Ar = 0,0013; (2) Tecido = 1,0; (3) Alumínio = 2,70; (4) Cobre = 8,96.

3.7.2. Alcance e atenuação das radiações no ar e no tecido humano

Conforme foi descrito, as partículas carregadas quando interagem com um material, nele penetram até transferir toda sua energia, ou seja, possuem um *alcance* (*range*), cujo valor depende da sua energia, da densidade e tipo de material. Já as

radiações eletromagnéticas, *tipo gama e X, não possuem alcance*, mas atenuação exponencial, dependente da sua energia e das características do material. A Tabela 3.4 mostra o alcance em (cm) ou o percentual de atenuação das radiações em 100 cm de Ar e 1 cm de Tecido Humano.

Tabela 3.4 - Exemplo de interação das radiações ionizantes com o Ar e Tecido humano.

Tipo de radiação	Energia (MeV)	Material de interação			
		Ar		Tecido humano	
		Alcance (cm)	Atenuação (%) X=100 cm	Alcance (cm)	Atenuação (%) X=1 cm
Alfa	5,5	4	-	0,005	-
Beta	1	300	-	0,4	-
Gama	1	-	0,8	-	6,9
Raio X	0,030	-	7,7	-	30
	0,060	-	4,2	-	17,5

3.8. INTERAÇÃO DE FRAGMENTOS DE FISSÃO COM A MATÉRIA

Fragmentos de fissão são íons de átomos de número de massa médio, com alta energia cinética e carga elevada, oriundos da fissão nuclear. Quando um núcleo de ^{235}U , absorve um nêutron térmico e fissiona, gera dois núcleos e 2 a 3 nêutrons. As massas dos núcleos gerados em uma fissão com nêutrons térmicos normalmente se distribuem em torno de dois valores bem diferentes de número de massa A , um em torno de 90 e outro de 140.

A perda de energia de um fragmento de fissão através da matéria se efetua quase que totalmente por colisão e ionização. Apesar das energias cinéticas serem elevadas, atingindo a 130 MeV, suas velocidades iniciais não são tão altas devido à sua massa. A velocidade de um fragmento leve corresponde mais ou menos a de uma partícula alfa de 4 MeV.

Devido a alta carga iônica, a ionização específica é elevada, mas devido a sua baixa velocidade, a ionização decresce ao longo da trajetória, o que não ocorre com as partículas alfa ou com os prótons. Isso é consequência do decréscimo contínuo da carga iônica do fragmento, que pode iniciar com $+17e$, ao capturar elétrons do meio material.

No processo de fissão, a energia cinética dos fragmentos apresenta valores distribuídos entre 40 MeV e 130 MeV, com dois picos proeminentes centrados em 68,1 MeV e 99,23 MeV para o ^{235}U e 72,86 MeV e 101,26 MeV para o ^{239}Pu correspondentes, respectivamente, aos valores médios das energias cinéticas dos fragmentos pesado e leve do núcleo fissionado.

Quando a velocidade dos fragmentos de fissão, num meio material, se aproxima de $2 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$, a perda média de energia por unidade de trajetória novamente aumenta, ao contrário do comportamento de $-dE/dx$ da partícula alfa. Esse aumento está associado a um novo mecanismo de perda de energia, que são as colisões com os núcleos

atômicos. Tais colisões são mais prováveis para valores menores da energia do fragmento e valores maiores de sua carga.

3.8.1. Alcance de fragmentos de fissão

A trajetória dos fragmentos num meio material é linear, sofrendo distorções somente no seu final devido às colisões com núcleos, que são a causa básica da sua difusão. O alcance de um fragmento leve é maior do que o de um pesado devido à maior energia cinética média e menor carga iônica.

O alcance do fragmento leve, de massa média, no ar é cerca de 2,2 cm. Dentro do próprio material, o fragmento leve (médio) tem um alcance de 11,3 mg.cm⁻², e o fragmento pesado (médio) da ordem de 9 mg.cm⁻², correspondente a cerca de 0,006 mm e 0,0047 mm, respectivamente.

3.9. TEMPO DE PERCURSO

O tempo requerido para uma partícula carregada “parar” num meio absorvedor pode ser obtido do alcance e da velocidade média, usando

$$\langle t \rangle = \frac{R}{\langle v \rangle} = \frac{R}{Kv} \sqrt{\frac{mc^2}{2E}} \cong 1,2 \cdot 10^{-7} R \sqrt{\frac{m_A}{E}}$$

onde R é o alcance (em m), v é a velocidade inicial da partícula (em m.s⁻¹), K é a constante de proporcionalidade (= 0,5 ou 0,6), m_A é a massa da partícula em unidade de massa atômica e E é a energia da partícula incidente (em MeV).

3.10. PROCESSOS INTEGRADOS DE INTERAÇÃO: DISSIPACÃO DE ENERGIA

Quando uma radiação muito energética interage com a matéria, ela desencadeia um número grande de processos que envolvem a transferência de energia para outras partículas assim como a criação de outros tipos de partículas que, por sua vez, também vão interagir com a matéria.

Dessa forma, um fóton muito energético pode dar origem a um par elétron-pósitron, que pode gerar raios X de freamento, e assim por diante. A Figura 3.22 procura esquematizar a descrição desses processos. A energia é finalmente dissipada sob a forma de calor e de alterações no estado de ligação da matéria.

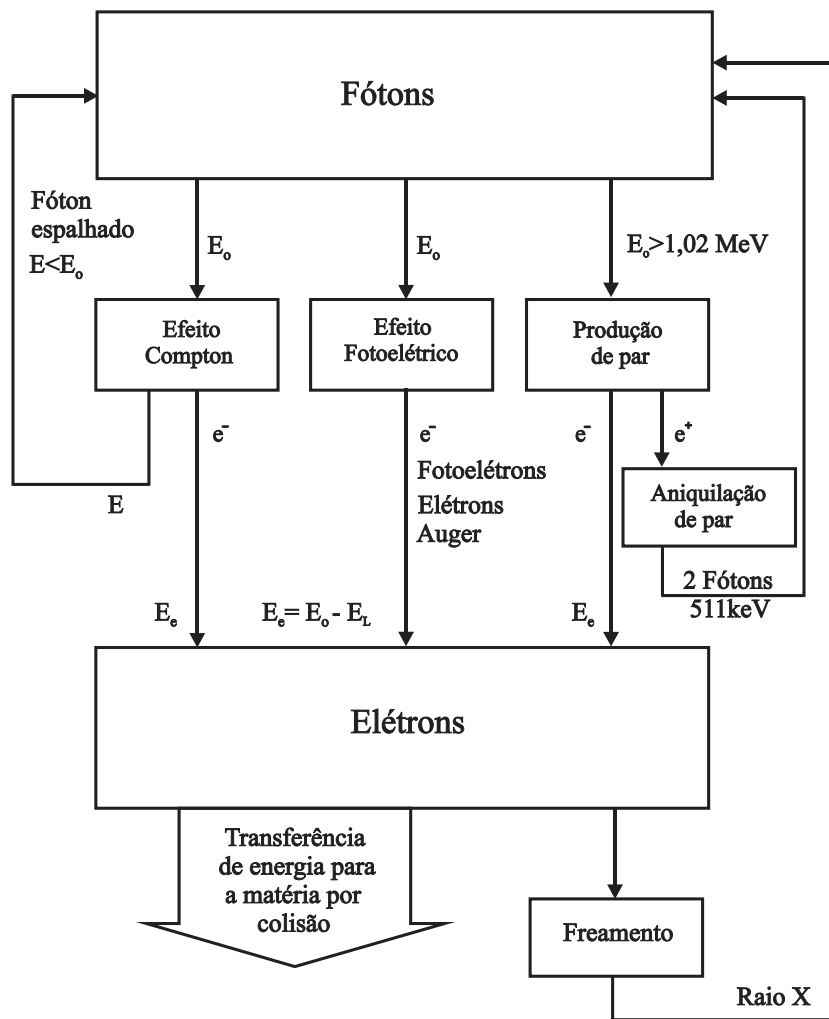


Figura 3.23 - Processos integrados de interação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Attix, Roesch, Tochilin, *Radiation Dosimetry*, Vol. I, Academic Press, 1966.

www.physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ em Summary, Table 3 e Table 4.

K.C. Chung, *Introdução à Física Nuclear*, Ed. UERJ, Rio de Janeiro, RJ, 2001.

Samuel Glasstone and Alexander Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*, D.Van Nostrand Company, Inc., Princeton, New Jersey, USA, 1962.

G. Robert Keepin, *Physics of Nuclear Kinetics*, Addison Wesley Publishing Company Inc., Massachusetts, USA, 1965.