

DOSIMETRIA DAS RADIAÇÕES IONIZANTES

1. INTRODUÇÃO

A palavra *dosimetria* é por si só tão explícita quanto é amplo o significado do termo dose. Do cotidiano, *dose*, tanto pode ser uma quantidade de gotas de um medicamento, como o de volume de uma determinada bebida.

No campo de aplicação da Física Nuclear, a palavra dose assume uma importância muito grande, porque aparece sempre, ou quase sempre, associada à radiação ionizante que como sabemos, tanto pode beneficiar como prejudicar quem a ela se expõe.

Através de inúmeras experiências, nem todas desejáveis, os pesquisadores foram adquirindo conhecimentos capazes de garantir que a radiação ionizante a par dos incontáveis benefícios que propicia, é indubitavelmente perigosa e capaz de produzir no irradiado efeitos deletérios de natureza somática e genética, irreversíveis. A relevância de tais fatos, e o emprego constante e imprescindível das radiações, nos mais variados campos da atividade humana, assim como a necessidade de técnicas aprimoradas de medida e proteção, originaram um novo ramo das ciências nucleares, de grande versatilidade, com características específicas e que foi denominada DOSIMETRIA DAS RADIAÇÕES. Quer no tocante ao emprego de fontes internas, como na medicina, quer no tocante ao emprego de fontes externas, como na própria medicina, na indústria, agricultura, etc..., o objetivo da DOSIMETRIA DAS RADIAÇÕES é a determinação da taxa de exposição ou seja, do "dose-rate" da radiação considerada num ponto específico de um meio, seja ele vivo ou não. Dessa taxa de exposição, originar-se-á a dose de exposição, a dose de absorção a até o efeito por ela produzido no meio. Tais determinações exigem um certo número de fatores e parâmetros que se originam no processo aleatório das desintegrações nucleares e envolve, além de conhecimentos biológicos e geométricos, outros, tais como espectros de energia, esquemas de desintegração, blindagem, atenuação, detecção, etc...

Neste trabalho, somente apresentaremos as noções fundamentais e mais importantes da dosimetria para aqueles que se propõe ingressar no campo da PROTEÇÃO RADIOLÓGICA, na área industrial.

Para iniciarmos a DOSIMETRIA DAS RADIAÇÕES, nada mais oportuno do que mostrarmos como são produzidos os radioisótopos num reator.

2. UNIDADES RADIOMÉTRICAS

Atualmente convivem dois sistemas de unidades radiométricas. Ambos são baseados, em resoluções da Comissão Internacional para Medidas e Unidades de Radiação (ICRU - International Commission on Radiation Units and Measurements), o atual com base no relatório de 1980 que usa unidades do sistema internacional (SI) e o chamado convencional que foi estabelecido em relatório de 1971 [3].

2.1 EXPOSIÇÃO

Exposição é definida como sendo a quantidade de radiação X ou gama tal que, a emissão corpuscular ela associada, em um cm^3 de ar, produz no mesmo, íons

transportando uma u.e.s (unidade eletrostática de carga) de cada sinal, nas condições normais de temperatura e pressão (CNTP = 0°C e 760 mmHg).

$$\text{EXPOSIÇÃO (X)} = \Delta Q / \Delta m$$

Enfim: a exposição (X) é o quociente $\Delta Q / \Delta m$, onde ΔQ é a soma de todas as cargas elétricas em todos os íons de um único sinal produzido no ar, quando todos os elétrons (negativos ou positivos) liberados pelos fótons em um volume elementar de ar, cuja massa é Δm , são completamente parados no ar.

A unidade especial de exposição é o Roentgen, com símbolo R, sendo que no sistema convencional é:

$$1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^4 \text{ Coulombs/Kg de ar.}$$

2.2 TAXA DE EXPOSIÇÃO

A **Taxa de Exposição** é dada pela quantidade de cargas por unidade de massa de ar sendo gerada por unidade de tempo, ou seja

$$\text{Taxa de Exposição} = dX/dt$$

Unidades: R/s, mR/hora, etc.

2.3 ENERGIA DEPOSITADA

Considerando-se um elemento de volume ΔV contendo uma massa Δm , a energia depositada será no elemento de volume:

$$\Delta E_D = E_{in} - E_{out} + Q$$

onde,

E_{in} = soma das energias totais de todas as partículas entrando em ΔV

E_{out} = soma das energias totais de todas as partículas saindo em ΔV

Q = energia gerada em ΔV (reações nucleares)

Note-se que uma reação nuclear endotérmica reduz a energia depositada no meio, ou seja, equivale a dizer que é uma energia não disponível para causar danos biológicos.

2.4 DOSE ABSORVIDA

A energia depositada ΔE_D na quantidade de massa Δm é definida como dose absorvida, D.

$$D = \Delta E_D / \Delta m$$

Unidade no sistema convencional: Rad = 0,01 J/Kg = 100 erg/g

No sistema internacional SI: Gy = Gray = 1 J/Kg = 100 Rad

2.5 TAXA DE DOSE ABSORVIDA

A taxa de dose absorvida é definida como a quantidade de energia depositada por unidade de massa por unidade de tempo.

$$dD/dt = D^{\circ} = (\Delta E_D / \Delta m) / \Delta t$$

A taxa de dose é medida, no sistema internacional, em Gy/s, mGy/hr, etc.. No sistema convencional, de modo análogo, rad/s, mrad/hr, etc.

2.6 EFETIVIDADE BIOLÓGICA RELATIVA (RBE - “Relative Biological Effectiveness”)

Se os danos biológicos causados pela radiação dependessem somente da energia depositada esta seria uma medida dos danos. Acontece que a forma de deposição é importante. Para uma mesma quantidade total de energia depositada, são maiores os danos causados por radiações de alto LET (linear energy transfer, coeficiente de transferência de energia por unidade de comprimento), do que aqueles causados por radiação de baixo LET.

Diz-se que há um “fator de qualidade” associado à radiação. O fato dos danos biológicos terem uma dependência de seu LET, é expresso pela RBE (relative biological effectiveness) associada a cada tipo de radiação e energia. A RBE é um parâmetro específico para cada tipo de radiação, energia e efeito de interesse, a sua medida é feita em laboratório especializado.

2.7 DOSE EQUIVALENTE

Para fins de proteção radiológica deve-se levar em conta que diferentes tipos de radiação, qualidade espectral (distribuição em energia), distribuição espacial da dose no tecido irradiado, taxa de dose e tipo de exposição (aguda ou crônica), produzem diferentes efeitos biológicos.

Assim, uma mesma dose absorvida (rads), de diferentes tipos de radiação, pode produzir diferentes efeitos biológicos. Logo, para obter uma quantidade que expressasse, em uma escala comum, o dano de radiação em uma pessoa exposta, o ICRU e o ICRP introduziram o conceito de dose equivalente.

A dose equivalente é, assim, numericamente igual à dose em RAD multiplicada pelos fatores modificadores apropriados.

$$H = DE \text{ (REM)} = D \text{ (RAD)} \cdot (QF) \cdot (DF)_1 \cdot (DF)_2 \cdot \dots$$

Onde: QF – fator de qualidade

DF₁, DF₂,... fatores de distribuição.

A unidade de dose equivalente é o Sievert ou o REM (Roentgen – equivalent – man), dependendo do sistema empregado, sendo:

Sistema Internacional - Sv = **Sievert** = Gray x fator de qualidade.

Sistema Convencional - **REM** = Rad Equivalent Men

O fator de conversão entre as unidades é 1Sv=100REM.

Os fatores de distribuição são usados para modificar a dose equivalente, sem alterar seu conceito.

2.8 DOSE EQUIVALENTE EFETIVA

A dose equivalente efetiva é uma grandeza expressa por:

$$H_E = \sum_T \omega_T \cdot H_T$$

onde ω_T = fator de ponderação para o tecido ou órgão T;

H_T = dose equivalente média no tecido ou órgão T.

3. ATIVAÇÃO

Chamamos de ativação ao processo através do qual é possível obter uma determinada espécie radioativa. Para ativar um dado nuclídeo, é ele colocado na direção de um feixe de nêutrons, no qual existem nêutrons de todas as velocidades. O tempo de interação é geralmente muito grande, variando em função de alguns parâmetros desejados, assim mesmo, nem sempre o isótopo obtido é radioativo. Na ativação, a seção eficaz de absorção é importante e aumenta à medida que diminui a velocidade do nêutron; portanto tal seção é inversamente proporcional à velocidade do nêutron.

$$\sigma_a \propto \frac{1}{v}$$

Para nêutrons térmicos (nêutrons de baixa energia: 0,025 MeV num moderador à 20°C):

$$\sigma_{a_0} \propto \frac{1}{v_0}$$

logo,

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_{a_0}} = \frac{\frac{1}{v}}{\frac{1}{v_0}} = \frac{v_0}{v} \Rightarrow \sigma_a = \frac{v_0}{v} \cdot \sigma_{a_0}$$

onde σ_{a_0} é a seção térmica de absorção.

Supondo um feixe de nêutrons bombardeando uma amostra; cada nêutron absorvido produz um novo isótopo e o número de isótopos produzidos na unidade de tempo é proporcional ao fluxo de nêutrons, à seção eficaz e à densidade de átomos da amostra, logo:

$$\frac{dN_a}{dt} = n(v) \cdot v \cdot N \cdot \sigma_a$$

onde $n(v) \cdot v$ é o fluxo de nêutrons (ϕ).

Se nos interessar somente isótopos produzidos por nêutrons térmicos, devemos substituir σ_a por σ_{a_0} . Desse modo,

$$\frac{dN_a}{dt} = n(v) \cdot v \cdot N \cdot \frac{v_0}{v} \sigma_{a_0}$$

logo,

$$dN_a = n(v) \cdot v_0 \cdot N \cdot \sigma_{a_0} \cdot dt$$

que é o número de isótopos produzidos no intervalo de tempo dt .

Suponhamos que os isótopos obtidos sejam radioativos; se dN_a é o número de tais átomos produzidos em dt e se λ é sua constante de desintegração, vem:

$$dN_a = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}.dt - \lambda.N_a dt$$

$$\frac{dN_a}{dt} + \lambda.N_a = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}$$

$$\frac{dN_a}{dt}.e^{\lambda.t} + \lambda.N_a.e^{\lambda.t} = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}.e^{\lambda.t}$$

$$\frac{d}{dt}(N_a.e^{\lambda.t}) = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}.e^{\lambda.t}$$

$$d(N_a.e^{\lambda.t}) = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}.e^{\lambda.t} dt$$

$$N_a.e^{\lambda.t} = \frac{n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}.e^{\lambda.t}}{\lambda} + C$$

para $t=0 \rightarrow N_a=0 \quad \therefore C = -\frac{n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}}{\lambda}$

$$N_a.e^{\lambda.t} = \frac{n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}}{\lambda} \cdot (e^{\lambda.t} - 1)$$

$$N_a = \frac{n(v).v_0.N.\sigma_{a_0}}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda.t})$$

$$\lambda.N_a = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0} \cdot (1 - e^{-\lambda.t})$$

que representa a atividade da amostra irradiada durante o tempo t chamado de “tempo de irradiação”, por um feixe de nêutrons (todos) térmicos, logo:

$$A_a = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0} \cdot (1 - e^{-\lambda.t}) \quad (1)$$

A partir do instante t se conta na prática um intervalo de tempo θ (onde não há irradiação da amostra); logo a atividade “retirada” é:

$$A_r = A_a.e^{-\lambda.\theta}$$

$$A_r = n(v).v_0.N.\sigma_{a_0} \cdot (1 - e^{-\lambda.t}) \cdot e^{-\lambda.\theta} \quad (2)$$

O intervalo de tempo θ se denomina “tempo de espera” e constitui o intervalo de tempo compreendido entre o instante em que se cessa a irradiação e inicia a contagem. Esse tempo é necessário para “esfriar” o reator.

A expressão (1) nos leva à curva da figura abaixo, na qual verificamos que para $t=0$, resulta $A_a=0$, e para t muito grande ($t \rightarrow \infty$), resulta $A_a = n(v) \cdot v_0 \cdot N \cdot \sigma_{a_0}$; nesse ponto a curva se torna paralela ao eixo dos tempos (assintótica ao eixo dos tempos no ponto $A_a = A_\infty$). Esse valor de $A_a = A_\infty$ recebe o nome de “atividade de saturação” e significa que podemos interromper a irradiação, já que todos os átomos da amostra irradiada se tornaram radioativos, ou se transformaram, por indução de nêutrons, nos átomos radioativos esperados.

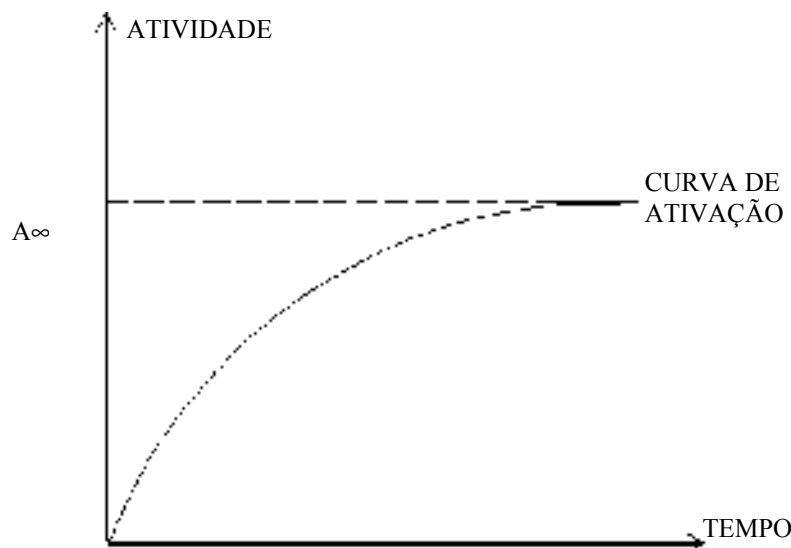


Figura 1

Por outro lado, durante a ativação, ocorre simultaneamente o decaimento dos átomos radioativos produzidos, conforme mostramos na figura seguinte:

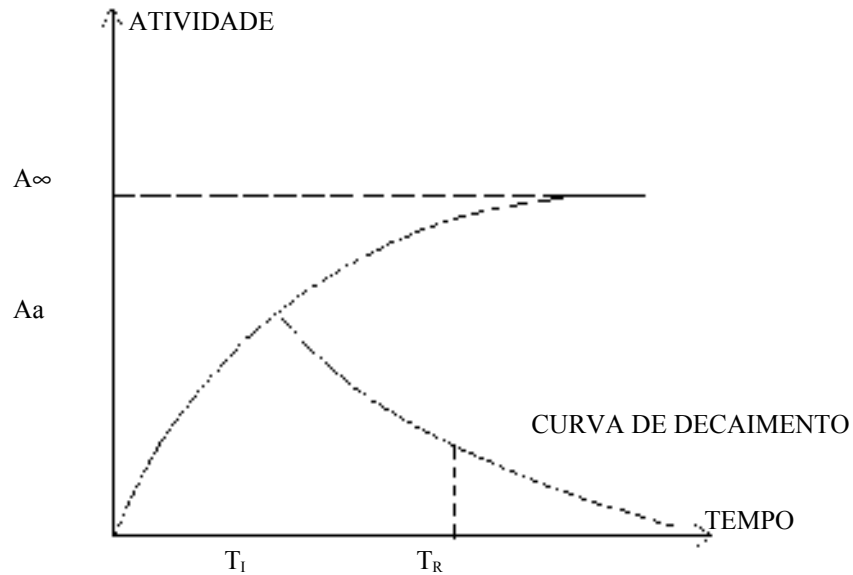


Figura 2:

Nela temos A_a , a atividade da amostra irradiada até o instante T_i que é o “tempo de irradiação”. Admitindo que essa amostra tenha sido retirada no instante T_R , sua atividade será:

$$A_r = A_a \cdot e^{-\lambda \cdot (T_R - T_i)} = A_a \cdot e^{-\lambda \cdot \theta}$$

que é idêntica a expressão (2) e na qual θ é o chamado “tempo de espera”, conforme já vimos.

4. ATIVIDADE ESPECÍFICA

No emprego de radioisótopos, eles podem se apresentar sob dois aspectos diferentes, como substância ou composto marcado, ou como o próprio elemento radioativo. No primeiro caso, dizemos que apenas um ou mais átomos (ou moléculas) da substância traçadora é que é radioativa; o restante é denominado carreador. No segundo caso, toda a amostra é radioativa; portanto, a substância é livre do carreador, ou é “carrier-free”. Em qualquer dos dois casos, definimos a atividade específica da amostra como sendo a razão entre a atividade e sua massa total. Chamado de A a atividade e m a massa, teremos:

$$\bar{A} = \frac{A}{m}$$

Sabemos que a atividade é dada por λN ; vamos imaginá-la igual a 1 Ci de uma espécie ${}^A_Z X$. Se $\lambda N = 1$ Ci, então:

$$\lambda N = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ desint/s} = 319680 \cdot 10^{10} \text{ desint/dia}$$

logo o número de átomos desintegrados por dia pelo elemento da constante de desintegração λ é :

$$N = \frac{3,7.8400.10^{10}}{\lambda}$$

onde λ é dado em 1/dia e, conseqüentemente

$$N = \frac{3,7.8400.10^{10}}{0,693}.T$$

onde T é a meia-vida em dias.

O número de átomos que corresponde a uma massa m é dado por:

$$m = \frac{AN}{6,023.10^{23}} \therefore N = \frac{6,023.10^{23}.m}{A}$$

portanto:

$$\frac{6,023.10^{23}.m}{A} = 3,7. \frac{86400.10^{10}}{0,693}.T$$

$$m(g) = \frac{3,7.86400}{0,693.6,023.10^{13}}.A.T$$

mas, sendo $\bar{A} = 1 \text{ Ci/m}$, teremos:

$$\bar{A} = \frac{0,693.6,023.10^{13}}{3,7.86400} \cdot \frac{1}{A.T}$$

ou finalmente:

$$\bar{A} = 1,31.10^8 \cdot \frac{1}{A.T} \cdot \frac{\text{Ci}}{\text{g}}$$

sendo A o número de massa da espécie nuclear considerada.

Para medirmos a taxa de exposição de uma fonte gama, como fonte externa, precisamos conhecer, além de sua atividade específica:

- Forma geométrica da fonte;
- Espectro de emissão da fonte;
- Distância e geometria da medida.

Além dessa classificação, necessitamos separar as fontes gama, segundo o aspecto da auto-absorção, em três categorias:

1. Fontes sem auto-absorção (caso ideal);
2. Fontes com auto-absorção;
3. Fontes com múltipla dispersão.

5. FONTES SEM AUTO-ABSORÇÃO

Obviamente, quando nos referimos a uma fonte na condição acima estabelecida, pretendemos imaginar o caso ideal de uma fonte puntiforme, pois, em caso contrário, quando muito, poderíamos aceitar a idéia de uma auto-absorção indetectável.

Por hipótese, admitiremos como puntiforme a fonte cujas dimensões possam ser consideradas desprezíveis em relação à distância entre ela e o detector. A primeira dificuldade matemática desse capítulo surge na pretensão de se deduzir uma equação para o “dose-rate” de uma fonte puntual. Embora tal não seja possível, a referida equação existe, tendo sido fruto da observação, e se constitui na lei fundamental da dosimetria denominada “lei do inverso do quadrado das distâncias”. Seu enunciado é: a “taxa de exposição” de uma fonte gama puntiforme num dado ponto é diretamente proporcional à atividade da fonte e inversamente proporcional ao quadrado da distância entre a fonte e o ponto considerado”. Matematicamente, podemos escrever:

$$\dot{X} \propto \frac{A}{d^2}$$

ou explicitamente:

$$\dot{X} \propto \frac{\Gamma \cdot A}{d^2}$$

O coeficiente Γ é uma constante característica de cada emissor gama; seu valor é encontrado em tabelas, embora possa ser determinado experimental e matematicamente. seu nome é “fator característico da emissão gama da fonte”, ou simplesmente “fator gama”. Quando A é dado em mCi e d em cm, o valor de \dot{X} é determinado em R/h, desde que seja dado em R/h.mCi à 1 cm. Observa-se pela expressão acima, que o fator gama representa o “dose-rate” de uma fonte puntiforme de 1 mCi de atividade, num ponto à distância de 1 cm da fonte, isto é,

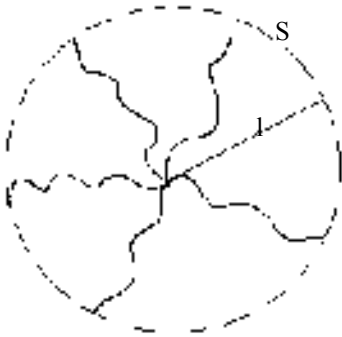
$$\Gamma = \dot{X} \cdot \frac{R}{h \cdot mCi} \text{ à } 1 \text{ cm.}$$

Considerando as novas unidades de \dot{X} (C/Kg.h) e A (Bq), Γ passa a ser medido em C.m²/Kg.h.Bq.

Observação: Se a distância d for muito grande em relação à maior dimensão da fonte, a lei do quadrado das distâncias pode ser aplicada, isto é, a fonte, qualquer que seja a sua forma, pode ser considerada puntiforme.

6. DETERMINAÇÃO DO FATOR GAMA

Existem pelo menos dois processos para a determinação do fator Γ . O primeiro decorre da experiência; quanto ao segundo processo, de caráter teórico, baseia-se no esquema de desintegração da fonte, conforme demonstramos abaixo. Sabemos que uma fonte puntiforme emite radiação em todas as direções consideradas em torno do ponto que a representa. Ora, se o meio for homogêneo e isótropo, teremos uma simetria esférica na distribuição das radiações.



Imaginamos uma fonte nas condições a que nos referimos e que seja l a distância de uma determinada superfície esférica à fonte. Sua área será:

$$S = 4\pi l^2.$$

Admitindo a fonte emitindo fótons gama de diferentes energias, teremos que os pontos da citada superfície estarão expostos às radiações de comprimentos de onda diferentes.

O "dose-rate" nesses pontos, devido à fonte, será obtido pela expressão:

$$\dot{X} = \frac{A}{4\pi l^2} \sum \frac{N_E}{P_E}$$

para A em curies e l em centímetros.

Nessa expressão N_E representa o número de fótons por desintegração de energia E e P_E o fluxo de fótons por Roentgen de exposição para a energia E . O valor desse último é tabelado ou obtido através da curva de variação do fluxo de fótons por Roentgen, em função da energia da radiação que se encontra no apêndice .

Sendo:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ desint/s} = 3,7 \cdot 3,6 \cdot 10^{13} \text{ desint/h},$$

teremos que:

$$A \text{ Ci} = 3,7 \cdot 3,6 \cdot 10^{13} \cdot A \text{ desint/h}$$

Portanto:

$$\dot{X} = \frac{3,7 \cdot 3,6 \cdot 10^{13}}{4 \cdot 3,14} \cdot \frac{A}{l^2} \cdot \sum \frac{N_E}{P_E}$$

$$\dot{X} = 1,06 \cdot 10^{13} \cdot \frac{A}{l^2} \cdot \sum \frac{N_E}{P_E}$$

Para uma fonte puntiforme, $\dot{X} = \Gamma \cdot \frac{A}{l^2}$ e supondo $A = 1 \text{ Ci}$ e $l = 1 \text{ cm}$, resulta:

$$\dot{X} = \Gamma = 1,06 \cdot 10^{13} \cdot \frac{N_E}{P_E} \text{ em R/h.Ci à } 1 \text{ cm.}$$

O cálculo do fator gama, a partir do esquema de desintegração, faz uso da curva representada na figura 1 do apêndice.

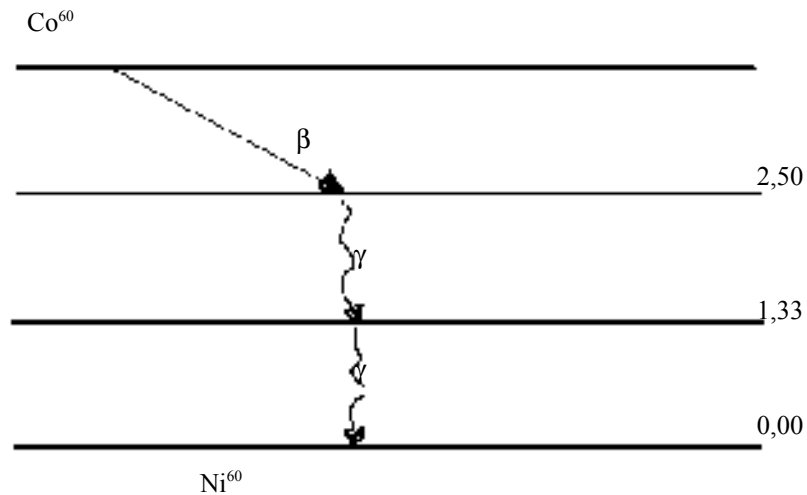
Exemplo 1:

Calcular o fator Γ do Co^{60} a partir do seu esquema de desintegração.

Sendo:

$$\Gamma = 1,06 \cdot 10^{13} \cdot \left(\frac{N_{E_1}}{P_{E_1}} + \frac{N_{E_2}}{P_{E_2}} \right),$$

e como temos dois fótons gama por desintegração, resulta $N_{E_1} = N_{E_2} = 1$ (fóton/desint).



Pela curva seguinte sabemos que $P_{E_1} = P_{1,33} = 1,50 \cdot 10^9$ fótons/cm²/R, e $P_{E_2} = P_{1,17} = 1,64 \cdot 10^9$ fótons/cm²/R, logo:

$$\Gamma = 1,06 \cdot 10^{13} \cdot \left(\frac{1}{1,50 \cdot 10^9} + \frac{1}{1,64 \cdot 10^9} \right)$$

ou

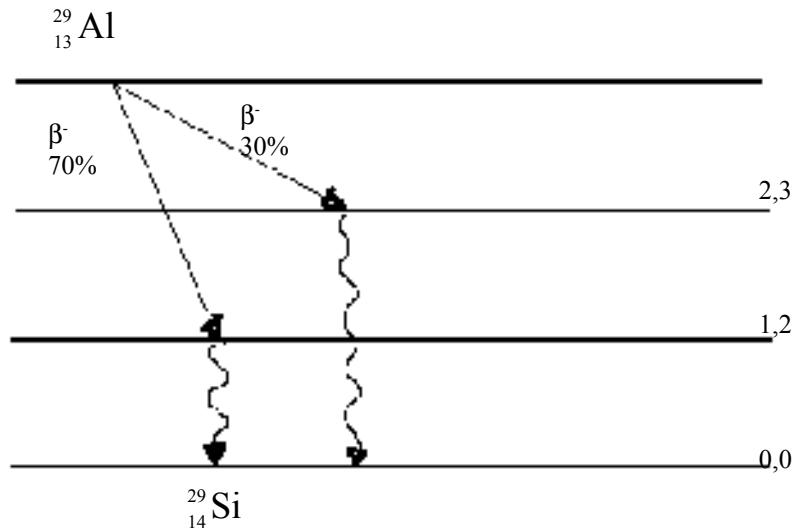
$$\Gamma = 1,35 \cdot 10^4 \frac{R}{\text{h.Ci}} \text{ à } 1 \text{ cm}$$

que ainda poderá ser dado por:

$$\Gamma = 1,35 \cdot \frac{R}{\text{h.Ci}} \text{ à } 1 \text{ m}$$

Exemplo 2:

Calcular o fator Γ do ${}^{29}_{13}\text{Al}$, a partir do seu esquema de desintegração. Neste caso:



$$N_{E1} = N_{1,20} = 0,70$$

$$N_{E2} = N_{2,30} = 0,30$$

Pela curva:

$$P_{E1} = P_{1,20} = 1,62 \cdot 10^9 \text{ fótons/cm}^3/\text{R}$$

$$P_{E2} = P_{2,30} = 1,01 \cdot 10^9 \text{ fótons/cm}^3/\text{R}$$

Substituindo, resulta:

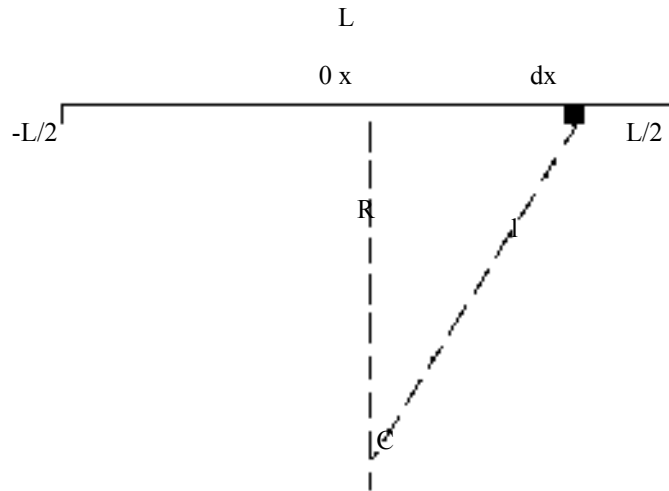
$$\Gamma = 7,8 \cdot 10^3 \frac{\text{R}}{\text{h.Ci}} \text{ à } 1 \text{ cm}$$

ou

$$\Gamma = 0,78 \cdot \frac{\text{R}}{\text{h.Ci}} \text{ à } 1 \text{ m}$$

7. CÁLCULO DA “DOSE-RATE” EM FUNÇÃO DA FORMA GEOMÉTRICA DA FONTE

1- A fonte é filiforme e de densidade radioativa constante: $q_L = A/L = \text{constante}$.
Caso: a fonte é retilínea, e o ponto irradiado situa-se na mediatriz da fonte.



Consideremos um elemento dx à distância l de C ; ele tem atividade dA e podemos escrever:

$$q_L = \frac{dA}{dx}$$

logo:

$$dA = q_L \cdot dx$$

portanto, aplicando a lei de inverso do quadrado da distância, teremos:

$$\dot{X} = \Gamma \cdot \frac{A}{l^2}$$

Mas:

$$l^2 = R^2 + x^2$$

logo:

$$d\dot{X} = \Gamma \cdot \frac{q_L \cdot dx}{R^2 + x^2}$$

ou

$$\dot{X} = \Gamma \cdot q_L \cdot \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dx}{R^2 + x^2}$$

portanto:

$$\dot{X} = \Gamma \cdot q_L \cdot \frac{1}{R} \cdot \left(\arctg \frac{x}{R} \right)_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} = \Gamma \cdot \frac{q_L}{R} \cdot \left(\arctg \frac{L}{2R} + \arctg \frac{L}{2R} \right)$$

E finalmente:

$$\dot{X} = 2\Gamma \cdot \frac{q_L}{R} \cdot \text{arctg} \frac{L}{2R} \quad (1)$$

Comprovação:

Se $R \gg L$, $L/2R \rightarrow 0$, ou $\text{arc tg } L/2R = L/2R$, ou seja:

$$\dot{X} = 2\Gamma \cdot \frac{q_L}{R} \cdot \frac{L}{2R} = \Gamma \cdot \frac{q_L \cdot L}{R^2} = \Gamma \cdot \frac{(A/L) \cdot L}{R^2} = \Gamma \cdot \frac{A}{R^2}$$

Logo $\dot{X} = \Gamma \cdot \frac{A}{R^2}$; a fonte funciona como puntiforme, o que comprova a fórmula.

De (1) vem:

$$\dot{X} = 2\Gamma \cdot \frac{A}{R \cdot L} \cdot \text{arctg} \frac{L}{2R} \quad \text{pois} \quad q_L = \frac{A}{L}$$

Se a fonte é de comprimento indefinido, teremos:

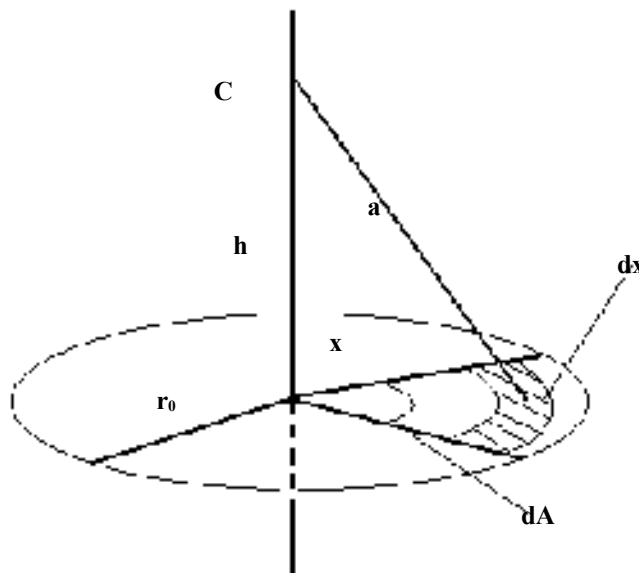
$$\dot{X} = \Gamma \cdot q_L \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{R^2 + x^2} = q_L \cdot \frac{1}{R} \cdot \text{arctg} \frac{x}{R} \Big|_{-\infty}^{\infty}$$

o que nos dá:

$$\dot{X} = \Gamma \cdot q_L \cdot \frac{1}{R} \cdot \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \right) = \pi \Gamma \cdot \frac{q_L}{R} = \pi \Gamma \cdot \frac{A}{R \cdot L}$$

2- A fonte é superficial, de densidade radioativa constante. É o caso da fonte em forma de disco de espessura desprezível.

Neste caso $q_s = A/S = \text{constante}$ (para uma meia-vida relativamente grande).



Portanto, pela figura, temos que:

$$d\dot{X} = \frac{dA}{a^2}$$

sendo:

$$a^2 = x^2 + h^2 \text{ e } dA = q_s ds ,$$

teremos:

$$\dot{X} = \Gamma \cdot q_s \iint \frac{x dx \cdot d\phi}{x^2 + h^2} = \Gamma \cdot q_s \int_0^{r_0} \left[\int_0^{2\pi} d\phi \right] \frac{x \cdot dx}{x^2 + h^2} = 2\pi \Gamma \cdot q_s \cdot \int_0^{r_0} \frac{x \cdot dx}{x^2 + h^2}$$

mas, $d(x^2 + h^2) = 2 \cdot x \cdot dx$, então:

$$\dot{X} = \pi \Gamma \cdot q_s \cdot \int_0^{r_0} \frac{d(x^2 + h^2)}{x^2 + h^2} = \pi \Gamma \cdot q_s \cdot \ln(x^2 + h^2) \Big|_0^{r_0}$$

que nos dá:

$$\dot{X} = \pi \Gamma \cdot q_s \cdot [\ln(r_0^2 + h^2) - \ln(h^2)]$$

e finalmente:

$$\dot{X} = \pi \Gamma \cdot q_s \cdot \ln\left(\frac{r_0^2 + h^2}{h^2}\right)$$

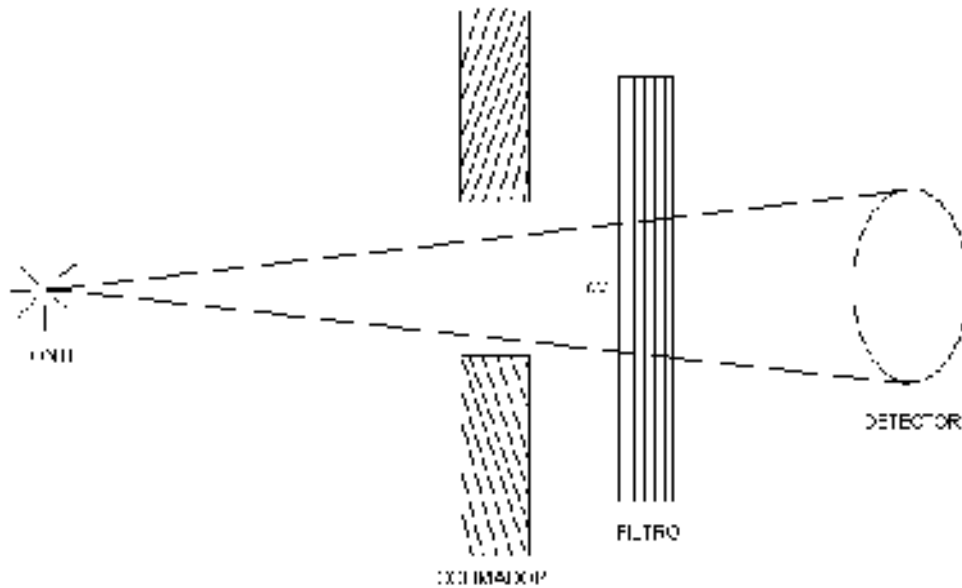
sendo $S = \pi \cdot r_0^2$, podemos ter:

$$\dot{X} = \Gamma \cdot \frac{A}{r_0^2} \cdot \ln\left(\frac{r_0^2 + h^2}{h^2}\right)$$

8. FONTES COM AUTO ABSORÇÃO

Em muitas situações experimentais, o que interessa não é a probabilidade de um fóton de raios X ou γ sofrer um determinado tipo de interação, mas sim, a atenuação de um feixe de raios X ou γ devido aos efeitos combinados de todas as interações possíveis.

Consideremos um feixe estreito de raios X incidindo sobre um detector capaz de medir sua intensidade.



Se um material absorvedor de espessura elementar dx for colocado entre o feixe e o detector, a intensidade será reduzida de uma quantidade dI devido à interação de alguns fótons com átomos do material. A fração do feixe que sofre interação fotoelétrica é dada por:

$$dI_1 = -\tau_a \cdot \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot I \cdot dx$$

onde: ρ é a densidade do material (g/cm^3)
 A é o seu número de massa
 N_0 é o número de Avogrado e
 τ_a é a seção eficaz por átomo absorvedor.

A fração $\frac{\rho \cdot N_0}{A}$ representa o número de átomos/ cm^3 do meio absorvedor.

Do mesmo modo, a redução do feixe devido à interação Compton é dada por:

$$dI_2 = -\sigma_a \cdot \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot I \cdot dx$$

onde: σ_a é denominada seção eficaz Compton total, porque na interação Compton toda a energia do fóton é removida do feixe, sendo parte na energia cinética do elétron Compton e a outra no fóton espalhado que escapa do feixe estreito e se perde no detector.

Finalmente, a redução devido à produção de par é dada por:

$$dI_3 = -k_a \cdot \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot I \cdot dx$$

Ora, a redução total de intensidade do feixe estreito é, portanto:

$$dI = dI_1 + dI_2 + dI_3$$

ou seja,

$$dI = \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot (\tau_a + \sigma_a + k_a) \cdot I \cdot dx$$

Simplificando, podemos escrever:

$$dI = -\mu \cdot dx$$

onde:

$$\mu = \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot (\tau_a + \sigma_a + k_a)$$

A quantidade μ denominada coeficiente de absorção linear ou coeficiente de atenuação linear é função do material absorvedor e da energia do fóton, não dependendo nem da intensidade da radiação e nem da espessura do absorvedor.

Podemos imaginar o coeficiente μ como a soma dos coeficientes para cada tipo de interação, isto é:

$$\tau = \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot \tau_a \quad \sigma = \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot \sigma_a \quad k = \frac{\rho \cdot N_0}{A} \cdot k_a$$

chamados, respectivamente, de coeficiente de atenuação ou absorção fotoelétrica, Compton e de produção de pares.

Da expressão anterior tiramos $I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$, equação que vale somente para feixes monoenergéticos. Quando existem fótons de mais de uma energia, cada coeficiente de absorção é determinado através do levantamento do espectro de energia; aumentando a espessura do absorvedor, os componentes com maior coeficiente de absorção são removidos mais rapidamente do que os outros e, progressivamente, tornam-se importantes. Conseqüentemente, o coeficiente de absorção efetivo torna-se cada vez menor à medida que aumenta a espessura do absorvedor, isto é, o feixe vai se tornando mais “duro”.

A razão $\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_0}{A} \cdot (\tau_a + \sigma_a + k_a)$ é denominada “coeficiente de absorção de massa” e apresenta vantagem em relação ao coeficiente de absorção linear por independe da densidade do material. Nestas condições, podemos escrever que: $I = I_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho}(\rho \cdot x)}$ sendo $\rho \cdot x$ medida em mg/cm^2 .

O coeficiente de absorção de massa é particularmente útil no intervalo de energia e números nos quais o efeito Compton é a única interação significativa; nesse caso, $\frac{\mu}{\rho}$

passa a ser igual a $\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_0}{A} \cdot \sigma_a = N_0 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \sigma_e$; de fato, como $\sigma_a = Z \cdot \sigma_e$ resulta $\frac{\sigma}{\rho} = N_0 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \sigma_e$

Desde que σ_e não depende de Z e Z/A é aproximadamente igual a 0,5 para todos os materiais de baixo número atômico, μ/ρ é aproximadamente igual para todos os materiais leves, neste intervalo de energia.

Pelo que foi mencionado, poderíamos ter a impressão que todo o fóton de feixe estreito que não atinge o detector foi retido no absorvedor, porém tal não é verdade, pois alguns fótons do feixe são desviados e se constituem em fótons espalhados (espalhamento).

O coeficiente μ_a que deveria ser determinado se toda a radiação espalhada fosse detectada é denominado “coeficiente de absorção de energia” ou “coeficiente de absorção verdadeiro” e, como um coeficiente de absorção total, ele também é medido como $\mu_a = \tau_a + \sigma_a + k_a$, sendo:

$$\tau_a = \tau \cdot \left(\frac{h\nu - f\phi}{h\nu} \right)$$

onde $f\phi$ é a fração de energia de ligação ϕ do elétron ejetado que é emitida como raio X característico; para fótons de grande energia comparada com a energia de ligação da camada K, o fator entre parênteses é praticamente igual a 1 (um), razão pela qual as aplicações práticas τ_a é considerada igual a τ . O coeficiente de absorção Compton é dado por:

$$\sigma_a = \rho \cdot N_0 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \sigma_e$$

e, o de produção de pares por:

$$k_a = k \cdot \left(\frac{h\nu - 2m.c^2}{h\nu} \right)$$

onde o fator entre parênteses mede a fração da energia do fóton que aparece como energia cinética do par elétron-pósitron e que é absorvida próximo do ponto de interação. A energia $2mc^2$ reaparece como dois fótons de 0,511 MeV quando ocorre o aniquilamento do pósitron.

$\frac{\mu_a}{\rho}$ é denominado “coeficiente de absorção de massa verdadeiro” e seu valor é dado em tabelas estabelecidas em 1956 pela ICRU.

9. DOSE-RATE DEVIDO A FONTES BETA

O dose-rate da radiação beta depende:

- da atividade do emissor;
- das energias média e máxima das partículas beta;
- da configuração e dimensão da fonte;
- da composição química e densidade do meio.

Se o meio onde o radioisótopo for introduzido é um órgão do corpo, o dose-rate dependerá também da velocidade com a qual o mesmo é eliminado do corpo (dosimetria interna).

O dose-rate está relacionado intimamente com a atividade A da fonte. Nas mesmas condições, o dose-rate é diretamente proporcional a atividade.

É óbvio que a dose integral num certo meio é proporcional a energia média \bar{E}_β das partículas beta; todavia, existem outros fatores que afetam o dose-rate e que tornam impossível a obtenção teórica de uma equação, mesmo para o mais simples caso de uma fonte puntiforme.

Para uma fonte puntiforme, admite-se a expressão:

$$P(r) = k \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{4\pi r^2} \cdot J(r)$$

na qual, o mais simples valor de $J(r)$ é: $J(r) = e^{-\mu \cdot r}$, sendo μ o coeficiente de absorção, portanto:

$$P(r) = k \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{4\pi r^2} \cdot e^{-\mu \cdot r} = k \cdot I_0 \cdot e^{-\mu \cdot r}$$

$\frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{4\pi r^2} = I_0$ representa o fluxo energético médio ou intensidade da radiação através de uma superfície de área unitária, a distância r da fonte, num meio, onde não há absorção.

O fator $e^{-\mu \cdot r}$ aparece para interpretar a atenuação à distância r . Multiplicando-se I_0 por ele, obtém-se o fluxo energético num ponto, à distância considerada, levando-se em conta o meio absorvedor entre a fonte e o ponto. Para interpretarmos a constante k , convém analisá-la dimensionalmente.

$$[P(r)] = [k] \cdot [I_0] = \frac{\text{MeV}}{\text{g.s}}$$

$$\text{logo: } \frac{\text{MeV}}{\text{g.s}} = [k] \frac{\text{MeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \cdot e [k] \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

observa-se que a constante k caracteriza o meio em que está a fonte beta, e representa o coeficiente de absorção de massa μ_a que nada mais é do que o coeficiente de absorção linear μ pela densidade ρ do meio. Desse modo, podemos escrever:

$$P(r) = k \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{4\pi r^2} \cdot e^{-\mu \cdot r} = \mu_a \cdot \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{4\pi \cdot r^2} \cdot e^{-\rho \cdot r \cdot \mu_a}$$

representando $\mu_a = 0,693/\Delta$, onde μ , dado pelo produto $\rho \cdot r$, caracteriza a espessura capaz de absorver 50% das partículas emitidas pela fonte, teremos:

$$P(r) = \frac{0,693}{4\pi} \cdot \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{r^2 \cdot \Delta} \cdot e^{-\mu \cdot r} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g.s}} \right] = 3,26 \cdot \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{r^2 \cdot \Delta} \cdot e^{-\rho \cdot r} \left[\frac{\text{erg}}{\text{g.s}} \right]$$

$$P(r) = 0,0326 \cdot \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{r^2 \cdot \Delta} \cdot e^{-\rho \cdot r} \left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$$

$$P(r) = 117,5 \cdot \frac{A \cdot \bar{E}_\beta}{r^2 \cdot \Delta} \cdot e^{-\rho \cdot r} \left[\frac{\text{rad}}{\text{h}} \right]$$

os valores de Δ são tabelados em função da $\bar{E}_\beta \text{ máx} = T_0$ e de μ_a .

verificamos que a expressão acima concorda satisfatoriamente com os resultados experimentais até $r < R_\beta$, sendo R_β o alcance máximo das partículas beta no respectivo meio. Para $r > R_\beta$, na prática teremos $P(r) = 0$, portanto a equação obtida é válida apenas para $r < R_\beta$. Quanto a meia-vida da fonte, convencionamos que, se ela for superior a 20 h, a expressão obtida, é válida para a primeira hora, já que o fator de decaimento ($e^{-\lambda \cdot t}$) será 98% para $t = 1$ h, o que nos permite considerar, com erro muito pequeno, $A \sim A_0$. Para intervalo de tempo maior, é necessário corrigir a atividade da fonte beta.

MEIO INFINITO

É aquele capaz de absorver todas as partículas emitidas pela fonte. Considerando um meio homogêneo, isótropo e de massa m , no qual distribuimos uniformemente um emissor beta de atividade $A \mu\text{Ci}$.

A concentração radioativa no meio é, portanto, $C = A/m$ ($\mu\text{Ci/g}$), e o número de desintegrações que, por segundo, ocorre na sua unidade de massa é $\eta = 3,7 \cdot 10^4$ C. multiplicando η pela energia média das partículas beta que o meio infinito absorverá, teremos:

$$E_{\text{abs}} = 3,7 \cdot 10^4 C \cdot \bar{E}_\beta$$

para \bar{E}_β em MeV, resulta:

$$E_{\text{abs}} = 3,7 \cdot 10^4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} C \cdot \bar{E}_\beta \text{ [MeV]}$$

ou

$$E_{\text{abs}} = 5,9 \cdot 10^{-2} C \cdot \bar{E}_\beta \left[\frac{\text{erg}}{\text{g.s}} \right]$$

ou ainda

$$E_{\text{abs}} = 5,9 \cdot 10^{-4} C \cdot \bar{E}_\beta \left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$$

logo:

$$E_{\text{abs}} = 2,13 \cdot C \cdot \bar{E}_\beta \left[\frac{\text{rad}}{\text{h}} \right]$$

esta expressão é aplicável para a primeira hora, quando a primeira-vida do emissor beta é maior do que 20 horas. Para determinar a energia absorvida no intervalo $\Delta t \leq 1$ hora, contado a partir do instante em que a atividade da fonte é A , basta multiplicarmos E_{abs} por Δt , portanto:

$$D_\beta = E_{\text{abs}} \cdot \Delta t \quad \text{e} \quad D_\beta = 2,13 \cdot C \cdot \bar{E}_\beta \cdot \Delta t$$

Admitindo o total decaimento da fonte no meio, D_β é determinado, substituindo-se Δt pela vida média \bar{t} dos átomos do radioisótopo, logo:

$$D_\beta = 2,13 \cdot C \cdot \bar{E}_\beta \cdot \bar{t} = 2,13 \cdot 1,443 \cdot C \cdot \bar{E}_\beta \cdot \Delta t$$

ou

$$D_{\beta} = 3,07.C.\bar{E}_{\beta}.T[\text{rad}]$$

sendo T a meia-vida do emissor beta em horas.

Se considerarmos agora um intervalo $\Delta t = t - 0 = t$ maior que 1 hora, ou então $T < 20$ horas, teremos que corrigir a expressão de D_{β} , já que não podemos desprezar o decaimento radioativo. Assim sendo,

$$C = \frac{A}{m} = \frac{\text{atividade absorvida}}{m} = \frac{A_0 - A}{m} = \frac{A_0 - A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}}{m} = \frac{A_0 \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t})}{m}$$

$$C = \frac{A_0}{m} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t}) = C_0 \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t})$$

$$D_{\beta} = 2,13.C_0.\bar{E}_{\beta}.\Delta t.(1 - e^{-\lambda \cdot t})$$

onde C_0 representa a concentração do meio no instante $t=0$.

Raciocínio idêntico podemos aplicar para uma fonte alfa, logo:

$$D_{\alpha} = 2,13.C_0.E_{\alpha}.\Delta t.(1 - e^{-\lambda \cdot t})$$

TABELA 1: Valores de Δ

$E_{\beta \text{ M\AA X}}$ (KeV)	Δ (mg/cm ²)	μ_a (cm ² /mg).10 ³
150	2,7	256,0
200	3,8	182,0
300	7,0	98,0
400	11,7	59,0
500	17,5	39,0
600	24,0	29,0
700	30,0	23,0
800	37,0	18,6
1000	53,0	13,0
1200	70,0	9,9
1400	87,0	7,9
1600	107,0	6,5
1800	121,0	5,7
2000	140,0	4,9
2200	150,0	4,6
2400	168,0	4,1
2700	185,0	3,7
3000	210,0	3,3

10. PROTEÇÃO RADIOLÓGICA

Qualquer radiação destrói os tecidos, isto é, constitui um perigo em potencial. Esse perigo pode resultar de uma exposição externa ou de uma exposição dos órgãos internos. Compete ao responsável pela proteção radiológica avaliar os possíveis danos e pôr em prática os métodos de proteção e controle indicados.

Para precisar a extensão dos perigos aos quais o homem se expõe, conseqüentemente, formular as medidas de proteção, convém averiguar, antes de mais nada, se existe um limiar de exposição à radiação que não prejudique os organismos vivos.

Acredita-se que alguns dos danos somáticos sejam reversíveis, porém, os danos genéticos parecem definitivamente cumulativos e irreversíveis. Por essa razão, a tendência é admitir que não existe limiar mínimo de exposição que não cause dano, e procurar reduzir, de todos os modos possíveis, a exposição do indivíduo e da população em geral, à radiação.

Existem três princípios indicados para prevenir ou controlar a exposição pessoal às radiações. São elas:

1. Remover a fonte de radiação;
2. Ter a fonte sob controle;
3. Proteger aquele que trabalha com a fonte, considerando: tempo, distância e barreira.

Esses princípios referem-se à proteção pessoal e justificá-los é muito fácil. O primeiro deles é óbvio, embora nem sempre praticável. O segundo implica num estudo local, envolvendo trabalho, lugar e aparelhagem com finalidade de evitar concentrações perigosas. O terceiro refere-se às medidas necessárias para um levantamento periódico da exposição a que está sujeito quem com ela trabalha. É evidente que a aplicação desses princípios para a proteção radiológica, em qualquer caso específico, só deve ser feita após um exame completo das condições de trabalho, envolvendo a técnica, os meios e todos os demais aspectos.

Neste item, pretendemos expor importantes métodos de proteção radiológica, levando em conta as normas nacionais e internacionais, cujo conhecimento deve ser considerado como ponto de partida para tantos quantos pretendem ingressar no campo do manuseio de fontes de radiação ionizante.

Há sensível diferença entre o trabalho de laboratório com substâncias radioativas e substâncias inativas. Essa diferença reside essencialmente nos cuidados que devem ser tomados por quem nele trabalha.

O manuseio de fontes radioativas exige uma série de precauções que torna recomendável a existência, em cada laboratório ou serviço, de um especialista em higiene das radiações e proteção radiológica. Tratando-se de um instituto de pesquisa, hospital ou indústria, é necessário a contratação de um físico para tal função, fato comum nos países desenvolvidos. Essa proteção envolve uma série de cuidados específicos que só devem ser estabelecidos por quem conhece Física das Radiações, muito embora seja recomendável também, um conhecimento razoável de Biologia. Justifica-se essa necessidade, considerando que o conhecimento do especialista não

deve ser restrito ao tipo de radiação que a fonte emite, mas sim, prevendo o caso de inalação ou ingestão acidental, para fontes abertas (fontes não seladas), absorção dos radioisótopos pelo organismo.

Existem dois métodos de proteção contra as radiações ionizantes:

1. Manter-se afastados delas;
2. Interpor um material absorvente entre a fonte e a pessoa a que ela está exposta.

Do primeiro item, não há necessidade de explicações. Quanto ao segundo, o mesmo será abordado nos tópicos de Fundamentos de Radioproteção e em Cálculo de Blindagens.

11. EQUIPAMENTO DE MONITORAÇÃO PESSOAL

Como radiação ionizante é prejudicial ao corpo e também porque tem-se fixados limites para a exposição pessoal, necessitamos medir a quantidade de radiação ocupacional recebida por cada pessoa. Diversos aparelhos são normalmente utilizados na monitoração pessoal e cada um possui vantagens e desvantagens.

FILME DOSIMÉTRICO

São simplesmente dois filmes fotográficos dentro de um chassis embalado em um envólucro de plástico. Henry Becquerel verificou que a radiação causava escurecimento no filme. Este é o princípio utilizado no filme dosimétrico.

Diferentes tipos de filmes têm diferentes sensibilidades e respostas para a radiação. Radiação β e γ causam escurecimento no filme. A densidade do filme exposto é diretamente relacionada com a exposição da radiação recebida e assim por comparação da densidade de um filme dosimétrico modelo, é feita a determinação da exposição de radiação de uma pessoa. Recipientes dos filmes dosimétricos são geralmente providos com janela e filtros para diferenciar entre radiação β e γ .

Alguns filmes dosimétricos são planejados de tal modo que, com o uso de filme próprio, radiações de nêutrons e prótons são medidas.

As vantagens do filme dosimétrico são:

- fornecer leitura permanente de exposição;
- os recipientes são geralmente bem construídos, para que não se quebrem;
- a queda do filme não afeta a leitura da exposição;
- alguns filmes são fechados em saquinhos de alumínio, para protegê-los de ambientes úmidos.

A maior desvantagem é que não pode ter leitura direta e a pessoa não sabe a exposição recebida no momento. O filme deverá ser processado e lido; esse processo geralmente leva alguns dias. Os filmes dosimétricos são afetados por vapores químicos (amoníaco, etc.) e outros elementos externos.

Os filmes dosimétricos são usados normalmente para monitorar o corpo inteiro. Entretanto, eles são disponíveis para o uso em pulsos e dedos (tipo dosímetro pulseira e anel), para monitorar doses de extremidades.

DOSÍMETRO DE BOLSO

O dosímetro de bolso é uma câmara selada contendo determinado gás com dois eletrodos de fibra de quartzo; um deles é uma base fixa, o outro fino e móvel em relação à base.

Com a ajuda de um carregador externo, cargas positivas são induzidas nos dois eletrodos, fazendo com que o eletrodo móvel se desloque devido à repulsão coulombiana entre as cargas de mesmo sinal.

As ionizações produzidas no gás pela radiação incidente, fazem com que, as cargas induzidas inicialmente sejam reduzidas, permitindo a gradativa movimentação da fibra de quartzo à sua posição original, descarregando o eletroscópio conforme a

intensidade de ionizações produzidas, ou seja, da exposição a que o dosímetro foi submetido.

Um sistema óptico e uma escala transparente acoplado ao dosímetro, permitem acompanhar a movimentação desse eletrodo. A relação existente entre o grau de deslocamento do eletrodo e a exposição é previamente calibrada pelo fabricante.

O “zero” do dosímetro, correspondente portanto às fibras carregadas positivamente e a visualização da volta do eletrodo móvel, a sua posição original, fornece-nos a qualquer momento e sem a ajuda de outro instrumento suplementar, a exposição integrada. Esta é a sua grande vantagem sobre o demais dosímetros pessoais. Em contrapeso, o eletroscópio pode ser facilmente descarregado por outros agentes, tais como, choques mecânicos, mau isolamento, provocado por sujeiras eventuais, etc.

Tais câmaras, destinadas à monitoração individual, comumente são fabricadas de tal modo que seu fundo de escala seja de $51,6 \mu\text{C/Kg}$ (200 mR), embora existam dosímetros de maior ou menor sensibilidade $25,8 \mu\text{C/Kg}$ (100 mR), $258 \mu\text{C/Kg}$ (1R), $2,58 \text{mC/Kg}$ (10 mR).

Certos dosímetros possuem o eletroscópio e o sistema óptico em uma unidade externa, ao mesmo tempo carregadora e leitora.

A maior vantagem do dosímetro de bolso, é que o indivíduo pode por uma simples leitura na escala, saber a quantidade de radiação recebida. Entretanto, um dosímetro de bolso, tem diversas desvantagens:

- não possui leitura permanente de exposição;
- se cair ou chocar-se, pode descarregar;
- não é tão exato como o filme dosimétrico.

As vantagens e desvantagens do dosímetro de bolso e filme dosimétrico complementam-se e geralmente são utilizados em conjunto, para combinar suas vantagens.

DOSÍMETRO TERMOLUMINESCENTE

São constituídos geralmente de cristais de fluoreto de lítio ou fluoreto de cálcio, para medir a exposição de radiação. Sobre a ação de exposição da radiação. O TLD armazena energia nas camadas eletrônicas dos átomos. Sobre a ação de aquecimento do material, a energia é liberada em forma de luz visível. A quantidade de luz emitida é proporcional à quantidade de exposição da radiação. O TLD tem excelente resposta de energia sobre ampla faixa. A desvantagem do TLD é que lendo-se a dose, destrói-se a informação.