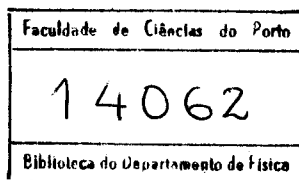


# Segurança e Radioactividade



Porto, 21 julho 2005  
Hau de Ciências

Joaquim Jorge Araújo de Sousa Mesquita



Departamento de Física  
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto  
Junho / 2005

Biblioteca  
Faculdade de Ciências  
Universidade do Porto

FC



TK9152 MESj S 2005

*Para o Diogo e para o Francisco por todas as  
brincadeiras que perdi...*

*Para a Gabriela que me ajuda sempre a  
chegar um pouco mais longe...*

## Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço à Professora Doutora Maria da Alegria Feio a forma como orientou o meu trabalho. Estou grato não só pelas inúmeras recomendações, que foi fazendo ao longo destes últimos meses, mas também pela forma como as fez, com a paciência e a simpatia que lhe são características. Tornou-se assim, num exemplo que humildemente procurarei seguir na minha vida profissional.

Em segundo lugar, agradeço aos meus alunos que, com a curiosidade e a irreverência características dos jovens, me incentivam constantemente a ser um pouco melhor.

Agradeço, também a todos os Professores que tive, no primeiro ano deste mestrado, pela forma, dedicada e profissional, como leccionaram e por me terem transmitido interesse por tão diferentes matérias. É inteiramente justa uma palavra sincera de agradecimento aos meus colegas de mestrado que, sobretudo no primeiro ano, graças à camaradagem e boa disposição que transmitiram, foram uma ajuda preciosa para ultrapassar as fases mais intensas de trabalho.

## **Resumo**

Neste trabalho aborda-se, de um ponto de vista qualitativo, a temática da Segurança e Radioactividade. Para isso, faz-se um enquadramento, prévio, de alguns conceitos da Física Nuclear.

É evidenciada a legislação portuguesa mais relevante no contexto da protecção e segurança contra radiações ionizantes.

Apresentam-se, também, resultados experimentais que fazem o enquadramento de alguns dos conceitos abordados

## **Abstract**

In this work it is approached, of a qualitative point of view, the thematic of Protection against Ionizing Radiation.

For this, a framing, previous becomes, of some concepts of the Nuclear Physics.

It is evidenced the most relevant Portuguese legislation in the context of the protection and security against ionizing radiations.

They are presented, also, experimental resulted that makes the framing of some of the boarded concepts

*“The important thing is not to stop questioning. Curiosity has its own reason for existing. One cannot help but be in awe when he contemplates the mysteries of eternity, of life, of the marvelous structure of reality. It is enough if one tries merely to comprehend a little of this mystery every day. Never lose a holy curiosity.”*

Albert Einstein

Introdução	8
1 - O Núcleo atómico	10
1.1 - Propriedades do núcleo	10
1.2 - Massa e Energia de Ligação Nuclear.	13
1.3 - Energia potencial dos nucleões	15
1.4 - Forças Nucleares.	16
2 - Modelos nucleares	19
2.1 - Modelo nuclear da gota líquida.	19
2.2 - Fórmula semi-empírica da massa.	19
2.3 - Estabilidade nuclear.	22
2.4 - Modelo de camadas	24
3 - Radioactividade	29
3.1 - Energia e Reacções Nucleares.	30
3.2- Emissão $\alpha$ .	32
3.3 - Emissão $\beta^+$ , $\beta^-$ e Captura electrónica	33
3.3.1 - Emissão $\beta^-$	33
3.3.2 - Emissão $\beta^+$	34
3.3.3 - Captura electrónica.	36
3.4 - Emissão $\gamma$ e conversão interna.	36
3.5 - Radiação de aniquilação.	37
3.6 - Decaimento radioactivo.	37
3.7 - Decaimento em cadeia.	39
3.8 - Radioactividade artificial.	39
4 - Interacção da radiação com a matéria.	42
4.1 - Partículas com carga eléctrica.	42
4.1.2 - Partículas “pesadas” com carga.	43
4.1.3 - Electrões e positrões (as partículas leves com carga).	46

4.2 - Fotões (raios X e $\gamma$ )	48
4.2.1- O efeito fotoelétrico.	49
4.2.2- O efeito Compton.	50
4.2.3- Produção de pares.	51
4.2.4 – Atenuação de um feixe de radiação	52
4.3- Neutrões.	54
5- Detectores de Radiação	55
5.1-Detectores gasosos.	56
5.2- Detectores cintilação.	60
6- Segurança e radioactividade	62
6.1- Grandezas de dosimetria radiológica.	64
6.1.1-Roentgen (R)	64
6.1.2- Dose absorvida ( <i>D</i> )	65
6.1.3-Equivalente de dose	66
6.1.4-Dose efectiva.	68
6.2- Fontes de radiação	70
6.2.1- Fontes Naturais	71
6.2.1.1- Radiação Cósmica	71
6.2.1.2- Radiação Terrestre	72
6.2.2- Fontes Artificiais.	76
6.3- Efeitos Biológicos	77
6.4 – Princípios de protecção e segurança contra radiações ionizantes	81
6.5-Técnicas de protecção radiológica	86
6.5.1- Protecção contra radiação externa	86
6.5.2- Protecção contra radiação interna	86
7- Experiências Básicas	87
7.1- Curva característica de um Geiger – Muller.	89



7.2- Registo do fundo radioactivo	93
7.3- Absorção de radiação por diferentes tipos de materiais.	94
7.3.1- Absorção da radiação $\alpha$	94
7.3.2- Absorção da radiação $\beta$	97
7.3.3- Absorção da radiação $\gamma$	101
7.3.3.1- Chumbo como material absorvente (1ª experiência)	101
7.3.3.2- Chumbo como material absorvente (2ª experiência)	105
7.4- Pesquisando o Radão.	110
7.5- Identificando partículas	114
7.6- Medições do equivalente de dose do ambiente	117
7.7- Simulação de um decaimento em série em Visual Basic	120
Conclusão	125
Anexo	126
Bibliografia	131

## Introdução

A humanidade sempre conviveu com a radiação nuclear e, actualmente, retira enormes proveitos da tecnologia nuclear.

Paradoxalmente haverá pouca coisa que assuste mais o ser humano que a radiação nuclear ou a energia nuclear.

Será este medo somente devido a décadas de guerra-fria e à constatação do horror de Hiroshima e Nagasaki ou será, também, devido à pouca literacia científica da generalidade da população?

Certamente a tecnologia nuclear apresenta alguns riscos, mas os benefícios desta tecnologia são incomensuráveis, na medicina, na agricultura, na indústria, etc.. É, então, necessária a avaliação e prevenção dos riscos de forma a minorar os eventuais malefícios e otimizar os benefícios desta tecnologia. É precisamente disto que se trata quando nos referimos à Segurança e Radioactividade.

Neste trabalho pretende-se abordar a temática da protecção radiológica. Para atingir tal objectivo tornou-se necessária uma breve e simples incursão pelo fascinante universo da física nuclear de forma a ter presente, ainda que qualitativamente, alguns conceitos fundamentais para uma compreensão mais ampla da temática relativa à Segurança e Radioactividade.

Assim, nos primeiros cinco capítulos abordam-se, de forma genérica, temas que vão desde as propriedades básicas do núcleo, passando por dois dos modelos nucleares, pelos vários tipos de emissão e interacção da radiação com a matéria até à detecção de radiação.

O sexto capítulo é inteiramente dedicado à Segurança e radioactividade.

Do sétimo capítulo constam uma série de experiências, bastante simples, realizadas no Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, que foram de extrema utilidade na consolidação de alguns dos assuntos tratados nos capítulos anteriores.

Este trabalho é uma resposta à necessária formação contínua do seu autor enquanto professor do Ensino Básico e Secundário e se, ainda que modestamente, puder contribuir, também, para a formação contínua dos seus pares será motivo de grande satisfação.

Até porque os vários assuntos tratados neste trabalho adquiriram, recentemente, muito protagonismo uma vez que constam da Unidade III – Física Moderna Núcleos atômicos e radioactividade, do novo Programa da Disciplina de Física para o 12º ano de escolaridade.

## **1 - O Núcleo atómico.**

Entre 1911 e 1913 Hans Geiger e Ernest Marsden, sob a orientação de Ernest Rutherford, realizaram uma série de experiências de difusão. Estas experiências têm um significado histórico admirável pois estabeleceram a base do modelo nuclear actualmente aceite.

O método experimental das experiências de dispersão consiste em bombardear um alvo, uma folha finíssima de ouro, com partículas carregadas e na observação e análise do conseqüente desvio destas. Nestas experiências foram usadas partículas  $\alpha$  emitidas por fontes radioactivas naturais.

Nestas experiências Geiger e Marsden constataram que a maior parte das partículas atravessavam o alvo sem se desviarem ou então sofrendo pequenos desvios nas trajectórias. No entanto, as restantes partículas sofriam grandes deflexões podendo mesmo inverter o sentido das trajectórias.

A explicação encontrada para tais resultados experimentais levou à validação do modelo atómico proposto por Rutherford.

Obviamente, desde o modelo de Rutherford até ao modelo atómico actual foi percorrido um longo caminho. Mas, sem duvida alguma, os passos dados por Rutherford, Geiger e Marsden foram decisivos.

### **1.1 - Propriedades do núcleo.**

Numa primeira aproximação o núcleo atómico pode ser considerado um aglomerado de prótons e neutrões que ocupa uma pequeníssima zona no centro do átomo.

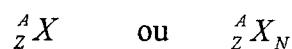
Partícula	Massa (kg)	Carga eléctrica (C)	Spin ( $\hbar$ )	Momento magnético ( $\text{JT}^{-1}$ )
Protão	$1,672614 \times 10^{-27}$	$+1,602192 \times 10^{-19}$	$\frac{1}{2}$	$1,411 \times 10^{-26}$
Neutrão	$1,674920 \times 10^{-27}$	0	$\frac{1}{2}$	$-9,66 \times 10^{-27}$
Electrão	$9,10956 \times 10^{-31}$	$-1,602192 \times 10^{-19}$	$\frac{1}{2}$	$9,28 \times 10^{-24}$

**Tabela 1.1- Algumas propriedades das partículas constituintes do átomo**

A três partículas subatómicas indicadas na tabela são fermiões, como podemos ver pelo valor do respectivo spin. Assim, obedecem ao princípio da exclusão de Pauli.

Pode parecer curioso que o neutrão, apesar de não ter carga, tenha momento magnético, esta propriedade adevem do facto de ser uma partícula com estrutura e não uma partícula elementar.

É usual a seguinte simbologia:



quando se pretende referir um dado isótopo de determinado elemento, onde  $X$  representa um qualquer elemento químico,  $A$  o número de massa ( $Z+N$ ) desse elemento e  $Z$  o respectivo número atómico, número de protões e  $N$  o número de neutrões no núcleo.

Dois núcleos que têm o mesmo número atómico,  $Z$ , dizem-se isótopos, se têm o mesmo número de massa,  $A$ , chamam-se isóbaros.

O núcleo atómico não pode imaginar-se como uma esfera bem definida. Assim, o raio nuclear,  $R$ , será o raio da esfera que delimitará uma zona, central do átomo, onde se concentram os nucleões.

Resultados experimentais indiciam que, numa boa aproximação, o raio nuclear é proporcional ao número de massa,

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (1.1)$$

em que  $r_0$  é um coeficiente empírico que varia ligeiramente consoante o método de determinação ( $r_0 \approx 1 \times 10^{-15}$  m).

Na aproximação núcleo esférico, o volume nuclear será:

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \cong 1,12 \times 10^{-45} A \text{ m}^3$$

Nesta hipótese resta que a densidade nuclear é a mesma para todos os núcleos.

Assim, a massa de um núcleo com número de massa  $A$  é  $M = 1,6605 \times 10^{-27} A$  kg.

Uma vez que uma unidade de massa atómica (1 u) é equivalente a  $1,6605 \times 10^{-27}$  kg resulta para a densidade nuclear:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{1,6605 \times 10^{-27} A}{1,12 \times 10^{-45} A} = 1,49 \times 10^{18} \text{ kg m}^{-3} \quad (1.2)$$

Nota: A unidade de massa atómica é definida como sendo a décima segunda parte da massa de um átomo do isótopo  $^{12}_6\text{C}$  do carbono.

Sendo um sistema quântico, o núcleo tal como os seus constituintes bem como os electrões possui momento angular, spin nuclear.

O spin nuclear resulta de uma combinação do momento angular orbital e de spin dos nucleões que compõem o núcleo.

## 1.2 - Massa e Energia de Ligação Nuclear.

Se atendermos à relação de Einstein, que traduz a energia  $E$ , associada à massa em repouso,  $m$  de uma partícula:

$$E = mc^2, \quad (1.3)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo, uma das constantes da Física, conclui-se, dada a ordem de grandeza de  $c$ , que a partir de uma pequena quantidade de massa se podem obter grandes quantidades de energia. Por exemplo, a energia correspondente à massa, em repouso, de um próton é superior a 931,5 MeV (nas ligações interatómicas estão envolvidas energias na ordem do eV).

A energia necessária para separar os nucleões que constituem um núcleo até distâncias superiores ao raio nuclear, designa-se por Energia de ligação nuclear ( $B$ ) e pode ser representada por:

$$B = Nm_n c^2 + Zm_p c^2 - m_N c^2 \quad (1.4)$$

onde:  $m_n$ ,  $m_p$  e  $m_N$  representam, respectivamente, as massas em repouso de um neutrão, de um próton e de um núcleo constituído por  $N$  neutrões e  $Z$  prótons.

No entanto, as tabelas de massa referem-se, em geral, a massa atómicas e não a massas nucleares. Assim, é mais conveniente usar a seguinte expressão para Energia de ligação nuclear:

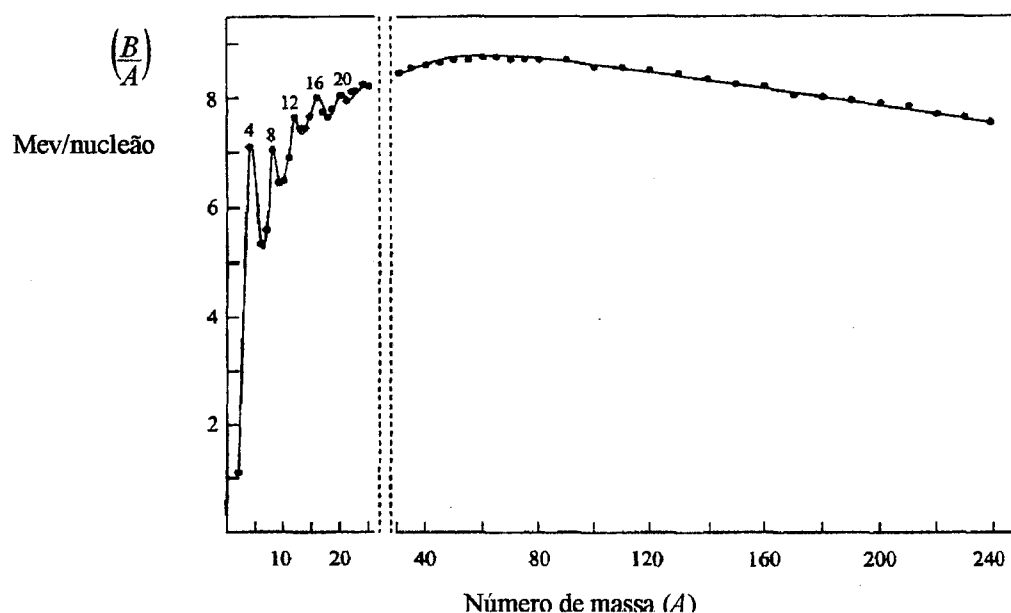
$$B(A, Z) = [Nm_n + Zm({}_1^1H_0) - m({}_Z^A X_N)]c^2 \quad (1.5)$$

onde aparece  $m({}_1^1H_0)$  a massa do átomo de hidrogénio e  $m({}_Z^A X_N)$  a massa atómica do isótopo considerado.

Dadas as ordens de grandezas envolvidas, é usual exprimir  $B$  em MeV.

Uma indicação da estabilidade nuclear é dada através do estudo da energia de ligação média por nucleão  $\left(\frac{B}{A}\right)$ .

Na figura (1.1) está representada a variação de  $\left(\frac{B}{A}\right)$  em função de  $A$ .



**Fig.1.1 – Energia de Ligação por nucleão em função do número de massa**  
Adaptado de Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Da observação da figura constata-se:

1. Um aumento inicial de  $\left(\frac{B}{A}\right)$  até  $A \approx 60$ .

Nos núcleos mais leves existem poucos nucleões e estes encontram-se suficientemente próximos uns dos outros para que interactuem entre si, através das forças nucleares.

2. Diminuição de  $\left(\frac{B}{A}\right)$  quando  $A > 60$ .

Com o aumento de  $A$  existe um conseqüente aumento de tamanho do núcleo atômico ver expressão (1.1). A partir de certa altura  $A > 60$  a dimensão do núcleo pode ser suficiente para que os nucleões só possam interactuar com os nucleões que lhes estão mais próximos, dentro do alcance da força nuclear.



Por outro lado as forças de Coulomb, cujo alcance é francamente superior à das forças nucleares, vão aumentando de intensidade com o aumento de  $Z$ , levando a um aumento da energia potencial eléctrica  $E_{pe}$  por protão, o que se traduzirá numa contribuição de repulsão electrostática.

3. Surgem picos de estabilidade, valores anormalmente altos de  $\frac{B}{A}$ , para  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  e  ${}^{24}\text{Mg}$ .

Sabe-se que as partículas  $\alpha$  ( ${}^4\text{He}$ ) são extremamente estáveis e acontece que tanto o número atómico como o número de massa dos restantes isótopos desta lista, são múltiplos dos das partículas  $\alpha$ . Poder-se-iam considerar as estruturas dos isótopos  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  e  ${}^{24}\text{Mg}$  como que constituídas por grupos de partículas  $\alpha$ .

### 1.3 - Energia potencial dos nucleões

As interacções nucleares que cada nucleão sofre, devido à presença dos seus vizinhos, traduzem-se numa energia potencial atractiva  $E_p$  no interior do núcleo.

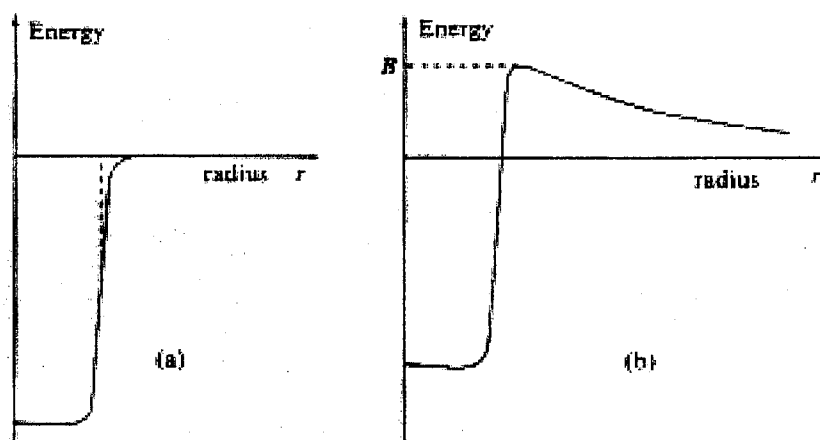
O facto de ao contrário do protão o neutrão não possuir carga eléctrica implica energias potenciais diferentes para cada uma dessas partículas.

Em ambos os casos, no entanto a  $E_p$  representa-se por um poço de potencial, no interior do núcleo a  $E_p$  é constante e fora núcleo será nula, pois o alcance das forças nucleares é finito, ver fig. 1.2.

É interessante verificar que o poço de potencial não termina de forma abrupta, mas sim com alguma suavidade. Este facto está relacionado com o curto alcance da força nuclear e com a distribuição dos nucleões no núcleo.

Relativamente ao protão além da interacção forte tem de se considerar a energia potencial eléctrica.

Como se pode ver na figura: fora do núcleo a energia potencial é devida, somente, ao potencial eléctrico, porque está fora do alcance das forças nucleares; no interior do núcleo a Energia potencial eléctrica reduz a profundidade do poço de potencial.



**Fig.1.2 – Energia potencial nuclear a) para neutrões e b) para protões**  
Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Na extremidade do poço de potencial verifica-se um máximo para  $E_p$  conhecido por barreira de Coulomb. Esta barreira de potencial tem um papel fundamental na estabilidade nuclear já que condiciona, por exemplo, a possibilidade de reacções nucleares. A altura da barreira de potencial é o valor da  $E_{Pe}$  para  $r$  igual ao raio do núcleo considerado.

#### 1.4 - Forças Nucleares.

O conhecimento, actual, acerca das forças que mantêm a coesão nuclear (forças nucleares ou forças fortes) advém de resultados experimentais.

Estas forças são decisivas pois são independentes da carga das partículas envolvidas e compensam a repulsão eléctrica entre protões permitindo que o núcleo constitua um estado ligado.

De forma muito sumária pode dizer-se:

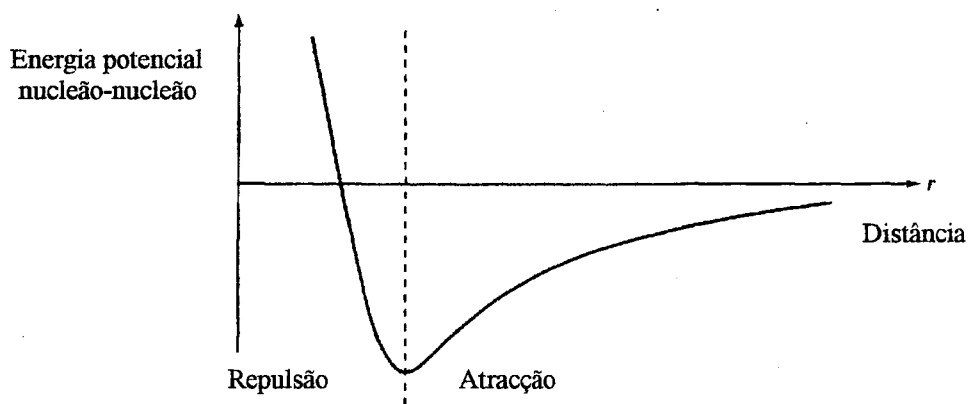
1. As forças nucleares são de curto alcance.

A interacção nuclear forte só se faz sentir quando as partículas se encontram separadas por distâncias iguais ou inferiores a  $10^{-15}$  m, sendo desprezável para distâncias superiores onde imperam as forças de Coulomb, entre partículas carregadas.

2. A interacção nuclear é repulsiva e atractiva.

Esta força tem uma forte componente atractiva. No entanto, para distâncias menores que  $0,5 \times 10^{-15}$  m domina uma forte componente repulsiva, que explica que o núcleo não seja pontual.

A figura seguinte representa a variação da energia potencial, entre nucleões, em função da distância entre estes.



**Fig.1.3 – Energia potencial nucleão nucleão em função da distância relativa**

Adaptado de Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Como se pode ver a energia potencial apresenta um mínimo quando as componentes atractiva e repulsiva da força nuclear se igualam em módulo. A distância para a qual a energia potencial é mínima é, assim, uma distância de equilíbrio, que os nucleões mantêm entre si.

3. A força nuclear é independente da carga mas depende da orientação relativa dos spin dos nucleões.

Existem evidências experimentais que indicam que as forças entre dois prótons; dois neutrões ou entre um próton e um neutrão são idênticas. No entanto, tratando-se de fermiões, tanto os prótons como os neutrões obedecem ao princípio de exclusão de Pauli.

Assim, para que dois prótons ou dois neutrões estejam suficientemente próximos e no mesmo estado espacial, têm forçosamente de ter spins diferentes: um próton (ou neutrão) tem spin  $\frac{1}{2}$ , enquanto que o outro próton (ou neutrão) tem de ter  $-\frac{1}{2}$ . Ou seja, o spin total de tal combinação será  $S = 0$  para o estado fundamental.

No caso de se tratar de um próton e um neutrão, por serem partículas diferentes, podem ter o mesmo spin. Podendo o spin total ser  $S = 0$  ou  $S = 1$ .

Verifica-se que quando  $S = 1$  a força nuclear é mais intensa, assim se explica por exemplo a possibilidade da formação de um deuterão (estado ligado entre um próton e um neutrão) e a inexistência de um dipróton ou de um dineutrão como estados ligados. Ou seja, a força entre um próton e um neutrão, no interior de um núcleo, é maior do que a força entre dois neutrões ou dois prótons.

Pode concluir-se que a força nuclear depende, também, da orientação relativa dos spins dos nucleões.

4. A força nuclear não é completamente central

Verifica-se que no caso do deuterão o momento angular orbital das duas partículas em relação ao centro de massa não é constante. O que se interpreta como se a força nuclear entre eles não seja central.

## **2 - Modelos nucleares**

Não existe, ainda, uma teoria sobre a estrutura do núcleo bem como das interacções nucleares, que permita explicar todos os fenómenos nucleares, no entanto, existem vários modelos nucleares, válidos somente em certos domínios, que em conjunto permitem ir um pouco mais além no conhecimento da estrutura nuclear.

Neste trabalho apresentam-se, sucintamente, apenas dois dos modelos nucleares que servirão de base para explicar alguns conceitos e fenómenos.

### **2.1 - Modelo nuclear da gota líquida.**

Neste modelo admite-se:

1. O número de nucleões por unidade de volume é constante.
2. A energia de ligação média por nucleão é constante.
3. O núcleo é composto por prótons e neutrões que interactuam através de forças muito intensas (interacção nuclear forte).
4. A matéria nuclear é incompressível e apresenta elevada densidade.

Este modelo permite explicar: a energia de ligação, a estabilidade nuclear e Massa nuclear.

### **2.2 - Fórmula semi-empírica da massa.**

Em 1935 C. F. Von Weizsäcker, baseando-se no modelo da gota líquida, obteve uma fórmula semi-empírica que permite determinar valores de massas e, conseqüentemente,

energias de ligação de núcleos em função dos respectivos números atómicos e de massa, SEMF.

A expressão da SEMF para a energia de ligação:

$$B(Z, A) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} \pm \Delta \quad (2.1)$$

A energia de ligação é expressa sob a forma de uma soma de cinco termos, onde os coeficientes  $a_v$ ;  $a_s$ ;  $a_c$ ;  $a_a$  e  $\Delta$  são constantes que podem ser determinados por ajuste a dados experimentais.

- O termo “energia de volume” ( $a_v A$ )

Este termo está relacionado com o facto de um nucleão, no interior do núcleo, interagir, em média, com um número fixo de nucleões vizinhos. Traduz o facto de a energia média de ligação por nucleão ser constante. A energia total de ligação será proporcional ao número de nucleões.

- O termo “correção de superfície” ( $a_s A^{\frac{2}{3}}$ ).

Os nucleões mais exteriores ao núcleo interagem com um número menor de nucleões do que qualquer nucleão mais interior, logo a energia de ligação dos nucleões na periferia do núcleo será, obviamente, menor.

- O termo “energia de Coulomb” ( $a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$ )

Este termo introduz um factor de correção na SEMF já que traduz o efeito de repulsão de Coulomb entre prótons que, como vimos anteriormente, contribui para a diminuição da energia de ligação.

- O termo “efeito de simetria”  $a_a \frac{(N - Z)^2}{A}$

Este efeito é uma consequência do princípio de exclusão de Pauli.

Neste trabalho abordar-se-á a estabilidade nuclear. Ver-se-á, então, que dos núcleos leves, os mais estáveis são aqueles em que  $Z = N$ , ou seja, quanto maior for a diferença  $|Z - N|$  mais instáveis serão os núcleos.

Como  $A = Z + N$ .

Quando  $Z = N$  temos  $A = 2Z$  ou seja,  $Z = \frac{A}{2}$ .

Assim, quando  $Z \neq \frac{A}{2}$  a energia de ligação é menor do que quando  $Z = \frac{A}{2}$ .

Atendendo ao princípio da exclusão de Pauli sabe-se que dois prótons ou dois nêutrons não podem ocupar o mesmo estado quântico. Ou seja, é forçoso que as duas partículas iguais tenham spins diferentes para que possam ocupar o mesmo estado nuclear.

No entanto, esta restrição não é válida para partículas diferentes. Assim, nêutrons e prótons podem ocupar o mesmo estado quântico.

Sejam dois núcleos com igual número de massa mas com diferente número atômico, de tal forma que num dos núcleos  $Z = N$  e noutro  $N > Z$ .

Os prótons e os nêutrons são “distribuídos” pelos diferentes níveis nucleares da seguinte maneira: dois prótons com spin contrário e dois nêutrons com spin contrário por nível nuclear.

Quando  $Z = N$  ( $Z = \frac{A}{2}$ ).

Obtém-se uma distribuição, a de menor energia possível, em que os prótons e os nêutrons preenchem os estados de mais baixa energia.

Quando  $N > Z$  ( $Z \neq \frac{A}{2}$ ).

É impossível obter a mesma distribuição pois a dada altura irão “sobrar” nêutrons que por não poderem ocupar o mesmo estado nuclear terão de ocupar um outro estado de menor energia de ligação.

- O termo “emparelhamento” ( $\Delta$ ).

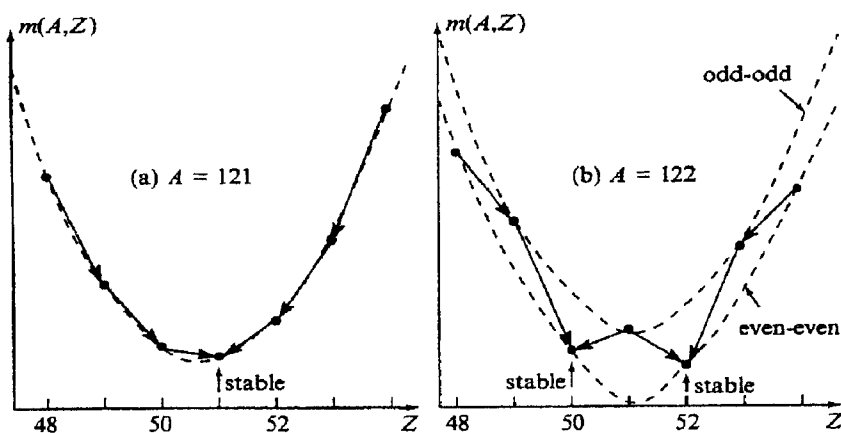
Este termo está relacionado com a tendência que os nucleões semelhantes têm para se combinarem para que o seu spin total seja zero.

Assim, se  $N$  e  $Z$  são pares a contribuição da paridade é positiva, se  $N$  e  $Z$  são ímpares a contribuição da paridade é negativa. Quando  $A$  é ímpar a contribuição da paridade é nula.

### 2.3 - Estabilidade nuclear.

Se combinarmos as expressões (2.1) e (1.5), verifica-se, que para  $A$  constante a massa atômica de um núclido  $[M(A, Z)]$  varia com o quadrado do número atômico ( $Z^2$ ).

Assim, quando:  $\Delta=0$  ( $A$  ímpar),  $[M(A, Z)]$  em função de  $Z$  é representada graficamente através de uma parábola; quando  $A$  é par ( $\Delta \neq 0$ ),  $[M(A, Z)]$  em função de  $Z$  é representada, graficamente, através de duas parábolas.



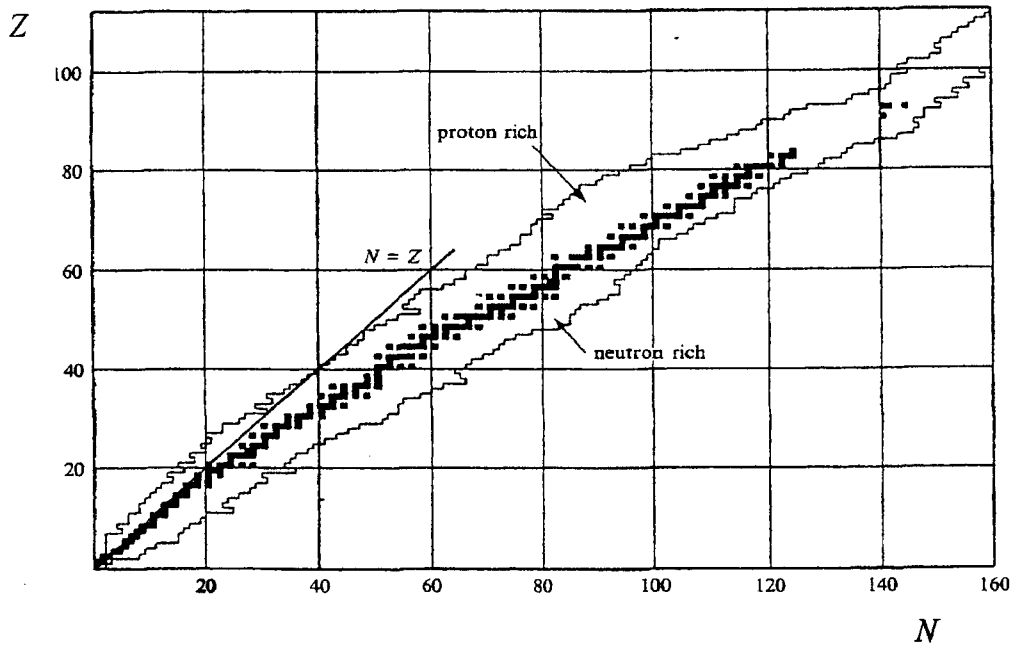
**Fig. 2.1 - Estabilidade de núcleos em seqüências de massa isobáricas**  
Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Para um conjunto de isóbaros pode-se determinar a massa do isóbaro mais estável calculando o valor de  $Z$  para o qual é mínima a massa  $[M(A, Z)]$ ,  $m(A, Z)$  na Fig 2.1



Como pode ver-se (2.1) é possível provar analiticamente e os resultados experimentais confirmam que quando  $A$  é ímpar só existe um isóbaros estável, quando  $A$  é par existem dois isóbaros estáveis.

O diagrama seguinte, Diagrama de Segré constrói-se marcando nas abcissas o número de neutrões e nas ordenadas o número de prótons, isto para diferentes núclidos.



**Fig. 2.2 - Diagrama de Segré**

Adaptado de Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Estão representados sob a forma de quadrados negros os núcleos estáveis e, ainda, os núcleos instáveis mas com um tempo de vida muito longo.

À medida que  $A$  aumenta os núclidos estáveis afastam-se da diagonal  $Z = N$ .

Assim, quando  $Z \leq 20$ , os núclidos estáveis agrupam-se sobre a recta  $Z = N$ .

Quando  $Z \geq 20$ , os núclidos afastam-se da recta  $Z = N$ , desviando-se para a zona mais rica em neutrões.

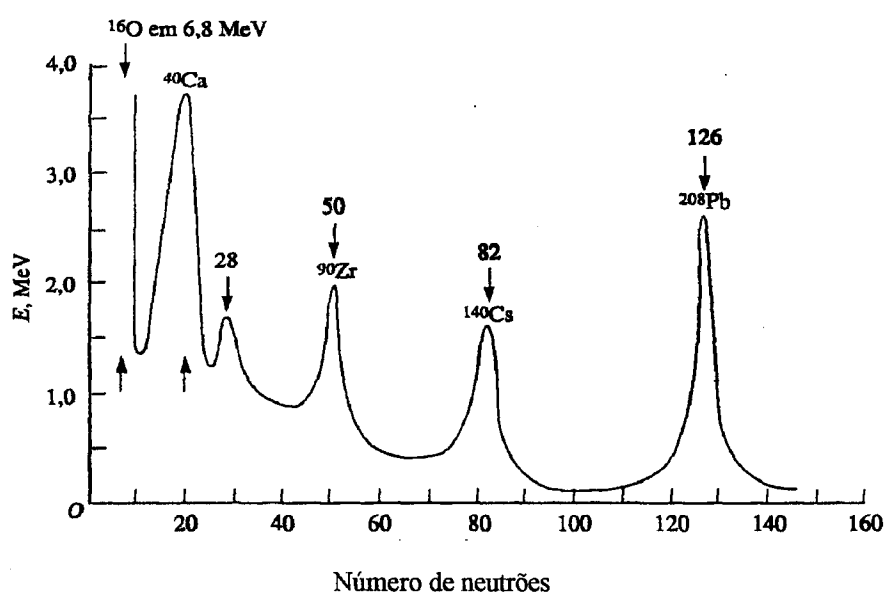
## 2.4 - Modelo de camadas

Neste modelo admite-se:

1. Os núcleos podem estar em diferentes estados de energia.
2. Os prótons e os neutrões dispõem-se em camadas diferentes.
3. Nos estados, fundamental e excitados de baixa energia a interacção entre nucleões é fraca. O núcleo pode em primeira aproximação, ser considerado um sistema de nucleões independentes.
4. Nucleões idênticos combinam-se dois a dois de tal forma que os seus momentos angulares são anulados.
5. Cada nucleão move-se sob a acção de potenciais criados pelos nucleões vizinhos.

Este modelo permite explicar: a existência de números mágicos e os valores medidos para os momentos angulares e magnéticos.

Existem propriedades nucleares, verificadas experimentalmente, que o modelo da gota líquida não consegue explicar. Nomeadamente, o facto de para determinados valores de  $Z$  ou  $N$ , 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126 os núcleos serem extremamente estáveis. Estes números designam-se por números mágicos.



**Fig. 2.3 - Energia do primeiro estado excitado**  
(Adaptado de Alonso; *Física*, 1999)

O modelo nuclear em camadas pretende responder às lacunas apresentadas pelo modelo da gota líquida.

Este modelo admite que os nucleões se distribuem por camadas, obedecendo ao princípio de exclusão de Pauli, acoplando-se dois a dois de forma a anularem os seus momentos angulares.

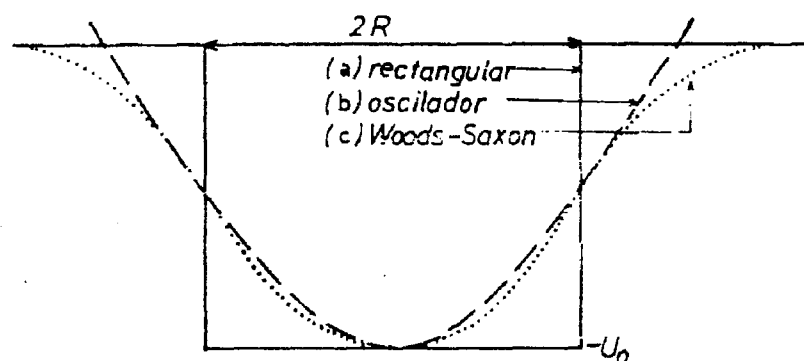
Tal como no modelo atómico, também neste, o estado energético é caracterizado por um determinado conjunto de números quânticos.

Aliás inspira-se no modelo atómico.

Os números mágicos corresponderão a camadas totalmente preenchidas, tal como acontece na distribuição electrónica dos gases nobres. No entanto, no modelo nuclear de camadas não se pode falar de um potencial central. O potencial sentido por cada nucleão resulta da conjugação dos potenciais criados pelos seus pares.

Pode falar-se na existência de um campo médio onde, com boa aproximação, os nucleões são considerados partículas independentes, mergulhados num potencial total criado por todos os outros nucleões. Poder-se-ia pensar que cada nucleão estaria sujeito a colisões constantes se estas não fossem impedidas pelo princípio da exclusão de Pauli.

Não é fácil determinar o potencial nuclear ( $V_r$ ). Durante o século passado foram ensaiados várias formas de potencial, dentre as quais as mais determinantes são: o poço rectangular de potencial; o potencial do tipo oscilador harmónico e o potencial de Woods-Saxon.



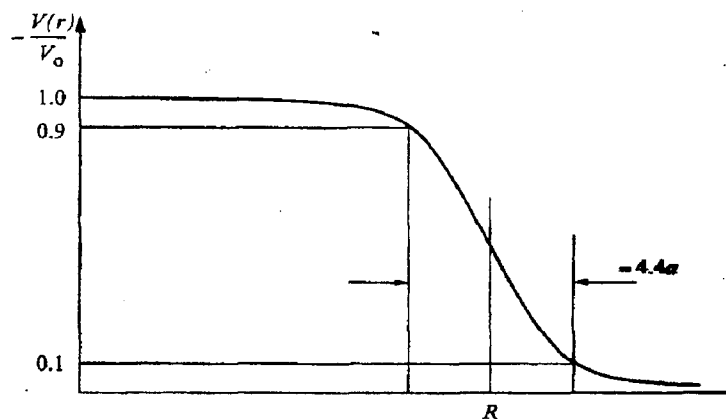
**Fig. 2.4 - Comparação de alguns potenciais**  
(Salgueiro; *Introdução à Física Atómica e Nuclear, Vol II, 1970*)

As duas primeiras formas ficaram aquém das expectativas, uma vez que conseguiam explicar os três primeiros números mágicos (2; 4 e 20) mas eram incapazes de ir mais além sobretudo quando o número de nucleões era elevado.

O potencial proposto por Woods e Saxon é constante no interior do núcleo e diminui de forma suave na superfície deste, tal como as forças nucleares.

### Potencial de Woods – Saxon

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}$$



**Fig. 2.5 -Estudo do potencial de Woods – Saxon**  
Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Em 1949 Mayer e Jensen propuseram que cada nucleão deveria sentir também, um potencial não central devido à interação entre o momento angular,  $\vec{L}$  e o spin do nucleão,  $\vec{S}$ . Ou seja, deveria somar-se, ao potencial, um termo devido à interação spin orbita:

$$-V_{so}(r)\vec{L} \cdot \vec{S} \text{ onde } (r) \text{ nos indica a dependência radial do potencial.}$$

Resulta que a nomenclatura para os números quânticos no modelo nuclear em camadas é semelhante à do modelo atômico.

Assim, os estados nucleares são caracterizados por  $(n; \ell)$  de acordo com o nível de energia.

Quando se fala da distribuição de nucleões pelos diferentes níveis energéticos falar-se-á de partículas diferentes, prótons e neutrões, logo cada estado  $\ell$  pode conter  $2(2\ell+1)$  nucleões de cada tipo.

O momento angular total ( $\vec{J}$ ) de um nucleão é dado pela soma dos momentos orbital ( $\vec{L}$ ) e angular de spin ( $\vec{S}$ ).

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad |\vec{J}| = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad \text{sendo } j \text{ o número quântico associado a } \vec{J}.$$

Como o spin de qualquer nucleão é  $\pm \frac{1}{2}$ .

Resulta:

$$j = \ell + \frac{1}{2} \text{ para } \vec{S} \text{ "paralelo" a } \vec{L} \quad \text{Para } \ell > 0$$

$$j = \ell - \frac{1}{2} \text{ para } \vec{S} \text{ "antiparalelo" a } \vec{L}$$

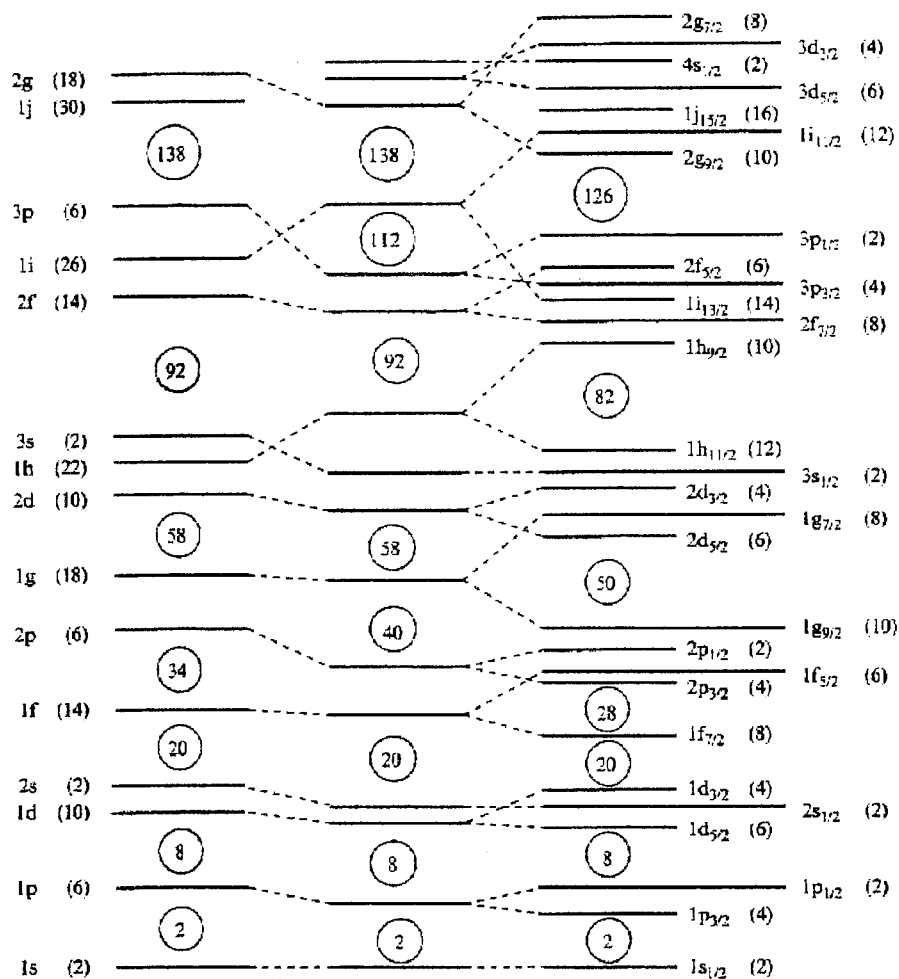
quando  $\ell = 0$   $j$  será igual a  $\frac{1}{2}$ .

Assim, a interacção spin órbita tem como consequência a divisão de cada nível  $(n, \ell)$  em dois muito próximos.

Para cada  $n$ ,  $\ell$  e  $j$  o número máximo de prótons ou neutrões é igual a  $2j+1$ .

Na figura 2.6 pode-se ver que cada nível  $(n, \ell)$  está dividido em dois (devido à interacção spin orbita).

Esta distribuição está de acordo com os resultados experimentais e permite explicar a existência de todos os números mágicos. Ou seja, os números mágicos são devidos aos grandes intervalos energéticos provocados pela interacção spin orbita.



Potencial de Woods-Saxon com interação spin orbita

**Fig. 2.6 – Comparação de potenciais**

Adaptado de Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

### 3 – Radioactividade

Em 1896 Henri Bequerel constatou que um composto de Urânio era capaz de impressionar uma chapa fotográfica, mesmo quando esta se encontrava resguardada.

Em 1897 o casal Curie interessou-se pelo fenómeno descoberto por Bequerel. Pouco tempo depois descobriram outros elementos capazes de emitir esta estranha radiação, que, apesar de estar presente desde a formação do planeta, era até então desconhecida.

Estava descoberta a Radioactividade. De facto alguns núcleos atómicos são instáveis e, invariavelmente, evoluem para configurações nucleares mais estáveis, libertando ao longo deste processo partículas e ou energia. Estes núcleos designam-se por núcleos radioactivos ou radionuclidos.

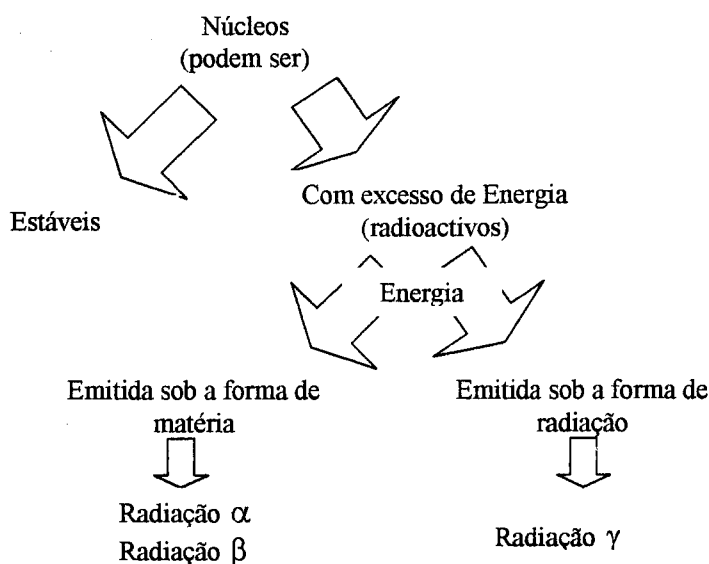


Fig.- 3.1

Quando, após um decaimento, o núcleo resultante (núcleo filho) ainda não é suficientemente estável, este decai, também, originando um novo núcleo filho, que, dependendo da sua organização interna (estabilidade), poderá ou não decair. Na natureza

existem três cadeias ou famílias radioactivas: a série do Urânio, a série do Actínio e a série do Tório (na realidade esta série inicia-se com o urânio-235)

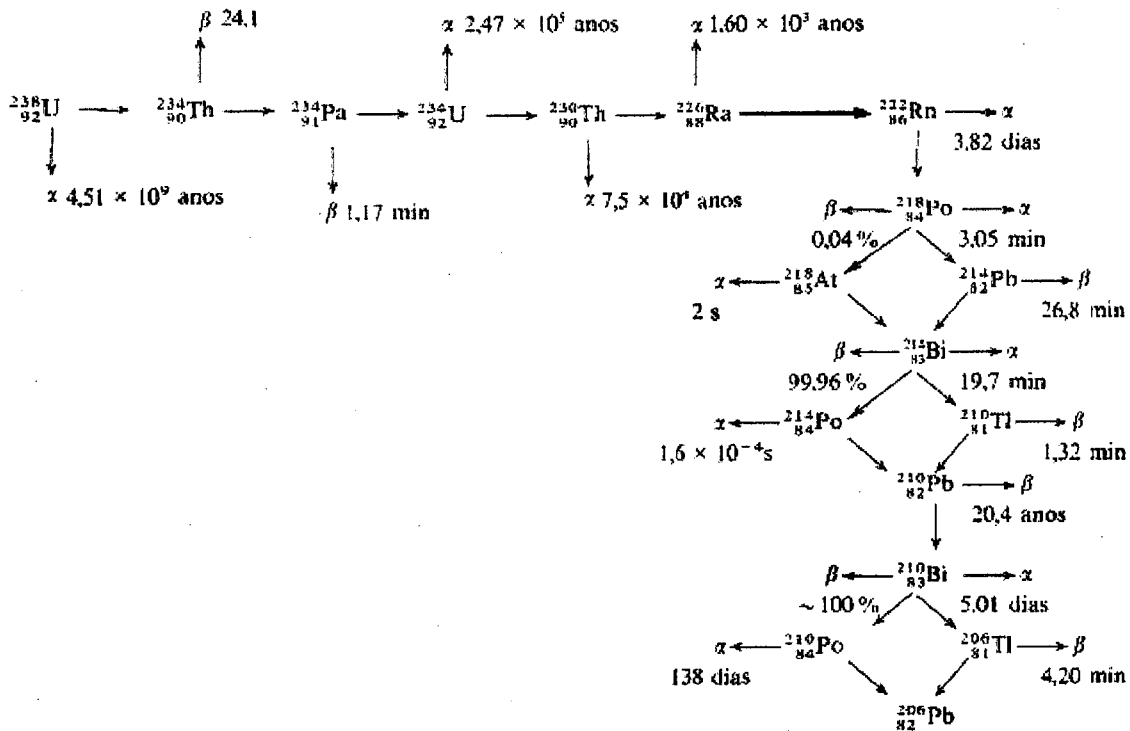


Fig. 3.2 – Família radioactiva do  $^{238}\text{U}$   
Adaptado de Chang, Química,

### 3.1- Energia e reacções nucleares.

Os decaimentos radioactivos podem ser compreendidos com base em expressões genéricas, obtidas para as reacções nucleares.

A dinâmica dos sistemas de partículas, é aplicável com as necessárias adaptações, quer ao tratamento das reacções nucleares, quer ao decaimento radioactivo. No primeiro caso o



sistema isolado é constituído pela partícula incidente e pelo núcleo alvo, no segundo pelo núcleo instável, antes do decaimento ocorrer e pelo núcleo resultante mais o produto do decaimento, após a emissão.

Assim, as reacções nucleares podem ser interpretadas como choques entre partículas. Aliás, é através de choques, que originam processos de dissociação e combinação dos nucleões, que se podem obter novos elementos químicos.

Os princípios de conservação são aplicáveis. Verifica-se a conservação da massa, da energia, do momento linear, da carga eléctrica e, também, conservação de certos números quânticos, esta fora do âmbito deste trabalho.

É comum usar a seguinte simbologia para representar uma reacção nuclear:



Partículas	Designação	$mc^2$	Energias cinéticas
a	partícula incidente	$m_a c^2$	$E_{ca}$
A	núcleo inicial (alvo)	$m_A c^2$	
b	produto mais leve	$m_b c^2$	$E_{cb}$
B	núcleo produto	$m_B c^2$	$E_{cB}$

Isto é  $a + A$  simboliza o sistema inicial, antes da reacção ocorrer e  $b + B$  os produtos da reacção e onde  $mc^2$ , designa, para cada partícula a energia associada à massa em repouso.

Admitindo que o alvo se encontra em repouso e usando apenas a conservação da energia do sistema pode escrever-se:

$$E_{ca} + m_a c^2 + m_A c^2 = E_{cb} + m_b c^2 + E_{cB} + m_B c^2. \quad (3.2)$$

Da dinâmica dos sistemas de partículas sabe-se que:

$$Q = \Delta E_c$$

Assim,

$$Q = E_{cb} + E_{cB} - E_{ca}$$

ou

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2 \quad (3.3)$$

Quando as reacções são energéticas ou elásticas ( $Q > 0$  ou  $Q = 0$ , respectivamente), estas ocorrem independentemente da energia da partícula incidente. Por outro lado, quando a reacção é endoenergética ( $Q < 0$ ) é necessário que a partícula incidente possua um valor mínimo de energia suficiente para desencadear a reacção, energia limiar.

### 3.2 – Emissão $\alpha$

As partículas  $\alpha$  são, núcleos de hélio, ou seja, estados ligados de dois prótons e dois neutrões. Não existem no interior do núcleo como entidades independentes.

Pode representar-se esquematicamente o decaimento  $\alpha$  da seguinte forma:



onde  $X$  representa o núcleo pai e  $Y$  o núcleo filho.

O processo da emissão  $\alpha$  foi primeiramente explicado por Gamow, Condon e Gurney. Do ponto de vista da dinâmica do sistema de partículas ou das reacções nucleares, a partícula  $\alpha$  não existe antes do processo ocorrer.

A energia libertada na emissão  $\alpha$  pode ser determinada através da seguinte expressão:

$$Q_\alpha = (m_X - m_Y - m_\alpha)c^2 = E_{cY} + E_{c\alpha}, \quad (3.5)$$

que resulta da definição do  $Q$  da reacção e da expressão (3.3).

A energia cinética da partícula  $\alpha$  pode ser determinada considerando, ainda que o núcleo  $X$  se encontra em repouso antes da emissão ocorrer, usando a conservação do momento linear e a equação (3.5):

$$E_{c\alpha} = \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} Q \quad (3.6)$$

Nas expressões 3.5 e 3.6 podem ser usadas massas atómicas ou massas nucleares, neste caso em particular é indiferente, uma vez que as massas correspondentes aos electrões atómicos se compensam na equação (3.5).

A emissão  $\alpha$  é característica de nuclídeos mais pesados e apresenta um espectro de energia discreto.

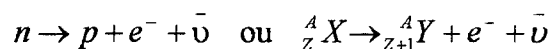
### 3.3 – Emissão $\beta^+$ , $\beta^-$ e Captura electrónica

Analisando o diagrama de Segré (fig. 2.2) conclui-se que para  $Z \geq 20$  os núclidos estáveis se afastam da diagonal  $Z = N$ , alguns nuclídeos são ricos em neutrões enquanto que outros apresentavam um elevado número de protões.

#### 3.3.1 – Emissão $\beta^-$

O decaimento  $\beta^-$  ocorre em nuclídeos ricos em neutrões. Uma partícula  $\beta^-$  é um electrão que resulta da transformação de um neutrão num protão, com a emissão de um antineutrino.

Qualquer das duas equações que se seguem traduzem este processo



onde os símbolos são óbvios excepto no que diz respeito ao  $\bar{\nu}$  que representa o anti-neutrino

Invocando a conservação da energia do sistema isolado e a definição de  $Q$ , resulta, considerando nula a massa do neutrino:

$$Q_{\beta^-} = (m_X - m_Y)c^2 = E_{cY} + E_{c\beta^-} + E_{\nu} \quad (3.7)$$

onde  $m_X$  e  $m_Y$  se referem a massas atómicas.

O valor de  $E_{cY}$  é muito pequeno quando comparado com os valores das restantes energias assim pode escrever – se:

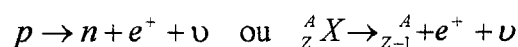
$$Q_{\beta^-} = E_{c\beta^-} + E_{\nu}, \quad (3.8)$$

equação que traduz a partilha da energia pelos produtos do decaimento.

Quando os núclídeos são ricos em protões a estabilidade nuclear pode ser alcançada de duas formas: emissão  $\beta^+$  e captura electrónica.

### 3.3.2 – Emissão $\beta^+$

Desintegração  $\beta^+$ , ou seja, transformação de um protão num neutrão com a consequente emissão de um positrão e um neutrino.



As partículas  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  e  $e^+$  são leptões sendo:

$e^+$  um positrão, a anti-partícula do electrão, partícula com a mesma massa que um electrão mas de carga simétrica;

$\nu$  um neutrino (nome proposto por Enriço Fermi) partícula neutra de massa desprezável; o  $\nu$  e o  $\bar{\nu}$  constituem um par partícula, anti-partícula.

As conservações de energia, quantidade de movimento e de momento angular destes processos ( $\beta^+$  e  $\beta^-$ ) inicialmente controversas, só são conseguidas à custa da existência do neutrino e do antineutrino.

$$Q_{\beta^+} = (m_X - m_Y - 2m_e)c^2 = E_{cY} + E_{c\beta^+} + E_{\nu}$$

onde  $m_x$  e  $m_y$  se referem a massas atômicas.

$$Q_{\beta^+} = E_{c\beta^+} + E_\nu \quad (3.9)$$

As emissões  $\beta$  ( $\beta^+$  ou  $\beta^-$ ) têm, ao contrário da emissão  $\alpha$  um espectro de energia contínuo, com um valor máximo característico, assinalado na fig. 3.3 pelo “end-point”.

Este valor máximo para a energia cinética da partícula carregada emitida é obtido das equações (3.8) e (3.9) quando a energia do anti-neutrino ou do neutrino é nula, conforme se trate da emissão  $\beta^-$  ou da emissão  $\beta^+$ .

$$E_\nu \approx 0 \quad E_{c\beta^- \text{ máxima}} = Q_{\beta^-} \quad E_\nu \approx 0 \quad E_{c\beta^+ \text{ máxima}} = Q_{\beta^+}$$

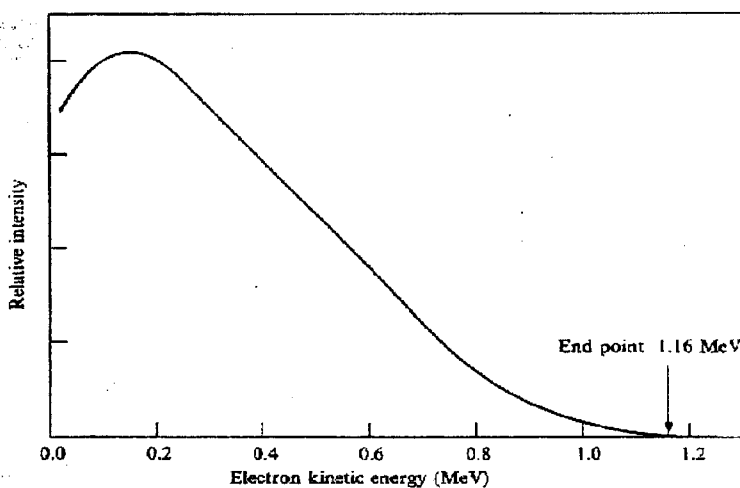


Fig. 3.3 – Espectro da energia de partículas  $\beta$  emitidas por  $^{210}\text{Bi}$   
Adaptado de Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Existem nuclídeos que decaem para mais do que um estado final, temos então diversos espectros contínuos, se a partícula emitida for  $\beta^-$  ou  $\beta^+$ , e ainda nestes casos e um valor máximo da energia associada a cada processo.

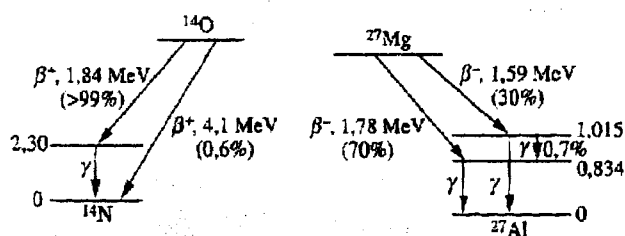
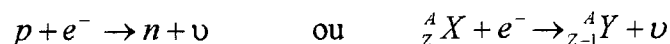


Fig. 3.4 – Esquemas de desintegração  $\beta$   
(Adaptado de Alonso; *Física*, 1999)

### 3.3.3- Captura electrónica

A captura electrónica ocorre em núcleos com excesso de prótons e pode acontecer quer isolada quer associada à emissão  $\beta^+$ . Quando há captação de um electrão das orbitais atómicas pelo núcleo, o processo é traduzido pelas equações seguintes:



Prova-se por considerações energéticas que estas emissões são possíveis sempre que a massa, em repouso, do núcleo  $Y$  é superior à do núcleo  $X$ , exigindo a emissão  $\beta^+$  uma diferença de  $2m_e c^2$ .

Uma característica interessante na captura electrónica é o facto de haver emissão de raios  $X$  pelo núcleo filho, uma vez que o electrão ao combinar-se com um próton do núcleo deixa uma lacuna, em geral na camada K. Essa lacuna vai ser preenchida por um electrão de uma camada exterior. A diferença de energias é emitida sob a forma de raios  $X$  atómicos.

### 3.4 – Emissão $\gamma$ e conversão interna.

O núcleo apresenta uma estrutura em camadas caracterizada por níveis de energia (ver 2.4).

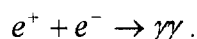
Quando um núcleo se encontra excitado pode perder energia através de uma transição entre estados. Assim, a radiação electromagnética emitida ( $\gamma$ ) tem uma energia igual à diferença energética entre os dois estados nucleares.

A desexcitação nuclear nem sempre se faz através da emissão  $\gamma$ .

Por vezes a energia excedente é transferida para um electrão atómico. Este processo é denominado por conversão interna. Um electrão emitido nestas condições é monoenergético porque é ejectado com uma energia bem determinada ( $E_e = E_{\text{excitação}} - E_{\text{ligação atómica}}$ ). Obviamente a conversão interna não ocorre apenas com electrões da primeira camada atómica, electrões de camadas mais exteriores também podem ser excitados por este processo.

### 3.5 – Radiação de aniquilação.

A radiação de aniquilação é um processo que ocorre, com elevada probabilidade, na sequência de uma emissão  $\beta^+$ , pode traduzir-se pela equação:



Ou seja, o positrão, por ser uma anti-partícula, aniquila-se ao encontrar um electrão, dando origem a dois fotões de 511keV cada. Os fotões deslocam-se na mesma direcção mas em sentidos opostos, de forma a haver conservação de momento linear.

### 3.6 - O decaimento radioactivo.

Verifica-se experimentalmente que a probabilidade de um dado núcleo decair num dado intervalo de tempo é independente do seu passado, pelo que diz respeito a cada átomo tomado individualmente, ou seja a desintegração de um núcleo radioactivo é um acontecimento aleatório que não se pode prever.

Se um nuclideio tiver mais do que um modo de decaimento, então a sua probabilidade de decair será a soma das diferentes probabilidades de cada modo de decaimento.

Se representarmos por  $N$  a quantidade de átomos existente no instante  $t$ , a lei da desintegração radioactiva, no caso do nuclideio resultante ser estável, pode ser expressa da seguinte forma:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (3.10)$$

em que  $\lambda$  é uma constante, característica da substância, que se designa por constante de decaimento ou constante radioactiva, que corresponde à probabilidade de desintegração por unidade de tempo. O sinal (-) significa uma diminuição.

Os processos radioactivos obedecem a uma lei de desintegração exponencial.

Assim, resolvendo a equação anterior obtém-se:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.11)$$

onde:  $N_0$  - número inicial de núcleos não estáveis, de determinada espécie, presentes numa dada amostra

$N$  - número de núcleos remanescentes, no instante  $t$ .

$\lambda$  - constante de desintegração (probabilidade por unidade de tempo)

A quantidade:

$$A = \lambda N$$

é designada por actividade,  $A$  e representa o número de desintegrações que ocorrem numa determinada fonte radioactiva por unidade de tempo.

A unidade SI de actividade é o becquerel (Bq) e corresponde a uma desintegração por segundo, no entanto a unidade tradicional e ainda em uso é o Curie (Ci):

1 Curie =  $3,7 \times 10^{10}$  desintegrações por segundo. Traduz a actividade de um grama de rádio(226) puro.

Um parâmetro importante, quando se estudam estes fenómenos, é o tempo de meia vida (período ou período de semi-desintegração). Que, como o nome sugere, é o intervalo de tempo necessário para que o número inicial de núcleos seja reduzido para metade.

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (3.13)$$



### 3.7- Decaimento em cadeia

É muito frequente que um núcleo  $N_1$  decaia para um outro  $N_2$  que não é estável,  $N_2$  origina assim um outro núcleo  $N_3$ , que sendo por sua vez instável irá decair. Se a espécie seguinte for estável a sequência de decaimentos traduz-se pelas seguintes equações diferenciais:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \qquad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \qquad \frac{dN_3}{dt} = -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2$$

em que os segundos membros de  $\frac{dN_2}{dt}$  traduzem o facto de todos os núcleos das espécies  $N_1$  que decaem, originam núcleos  $N_2$ , número que aumenta por unidade de tempo de  $\lambda_1 N_1$ . Os núcleos  $N_2$  são instáveis e decaem, processo caracterizado pela constante de decaimento  $\lambda_2$ . Esta análise repete-se para a espécie  $N_3$  e seguintes se for o caso. Isto é  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  e  $\lambda_3$  são as probabilidades por unidade de tempo características dos processos associados respectivamente aos núcleos  $N_1$ ,  $N_2$  e  $N_3$ .

### 3.8- Radioactividade artificial

Em 1934 Frédéric e Irène Joliot-Curie, ela filha do famoso casal Curie, produziram, pela primeira vez, núclidos radioactivos, radioactividade artificial, através de reacções nucleares.

Frédéric e Irène Joliot-Curie bombardearam alumínio com partículas  $\alpha$ , produzindo assim, o isótopo  $^{30}\text{P}$ , radioactivo.

Genericamente, pode-se representar este processo da seguinte forma:



Partículas	Designação
$\alpha$	partícula incidente
$A$	núcleo inicial (alvo)
$B^*$	núcleo produto (radioactivo)
$B$	núcleo produto (estável)
$b$	produto mais leve

Este processo pode traduzir-se matematicamente pela seguinte equação:

$$dN_{B^*} = Sdt - \lambda_{B^*} N_{B^*} dt \quad (3.14)$$

A parcela  $Sdt$  diz respeito à produção de núclidos radioactivos, numa dada amostra, em que  $S$  corresponde ao número de núcleos radioactivos ( $N_{B^*}$ ) produzidos por unidade de tempo.

A parcela  $\lambda_{B^*} N_{B^*} dt$  traduz o facto de os núclidos, entretanto formados, decaírem para formas mais estáveis, na hipótese mais simples de  $B$  ser estável.

Estabelecendo a equação diferencial e separando variáveis obtém-se como solução de 3.14,

$$N_{(t)} = \frac{S}{\lambda} + const. \cdot e^{-\lambda t} \quad (3.15)$$

A constante determina-se impondo como condições  $N_{B^*}(0) = 0$  e  $const. = -\frac{S}{\lambda}$ :

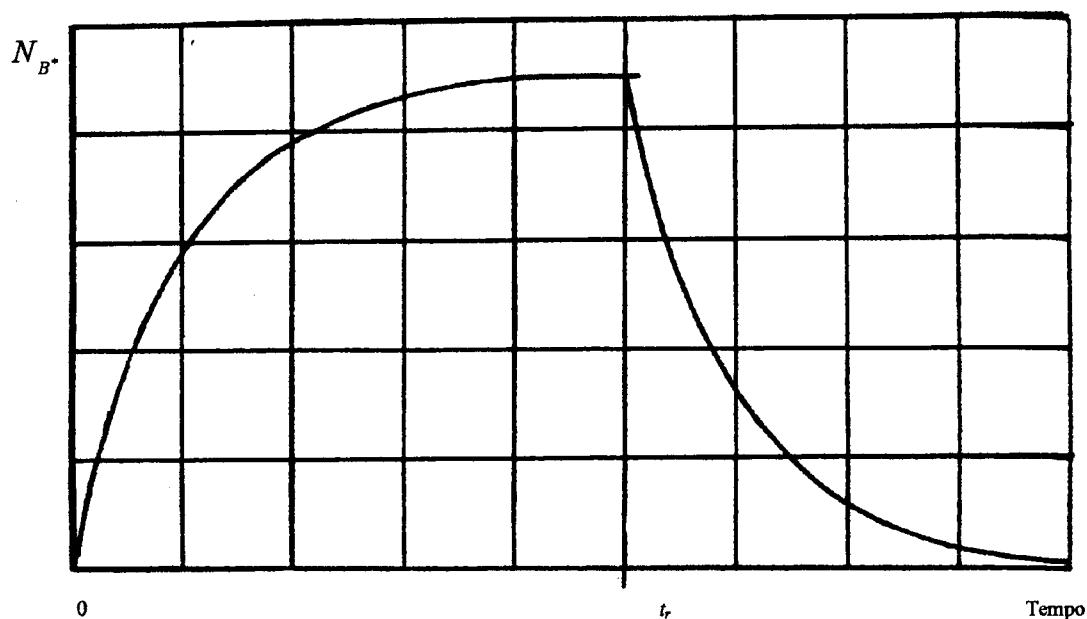
- Para o intervalo de tempo em que ocorre a irradiação da amostra ( $0 \leq t \leq t_r$ ), com a consequente produção de núclidos  $B^*$ , tem-se que,

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

- Depois de cessar a irradiação da amostra ocorre uma diminuição dos núclidos radioactivos, devido ao decaimento destes, que é traduzida pela seguinte expressão.

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

A imagem seguinte é um esboço da variação possível de uma qualquer espécie  $B^*$  ao longo do tempo.



**Fig. 3.5-Variação do número de núclidos radioactivos em função do tempo**

(Adaptado de Krane; *Modern Physics*, 1996)

A radioactividade artificial é de importância vital, pois permite a produção de núclidos com as características necessárias para aplicações tão variadas como, por exemplo, a tecnologia militar e a medicina nuclear.

## **4 - Interação da radiação com a matéria.**

O estudo da interação da radiação nuclear (partículas altamente energéticas ou fótons) com a matéria reveste-se de vital importância. Permite não só perceber os mecanismos essenciais para a detecção e protecção mas também entender as diversas aplicações que esta radiação tem, seja por exemplo na análise ou na radioterapia ou em aplicações industriais.

Os efeitos da radiação dependem do tipo de radiação, da intensidade desta e da energia que esta transporta.

### **4.1 – Partículas com carga eléctrica.**

A passagem de uma partícula carregada através da matéria implica perda de energia da partícula e desvio da sua direcção inicial.

Estes efeitos resultam da interação do campo eléctrico da partícula com o campo eléctrico dos átomos que constituem o material. Pode, no entanto, dizer-se que os electrões são os grandes responsáveis pela perda de energia das partículas incidentes e que os núcleos serão responsáveis pela dispersão destas.

Convém salientar que a partícula “colide” principalmente com os electrões uma vez que as colisões com os núcleos atómicos são raras, a não ser que a energia da partícula seja extremamente elevada.

Quando há uma colisão é transferida, somente, uma pequena quantidade de energia para o átomo ou electrão, alvo. No entanto, como é evidente, a quantidade de choques é tanto maior quanto maior for a densidade do material. A perda de energia será a soma da energia perdida pela partícula em cada choque individual até que perca totalmente a energia de que dispõe.

Como já foi referido, os choques dão-se, sobretudo, com os electrões. Assim, quando uma partícula de massa muito superior à do electrão choca com um destes a partícula incidente continuará o seu caminho apesar de ter perdido um pouco da sua energia.

O mesmo não acontecerá se a partícula incidente tiver, por exemplo, a massa igual à do electrão. É, então, necessário separar o estudo das partículas mais pesadas das partículas mais leves.

#### 4.1.2 – Partículas “pesadas” com carga.

Neste grupo encontram-se as partículas mais pesadas que o electrão como, por exemplo: muões, píões, prótons,  $\alpha$ , núcleos leves e iões.

Em 1930, Bethe e Bloch propuseram uma expressão que permite determinar a quantidade de energia que uma partícula perde por unidade de comprimento isto é o poder de travagem do meio  $\frac{dE}{dx}$

$$-\frac{dE}{dx} = \left( \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z\rho N_A}{Amv^2} \left[ \ln\left( \frac{2mv^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (4.1)$$

Onde:

$v = \beta c$  - Velocidade do electrão

$c$  - Velocidade da luz no vazio

$ze$  - Carga da partícula

$m$  - Massa do electrão

$N_A$  - Número de Avogadro

$A$  - Número de massa

$Z$  - Número atómico

$\rho$  - Densidade do material que constitui o meio absorvente

$I$  - Energia necessária para ionizar um átomo

A expressão anterior é a forma mais básica da expressão proposta por Bethe e Bloch, uma vez que não considera o efeito da densidade, importante para altas energias e o efeito de camada, importante nas baixas energias

De forma muito sumária pode dizer-se que a expressão de Bethe e Bloch relaciona a energia perdida por unidade de comprimento com a quantidade de movimento e a energia transferidas para um electrão, a densidade de electrões do material e a distância entre a partícula incidente e os electrões alvo durante as colisões.

O sinal menos na expressão indica que, como é óbvio, que a energia da partícula diminui à medida que esta percorre a trajectória no “interior” do material.

Através de uma simples análise dimensional da expressão  $\frac{dE}{dx}$  pode concluir-se que as unidades a usar poderiam ser, por exemplo, em MeV/cm. No entanto, dada a dependência de  $\frac{dE}{dx}$  na densidade do material é muitas vezes conveniente adoptar uma nova unidade de comprimento, executando uma mudança de variável, ( $x \rightarrow \rho x$ ), ou seja,  $\text{g/cm}^2$ , que é designada por “densidade superficial”. Assim, a energia perdida por unidade de comprimento pode ser expressa em MeV  $\text{cm}^2/\text{g}$ , tal como se ilustra na Fig. 4.2.

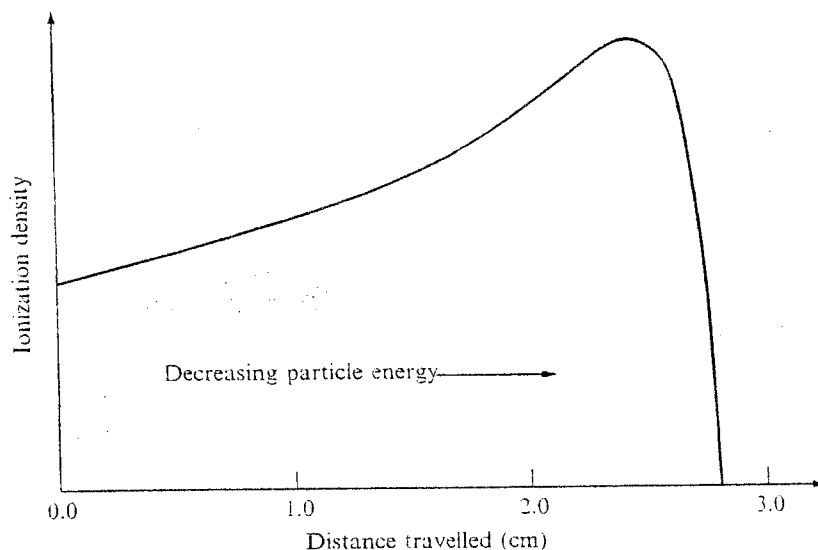
Para energias não relativistas ( $v \ll c$ ) a variação de  $\frac{dE}{dx}$  é dominada pelo termo  $\frac{1}{v^2}$  e, assim, diminui com o aumento de  $v$  até atingir um mínimo. A existência de um mínimo de  $\frac{dE}{dx}$  é quase sempre comum para a generalidade das partículas; no entanto, é função da energia cinética de cada partícula e é característica desta.

Experimentalmente conclui-se que para energias entre os 100 keV e 1 GeV se pode exprimir  $\frac{dE}{dx}$  de uma forma muito simples:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\text{const.}}{E^k} \quad (k = 0,81).$$

A partir da expressão anterior pode concluir-se que a razão  $\frac{dE}{dx}$  aumenta à medida que a energia da partícula diminui. Ou seja, a quantidade de energia perdida (pela partícula) por unidade de comprimento é maior no final do percurso da partícula do que no seu início.

A figura seguinte representa a variação de  $\frac{dE}{dx}$  em função da posição.



**Fig. 4.1 - Variação de  $\frac{dE}{dx}$  em função da posição**

Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

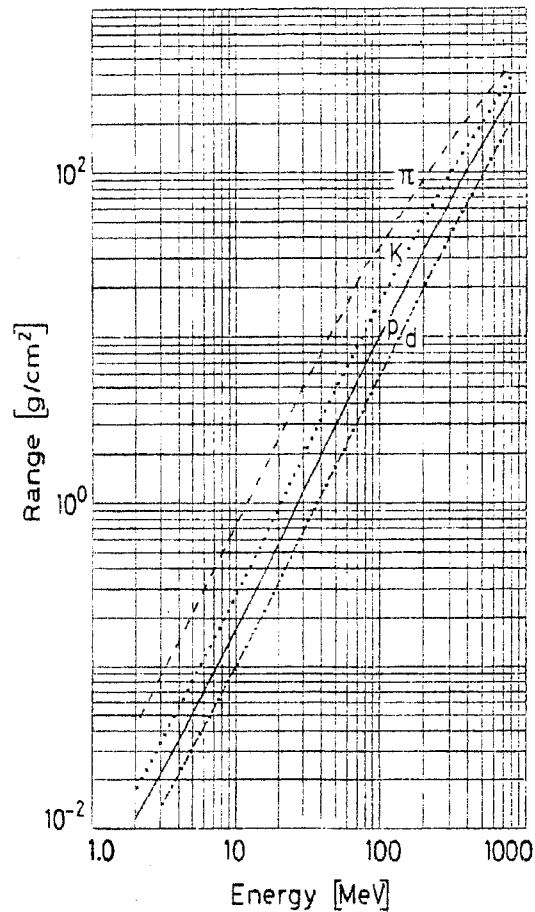
Como se pode ver, a maior parte da energia é transferida para o meio (perdida pela partícula) próximo do fim da trajetória. Este facto é usado em aplicações de Medicina Nuclear. A curva representada é conhecida por curva de Bragg.

É, certamente, importante saber qual o alcance de uma determinada partícula, ou seja, qual a distância que uma partícula, com uma determinada energia, percorre até perder toda a sua energia.

O alcance pode ser determinado a partir da integração da distância percorrida até que a energia cinética, da partícula, atinge um mínimo.

$$R = \int dx = \int_{E_{\min}}^{E_0} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} \propto E^{1+k} \quad (4.2)$$

A figura seguinte representa o alcance de diferentes partículas no alumínio. Obviamente, para conhecer o valor do alcance em cm será necessário dividir os diferentes alcances pela densidade do alumínio.



**Fig. 4.2- Alcance de diferentes partículas no alumínio**  
 Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

#### 4.1.3 – Electrões e positrões (as partículas leves com carga).

Não obstante o mecanismo que leva à perda da energia de um electrão incidente ser o mesmo de um ião (interacção eléctrica), a expressão de Bethe e Bloch tem de sofrer algumas adaptações, para que possa permanecer válida no estudo da interacção de partículas leves com a matéria.

Na prática acontece que os electrões percorrem um trajecto muito maior do que as partículas mais pesadas, uma vez que a quantidade de energia perdida por unidade de comprimento é muito menor para os electrões.

Os choques dão-se, agora, entre partículas cujas as massas são iguais ( $e^-$  com  $e^-$  ou  $e^-$  com  $e^+$ ). Nesta situação a fracção de energia perdida por impacto é muito maior e



poderá, eventualmente, a partícula incidente perder toda a energia num só choque. Além do mais as deflexões não podem, agora, ser desprezadas.

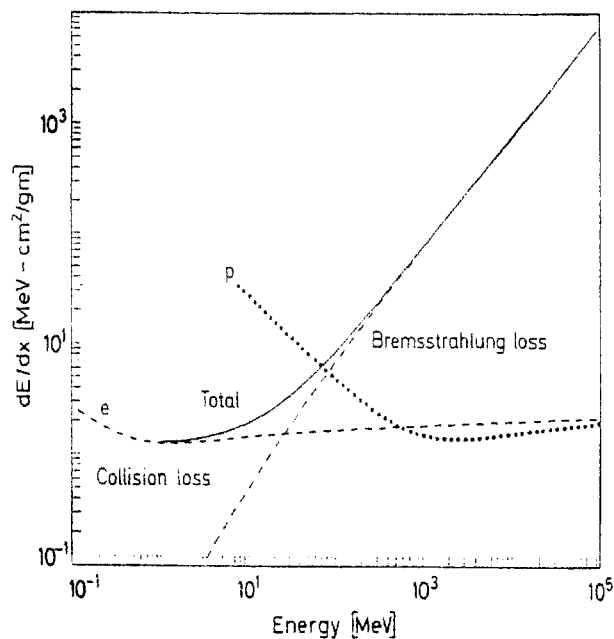
Por outro lado temos de considerar a energia perdida por radiação (Bremsstrahlung). É sabido que, a partir das equações de Maxwell, partículas com carga eléctrica quando aceleradas emitem radiação, convém não esquecer que a expressão de Bethe e Bloch apenas considera colisões entre partículas.

Atendendo aos valores de energia típicos destas interacções e ao facto da massa dos electrões ser tão baixa, é fundamental que se considere este tipo de perda de energia.

Assim, a quantidade de energia perdida total por unidade de comprimento deve ser:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiação} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{colisões}$$

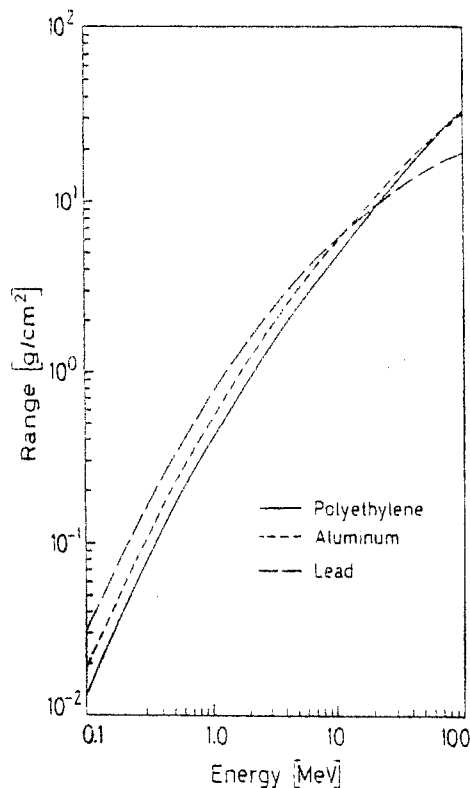
A figura 4.3 permite comparar a perda de energia por radiação e por colisões no caso dos prótons e dos electrões no cobre.



**Fig. 4.3- Perda de energia por radiação e por colisões**  
 Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

O alcance dos electrões (ou positrões) não pode ser determinado de forma tão expedita como o alcance das partículas mais pesadas. Os desvios, entre as expressões analíticas e os resultados experimentais são consideráveis e exigem modelos matemáticos especiais.

Existem, no entanto, algumas expressões empíricas que permitem prever o alcance dos electrões em função da respectiva energia.



**Fig. 4.4 - Curvas do alcance de electrões em três materiais distintos.**

Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

#### 4.2 - Fotões (raios X e $\gamma$ )

Os fotões distinguem-se das restantes partículas, tratadas até agora, por não possuírem massa e carga eléctrica. Trata-se de radiação electromagnética. Exigem uma outra abordagem quanto à interpretação da interacção da radiação com a matéria.

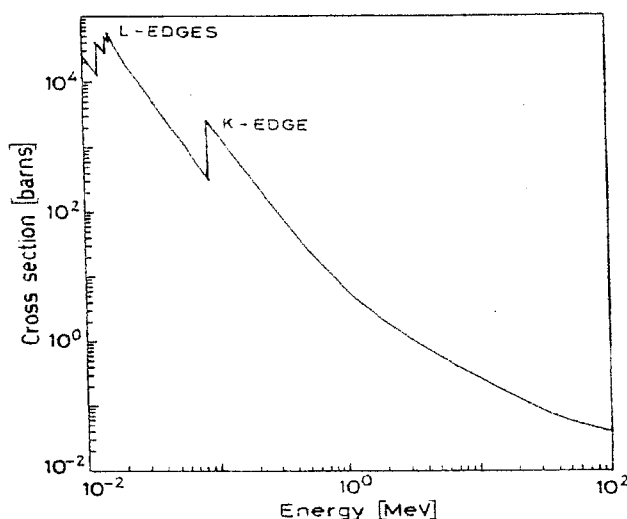
Os três principais processos de interacção deste tipo de radiação com a matéria são: o efeito fotoeléctrico, o efeito Compton e a produção de pares.

#### 4.2.1- O efeito fotoeléctrico.

A absorção de um fóton com energia  $h\nu$  por parte de um electrão, atómico, pode ser suficiente para que este seja ejectado. Nesta situação o electrão designa-se fotoelectrão e é emitido com energia cinética  $E_e = h\nu - B$ , onde  $B$  representa a energia de ligação de electrão, na respectiva camada (o efeito fotoeléctrico ocorre com electrões não livres).

Devido à perda do electrão o átomo fica num estado excitado, podendo, posteriormente, alcançar a estabilidade libertando um outro electrão, de uma camada superior, ou um fóton com comprimento de onda na zona dos raios X.

A figura seguinte representa a secção eficaz do efeito fotoeléctrico em função da energia incidente. A secção eficaz e o coeficiente de atenuação de massa são grandezas que estão relacionadas com a probabilidade de uma reacção ocorrer, a primeira não será definida neste trabalho e a segunda é tema do ponto (4.2.4).



**Fig. 4.5- Secção eficaz do efeito fotoeléctrico em função da energia incidente**  
Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

Como pode ver-se, na figura, à medida que a energia do fóton se aproxima do valor da energia de ligação dos electrões da camada  $K$  a secção eficaz, do efeito fotoeléctrico, vai aumentando, até que atinge um pico (K-EDGE), seguido de uma diminuição drástica. Este

comportamento compreende-se porque, para fótons de energia ligeiramente inferior deixa de ser possível o efeito fotoelétrico com os electrões da camada K.

Com a diminuição da energia dos fótons, incidentes, a secção eficaz volta a aumentar monotonamente até que a energia dos fótons se aproxima da energia de ligação dos electrões das camadas L; M; etc. ocorrendo, então, novos picos (L-EDGE), etc..

Os picos (K-EDGE) e (L-EDGE) correspondem à absorção dos fótons (de energia  $h\nu$ ) pelos electrões de cada uma das camadas.

#### 4.2.2- O efeito Compton.

Em 1924, Compton verificou que ao fazer incidir raios X, sobre um bloco de grafite a radiação era difundida, com uma frequência inferior à da radiação incidente e que a frequência da radiação difundida dependia do ângulo de difusão ( $\theta$ ).

Este tipo de interacção consiste, também, no “choque” de um fóton com um electrão que, ao contrário do que sucede no efeito fotoelétrico, pode ser considerado livre. Porque nesta interacção os fótons incidentes têm uma energia muito superior à energia de ligação dos electrões.

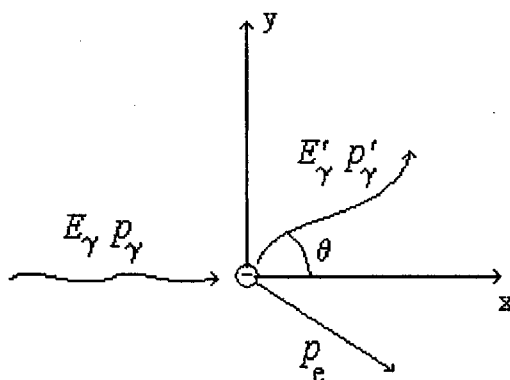


Fig. 4.6 – Efeito Compton

Aplicando os princípios da conservação da energia e do momento linear, numa aproximação relativista obtém-se, a seguinte expressão para a energia da radiação difundida:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{mc^2}\right)(1 - \cos\theta)} \quad (4.3)$$

A secção eficaz, e portanto a probabilidade, de ocorrer para o efeito Compton tende a diminuir com o aumento da energia dos fotões incidentes.

#### 4.2.3- Produção de pares.

Quando um fotão com energia na ordem de 1,12 Mev ( $E = 2m_e c^2$ ) atravessa o campo eléctrico de um núcleo ou o campo dos electrões do átomo é possível que este fotão altamente energético se transforme num par electrão – positrão, (este processo pode ser interpretado como o inverso de um processo de Bremsstrahlung).

Uma vez que tem de haver conservação de momento é obrigatório a existência de mais de um corpo ou partícula, que absorva o momento, isto é a produção de pares não ocorre no vazio.

O valor da secção eficaz da produção de pares só tem significado quando a energia do fotão tem alguns Mev e aumenta com o aumento desta, como se pode ver indirectamente na figura (4.8).

#### 4.2.4-Atenuação de um feixe de radiação

A probabilidade de ocorrência dos processos descritos anteriormente é determinada pela energia do feixe incidente. Este, por se tratar de um feixe de fótons, é atenuado à passagem por um meio absorvente.

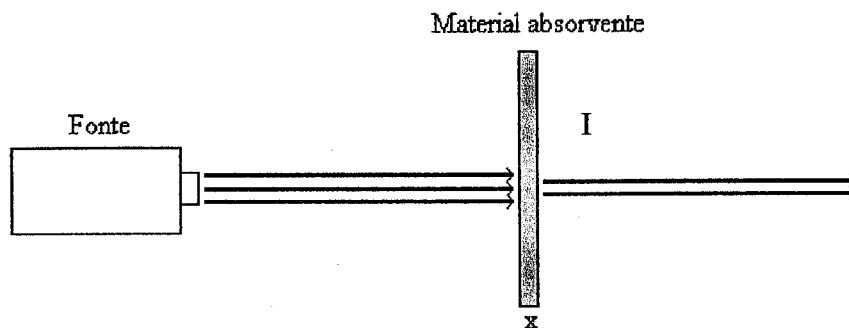


Fig. 4.7 – Atenuação de um feixe incidente

A atenuação do feixe incidente é descrita pela seguinte expressão:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.4)$$

em que é:  $x$  – a espessura do material;

$I_0$  - a intensidade do feixe incidente, isto é em  $x = 0$ ;

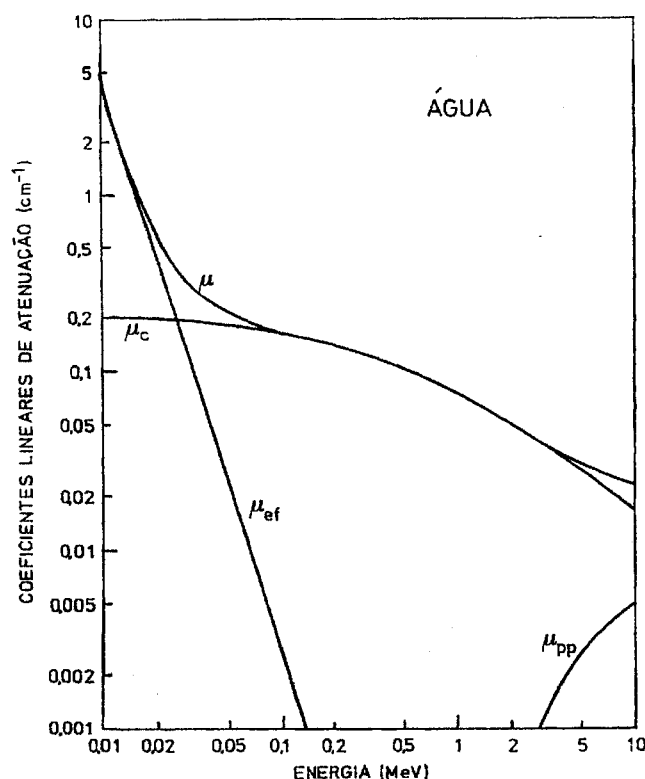
$I$  - a intensidade do feixe emergente de uma camada de espessura  $x$ ;

$\mu$  - coeficiente de absorção linear total, representa a fracção do número de fótons de determinada energia removido de um feixe incidente, por centímetro de material absorvente.

O coeficiente de atenuação linear total é igual à soma dos coeficientes de atenuação correspondentes aos três processos descritos neste capítulo.

Assim,

$$\mu = \mu_{e,\text{fotoeléctrico}} + \mu_{e,\text{Compton}} + \mu_{p,\text{pares}} \quad (4.5)$$



**Fig. 4.8- Coeficientes lineares de atenuação da água em função da energia da radiação**  
 Martinho, *Interação da radiação com a matéria*, 1996/1997

Por vezes, é conveniente substituir na expressão 4.4 o coeficiente de atenuação linear total pelo coeficiente mássico de atenuação,  $\frac{\mu}{\rho}$ . Este coeficiente obtém-se dividindo o coeficiente de atenuação linear total pela massa volúmica do meio absorvente.

Assim, como  $\rho = \frac{m}{S \cdot x}$  resulta

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu d}{\rho}} \quad (4.6)$$

em que  $d$  representa a massa por unidade de superfície,  $\frac{m}{S}$ .

### 4.3- Neutrões.

A fórmula de Bethe e Bloch não se aplica à interacção de neutrões com a matéria, uma vez que os neutrões são desprovidos de carga eléctrica.

Os neutrões interactuam com a matéria através das forças nucleares, isto é da interacção forte.

Assim, compreende-se que os neutrões sejam muito penetrantes e que as sua interacções sejam raras, uma vez que o volume nuclear é muito menor que o volume atómico.

Dependendo da energia do neutrão incidente e do alvo podem ocorrer diferentes interacções, por exemplo:

Energia	Interacção
[ev, kev]	Fissão nuclear (quebra do núcleo e emissão de fotões)
$\ll$ Mev	Captura (o neutrão é incorporado no núcleo)
Mev	Dispersão elástica com os núcleos
$\geq 1$ Mev	Dispersão inelástica (o núcleo fica excitado e posteriormente emite radiação)



## 5 - Detectores de Radiação

Os detectores de radiação são de utilidade extrema, na investigação, no diagnóstico médico, na protecção radiológica, em processos industriais e, também, na datação radiológica.

Existe uma grande variedade de detectores desde, por exemplo, uma simples película fotográfica, a um detector de neutrões.

Os detectores podem ser específicos para um determinado tipo de radiação ou, então, um mesmo detector pode ser capaz de trabalhar com vários tipos de radiação.

O princípio de funcionamento de um aparelho detector de radiação baseia-se na interacção da radiação com a matéria, com a consequente ionização desta, quer directa ou indirectamente.

Na grande maioria dos equipamentos a ionização é posteriormente convertida, através dos pares ião, electrão gerados, em sinais eléctricos que permitem a “observação” da detecção.

A escolha do detector a utilizar, numa determinada situação, terá que ter em consideração, não só o material de que é constituído o detector (parte do detector sensível à radiação) mas também, é necessário ter em linha de conta as características gerais dos aparelhos de detecção, como por exemplo:

- a sensibilidade, capacidade de produzir um sinal eléctrico a partir do tipo de radiação e da respectiva energia;
- o tempo de resolução do sistema de detecção, capacidade de distinguir dois impulsos eléctricos quase simultâneos,
- a resolução em energia, capacidade de distinguir duas partículas com energias muito próximas.

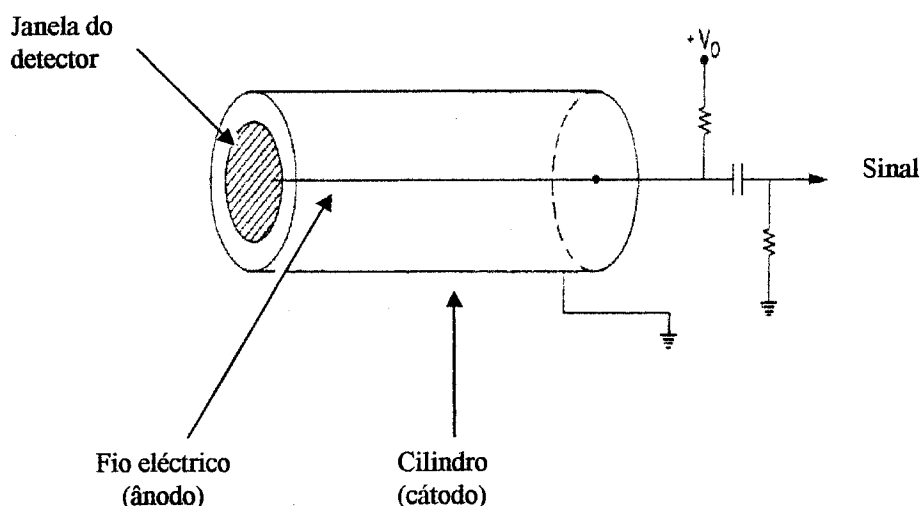
Neste trabalho será feito um estudo, sumário, de dois tipos de detectores, os detectores gasosos e os detectores de cintilação.

## 5.1-Detectores gasosos.

Um detector gasoso é, em geral, constituído por um cilindro metálico fechado em ambas as extremidades. Uma das extremidades é fechada com uma película fina (de metal, vidro, mica, etc.) que constitui a janela do detector, ou seja, a zona onde deverão entrar as partículas a detectar.

No eixo de simetria do cilindro encontra-se um fio metálico, electricamente isolado do corpo do detector.

Entre o fio central (ânodo) e o corpo cilíndrico (cátodo) é aplicada uma diferença de potencial.



**Fig. 5.1-Detector gasoso de radiação**

(Adaptado de) Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

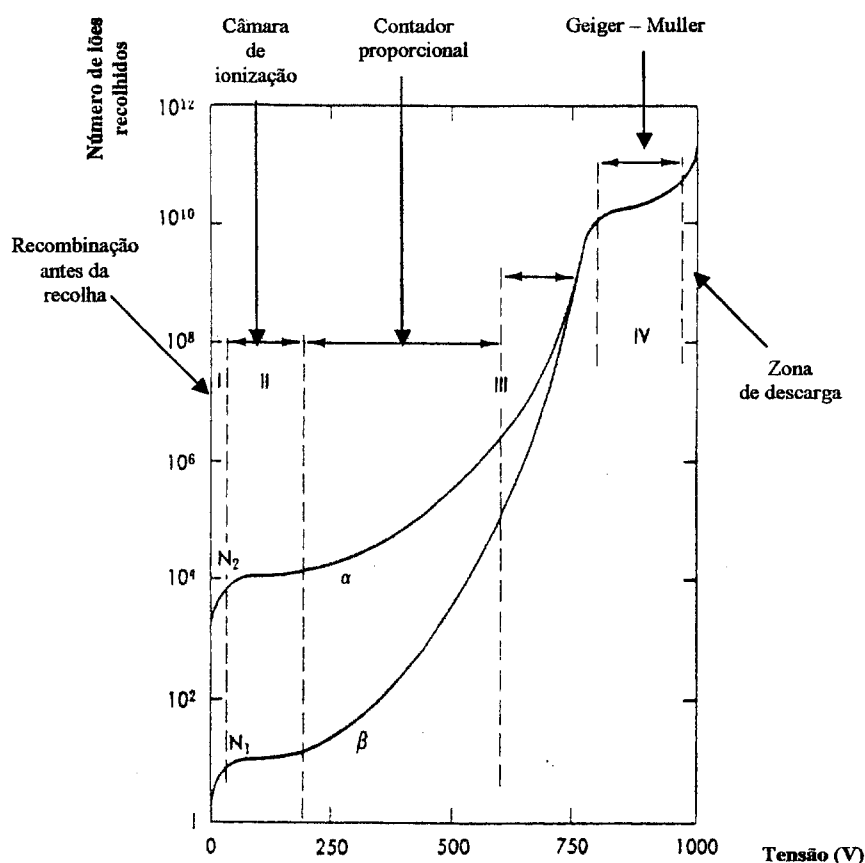
Uma partícula ionizante, que através da janela, alcance o interior do cilindro poderá ionizar moléculas do gás, que se encontra no interior deste, provocando assim, um certo número de pares de iões – electrões, o que poderá ocorrer de forma directa ou indirecta. Os electrões resultantes deste processo de ionização são, posteriormente, atraídos para o ânodo, fio central a que é aplicada uma tensão positiva, tal como sugere a figura 5.1, dando origem a um sinal eléctrico, sendo os iões positivos atraídos para o cátodo, onde são recolhidos.

Este tipo de detectores pode funcionar de duas formas distintas, no modo corrente ou no modo de impulsos.

No modo corrente obtém-se, como resposta do sistema, uma corrente eléctrica, cuja intensidade média é proporcional ao número de partículas ionizantes, que atravessam o gás por unidade de tempo.

No modo de impulsos a captação dos pares ião – electrão origina impulsos eléctricos, permitindo determinar o resultado em termos de taxa de contagem.

Dependendo da tensão aplicada e do tipo de gás os detectores poderão funcionar como uma câmara de ionização, um contador proporcional ou um contador Geiger – Muller.



**Fig. 5.2- "Output" de um detector gasoso de radiação**  
 (Adaptado de) Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

Nota: Os valores das tensões aplicadas, indicadas na figura, variam de detector para detector, pois são otimizados em função do objectivo e do tipo de gás.

O gráfico da figura encontra-se dividido em quatro zonas respectivamente: I; II; III; IV.

- Zona I

Os pares ião – electrão não chegam a ser atraídos, pelo eléctrodo para que têm afinidade e voltam a recombinar-se, por a tensão aplicada ser baixa, o que implica a ausência de qualquer impulso.

- Zona II (Câmara de ionização)

Nesta zona o detector funciona como uma câmara de ionização.

A tensão aplicada é já suficiente para impedir a recombinação dos pares ião – electrão, uma vez que estes são atraídos respectivamente pelo cátodo e pelo ânodo.

Os impulsos gerados são proporcionais à energia da radiação incidente mas não dependem da tensão aplicada, daí o patamar da curva, nesta zona.

As câmaras de ionização são, essencialmente, aparelhos de medida, uma vez que o sinal obtido é proporcional à energia depositada. A limitação surge para baixas energias.

A câmara de ionização utiliza-se, geralmente, para radiação  $\gamma$  e sempre na detecção de fluxos de radiação importantes em relação ao fundo ambiente.

São muito usados, por exemplo, na avaliação da vizinhança do combustível em reactores nucleares.

Dentre outras aplicações refere-se, ainda, o uso das câmaras de ionização na calibração de máquinas de radioterapia e o facto de serem os sensores em muitos instrumentos de monitorização utilizados na protecção contra radiações.

- Zona III (contador proporcional)

A partir de um determinado valor para a tensão aplicada os electrões resultantes da ionização primária começam a dispor de energia suficiente para ionizarem outras

moléculas de gás, desta segunda ionização resultam mais electrões. Acontece, assim, uma multiplicação do número que atinge o ânodo que depende da tensão aplicada.

Ou seja, obtém-se um sinal de saída maior, mas ainda assim, proporcional à ionização inicial.

Neste regime de funcionamento o detector designa-se por contador proporcional. Estes detectores são capazes de distinguir os diferentes tipos de radiação bem como as energias das partículas incidentes.

No limite à direita da zona III é pouco utilizada, uma vez que, nesta zona, a carga produzida não é função linear da tensão aplicada.

Os contadores proporcionais são muito utilizados quando não é importante a resolução de energia. Desde a indústria à investigação encontram inúmeras aplicações.

- Zona IV (Geiger – Muller)

No regime conhecido por Geiger-Muller, GM, isto é para valores da tensão na zona IV a tensão aplicada é suficiente para que os electrões, resultantes da ionização secundária, tenham energia suficiente para continuar a ionizar o gás, originando assim, uma reacção em cadeia.

Os GM são essencialmente aparelhos de detecção e não de medida. São, ainda, fortemente limitados pelo tempo morto. O tempo morto corresponde para cada par ião-electrão produzido, ao intervalo de tempo que decorre entre a chegada do electrão ao ânodo e a captação do ião positivo no cátodo. Estas diferenças de tempos é, como é óbvio, motivada pela enorme diferença de massa. Durante o chamado tempo morto o GM é insensível.

Nesta situação a amplitude dos sinais obtidos é independente da energia e do tipo de partículas incidentes. Consequentemente não se podem identificar as partículas e as energias que lhes estão associadas

Para tensões acima das que delimitam a zona IV deixa de ser viável a utilização deste tipo de detectores, já que nesta região ocorre uma descarga contínua, que pode originar a avaria do aparelho.

## 5.2- Detectores cintilação.

A detecção de radiação através de efeitos envolvendo cintilação é um dos métodos mais antigos, foi evoluindo até se tornar num dos modos mais frequentes de detecção de radiação

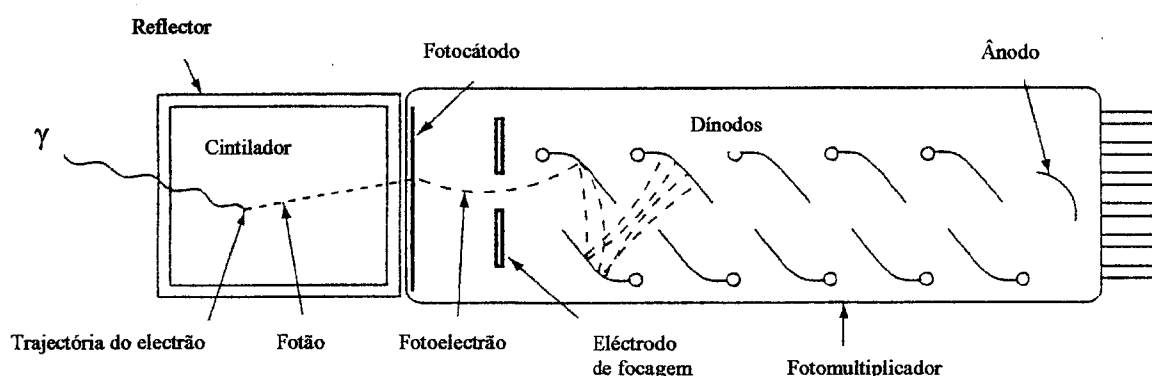
Desde o início do século passado que se utilizou o facto de que alguns materiais emitirem radiação de fluorescência quando irradiados por fotões de radiação  $\gamma$ . É o processo designado por cintilação.

Há cintiladores de vários tipos, tais como, gasosos, líquidos, orgânicos, inorgânicos, plásticos, etc..

Um detector de cintilação consiste essencialmente num meio cintilador, por exemplo um cristal, acoplado opticamente ao fotocátodo de um tubo fotomultiplicador.

Nos detectores de cintilação um fotão incidente, ao interactuar com um material cintilante, produz um outro fotão, de diferente comprimento de onda capaz de ao incidir no cátodo provocar efeito fotoeléctrico arrancando electrões, que se designam fotoelectrões.

Um campo eléctrico acelera os fotoelectrões, primários, até ao primeiro dos, geralmente dez, dínodos que constituem o tubo fotomultiplicador, tubo esse que se encontra acoplado ao cintilador, tal como se esquematiza na figura seguinte.



**Fig. 5.3 – Detector de cintilação**  
(Adaptado de) Lilley; *Nuclear Physics Principles and Applications*, 2002

Os dínodos são eléctrodos aos quais estão aplicadas tensões eléctricas, que vão sendo cada vez mais elevadas.

O choque entre os fotoelectrões e cada dínodo provoca o arranque de electrões.

Os electrões resultantes, electrões secundários, são acelerados pelos dínodos restantes, devido à diferença de potencial existente entre estes, o que se traduz numa multiplicação dos electrões.

Por fim, os electrões alcançam o ânodo dando origem a um impulso eléctrico. A amplitude do impulso é proporcional à energia dissipada pelo fotão incidente, permitindo, assim, determinar a energia da radiação incidente.

Os detectores de cintilação são usados em variadíssimos campos de trabalho tais como medicina nuclear, espectroscopia nuclear, astronomia, física de partículas, etc..

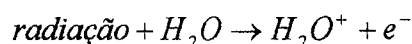
## 6- Segurança e radioactividade

Tal com em qualquer outro material absorvedor também nos materiais biológicos a radiação provoca a ionização dos átomos que constituem o material.

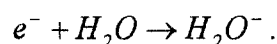
Esta ionização pode:

- quebrar ligações moleculares de moléculas importantes do ponto de vista biológico nomeadamente, de moléculas de ADN, podendo causar danos irreversíveis;
- acontecer em moléculas mais simples, como por exemplo a molécula de água.

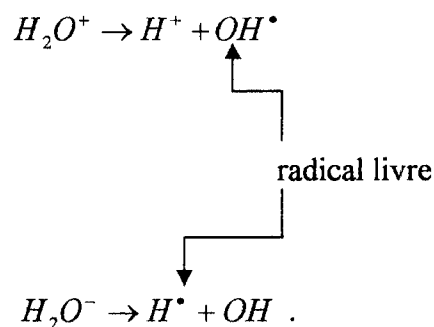
Neste caso,



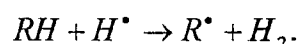
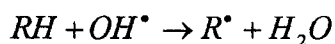
e o electrão libertado vai, por sua vez, reagir com outra molécula de água,



Os iões resultantes destas reacções são instáveis e, invariavelmente, dissociam-se originando radicais livres,



Os radicais livres são bastantes reactivos do ponto de vista químico e podem reagir com moléculas orgânicas ( $RH$ ), originando assim, radicais livres orgânicos ( $R^\bullet$ ):

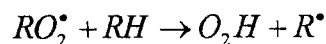
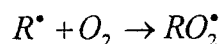


Por sua vez os radicais livres orgânicos podem reagir com, por exemplo, moléculas de ADN podendo causar, também, a morte celular ou danos irreversíveis.



Se a quantidade de moléculas afectada for pequena os danos causados podem ser reparados através de processos biológicos que provocam uma restauração molecular do ADN. Nesta situação não são detectados quaisquer danos.

A presença do oxigénio tem um efeito pernicioso já que dá origem a uma reacção em cadeia aumentando a quantidade de danos nos tecidos:



Compreende-se assim, que, em geral, tecidos ricos em oxigénio sejam mais sensíveis à radiação. Este efeito é conhecido por efeito do oxigénio.

Existem, ainda, alguns agentes químicos que podem influenciar a quantidade dos efeitos biológicos. Alguns, por terem uma elevada electroafinidade, têm um comportamento semelhante ao do oxigénio, potenciando a quantidade de danos biológicos. Outros podem reagir com os radicais livres, atenuando, assim, os efeitos biológicos.

Se os danos causados forem suficientemente extensos a reparação molecular poderá ser inviável. Nesta situação pode acontecer:

- a) morte da célula; pode causar a morte do indivíduo se o número de células afectadas for elevado;
- b) efeitos somáticos (cancro e/ou esterilidade), se as células afectadas estiverem relacionadas com a manutenção do funcionamento do organismo;
- c) efeitos genéticos (mutações genéticas), se as células atingidas forem células reprodutivas.

Já foi dito (cap.5) que os efeitos da radiação dependem, do tipo da radiação, da intensidade e da energia desta:

#### - Partículas pesadas

A radiação  $\alpha$ , apesar de ter uma grande capacidade de ionização não é uma radiação particularmente perigosa quando a fonte é exterior ao corpo humano. Este facto é traduzido no fraco poder de penetração. Por exemplo, partículas  $\alpha$  com 1 MeV de energia têm um alcance de poucas dezenas de microns. No entanto, se uma fonte radioactiva for ingerida

ou inalada este tipo de radiação provocará grandes danos, devido à pouca protecção dos órgãos internos.

#### - Partículas $\beta$

Não obstante terem um grande poder de penetração, bastante superior ao das partículas  $\alpha$  por exemplo, partículas  $\beta$  com 1 MeV de energia só são totalmente paradas ao fim de alguns milímetros de metal, por possuírem uma menor capacidade de ionização. As partículas  $\beta$  apresentam a mesma perigosidade que as partículas  $\alpha$ .

#### - Fótons

Apresentam uma grande capacidade de penetração e podem causar grandes danos em materiais biológicos.

#### -Neutrões

Provocam ionização somente de forma indirecta e têm um grande poder de penetração. No entanto, não há, ainda, uma certeza absoluta acerca dos danos biológicos que podem causar.

### 6.1- Grandezas de dosimetria radiológica.

#### 6.1.1-Roentgen (R)

A primeira unidade utilizada para quantificar a quantidade de radiação que interacciona com uma qualquer porção de matéria deve o seu nome ao vencedor do primeiro prémio Nobel atribuído à Física, Wilhelm Konrad Roentgen.

O roentgen (R) é actualmente definido como a quantidade de radiação (X ou  $\gamma$ ) capaz de produzir uma carga de  $2,58 \times 10^{-4} C$  em iões, monopositivos ou mononegativos, num kg de ar nas condições normais de pressão e temperatura.

$$\text{Assim, } 1R = 2,58 \times 10^{-4} Ckg^{-1}.$$

O uso desta unidade apresenta algumas limitações:

- refere-se especificamente a radiação X ou  $\gamma$  no ar
- refere-se à exposição de radiação total.

### 6.1.2- Dose absorvida ( $D$ )

A dose absorvida é definida como a energia absorvida por unidade de massa de material absorvente.

A grandeza dose absorvida é muito útil quando se estuda a temática de protecção radiológica e pode determinar-se a partir da expressão seguinte:

$$D = \frac{E_T}{m_T} \quad (6.1)$$

em que o índice  $E_T$  é energia total depositada na massa total  $m_T$ ; o índice T (tissue) está associado às aplicações biológicas.

Inicialmente a unidade para a dose era o rad (radiation absorbed dose).

Um rad é a quantidade de radiação que deposita 100 ergs de energia por grama de material absorvente.

Actualmente, é comum usar-se a unidade S.I., o joule por quilograma.

O joule por quilograma pode denominar-se por gray (Gy). Assim,  $1\text{Gy} = 1\text{Jkg}^{-1}$ .

A equivalência entre Gy e rad é:  $1\text{Gy} = 100\text{rad}$ .

A expressão seguinte permite, determinar a taxa de dose absorvida, em  $\text{Gy s}^{-1}$ , por um qualquer material quando irradiado por uma fonte pontual de radiação  $\gamma$ .

$$\text{Taxa de dose} = \frac{\Gamma \cdot A}{d^2} \quad (6.2)$$

em que:  $A$  - actividade da fonte em Bq

$\Gamma$  - taxa de exposição constante, que depende vários factores, como por exemplo da fonte e da energia da radiação  $\gamma$  emitida.

$d$  - distância à fonte em metros.

Fonte	$\Gamma$ (Rcm <sup>2</sup> /h mCi)
<sup>137</sup> Cs	3,3
<sup>57</sup> Co	13,2
<sup>22</sup> Na	12,0
<sup>60</sup> Co	13,2
<sup>222</sup> Ra	8,25

**Tabela 6.1- Constantes de taxa de exposição**  
 Adaptada de Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

### 6.1.3-Equivalente de dose

A mesma quantidade de dose absorvida não provoca sempre os mesmos danos biológicos. Estes, por exemplo, diferem quando a energia é depositada através de partículas pesadas com carga ou de partículas  $\beta$ .

Assim, os efeitos causados pelas diferentes partículas estão relacionados com a quantidade de energia depositada ao longo do caminho percorrido, LET (linear energy transfer), que varia com o tipo de partículas e com as respectivas energias.

A grandeza LET difere do poder de travagem do meio ( $\frac{dE}{dx}$ ), ver (4.1.2), somente por que na LET não se considera a energia perdida por emissão de Bremsstrahlung, ver (4.1.3).

De forma simples pode dizer-se que para uma mesma dose absorvida, a radiação de baixo LET, por exemplo  $\beta$ , provoca menos danos biológicos que a radiação de alto LET, por exemplo  $\alpha$ .

A relação entre os efeitos biológicos e os diferentes tipos de radiação é traduzida pela quantidade RBE (relative biological effectiveness)

A quantidade RBE para qualquer radiação é calculada para uma dose de radiação de referência, 250 keV de raios X ou  $\gamma$ , necessários para produzir o mesmo efeito biológico constatado a partir da dose de radiação em teste.

O factor peso de radiação,  $w_R$  é determinado a partir da quantidade RBE, agora o índice  $R$  como é óbvio está associado à natureza da radiação.

Tipo de radiação	Energia	Factor peso de radiação, $w_R$
Fotões, electrões	Todas as energias	1
Neutrões	< 10 keV	5
	10 keV - 100 keV	10
	> 100 keV - 2 MeV	20
	> 2 MeV - 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Protões	> 2 MeV	5
Partículas $\alpha$ , fragmentos de cisão, núcleos pesados		20

**Tabela 6.2- Factores de peso da radiação**  
Adaptada de Salgado, Protecção contra Radiações, 1996/1997

Como se pode constatar, a partir da tabela anterior, cada tipo de radiação tem o seu  $w_R$ .

Esta grandeza traduz o facto de para uma qualquer dose absorvida, quando esta é devida a partículas  $\alpha$ ,  $w_R = 20$ , os danos biológicos serão 20 vezes superiores aos que ocorrem quando a dose absorvida é devida a radiação  $\beta$  em que  $w_R = 1$ .

O factor peso da radiação,  $w_R$ , permite quantificar, de forma mais realista, o efeito biológico causado por uma qualquer radiação.

O equivalente de dose, num qualquer tecido, é calculado através da multiplicação da dose média absorvida ( $D$ ) pelo factor peso da radiação.

$$H_T = w_R D \quad (6.3)$$

Se o tecido, ou órgão, estiver a ser irradiado concomitantemente com diferentes tipos de radiação, então o equivalente de dose será dado pela soma dos vários produtos ( $w_R D$ ):

$$H_T = \sum_R w_R D. \quad (6.4)$$

A unidade utilizada para caracterizar o equivalente de dose é o Sievert, Sv. Uma vez que os  $w_R$  são adimensionais:  $1\text{Sv} = 1\text{Jkg}^{-1}$  ou seja, o Sv tem a mesmas dimensões que o Gray. No entanto, o uso de Sv indica que o resultado foi encontrado tendo em conta a quantidade RBE.

Deve notar-se que a dose absorvida é uma quantidade de medida directa, ao passo que o equivalente de dose não é.

É comum aparecer na bibliografia dedicada a esta temática uma outra unidade, mais antiga, o rem.

A relação entre Sv e rem é:  $1\text{Sv} = 100\text{rem}$ .

#### 6.1.4-Dose efectiva.

É do senso comum que os diferentes órgãos apresentam diferente sensibilidade à radiação. De facto, existe, também, um factor peso de tecido,  $w_T$ . Este factor representa a contribuição de cada órgão ou tecido para o dano total, do corpo, devido à radiação.

O factor peso de tecido é independente do tipo da radiação e da quantidade de energia desta.

A tabela 6.2 apresenta os factores peso de tecido para diferentes órgãos ou tecidos humanos. Os valores que constam nesta tabela são recomendados pela ICRP (International

Commission on Radiological Protection), alguns destes valores diferem dos recomendados pelo Decreto Regulamentar nº 9/90 de 19 de Abril, da República Portuguesa.

Tecido ou órgão	Factor de peso, $w_T$
Gónadas	0,20
Medula óssea	0,12
Cólon	0,12
Pulmão	0,12
Estômago	0,12
Bexiga	0,05
Tórax	0,05
Fígado	0,05
Esófago	0,05
Tiróide	0,05
Pele	0,01
Superfície óssea	0,01
Restantes partes	0,05

**Tabela 6.3- Factores de peso de tecido**

Adaptada de Salgado, Protecção contra Radiações, 1996/1997

Os órgãos mais sensíveis são aqueles cujas células têm uma taxa de divisão maior, já que é quando ocorre a mitose que as células estão mais vulneráveis aos efeitos perniciosos da radiação.

Pode-se, assim, definir uma nova grandeza, a dose efectiva,  $E$ :

$$E = \sum_T w_T H_T \quad (6.5)$$

Como os  $w_T$  são adimensionais a unidade de  $E$  é, também, o Sievert.

A dose efectiva é a soma dos equivalentes de dose, pesados para todos os órgãos ou tecidos, de um determinado indivíduo.

É possível provar, por exemplo que o equivalente de dose de 10 Sv recebido, somente na medula, terá os mesmos efeitos biológicos que 1,2 Sv recebido de forma uniforme em todo o corpo.

## 6.2- Fontes de radiação

A humanidade encontra-se desde sempre sujeita à influência da radiação.

Esta radiação é proveniente de dois tipos de fontes, as fontes artificiais e as fontes naturais.

	Média de dose por pessoa (mSv/ano)	
	População Mundial	População Norte Americana
<b>Fontes Naturais</b>		
• Total	2,4	2,95
• Raios Cósmicos	0,37	0,27
• Terrestre		0,28
• Inalação do Radão		2
<b>Fontes Artificiais</b>		
• Energia nuclear	0,002	
• Revista de bagagens nos aeroportos		7 nSv/viagem
• Voos a 8000 m de altitude		2µSv/h
• Diagnósticos médicos	0,4 - 1	0,53
• Ocupacional	0,002	0,1 - 3

**Tabela 6.4- Valores de dose efectiva proveniente de várias fontes**

(Adaptado de) Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

Em qualquer ponto do globo terrestre a maior parte da radiação deve-se às fontes naturais. No entanto, as percentagens relativas à radiação natural variam de local para



local. Sendo, por exemplo, mais baixa nos países desenvolvidos, uma vez que nestes países o avanço tecnológico nuclear implica um aumento da radiação proveniente das fontes artificiais.

## **6.2.1- Fontes Naturais**

### **6.2.1.1- Radiação Cósmica**

A radiação cósmica é sobretudo de origem galáctica, onde predomina o efeito solar. Esta radiação é constituída por partículas muito energéticas. Nomeadamente;

- 85% prótons
- <1% neutrões
- ~14% partículas  $\alpha$
- <1% outros núcleos.

Estas partículas interactivam com as camadas mais altas da atmosfera dando origem a radiação  $\gamma$  e  $\beta$  e à produção de partículas elementares.

Esta radiação varia em quantidade com a latitude, devido ao campo magnético terrestre, sendo, por isso, mais intensa nos pólos e varia, também, com a altitude, aumentando com o aumento desta, devido ao efeito protector da atmosfera.

Elevação acima do nível do mar (m)	Equivalente de dose absorvida( $\mu\text{Sv}/\text{ano}$ )
0-328	0.26-0.37
328-3280	0.27-0.28
3280-6561	0.28-0.31
6561-13123	0.31-0.39
13123-19685	0.39-0.52
19685-26246	0.52-0.74
26246-32808	0.74-1.07
>32808	>1.07

**Tabela 6.4- Variação da dose proveniente de raios cósmicos com a altitude**  
 Adaptada de Thompson; Radiation safety training manual; 2002

A interacção dos raios cósmicos com certos átomos origina alguns núclidos radioactivos dos quais se destacam:  $^3\text{H}$ ;  $^7\text{Be}$ ;  $^{14}\text{C}$  e  $^{22}\text{Na}$ .

### 6.2.1.2- Radiação Terrestre

A humanidade encontra-se sob a influência da radiação terrestre de duas formas, externamente e internamente.

Os efeitos externos causados pela radiação terrestre a que o ser humano está sujeito são devidos aos radionuclidos constituintes das rochas dos solos e, conseqüentemente, de alguns materiais de construção.

Os radionuclidos mais abundantes são  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ , e  $^{87}\text{Rb}$ .

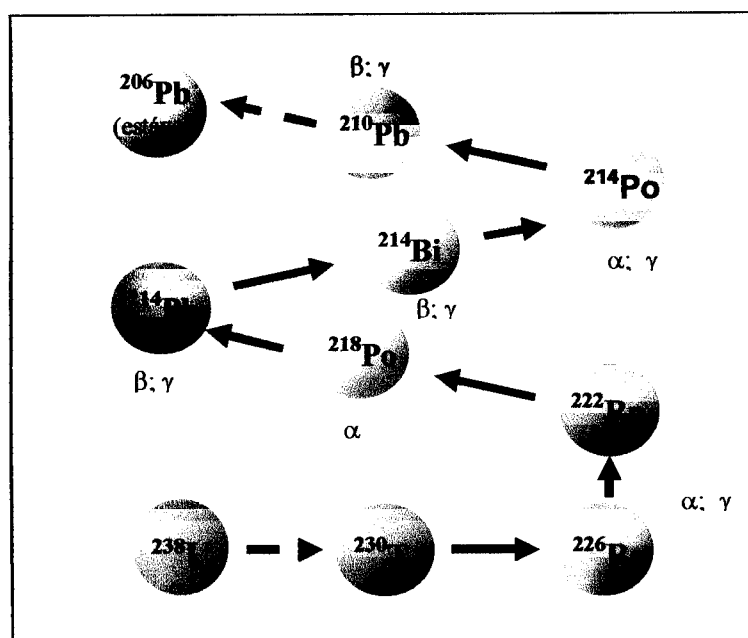
Os níveis de radiação variam de lugar para lugar consoante a natureza do solo, sendo mais elevados os níveis quando este é constituído por rochas de origem vulcânica e mais baixos quando os solos são constituídos por rochas sedimentares.

No entanto devido à ingestão ou inalação de radionuclidos de origem terrestre, nomeadamente:  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  e  $^{232}\text{Th}$ , são produzidos efeitos no interior do organismo humano.

O  $^{222}\text{Rn}$  é sem duvida alguma o radionuclido que mais contribui para a radiação natural a que o Homem está sujeito, em condições normais.

O radão tem três isótopos radioactivos, o  $^{219}\text{Rn}$  e o  $^{220}\text{Rn}$  que por terem períodos muito pequenos, respectivamente 4 e 55 s, não contribuem de forma significativa para a radiação de fundo, ao contrário do terceiro isótopo do radão, o  $^{222}\text{Rn}$ , cujo período é de 3,8 dias.

O radão é um gás nobre, quimicamente pouco reactivo, inodoro e incolor que se liberta, principalmente, das rochas graníticas devido ao decaimento radioactivo do Urânio e seus descendentes. O ascendente directo do radão é o rádio, como mostra a Fig. 6.1 em que é esquematizada a família radioactiva do  $^{238}\text{U}$ .



**Fig. 6.1- Esquema de decaimento do radão.**

(Adaptado de) <http://www.itn.pt/>, itn\_gas\_radao .

O radão decai, por emissão  $\alpha$ , dando origem ao polónio  $^{218}\text{Po}$  ou  $^{214}\text{Po}$ , conforme o isótopo de partida.

Os riscos biológicos do radão devem-se sobretudo aos seus descendentes, que por sua vez decaem emitindo partículas  $\alpha$ .

Os descendentes do radão podem ser inalados juntamente com aerossóis atmosféricos e têm a particularidade de se alojarem nos brônquios, podendo dar origem a doenças cancerosas ao nível pulmonar.

Um estudo recente, publicado pela revista *British Medical Journal* em 21 de Dezembro de 2004, aponta para que o radão seja responsável por 9% das mortes causadas por cancro pulmonar e por 2% das mortes provocadas por todos os tipos de cancro em toda a Europa.

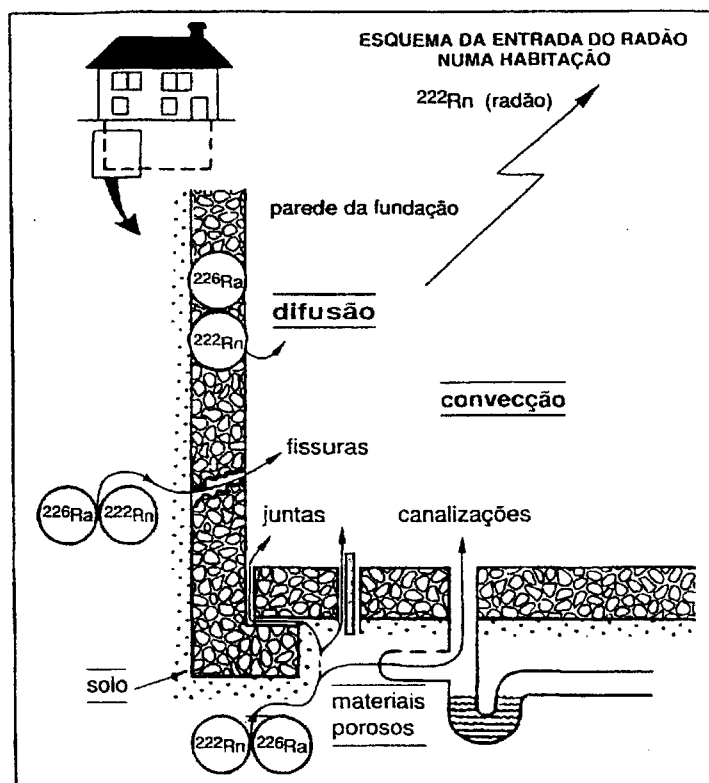
A exalação do radão é condicionada por uma série de factores, nomeadamente: características do solo e pela pressão, pela humidade e temperatura atmosférica. Por isso, a concentração do gás radão varia de forma considerável, não só de lugar para lugar mas também, num mesmo local ao longo do dia e ao longo do ano.

Sabe-se que durante o dia os valores máximos são atingidos entre as 0 e 6 horas e os valores mínimos são alcançados entre a manhã e o meio da tarde.

Relativamente à variação sazonal pode dizer-se que a concentração de radão é maior nos meses quentes.

As concentrações no exterior das habitações devem ser relativamente baixas entre os 0,1 e os 10 Bq m<sup>-3</sup>. O mesmo pode não acontecer no interior das habitações.

O radão introduz-se nas habitações através da difusão dos materiais de construção e, sobretudo, através de fissuras e juntas mal vedadas nas paredes de fundação das habitações.

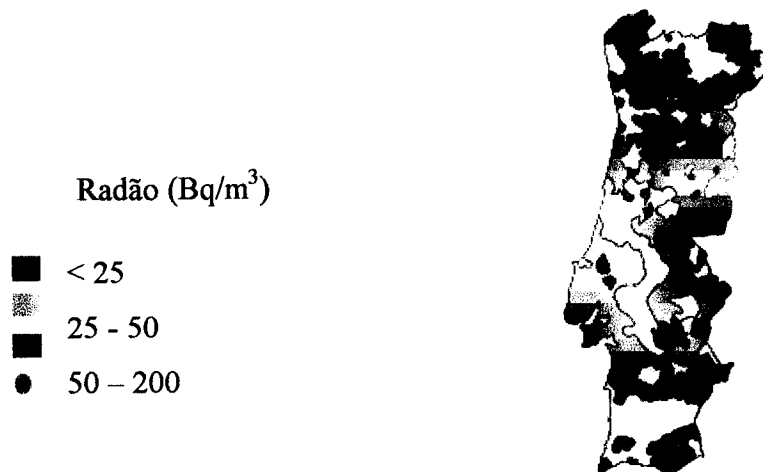


**Fig. 6.2- Esquema de entrada do radão numa habitação.**

Faisca, O Risco de Exposição ao radão.

A concentração do radão no interior das habitações varia bastante devido à natureza dos solos e materiais de construção, da qualidade de construção e dos hábitos dos moradores.

De estudos realizados no nosso país resultam conclusões como a que se apresenta na figura seguinte que mostra a concentração média do radão, no interior das habitações, por concelho.



**Fig. 6.3- Concentração média, por concelho, do radão no interior das habitações.**

(Adaptado de) <http://www.itn.pt/>, itn\_gas\_radao .

Participando nas campanhas de medida, desencadeadas em vários países, após a tomada de consciência, na década de 70, da evidência do “risco-radão” para as populações, o Departamento de Protecção e Segurança Radiológica do ITN, participou em projectos comunitários. Estudos realizados (Faísca 1995), tendo por base uma amostra de 4200 habitações, revelaram que 61,3% das habitações têm concentrações médias, de radão, da ordem dos 50 Bq m<sup>-3</sup>, 8,6 % têm uma concentração média de 200 Bq m<sup>-3</sup> e que 2,6 % têm valores médios superiores a 400 Bq m<sup>-3</sup>.

Conclui-se, também, que os resultados individuais variam, bastante, entre os 6 Bq m<sup>-3</sup> e os 3000 Bq m<sup>-3</sup>.

A directiva 90/143/EURATOM, da União Europeia, estabelece que para as habitações já construídas a concentração, no interior das mesmas, não deve ultrapassar os 400 Bq m<sup>-3</sup>, enquanto que, para as habitações a construir a concentração de radão não deverá ultrapassar os 200 Bq m<sup>-3</sup>.

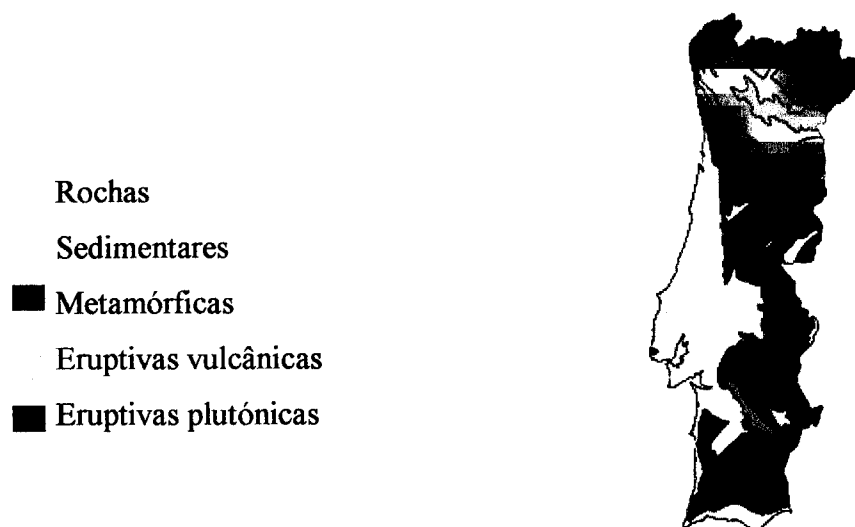
Entre Janeiro e Março de 2005 foi medida da concentração de radão no interior da habitação do autor deste texto. O dosímetro consistia numa película fotográfica especial e foi solicitado ao Instituto Tecnológico e Nuclear, ITN.

Após a análise da película o ITN conclui que a concentração de radão no interior desta habitação, durante o período de exposição, foi de  $313 \text{ Bqm}^{-3}$ .

Será possível argumentar que como amostra estatística é insuficiente, mas talvez se justifique algum esforço no sentido de sensibilizar as pessoas para a necessidade de ventilar habitações e locais de trabalho, sobretudo em regiões graníticas.

É interessante comparar a carta geológica simplificada (Fig. 6.4), com a cartografia do radão (Fig. 6.3).

Constata-se uma correspondência entre os valores mais elevados, para a concentração de radão, com os solos plutónicos, tal como seria de esperar



**Fig. 6.4- Carta geológica simplificada.**

(Adaptado de) <http://www.itn.pt/>, itn\_gas\_radao .

### 6.2.2- Fontes Artificiais.

Das fontes artificiais as que mais contribuem para a exposição da humanidade são as fontes médicas: radiografia, medicina nuclear e radioterapia. A quantidade de radiação proveniente deste tipo de fontes tem vindo a aumentar e é provável que esta tendência se mantenha.

Dentro das fontes artificiais destacam-se, também:

- Combustão de combustíveis fósseis com a consequente libertação de radionuclídeos, nomeadamente o  $^{40}\text{K}$ .
- Produção de energia nuclear.
- Poeiras radioactivas que resultam de ensaios nucleares.

### 6.3- Efeitos Biológicos

Os efeitos biológicos, provocados pela radiação, podem ser classificados em estocásticos ou não estocásticos.

Os efeitos não estocásticos ou determinísticos só se manifestam se a dose limiar de radiação for ultrapassada e à medida que a dose aumenta, aumenta também a severidade dos efeitos.

Estádio de desenvolvimento	Limiar de dose (Sv)	Efeito
Embrião	0,04	Pequeno perímetro encefálico
Feto	0,2	Diminuição do crescimento Aumento da mortalidade infantil
Criança	5	Hipotiroidismo
Adulto	2,5	Opacidade do cristalino
Adulto	2-3	Morte
Adulto	3	Envelhecimento
Adulto	3-10	Eritema
Adulto masculino	0,5-1	Esterilidade temporária
	>5	Esterilidade permanente
Adulto feminino	3-4	Esterilidade permanente

**Tabela 6.5- Limites de dose para vários efeitos biológicos**  
(Adaptada de) Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994

Estes efeitos ocorrem quando um indivíduo recebe uma grande dose de radiação num período de tempo relativamente pequeno.

Como se pode verificar na Tabela 6.5 existem diferentes limiares. De facto estes variam com as características do tecido biológico e com o tipo de exposição.

Na tabela seguinte apresentam-se os efeitos determinísticos esperados em função das doses de exposição de corpo inteiro.

Doses de exposição de corpo inteiro (Sv)	Efeitos determinísticos esperados
0,25	Sem efeito aparente
0,50	Ligeiras alterações sanguíneas
1	Asténia, náuseas, alterações sanguíneas
3	Síndrome agudo – náuseas e vómitos no primeiro dia, anorexia, asténia e diarreia; recuperação, em cerca de três meses, excepto em caso de complicações
4	Síndrome agudo grave – 50% de mortes no primeiro mês
6	Síndrome agudo grave – morte praticamente certa.
6 a 20	Síndrome agudo acelerado – perturbações gastro-intestinais, morte certa
>20	Síndrome agudo fulminante – destruição do sistema nervoso central

**Tabela 6.6- Efeitos determinísticos esperados em função da dose**

(Adaptada de) Bettencourt; *Radiações Ionizantes A Protecção contra Radiações e Seus Fundamentos*, 1998

Os efeitos estocásticos ocorrem quando um indivíduo é sujeito a pequenas doses de radiação durante um longo período de tempo. Os principais efeitos estocásticos são cancro e efeitos genéticos.



Os efeitos estocásticos caracterizam-se por não terem um limiar de dose abaixo do qual se torne improvável aparecer algum efeito. Pensa-se, também, que a probabilidade de um efeito ocorrer aumenta com a dose acumulada.

Existem várias instituições por exemplo: UNSCEAR (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation); EURATOM (European Atomic Energy Community); ICRP (International Commission on Radiological Protection), que tentam determinar quais os riscos biológicos provocados pela radiação, principalmente no que diz respeito aos riscos estocásticos.

Os estudos realizados têm por base indivíduos sobreviventes dos bombardeamentos de Hiroshima e Nagasaki, indivíduos sujeitos a radioterapias, indivíduos expostos a radiação devido às suas ocupações profissionais e a experiências laboratoriais em animais.

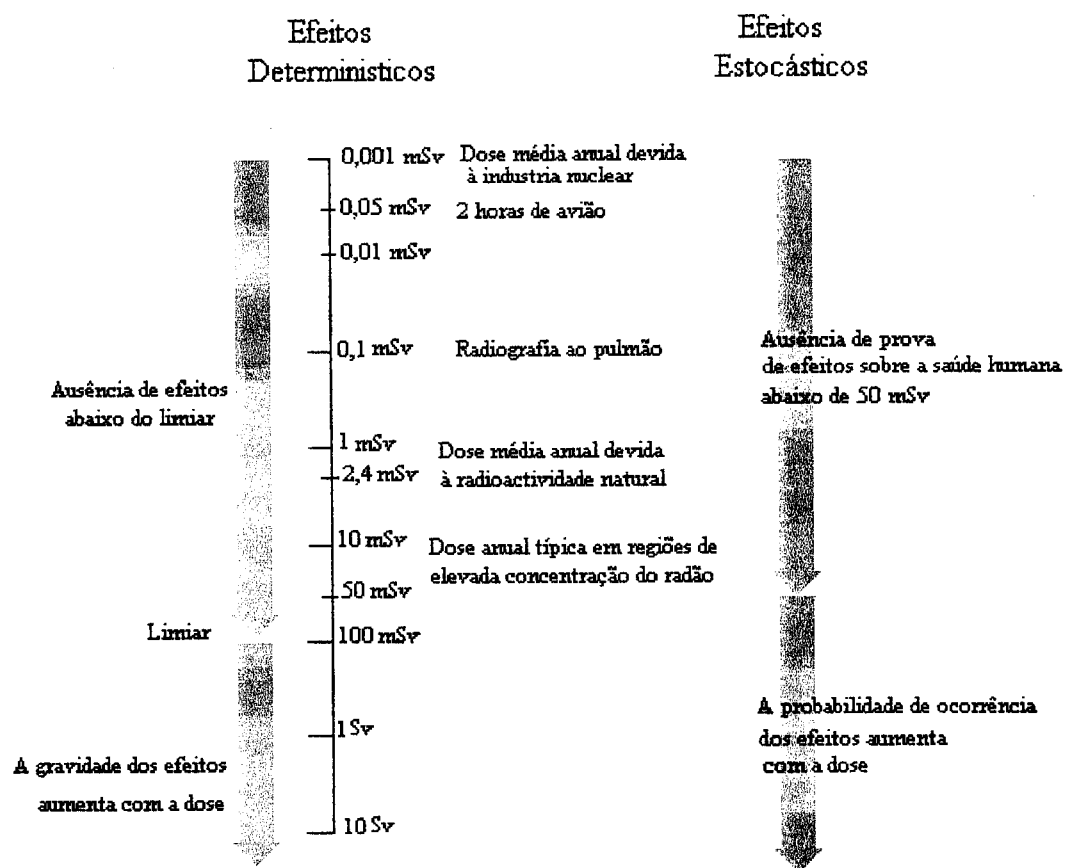
Em 1993 a UNSCEAR apontava que o factor de risco para cancro fatais, provocados pela radiação, seria de 11% por Sievert<sup>(1)</sup>, por extrapolação linear concluiu que para pequenas doses o risco seria de 4% por Sievert<sup>(1)</sup>.

Em 1991 a ICRP concluiu que o factor de risco seria de 5 % por Sievert<sup>(1)</sup>.

Estes valores podem diferir dos das outras organizações e poderão ser revistos tanto pela UNSCEAR como pela ICRP. Este facto compreende-se se se atender à dificuldade inerente a este tipo de estudos.

<sup>(1)</sup>Valores retirados de: <http://www.ieer.org/index.html>

Na figura seguinte resumem-se os efeitos das radiações ionizantes.



**Figura 6.5- Efeitos das Radiações Ionizantes**

(Adaptada de) Bettencourt; *Radiações Ionizantes A Protecção contra Radiações e Seus Fundamentos*, 1998

## 6.4 – Princípios de protecção e segurança contra radiações ionizantes

Foram anteriormente discutidos (6.3) os riscos que a radiação apresenta. Foi também dito que para os riscos estocásticos não existe um limite inferior de dose para o qual os riscos biológicos seriam nulos. É sabido que a radiação apresenta, também, enormes benefícios como por exemplo na medicina. Torna-se, então, necessário estabelecer um equilíbrio que permita usar os benefícios que a tecnologia nuclear apresenta limitando ao mínimo os seu efeitos nocivos.

O Decreto-Lei nº 348/89, de 12 de Outubro e o Decreto Regulamentar nº 9/90 de 19 de Abril determinam os princípios e as normas por que se devem reger as acções a desenvolver na área de protecção contra radiações ionizantes.

Com as directivas 96/29/EURATOM e 97/43/EURATOM surgiu a necessidade de actualizar e rever algumas normas constantes na legislação supracitada.

Assim, surgem os seguintes Decretos-Lei:

- Decreto-Lei nº 165/2002 de 17 de Julho;
- Decreto-Lei nº 167/2002 de 18 de Julho;
- Decreto-Lei nº 174/2002 de 25 de Julho;
- Decreto-Lei nº 180/2002 de 8 de Agosto,

que fazem a ponte entre Decretos 348/89 e 9/90 com as directivas 96/29/EURATOM e 97/43/EURATOM, derogando a legislação anterior nas matérias que contrariem os presentes diplomas.

No artigo 1.º do Decreto Regulamentar nº 9/90 estabelecem-se os três princípios gerais:

Todas as actividades que envolvam exposição a radiações ionizantes deverão processar-se de forma a:

- Justificação

a) Que os diferentes tipos de actividades que impliquem uma exposição a radiações ionizantes sejam previamente justificados pelas vantagens que proporcionam;

- Optimização

b) Que seja evitada toda a exposição ou contaminação desnecessária de pessoas e do meio ambiente;

- Limite de dose individual

c) Que os níveis de exposição sejam sempre tão baixos quanto possível em cada instante e sempre inferiores aos limites fixados.

Os limites de dose correspondem a valores que não devem ser ultrapassados, podendo estabelecer-se limites inferiores de acordo com estudos de optimização da protecção e segurança contra radiações.

Estabelecer limites de dose implica comparar os benefícios com os malefícios da radiação. Sabendo que qualquer dose recebida implica um risco proporcional a esta e que os efeitos da radiação são cumulativos.

No anexo IV do decreto-lei 9/90 estabelecem-se os limites de dose para: pessoas profissionalmente expostas, membros do público e limites especiais.

Definições prévias:

- Pessoas profissionalmente expostas— aqueles trabalhadores que, pelas circunstâncias em que se desenvolve o seu trabalho, quer de forma habitual, quer de forma ocasional, estão submetidos a um risco de exposição a radiações ionizantes susceptível de conduzir a doses anuais superiores a um décimo dos limites da dose anual fixados para os trabalhadores;
- Membros do público — as pessoas da população isoladamente, com exclusão das pessoas profissionalmente expostas, dos aprendizes, dos estudantes e dos estagiários durante o seu horário normal de trabalho;

- População em geral — a colectividade formada pelas pessoas profissionalmente expostas, pelos aprendizes, estudantes e estagiários durante o seu horário normal de trabalho e pelos membros do público.

Por razões de vigilância e controlo, as pessoas profissionalmente expostas são classificadas em duas categorias:

Categoria A — as que são susceptíveis de receberem uma dose superior a três décimos de um dos limites da dose anual;

Categoria B — as que não são susceptíveis de receberem doses superiores a três décimos de um dos limites da dose anual.

#### Limites de dose para membros do público

Limite anual para o caso de exposição total e uniforme do organismo	5 mSv	0,5 rem
Limite anual para o caso de exposição parcial do organismo		
Cristalino	15mSv	1,5 rem
Pele, mãos, antebraços, pés e tornozelos	50 mSv	5 rem
Qualquer outro órgão ou tecido considerado individualmente	50 mSv	5 rem

#### Limites de dose para as pessoas profissionalmente expostas

Limite anual para o caso de exposição total e uniforme do organismo	50 mSv	5 rem
Limite anual para o caso de exposição parcial do organismo		
Cristalino	150mSv	15 rem
Pele, mãos, antebraços, pés e tornozelos	500 mSv	50 rem
Qualquer outro órgão ou tecido considerado individualmente	500 mSv	50 rem

## Limites especiais

1. Menores de 18 anos — no caso excepcional de pessoas com idades entre os 16 e os 18 anos estarem submetidas ao risco de exposição a radiações, como aprendiz, estudante ou estagiário, os limites anuais de dose são de três décimos dos limites anuais de dose para as pessoas profissionalmente expostas.
2. Os limites de dose para aprendizes e estudantes com menos de 16 anos serão os mesmos que os limites de dose para os membros do público. No entanto, a contribuição das doses anuais que eles, provavelmente, recebem, em virtude da sua aprendizagem ou estudo, não deverá exceder um décimo das doses limites para os membros do público e a dose durante cada exposição não deverá exceder um centésimo dessas doses limites.
3. Para as mulheres em idade de gestação, o equivalente da dose no abdómen não deve ultrapassar 13 mSv (1,3 rem) por trimestre.
4. Para as mulheres grávidas, as condições de trabalho deverão ser tais que a dose no feto, desde a concepção até ao final da gestação, não exceda 10 mSv (1 rem). Em geral, este limite poderá ser respeitado colocando a mulher grávida no desempenho das suas funções em condições idênticas às dos trabalhadores incluídos na categoria B.
5. Exposições especiais planificadas — as doses recebidas ou incorporadas devido a operações especiais planificadas não devem ultrapassar num ano o dobro dos limites de dose anuais dos n.º 1 e 2. As doses recebidas ou incorporadas como consequência da realização deste tipo de operações durante toda a vida do indivíduo não deverão ultrapassar o quádruplo do limite anual de dose.

Alguns dos limites de dose referidos anteriormente diferem dos sugeridos pela Directiva 96/29/EURATOM, no quadro seguinte evidenciam-se essas diferenças:

	Decreto-lei 9/90	Directiva 96/29/EURATOM
Público (corpo inteiro)	5 mSv/a	1 mSv/a (até 5mSv num ano desde que a média em 5 anos não exceda 1 mSv/a)
Trabalhadores expostos (corpo inteiro)	50 mSv/a	100 mSv por um período de 5 anos consecutivos, não devendo esse valor ultrapassar 50 mSv em cada ano.

O ANEXO III do Decreto-Lei n.º 174/2002 de 25 de Julho explicita os níveis de dose para pessoal envolvido em intervenções de emergência radiológica

Classificação do pessoal envolvido em situações de emergência radiológica:

- Categoria 1 — pessoal que realize acções urgentes no local do acidente ou no local onde ocorre a intervenção, com o objectivo de salvar vidas, prevenir a ocorrência de lesões e ferimentos graves ou prevenir a ocorrência de situações com efeitos catastróficos de que possam resultar doses significativas para os membros do público;
- Categoria 2 — pessoal envolvido em acções de suporte ao pessoal da categoria 1 ou que contribuam para minimizar ou evitar a exposição do público. É o caso de agentes das forças de segurança, pessoal médico, condutores e tripulantes de máquinas e veículos;
- Categoria 3 — pessoal que execute operações de recuperação após controlo das causas da situação de emergência. Estas operações podem ter longa duração, incluir reparações de instalações, descontaminação das áreas afectadas e remoção de resíduos.

Categoria do pessoal	Requisitos de recrutamento do pessoal	Tipo de intervenção	Níveis de dose recomendados
1	Voluntários, treinados nas acções a executar e informados dos riscos das operações a executar e da exposição às radiações,	1) Intervenções de emergência com o objectivo de salvar vidas humanas ou evitar grandes exposições, Apesar de serem em geral amplamente justificadas, deve procurar-se que as doses do pessoal de intervenção não excedam os limiares de indução de efeitos determinísticos. 2) Noutros casos, a justificação deve ser cuidadosamente ponderada.	0,3 Sv de dose efectiva ou 5 Sv de dose equivalente para a pele.  0,1 Sv de dose efectiva ou 1 Sv de dose equivalente para a pele.
2	Treinados nas acções a executar e informados dos riscos das radiações.	Desde que as exposições possam ser controladas, as operações devem ser justificadas e sujeitas à optimização possível. Idealmente, as doses não devem exceder os limites estabelecidos,	0,05 Sv de dose efectiva ou 0,5 Sv de dose equivalente para a pele.
3	Formação e treino básico em segurança no trabalho e protecção radiológica.	As acções a empreender devem ser planeadas e as exposições monitoradas. O pessoal deve ser sujeito ao sistema normal de protecção radiológica para exposição profissional,	0,02 Sv de dose efectiva ou 0,15 Sv de dose equivalente para o cristalino ou 0,5 Sv de dose equivalente para a pele,

## **6.5-Técnicas de protecção radiológica**

### **6.5.1- Protecção contra radiação externa**

Pode-se limitar a exposição, de um indivíduo, à radiação de três formas:

1. Limitando o tempo de exposição, uma vez que a dose aumenta com o tempo de exposição;
2. Aumentando a distância entre a fonte de radiação e o indivíduo, já que a dose é inversamente proporcional ao quadrado da distância;
3. Usando barreiras de protecção. Os diferentes tipos de radiação exigem diferentes tipos de barreiras de protecção, que variam não só no tipo de material, de que é constituída mas, também, na espessura.

### **6.5.2- Protecção contra radiação interna**

Um indivíduo encontra-se exposto a radiação interna quando o material radioactivo se encontra dentro do seu corpo, através da inalação, ingestão ou contacto com a pele.

É extremamente difícil remover, do interior do organismo, material radioactivo. Assim, a tónica da protecção contra radiação interna é a de reduzir ao mínimo a possibilidade da entrada, no organismo, do material radioactivo.



## 7- Experiências Básicas

Seguem-se uma série de experiências que apesar de bastante simples servem para fazer um pequeno, mas importante, enquadramento experimental de alguns dos assuntos tratados previamente:

- Curva característica de um Geiger – Muller.
- Registo do fundo radioactivo
- Absorção de radiação por diferentes tipos de materiais.
  - Absorção da radiação  $\alpha$
  - Absorção da radiação  $\beta$
  - Absorção da radiação  $\gamma$
- Pesquisando o Radão.
- Identificação partículas
- Medições de equivalente de dose

No capítulo anterior, Segurança e Radioactividade, não se fez, explicitamente, qualquer referência à segurança no laboratório de física, pois parece mais pertinente abordar esta temática no presente capítulo.

Como é óbvio, a segurança num laboratório de física nuclear reveste-se de importância vital e está sujeita a uma série de procedimentos muito rigorosos. Seria, porventura, despropositado, e até mesmo um pouco pomposo, sujeitar as actividades experimentais que se seguem a tais protocolos de segurança. Até porque o material utilizado faz parte de kits didácticos e, por isso, foram já escolhidas amostras radioactivas compatíveis com os possíveis utilizadores deste material.

No entanto, é fundamental atender a algumas regras básicas de segurança:

- Não comer ou fumar no laboratório, de forma a limitar a possibilidade de ingestão de material radioactivo.
- Uso de luvas de borracha, no caso de ser necessário manipular as fontes radioactivas.

- Manter uma distância de segurança entre a fonte radioactiva e o experimentador.
- Não manipular directamente as amostras, transportar estas em anteparos, por exemplo, vidro com chumbo.
- Guardar as amostras que não estão a ser utilizadas, no momento, num contador forrado a chumbo
- Lavar as mãos após manusear material radioactivo.
- Usar um dosímetro para verificar as condições do laboratório.

É sabido que a emissão radioactiva é descrita pela distribuição de Poisson. No entanto, para os valores médios das contagens efectuadas ( $\bar{N} \geq 20$ ), seria legítimo usar a distribuição de Gauss. Não obstante e uma vez que para as experiências realizadas as incertezas calculadas resultam da mesma ordem de grandeza optou-se por usar, sempre, a distribuição de Poisson (as expressões utilizadas contam na tabela E do anexo).

Todos os cálculos foram efectuados usando o programa Excel.

## 7.1- Curva característica de um Geiger – Muller.

Os detectores Geiger – Muller (GM), apesar de apresentarem algumas limitações são, porventura, os detectores de utilização mais generalizada. Este tipo de detector terá, também, um papel fundamental nas experiências que se seguem. Torna-se, por isso, importante uma maior familiarização com este detector, que é o objectivo desta actividade laboratorial.

Para conhecer o funcionamento do GM é importante conhecer a sua curva característica, zona IV da fig. 5.2, que se obtém operando o sistema (GM acoplado a um contador), no modo impulsos (5.1).

O equipamento utilizado nesta actividade é o que consta na tabela A (ver anexo), a fonte radioactiva foi Cs-137, ver tabela B (anexo).

A fonte radioactiva foi colocada na segunda prateleira (contada de cima para baixo) do dispositivo de suporte do Geiger.

O contador foi programado para medir em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 100s e foi escolhida, para efectuar a primeira série de três medições, a tensão de 700 V.

Após efectuadas as três medições a tensão aplicada foi aumentada em 25 V (valor mínimo permitido por este dispositivo) e efectuaram-se mais três medições.

Este procedimento foi repetido até ser atingida a tensão de 1200V, uma vez que neste dispositivo é esse o limite superior da tensão aplicável.

Valores registados (100s)		Valores médios ( $\bar{N}$ )	Desvio para a média ( $\sigma(\bar{N})$ )
Tensão (v)	Número de contagens		
700	0	0	0
	0		
	0		
725	0	0	0
	0		
	0		
750	0	0	0
	0		
	0		
775	4236	4243	38
	4283		
	4211		
800	4782	4769	40
	4862		
	4663		
825	4747	4800	40
	4892		
	4762		
850	5112	5023	41
	5031		
	4927		
875	5253	5196	42
	5212		
	5124		
900	5212	5236	42
	5269		
	5227		
925	5218	5201	42
	5192		
	5192		
950	5336	5353	42
	5423		
	5299		

Valores registados (100s)		Valores médios ( $\bar{N}$ )	Desvio para a média ( $\sigma(\bar{N})$ )
Tensão (v)	Número de contagens		
975	5424	5376	42
	5261		
	5444		
1000	5561	5540	43
	5521		
	5539		
1025	5630	5590	43
	5512		
	5627		
1050	5595	5585	43
	5578		
	5583		
1075	5619	5707	44
	5782		
	5719		
1100	5743	5781	44
	5871		
	5728		
1125	5675	5773	44
	5772		
	5871		
1150	5889	5892	44
	5954		
	5833		
1175	5942	5906	44
	5986		
	5789		
1200	6040	6053	45
	5971		
	6147		

Tabela 7.1

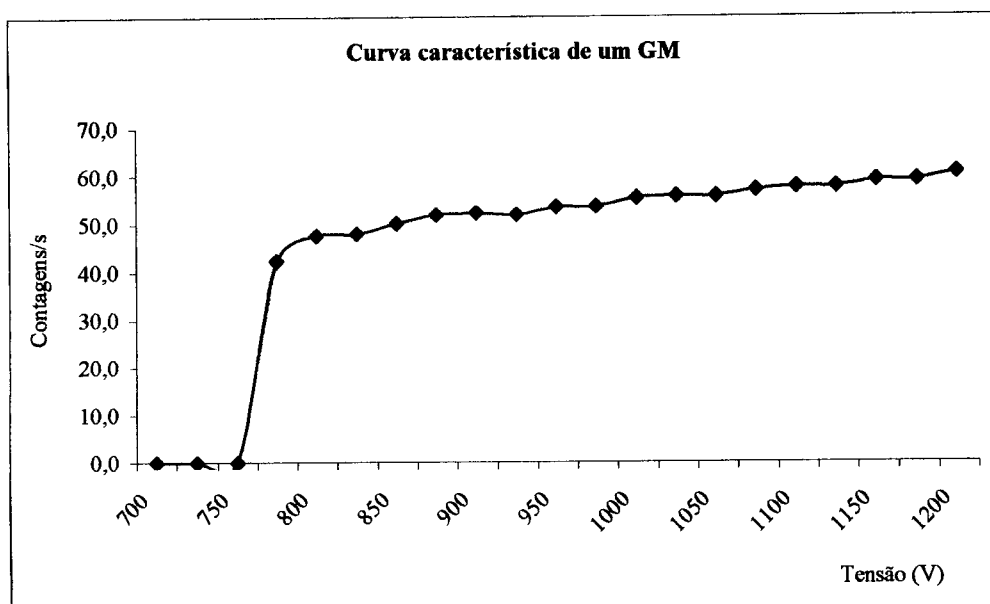
O valor médio do desvio (ver tabela E do anexo) foi  $\bar{\sigma}(\bar{N}) = 31$ .

A tabela seguinte foi obtida a partir da anterior, dividindo os valores de  $\bar{N}$  por 100 de forma a obter os resultados em contagens por segundo.

Tensão (V)	$\bar{N}/s$ (contagens/s)
700	0
725	0
750	0
775	42
800	48
825	48
850	50
875	52
900	52
925	52
950	54
975	54
1000	55
1025	56
1050	56
1075	57
1100	58
1125	58
1150	59
1175	59
1200	61

**Tabela 7.2**

Esta tabela foi usada para a construção do gráfico 7.1.



**Fig.7.2- Curva característica de um GM**

As barras de erro não se encontram representadas, uma vez que para a escala utilizada na construção do gráfico o valor médio do desvio padrão ( $\bar{\sigma}(\mu) = 0,31$ ) não é representável.

Como se pode ver, o gráfico é como que uma ampliação da zona IV da fig. 5.2 (patamar do GM).

Vê-se, também, que só se obtêm contagens para valores de tensão superiores ou iguais a 775 V. Isto significa que este valor de tensão é o valor mínimo necessário para que os electrões secundários obtenham energia suficiente para ionizar o gás contido no cilindro do GM.

Para valores superiores a 1200V há o risco de ocorrer descarga contínua e o fabricante optou usar esse valor como limite superior da tensão aplicável.

Ficou assim confirmada a tensão de trabalho de 900 V, recomendada pelo fabricante. Foi esse valor usado em todas as experiências, realizadas com este GM.

## 7.2- Registo do fundo radioactivo

Em 6.2 foi dito que a humanidade tem estado constantemente sujeita à radiação. A esta radiação chama-se radiação de fundo e, como se viu em 6.2, provém de várias fontes.

A impossibilidade de eliminar, totalmente, o fundo radioactivo implica que seja necessário determinar a “actividade” de fundo para que esta possa ser subtraída à actividade total devida a uma qualquer fonte radioactiva.

A “actividade” do fundo radioactivo varia de lugar para lugar e varia, também, no tempo. Assim, é fundamental registar o fundo radioactivo sempre que se pretenda estudar a actividade de uma fonte radioactiva.

O equipamento utilizado nesta actividade é o que consta na tabela A (ver anexo).

O contador foi programado para registar as contagens em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 100s e foi escolhida, para efectuar a série de cinco medições, a tensão de trabalho de 900 V, a recomendada pelo fabricante e confirmada pela experiência 7.1.

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )
72
65
76
80
65

**Tabela 7.3**

O valor médio e a respectiva incerteza (ver tabela E do anexo)

$$\bar{F} = 71,6 = 72 \text{ contagens em } 100\text{s}$$

$$\sigma(\bar{F}) = 3,8 = 4$$

Dividindo os valores anteriores por 100 pode-se representar a “actividade” devida ao fundo radioactivo da seguinte forma:

$$\bar{F} = 0,72 \pm 0,04 \text{ contagens/s.}$$

### 7.3-Absorção de radiação por diferentes tipos de materiais.

No capítulo 4 foi abordada a interação da radiação com a matéria. Nesse capítulo foi definido alcance. Ficou claro que o alcance é função da radiação e do material absorvente.

O conhecimento do alcance que uma determinada radiação tem num dado material é de grande importância, em especial, para a protecção radiológica (6.5.1).

#### 7.3.1-Absorção da radiação $\alpha$

O equipamento utilizado nesta actividade é o que consta na tabela A (ver anexo), a fonte radioactiva foi Po-210, ver tabela B (ver anexo).

A fonte radioactiva foi colocada na segunda prateleira (contada de cima para baixo), o contador foi programado para registar em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 100s e foi usada, para efectuar a série de três medições, a tensão de trabalho 900 V.

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )
67
68
64

**Tabela 7.4**

Determinou-se o valor médio total (fundo + amostra)

$\bar{N}_T = 63,3 = 63$  contagens em 100s. Subtraindo a este valor o resultado obtido para o fundo radioactivo ( $\bar{F} = 72$  contagens em 100s) obtém-se  $\bar{N}_\alpha = -5,3 = -5$  contagens em 100s.

O desvio padrão na média (ver tabela E do anexo) é  $\sigma(\bar{N}_\alpha) = 1,3 = 1$ . Calculando os valores por segundo devida à radiação  $\alpha$  resulta:

$$\bar{N}_\alpha = -0,05 \pm 0,01 \text{ contagens/s.}$$



O sinal negativo apresentado no resultado anterior resulta de  $\bar{N}_\alpha$  ser da ordem de grandeza de  $\bar{F}$ , certamente devido ao reduzido número de ensaios.

As experiências foram repetidas, tendo sido obtidos os seguintes resultados:

- Fundo radioactivo

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )
52
65
71
52
61

**Tabela 7.5**

O valor médio por segundo e a respectiva incerteza (ver tabela E do anexo)

$$\bar{F} = 0,60 \pm 0,03 \text{ contagens/s.}$$

- Radiação  $\alpha$

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )
61
60
70

**Tabela 7.5**

Determinou-se o valor médio total (fundo + amostra)

$\bar{N}_T = 66,7 = 67$  contagens em 100s. Subtraindo a este valor o novo resultado obtido para o fundo radioactivo ( $\bar{F} = 60,2$  contagens em 100s) obtém-se  $\bar{N}_\alpha = 3,47$  contagens em 100s.

O desvio padrão na média (ver tabela E do anexo) é  $\sigma(\bar{N}_\alpha) = 1,1$ . Calculando os valores por segundo devida à radiação  $\alpha$  resulta:

$$\bar{N}_\alpha = 0,04 \pm 0,01 \text{ contagens/s.}$$

A taxa de contagem não se altera uma vez que a almofada de ar entre o detector e a amostra é suficiente para travar as partículas  $\alpha$  provenientes da amostra.

### 7.3.2-Absorção da radiação $\beta$

O equipamento utilizado nesta actividade é o que consta na tabela A (anexo), a fonte radioactiva foi Sr-90, ver tabela B (anexo).

A fonte radioactiva foi colocada na segunda prateleira (de cima para baixo), o contador foi programado como nas experiências anteriores, isto é, para medir em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 100s e foi escolhida a tensão de trabalho de 900 V.

Efectuou-se a primeira série de três medições.

De seguida, entrepôs-se entre a fonte radioactiva e o detector a placa de alumínio A, colocando-a na primeira prateleira e efectuaram-se três medições.

O procedimento anterior foi repetido para as outras placas de alumínio.

d (mgcm <sup>-2</sup> )	Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )	$\mu_T$ ( $\Delta t = 100$ )	$N_\beta = \bar{N}_T - \bar{F}$ ( $\Delta t = 100$ )	$\mu_\beta$ (contagens/s)
0	5278	5259,0	5187,4	52
	5270			
	5229			
4,5	5127	5065,0	4993,4	50
	5136			
	4932			
6,5	5100	4997,3	4925,7	49
	4918			
	4974			
10,14	4622	4657,3	4585,7	46
	4657			
	4693			
20,28	4484	4441,3	4369,7	44
	4377			
	4463			
25,35	4379	4338,3	4266,7	43
	4269			
	4367			
38,03	3985	4004,7	3933,1	39
	4043			
	3986			
63,38	3519	3490,0	3418,4	34
	3469			
	3482			

76,05	3282	3299,3	3227,7	32
	3330			
	3286			
129	2365	2373,0	2301,4	23
	2322			
	2432			
161	1851	1927,3	1855,7	19
	1994			
	1937			
206	1385	1406,7	1335,1	13
	1415			
	1420			
258	873	866,0	794,4	8
	872			
	853			
328	573	549,7	478,1	5
	577			
	499			
419	379	363,0	291,4	3
	373			
	337			
516	138	128,0	56,4	1
	129			
	117			
590	111	102,0	30,4	0
	94			
	101			
645	93	86,3	14,7	0
	85			
	81			
849	92	75,0	3,4	0
	62			
	71			

**Tabela 7.6**

Nota:  $\bar{F} = 0,72 \pm 0,04$  contagens/s

Nas colunas da tabela anterior encontra-se, da esquerda para a direita, a densidade superficial de cada uma das placas, o número de contagem total (amostra mais fundo,  $\bar{N}_T$ ), o valor médio do número de contagem total, o valor médio número de contagens devidas

somente à fonte radioactiva ( $N_{\beta} = \bar{N}_T - \bar{F}$ ) e, por fim, o valor médio da taxa de contagem em contagens/s.

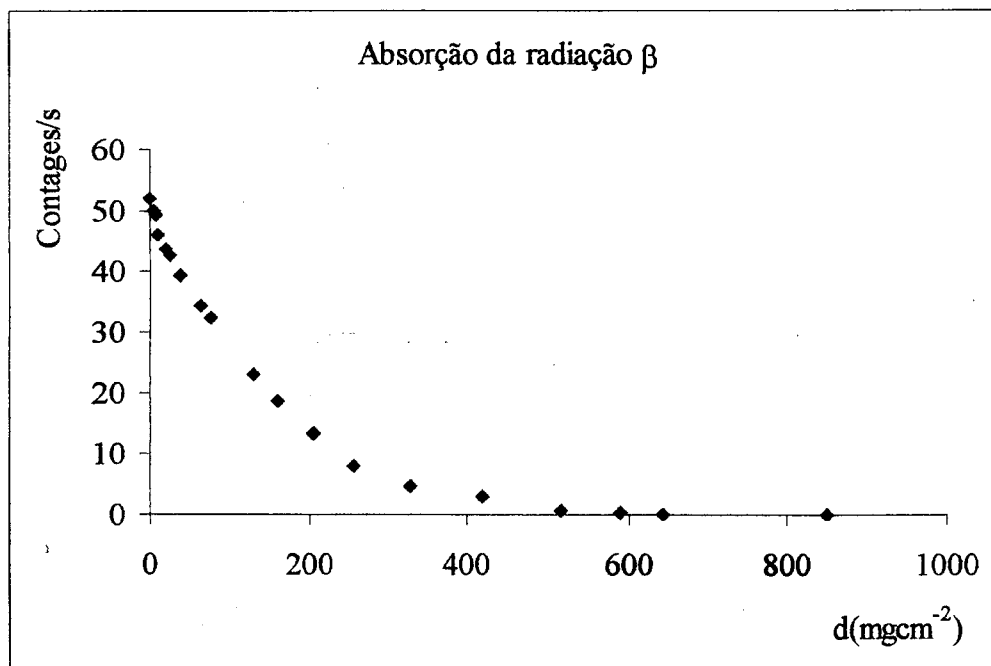


Fig. 7.3- Absorção da radiação  $\beta$

O gráfico anterior foi obtido a partir da primeira e da última colunas da tabela 7.6 e, para as barras de erro em y, usou-se o valor médio do desvio, dividido por 100 ( $\sigma(\mu) = 0,24$ ).

As barras de erro não se encontram representadas, uma vez que, para a escala utilizada na construção do gráfico, o valor do erro não é representável.

Da observação do gráfico constata-se a diminuição, dramática, do número de contagens com o aumento da densidade superficial, tal como seria de esperar.

Em 4.1.3 foi referida existência de algumas expressões empíricas que permitem prever o alcance das partículas  $\beta$  em função da respectiva energia.

Para o caso particular das partículas  $\beta^-$  podem-se usar as seguintes expressões:

$$R = 0,542E_{c_{max}} - 0,133 \text{ quando } 0,8 \langle E_{c_{max}} \rangle 3 \text{ MeV} \quad (7.3)$$

$$R = 0,407(E_{c_{max}})^{1,38} \text{ quando } 0,15 \langle E_{c_{max}} \rangle 0,8 \text{ MeV} \quad (7.4)$$

em que  $R$  se exprime em  $\text{gcm}^{-2}$  e  $E_{c_{max}}$  em MeV.

O valor tabelado para a energia cinética máxima,  $E_{c_{max}}$  é 1415 KeV. Assim, é conveniente usar a expressão 7.3.

Considerando  $R = 0,590 \text{ g cm}^{-2}$  obtém-se para a energia cinética:

$$E_{c_{max}} = 1,446 \text{ MeV}$$

O erro de exactidão será:

$$\varepsilon = \frac{1,446 - 1,415}{1,415} \times 100 \quad \varepsilon = 2\%$$

Esta experiência permitiu mostrar que uma espessura de alumínio cerca de 3 mm (2,29 mm) é suficiente para absorver a radiação  $\beta$  emitida pelo Sr-90.

### **7.3.3-Absorção da radiação $\gamma$**

#### **7.3.3.1- Chumbo como material absorvente (1ª experiência)**

O equipamento utilizado nesta actividade é o que consta na tabela A (ver anexo).

Foi usada a fonte de Cs-137, (ver tabela B)

Determinou-se o fundo radioactivo.

A fonte foi colocada na terceira prateleira (contada de cima para baixo). O contador foi programado para registar em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 100s e foi escolhida a tensão de trabalho de 900 V.

Efectuou-se a primeira série de três medições.

Entrepôs-se entre a fonte radioactiva e o detector a placa de chumbo A (ver tabela D do anexo), colocando-a na primeira prateleira e efectuaram-se três medições.

O procedimento anterior foi repetido para as outras placas do mesmo material.

Posteriormente, foram sobrepostas duas placas de forma a obter espessuras de ordem crescente, conforme se pode constatar na tabela seguinte.

Código	d (mgcm <sup>-2</sup> )	Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_T$ ( $\Delta t = 100$ )	$N_\gamma = \bar{N}_T - \bar{F}$ ( $\Delta t = 100$ )	$N_\gamma$ (contagens/s)
	0	3589	3517	3445	34
		3429			
		3532			
A	1230	3232	3215	3144	31
		3180			
		3234			
B	1890	2313	2364	2293	23
		2446			
		2334			
C	3632	1805	1837	1765	18
		1818			
		1887			
D	7435	1220	1197	1126	11
		1184			
		1188			
A+B	3120	2205	2208	2136	21
		2228			
		2190			
A+C	4862	1827	1812	1740	17
		1794			
		1814			
A+D	8665	1103	1099	1027	10
		1075			
		1119			
B+C	5522	1800	1764	1693	17
		1728			
		1765			
B+D	9325	987	1041	970	10
		1064			
		1073			
C+D	11067	877	864	793	8
		844			
		872			

Tabela-7.7

Nota:  $\bar{F} = 0,72 \pm 0,04$  contagens/s

Nas colunas da tabela anterior encontra-se, da esquerda para a direita, o código das placas, a densidade superficial de cada uma das placas ou do par de placas, o número de



contagem total devida ao fundo radioactivo e à amostra ( $\bar{N}_T$ ), o respectivo valor médio, o valor médio do número de contagem devida somente à fonte radioactiva ( $N_\gamma = \bar{N}_T - \bar{F}$ ) e, por fim, o valor médio da taxa de contagem em contagens/s.

Em 4.2.4 foi tratada a atenuação de um feixe de radiação. A atenuação de um feixe incidente pode ser descrita pela seguinte expressão:

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu d}{\rho}}$$

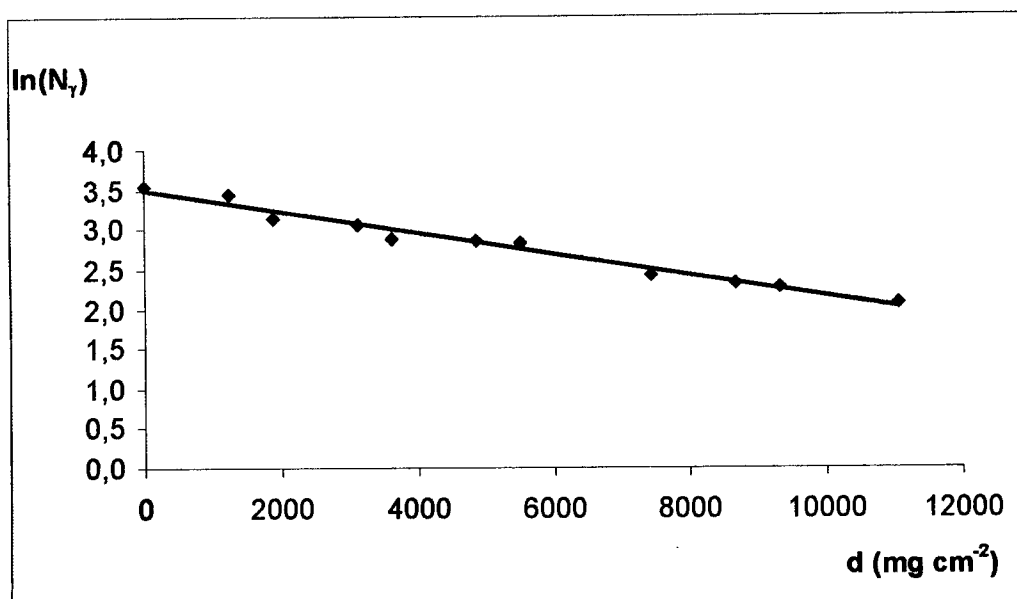
A expressão anterior pode ser linearizada sob a forma:

$$\ln(I) = \ln(I_0) - \frac{\mu}{\rho} d \quad (7.3)$$

Assim, se se determinar para cada linha da última coluna da tabela 7.6, o valor correspondente de  $\ln(N_\gamma)$  pode-se representar graficamente  $\ln(N_\gamma)$  em função da espessura (densidade superficial).

d (mgcm <sup>-2</sup> )	$\ln(N_\gamma)$
0	3,539412
1230	3,447869
1890	3,132155
3632	2,870547
7435	2,420664
3120	3,061364
4862	2,856279
8665	2,329227
5522	2,828693
9325	2,271438
11067	2,069812

**Tabela-7.8- Tabela para a construção do gráfico da figura 7.4**



**Fig. 7.4- Absorção da radiação gama.**

O declive da recta representada no gráfico corresponde ao factor  $\frac{\bar{\mu}_\gamma}{\rho}$  da equação 7.3, e pode ser determinado por regressão linear.

Legenda das tabelas de regressão linear:

Tabela de regressão linear	
Declive da recta	Ordenada na origem
Incerteza no declive	Incerteza na ordenada na origem
Quadrado do coeficiente de correlação	Desvio padrão na variável y

Tabela de regressão linear	
-1,33E-04	3,486305
7,33077E-06	0,045402
0,973208617	0,08332

A partir do ajuste linear verifica-se que:

$$\frac{\bar{\mu}_\gamma}{\rho} = (1,33 \pm 0,07) \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ mg}^{-1}.$$

Esta experiência permite concluir que é necessária uma maior espessura de chumbo para blindar a radiação  $\gamma$  pela fonte de Cs.

A experiência seguinte pretende atingir o objectivo de determinar a espessura de chumbo necessária para absorver a radiação  $\gamma$  de 662 KeV.

### 7.3.3.2- Chumbo como material absorvente (2ª experiência)

O equipamento utilizado nesta actividade é o que consta na tabela A (ver anexo).

Foi usada a fonte de Cs-137, (ver tabela B)

Nesta experiência foram usadas placas absorventes de chumbo, oito com  $d=2381,4 \text{ mg cm}^{-2}$  e ainda uma outra com  $d=7435,0 \text{ mg cm}^{-2}$ .

Determinou-se o fundo radioactivo.

A fonte radioactiva foi colocada na última prateleira (contada de cima para baixo), o contador foi programado como habitualmente para medir em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 100s e foi usada a tensão de 900 V.

Efectuou-se a primeira série de três medições sem entrepor qualquer absorvente entre a fonte e a janela.

Entrepôs-se entre a fonte radioactiva e o detector uma das oito placas de chumbo de igual densidade, colocando-a na primeira prateleira e efectuaram-se três medições.

Posteriormente, acrescentou-se uma outra placa e efectuou-se uma nova série de medições. Este procedimento foi repetido até se colocar, por fim, a placa de densidade superficial superior.

d (mgcm <sup>-2</sup> )	Número de contages ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_T$ ( $\Delta t = 100$ )	$N_\gamma = \bar{N}_T - \bar{F}$ ( $\Delta t = 100$ )	$N_\gamma$ (contages/s)
0	760	752	681	7
	747			
	750			
2381,4	436	438	366	4
	434			
	443			
4762,8	367	358	287	3
	365			
	343			
7144,2	310	325	253	3
	318			
	346			
9525,6	266	266	195	2
	254			
	279			
11907	242	250	179	2
	267			
	242			
14288,4	210	215	143	1
	240			
	195			
16669,8	179	177	106	1
	177			
	176			
19051,2	158	157	86	1
	159			
	155			
26486,2	99	100	29	0
	102			
	100			

Tabela 7.9

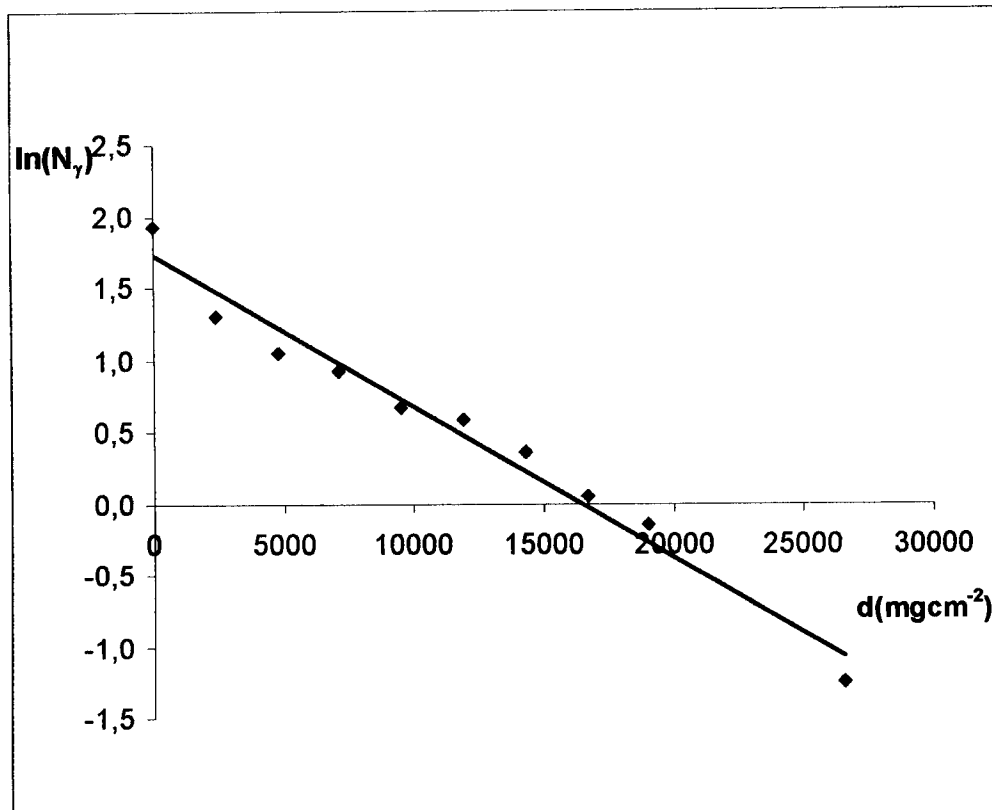
Nota:  $\bar{F} = 0,72 \pm 0,04$  contagens/s

Nas colunas da tabela anterior encontra-se, da esquerda para a direita, a densidade superficial total das placas interpostas, em cada momento, entre a fonte e o detector, a contagem total, fundo radioactivo e amostra ( $\bar{N}_T$ ), o valor médio da contagem total, o valor médio do número de contagem de subtraído do fundo isto é, devido somente à fonte radioactiva ( $N_\gamma = \bar{N}_T - \bar{F}$ ) e por fim o valor médio da taxa de contagem em contagens/s.

Tal como em 7.3.3.1 determinou-se para cada linha da última coluna da tabela 7. o valor correspondente  $\ln(\bar{N}_\gamma)$ .

d (mgcm <sup>-2</sup> )	$\ln(\bar{N}_\gamma)$
0,0	1,918000
2381,4	1,297645
4762,8	1,053382
7144,2	0,928483
9525,6	0,666461
11907,0	0,580725
14288,4	0,360468
16669,8	0,055750
19051,2	-0,153928
26486,2	-1,247112

**Tabela-7.10- Tabela para a construção do gráfico da figura 7.5**



**Fig. 7.5- Absorção da radiação gama.**

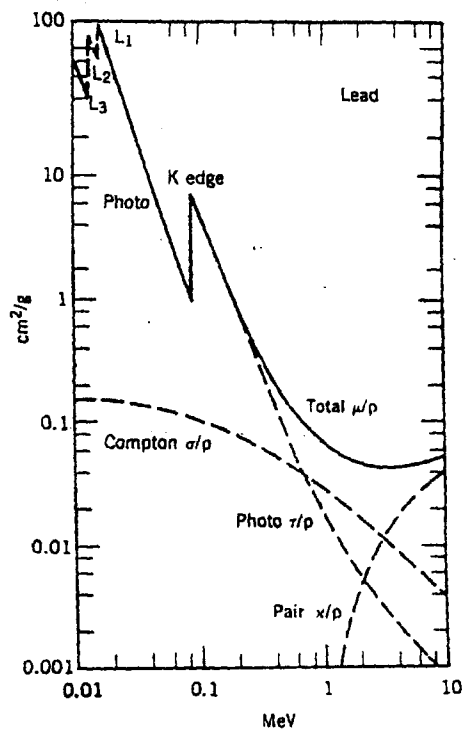
Tabela de regressão linear	
-1,05E-04	1,728707
6,31E-06	0,086065
0,972097	0,154534

A partir da tabela de regressão linear verifica-se que:

$$\frac{\mu}{\rho} = (1,05 \pm 0,06) \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ mg}^{-1}.$$

Esta experiência permitiu demonstrar que uma espessura total de chumbo de cerca de 20 mm fez baixar o número de contagens para valores ainda acima, mas já próximos, da ordem de grandeza do fundo radioativo.

Os valores de  $\frac{\mu}{\rho}$  obtidos podem ser comparados com o valor tabelado através, por exemplo, da figura seguinte.



**Fig. 7.6-Coefficientes de atenuação para o chumbo**

Adaptado de Krane; *Modern Physics*, 1996

Os valores de  $\frac{\mu}{\rho}$  determinados, nestas duas experiências, vêm da ordem de grandeza esperada para a energia da radiação  $\gamma$  do Cs (662 KeV)

#### 7.4- Pesquisando o Radão

Em 6.2.1.2 foi abordada a problemática do radão. Aí foi referido que este gás se introduz nas habitações sobretudo através de fissuras e juntas mal vedadas nas paredes de fundação das habitações. Assim, será de esperar que num mesmo prédio a concentração de radão seja superior na cave e diminua à medida que se suba de piso. Será de esperar, também, que a concentração de radão seja maior onde a ventilação for menor.

São precisamente estas duas hipóteses que esta experiência pretende testar.

Para além do equipamento indicado na tabela A do anexo foi ainda utilizado papel de filtro.

O contador foi programado, tal como vem sido referido, para medir em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 100s e foi escolhida a tensão de 900 V.

Começou por se efectuar o registo do fundo radioactivo, ver 7.2, na sala +119 (sala de aula no primeiro andar do Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto).

Foi registado o número de contagens obtidas quando um disco de papel de filtro é colocado na primeira prateleira do suporte, a partir dos resultados obtidos concluiu-se que o registo do fundo radioactivo não era alterado.

Depois, nesta mesma sala fez-se passar ar por papel de filtro com a ajuda de um aspirador, durante vinte minutos. Um disco de papel de filtro é fixado com elásticos ao tubo de um aspirador do tipo doméstico. O ar, ao passar pelo papel de filtro, vai sendo filtrado de aerossóis contaminados com radão e os seus descendentes, que ficam depositados no papel de filtro

Efectuaram-se cinco medições do número de contagem colocando o disco de papel de filtro, que esteve no aspirador, na primeira prateleira.

Repetiu-se a experiência fazendo passar, novamente, ar por papel de filtro nas salas +114 (sala do primeiro andar, do mesmo departamento, mas sem janelas, ao contrário da primeira, e geralmente fechada devido ao pouco uso) e -201 (sala na cave do mesmo departamento)



Dada a localização do Geiger, a medição do número de contagem devida a cada um dos filtros e do fundo radioactivo foi efectuada na sala +119.

- Sala +119

### Fundo radioactivo

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_F$ ( $\Delta t = 100$ )	$\sigma(\bar{N}_F)$ ( $\Delta t = 100$ )
71	67	4
73		
69		
50		
72		

Dividindo  $\bar{N}_F$  e  $\sigma(\bar{N}_F)$  por 100 resulta para “actividade” devida ao fundo radioactivo:

$$\bar{F} = 0,67 \pm 0,04 \text{ contagens/s.}$$

### Papel de filtro

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_T$ ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_{filtro} = \bar{N}_T - \bar{F}$ ( $\Delta t = 100$ )	$\sigma(\bar{N}_{filtro})$ ( $\Delta t = 100$ )
950	917	850	13
916			
948			
968			
804			

Dividindo  $\bar{N}_{filtro}$  e  $\sigma(\bar{N}_{filtro})$  por 100 pode-se representar a “atividade” devida ao papel de filtro da seguinte forma:

$$\bar{N}_{filtro} = 8,5 \pm 0,1 \text{ contagens/s.}$$

- Sala +114

Papel de filtro (após a aspiração)

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_T$ ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_{filtro} = \bar{N}_T - \bar{F}$ ( $\Delta t = 100$ )	$\sigma(\bar{N}_{filtro})$ ( $\Delta t = 100$ )
1131	1074	1007	14
1094			
1080			
1014			
1053			

Dividindo  $\bar{N}_{filtro}$  e  $\sigma(\bar{N}_{filtro})$  por 100 pode-se representar a “atividade” devida ao papel de filtro da seguinte forma:

$$\bar{N}_{filtro} = 10,1 \pm 0,1 \text{ contagens/s.}$$

- Sala -201

Papel de filtro (após a aspiração)

Número de contagens ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_T$ ( $\Delta t = 100$ )	$\bar{N}_{filtro} = \bar{N}_T - \bar{F}$ ( $\Delta t = 100$ )	$\sigma(\bar{N}_{filtro})$ ( $\Delta t = 100$ )
2038	1906	1839	19
1936			
1982			
1809			
1767			

Dividindo  $\bar{N}_{filtro}$  e  $\sigma(\bar{N}_{filtro})$  por 100 pode-se representar a “actividade” devida ao papel de filtro da seguinte forma:

$$\bar{N}_{filtro} = 18,4 \pm 0,2 \text{ contagens/s.}$$

Tal como seria de esperar, as taxas de contagem vão subindo quando se passa da sala +119 (ventilada) para a +114 (do mesmo piso mas sem ventilação); o valor obtido na cave -201 é ainda superior a qualquer dos dois.

Este método, bastante simples, permite de uma forma muito intuitiva alertar para a problemática do radão, embora não fique provado que o elemento responsável é o radão.

## 7.5- Identificando partículas.

Em 5.1 foi referido que um detector GM não consegue identificar as partículas e as energias que lhes estão associadas.

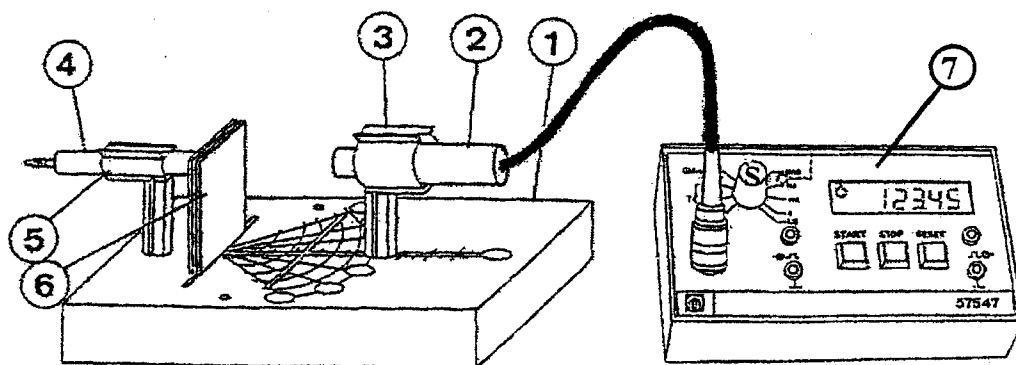
No entanto, é possível de um modo simples, ter uma noção dos diferentes tipos de partículas emitidas por uma dada fonte radioactiva.

Foi já referida a diferente capacidade de penetração dos diferentes tipos de radiação. De forma muito simples podemos dizer:

- uma folha de papel é suficiente para absorver as partículas  $\alpha$ ;
- uma lâmina de cerca de 3mm de aço ou de ferro é suficiente para absorver as partículas  $\beta^-$  (electrões);
- os raios  $\gamma$  são mais difíceis de absorver, sendo necessário alguns decímetros de material (betão, por ex.) para esse efeito.

O material usado nesta actividade é um conjunto Leybold, representado esquematicamente na Fig. 7.7, é constituído por:

- 1 - Painel para experiências de radioactividade
- 2 - Contador Geiger-Müller
- 3 - Suporte para o contador
- 4 - Preparação radioactiva ( $^{226}\text{Ra}$ )
- 5 - Suporte da preparação radioactiva
- 6 -Lâminas de alumínio
- 7 - Contador equipado com indicador de impulsos acústico



**Fig. 7.7- Esquema de montagem**

*Carona, Um pouco de Física Subatômica, 1999*

O contador foi programado para medir em intervalos de tempo,  $\Delta t$  de 10s.

Colocou-se a amostra no suporte e efectuaram-se as primeiras dez medições.

Entrepôs-se entre o detector e a amostra a lâmina de plástico com espessura suficiente para deter a partículas  $\alpha$ . e efectuou-se uma nova série de dez medições. Estas taxas de contagem, como é evidente, são devidas, somente, às partículas,  $\beta$  e  $\gamma$ .

Por fim foi colocada uma lâmina de chumbo com espessura suficiente para deter as partículas  $\beta$  mas insuficiente para deter a partículas  $\gamma$  e efectuou-se uma nova série de dez medições. Estes números de contagem, como é evidente, são devidas, somente, a radiação  $\gamma$ .

	Plástico	Chumbo
$\alpha + \beta + \gamma$	$\beta + \gamma$	$\gamma$
Número de contagens $\Delta t = 10s$	Número de contagens $\Delta t = 10s$	Número de contagens $\Delta t = 10s$
621	73	6
606	64	5
652	76	11
638	50	11
597	81	17
619	71	11
627	64	14
607	58	10
632	78	5
610	55	16

Nesta experiência, uma vez que apenas se pretendem comparar as diferentes quantidades de partículas detectadas, torna-se desnecessário subtrair a “actividade” devida ao fundo radioactivo.

Assim, através das expressões 7.1 e 7.2 (ver tabela E do anexo) e dividindo os respectivos valores de  $\bar{N}$  e  $\sigma(\bar{N})$  por 10 pode escrever-se:

$\alpha + \beta + \gamma$	$\beta + \gamma$	$\gamma$
$62,1 \pm 0,8$ contagens/s	$6,7 \pm 0,3$ contagens/s	$1,1 \pm 0,1$ contagens/s

Subtraindo à taxa de contagem devida ao três tipos de radiação a taxa de contagem devida somente à radiação  $\beta$  e  $\gamma$ , obtém-se a taxa de contagem devida à radiação  $\alpha$ :

$$15,4 \pm 0,5 \text{ contagens/s.}$$

Subtraindo à taxa de contagem devida à radiação  $\beta$  e  $\gamma$  a taxa de contagem devida somente à radiação  $\gamma$ , obtém-se a taxa de contagem devida à radiação  $\beta$ :

$$5,6 \pm 0,2 \text{ contagens/s.}$$

O valor da taxa de contagem devida à radiação  $\gamma$  obtém-se directamente a partir dos resultados experimentais tal com se pode ver na tabela anterior:

$$1,1 \pm 0,1 \text{ contagens/s}$$

## 7.6-Medições do equivalente de dose do ambiente.

Com o intuito de avaliar as condições de segurança ambientais, em algumas salas do Departamento de Física da Faculdade de Ciências foi usado um dosímetro. As medições foram realizadas em três salas (+114; +119 e -201), as mesmas utilizadas em 7.4. Foram, também, efectuadas medições na proximidade de uma amostra de granito, uma amostra de um mineral rico em autunite ( $\text{Ca}(\text{UO}_2)_2(\text{PO}_4)_2 \cdot 10\text{-}12\text{H}_2\text{O}$ ) e de um monitor de computador ligado.

O medidor utilizado é da marca Saint-Gobain, modelo: Mini-Rad 1000 RLA e pertence ao Laboratório de Espectroscopia Mössbauer do IFIMUP.

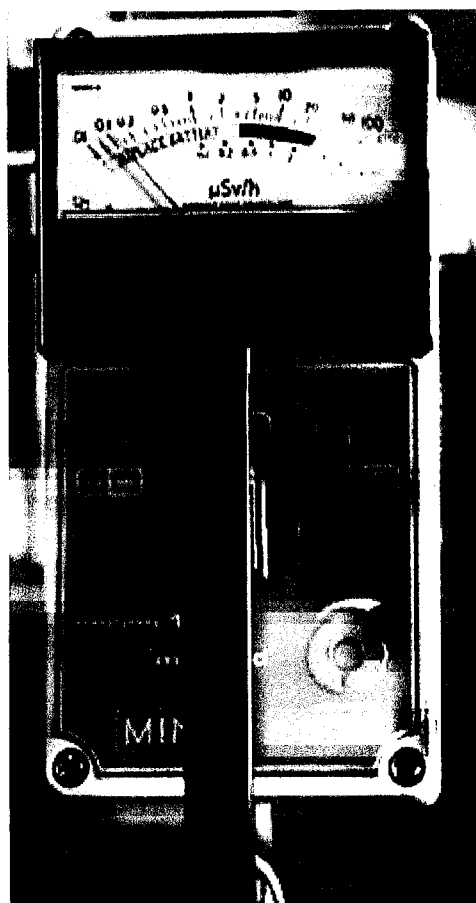


Fig.7.8 - Mini-Rad 1000 RLA

Apresentam-se os valores médios obtidos considerando o intervalo em torno do qual o ponteiro oscilava, em cada caso.

#### **Medições de equivalente de dose nas salas:**

➤ +114

Equivalente de dose =  $0,15 \mu \text{ Sv h}^{-1}$

➤ +119

Equivalente de dose =  $0,15 \mu \text{ Sv h}^{-1}$

➤ -201

Equivalente de dose =  $0,15 \mu \text{ Sv h}^{-1}$ , com picos em  $0,2 \mu \text{ Sv h}^{-1}$  com alguma frequência.

Os valores médios encontrados mostram que neste tipo de medições o efeito do radão não é tão evidenciado, isto é, por um lado, a experiência descrita em 7.4 permite ampliar o efeito produzido por este elemento, por outro lado não parece existir motivo de preocupação quanto à segurança de alunos, a sala +119 é um laboratório de aulas, bem como de docentes e funcionários no que diz respeito a todos os compartimentos estudados.

#### **Medições de equivalente de dose devido às rochas e ao monitor:**

➤ Com a janela do equipamento encostada ao granito.

Equivalente de dose =  $0,2 \mu \text{ Sv h}^{-1}$



- Com a janela do equipamento encostada à autunite.

Equivalente de dose =  $15 \mu \text{ Sv h}^{-1}$

- Com a janela do equipamento encostada ao monitor.

Equivalente de dose =  $0,3 \mu \text{ Sv h}^{-1}$

Dos valores médios apresentados, o mais elevado é, sem dúvida, o que é obtido quando a janela do equipamento de encontra encostada à autunite. É de esperar este resultado uma vez que se trata de um minério de urânio, amostra gentilmente cedida pelo Departamento de Geologia da Faculdade de Ciências e descrita no catálogo do Museu de Mineralogia, indicado na bibliografia.

Note-se, ainda, que se obtém, também, valores acima dos valores médios devidos ao fundo radioactivo, quando a janela do detector se encontra junto ao granito e ao monitor. No entanto, só se atingem valores preocupantes no caso do minério de urânio, compreende-se assim, que para esta amostra se tenha cuidados de manuseamento e armazenamento, semelhantes aos das fontes radioactivas utilizadas nas experiências anteriores.

## 7.7- Simulação de um decaimento em série em Visual Basic

O decaimento radioactivo em série foi abordado em 3.6, ficou, então, patente que este processo é descrito por equações diferenciais de primeira ordem:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad \frac{dN_3}{dt} = -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2$$

Por questões instrumentais, seria difícil enquadrar uma experiência ilustrativa de um decaimento radioactivo em série, dentro do âmbito deste trabalho. Isto acontece, sobretudo, porque em geral há que medir períodos de diferentes ordens de grandeza.

Uma alternativa interessante, e com algum impacto didáctico, é a simulação computacional deste acontecimento, que aliás, foi tratada num dos trabalhos da disciplina: O Computador no Ensino da Física, no ano curricular do mestrado: Física para o Ensino.

Assim, foi simulado um decaimento radioactivo em série. Para isso, foi criada uma macro em Visual Basic que, utilizando o método de Euler, calcula os valores de  $N_1$ ,  $N_2$  e  $N_3$  em qualquer intervalo de tempo, por exemplo de 1 em 1 ano.

As equações seguintes, onde os símbolos têm o significado indicado, por exemplo em 3.6, correspondem são as equações que descrevem o decaimento radioactivo em série aplicando o método de Euler:

$$N_1 = -\lambda_1 N_{01} dt + N_{01}$$

$$N_2 = (-\lambda_2 N_{02} + \lambda_1 N_{01}) dt + N_{02}$$

$$N_3 = (-\lambda_3 N_{03} + \lambda_2 N_{02}) dt + N_{03}$$

De seguida apresenta-se a macro realizada, optou-se por não apresentar a tabela de valores que resultam desta macro uma vez que para os dados introduzidos se obtém uma tabela com cerca de 5000 linhas.

Dados		
$N_{01}$	1000	átomos
$\tau_1$	250000	anos
$\tau_2$	8,00E+04	anos
$\tau_3$	1,62E+03	anos
$\lambda_1$	2,7726E-06	anos <sup>-1</sup>
$\lambda_2$	8,6643E-06	anos <sup>-1</sup>
$\lambda_3$	0,00042787	anos <sup>-1</sup>

### Macro

Function radio3(N0, T01, T02, T03, dt1)

### Método de Euler

### Determinação das constantes

$N10 = N0$   
 $N20 = 0$   
 $N30 = 0$

$c1 = \text{Log}(2) / T01$   
 $c2 = \text{Log}(2) / T02$   
 $c3 = \text{Log}(2) / T03$

### Definição da matriz

Dim matriz(10000, 1 To 4)

### Títulos (primeira linha da tabela)

```
matriz(0, 1) = "t1"  
matriz(0, 2) = "N1"  
matriz(0, 3) = "N2"  
matriz(0, 4) = "N3"
```

### Valores iniciais

```
matriz(1, 1) = 0  
matriz(1, 2) = N10  
matriz(1, 3) = 0  
matriz(1, 4) = 0
```

### Preenchimento de matriz

```
j = 1  
k = 100  
T1 = dt1  
N10 = N0  
N20 = 0  
N30 = 0
```

```
For i = 2 To 500000
```

### Incremento no tempo

```
T1 = T1 + dt1
```

### Cálculo das funções

```
n1 = N10 + (-c1 * N10) * dt1  
n2 = N20 + dt1 * (-c2 * N20 + c1 * N10)  
n3 = N30 + dt1 * (-c3 * N30 + c2 * N20)
```

### Escolha dos valores a apresentar

```
If Int(i / k) * k = i Then
```

```
j = j + 1
```

```
matriz(j, 1) = T1  
matriz(j, 2) = n1  
matriz(j, 3) = n2  
matriz(j, 4) = n3
```

End If

N10 = n1

N20 = n2

N30 = n3

Next i

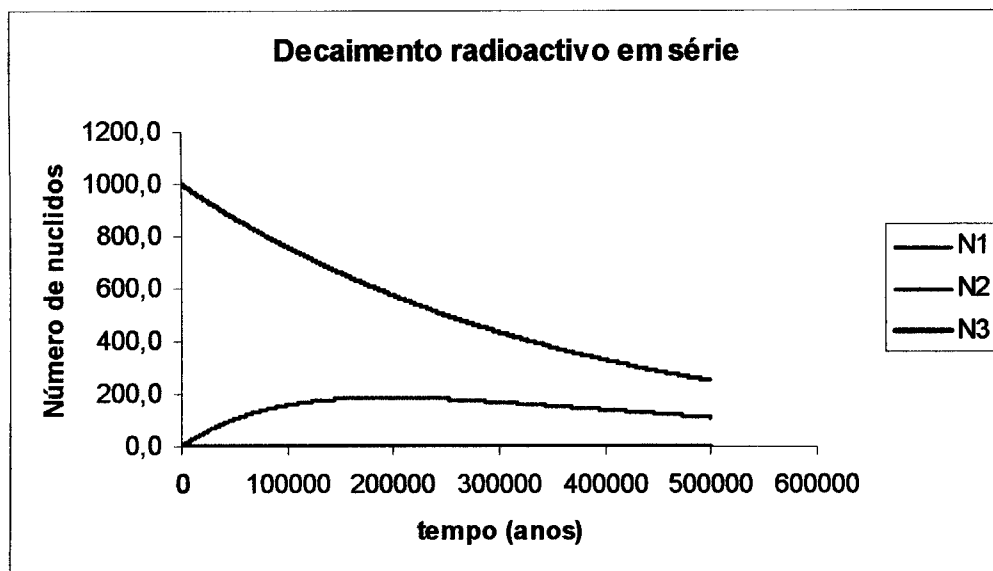
radio3 = matriz

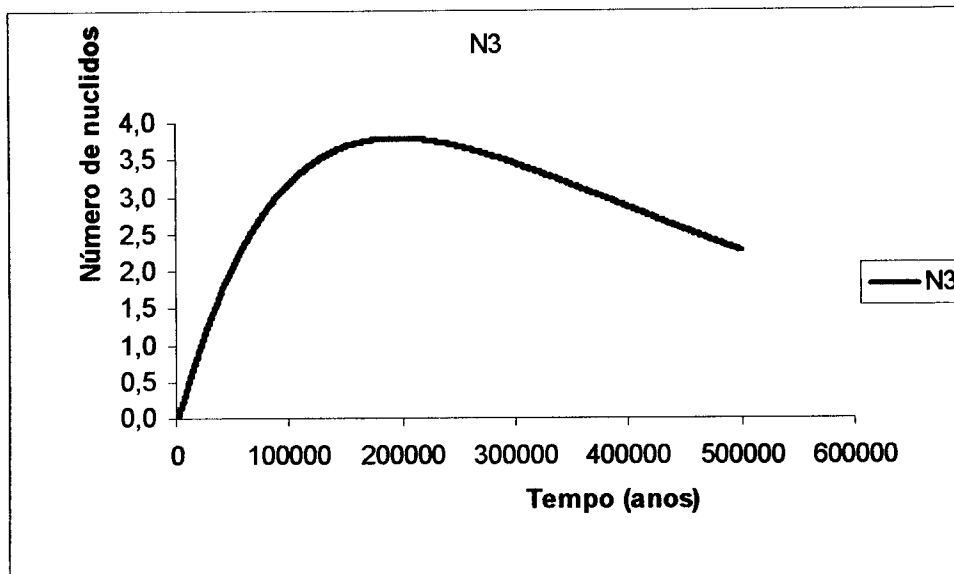
End Function

A partir da tabela obtida determinaram-se os seguintes gráficos.

O primeiro diz respeito à evolução temporal do número de núclidos de cada tipo.

O segundo diz respeito à evolução temporal da quantidade do terceiro núclido.





Se atendermos à escala temporal indicada nos gráficos facilmente se percebe as vantagens deste tipo de simulações.

## Conclusão

A realização de um trabalho deste género, com uma forte pesquisa bibliográfica, com uma componente experimental de quantidade aceitável e em regime pós laboral, acarreta, sempre, uma enorme quantidade de trabalho. No entanto, o interesse pessoal que o tema foi suscitando tornou esta tarefa, não só agradável, mas também deixa já algum sentimento de nostalgia por, enfim, ter terminado.

O desconhecimento inicial acerca da Segurança e Radioactividade era praticamente total. Assim, a realização deste trabalho serviu para colmatar uma lacuna na formação inicial, Licenciatura em Física Ramo – Educacional, onde, certamente por falta de oportunidade, esta temática não foi abordada.

Foi também necessário revisitar uma série de conceitos da Física Nuclear e aprofundar, um pouco mais, o conhecimento nesta área da física tão fascinante. Uma vez que, também aqui, a formação inicial do autor deste trabalho apresenta algumas lacunas.

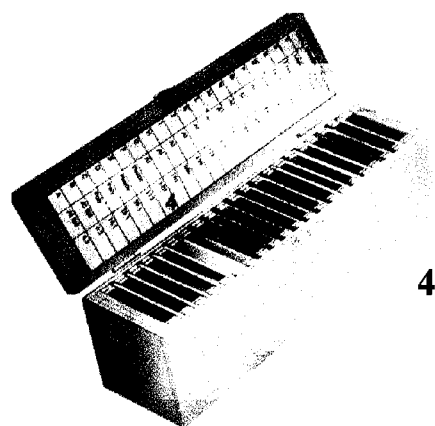
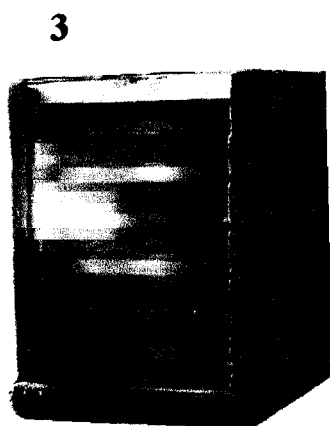
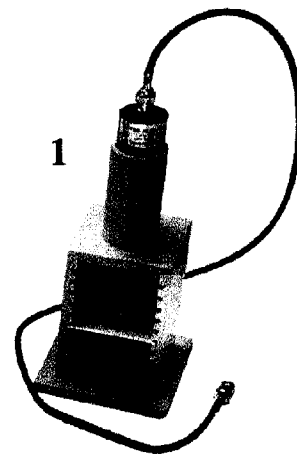
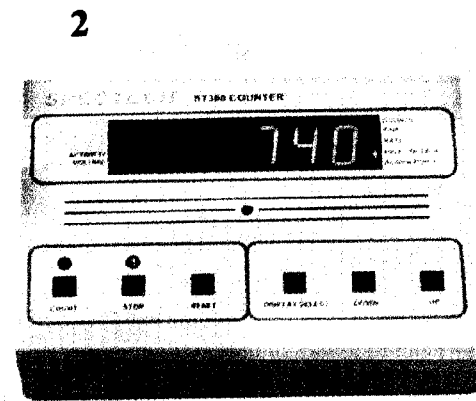
Assim, este trabalho foi sobretudo uma oportunidade excelente para abrir novos horizontes do conhecimento ao nível pessoal. Permitiu, também, despertar o autor para a problemática da protecção radiológica.

Certamente que o mestrado, que agora culmina com este seminário, se traduz num enriquecimento pessoal incomensurável, que humildemente, ainda que de forma informal, será partilhado pelos pares e pelos discentes do autor.

## ANEXO

Equipamento utilizado:

- 1- Detector Geiger-Müller, com respectivo cabo de tensão e sinal, montado no dispositivo de suporte do detector que possibilita o posicionamento da fonte radioactiva;
- 2- Contador (sistema de contagem SPECTECH ST-350).
- 3- Um pequeno contentor azul, forrado a chumbo, com fontes radioactivas (Co-60, Sr-90, Cs-137, Tl-204, Po-210).
- 4- Caixa com placas absorventes.





<b>Experiências</b>	<b>Equipamento utilizado:</b>
Curva característica de um Geiger – Muller.	1; 2; 3
Registro do fundo radioactivo	1; 2
Absorção da radiação $\alpha$	1; 2; 3
Absorção da radiação $\beta$	1; 2; 3; 4
Absorção da radiação $\gamma$ Chumbo como material absorvente (1ª experiência)	1; 2; 3; 4
Absorção da radiação $\gamma$ Chumbo como material absorvente (2ª experiência)	1; 2; 3; 4
Pesquisando o Radão.	1; 2; 3
Identificado partículas.	Material próprio indicado em 7.5

Tabela A

<b>RADIONUCLIDO</b> Actividade da fonte	<b>PERÍODO</b> de semi- desintegração	<b>RADIAÇÃO (*)</b>
Estrôncio-90 ( $^{90}\text{Sr}$ )  0,1 $\mu$ Ci	28,6 ano	$\beta_1$ ( $^{90}\text{Sr}$ ) $E_{\text{máx}} = 546$ keV (100%)  $\beta_2$ ( $^{90}\text{Y}$ ): $E_{\text{máx}} = 2284$ keV (99,98%)
Césio-137 ( $^{137}\text{Cs}$ )  5 $\mu$ Ci	30,2 ano	$\beta_1$ : $E_{\text{máx}} = 512$ keV (94,6%)  $\beta_2$ : $E_{\text{máx}} = 1173$ keV (5,4%)  $\gamma$ ( $^{137\text{m}}\text{Ba}$ ) $E = 662$ keV (94,6%)
Polónio-210 ( $^{210}\text{Po}$ )  0,1 $\mu$ Ci	138 dia	$\alpha$ : $E = 5304$ keV (100%)

Tabela B- Fontes  
radioactivas

(\*) *Significado dos símbolos:*

$\alpha$  = radiação alfa;  $\beta$  = radiação beta;  $\gamma$  = radiação gama;  $\epsilon$ =captura electrónica

$E$  = energia da radiação;  $E_{\text{cmáx}}$  = energia máxima da radiação beta

1 keV =  $10^3$  electrão-volt =  $1,60 \times 10^{-16}$  joule

(... %) = probabilidade de emissão da radiação considerada as outras desintegrações que ocorrem na mesma fonte radioactiva

Actividade= número de desintegrações por unidade de tempo

1  $\mu$  Ci =  $3,7 \times 10^4$  Bq ( 1 Bq = uma desintegração por segundo)

<b>Código</b>	<b>Densidade Superficial (mg cm<sup>-2</sup>)</b>
A	1230
B	1890
C	3632
D	7435

Tabela D- Placas de chumbo

<b>Código</b>	<b>Densidade Superficial (mg cm<sup>-2</sup>)</b>
A	4,5
B	6,5
C	10,14
D	20,28
E	25,35
F	38,03
G	63,38
H	76,05
I	129
J	161
K	206
L	258
M	328
N	419
O	516
P	590
Q	645
R	849

Tabela C- Placas de alumínio

Expressões para o cálculo dos valores médios e dos desvios para a média

Valor Médio (média do número de contagens)

$$\bar{N} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^3 x_i \quad (7.1)$$

Valor médio do desvio (desvio padrão na média)

$$\sigma(\bar{N}) = \sqrt{\frac{\bar{N}}{n}} \quad (7.2)$$

em que  $n$  representa o número de contagens e  $x$  o valor obtido em dada contagem.

Tabela E

## Bibliografia

- Alonso, Marcelo; Finn, Edward J.;** *Física*; Addison-Wesley 1999
- Barbosa, L.;** *Técnicas de detecção*; Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas<sup>(1)</sup>
- Bettencourt, António;** *Radiações Ionizantes - A protecção contra radiações e seus fundamentos*; Colóquio/Ciências nº22; Novembro 1998
- Borges, F. S.;** *Catalogo Descritivo do Museu de Mineralogia Professor Montenegro de Andrade – II Descrição dos Minerais*; Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, 1994
- Burnham, J.;** *Chapter 4 - Biological Effects Of Radiation*; Energie New Brunswick Power (Canada)2001 <sup>(2)</sup>
- Carona, Maria;** *Um pouco de Física Subatômica*; 1999
- Chang, Raymond;** *Química, 5.ª edição*; McGraw-Hill 1994
- Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN),** *Diretrizes básicas de radioproteção*<sup>(3)</sup>
- Darby, S; Hill, D,** *Radon in homes and risk of lung cancer: collaborative analysis of individual data from 13 European case-control studies (BMJ,doi:10.136/bmj.38308.477650.63 (published 21 December 2004)*<sup>(4)</sup>
- Faísca, Maria;** *O Risco de Exposição ao Radão, Revista de Protecção Civil, Nº5, 1995*
- Feio, Alegria;** *Tópicos sobre Radioactividade*; Departamento de Física Faculdade de Ciências da Universidade do Porto; Abril 2005
- Feio, Alegria;** *Tópicos Complementares de Física II – Física Nuclear*; Departamento de Física Faculdade de Ciências da Universidade do Porto; 1999/2000
- Fiolhais, Carlos;** *Dos núcleos aos agregados atômicos – Campo médio e movimentos colectivos*; Departamento de Física da Universidade de Coimbra <sup>(5)</sup>
- Iowa Department of Public Health Bureau of Radiological Health Radioactive Materials Section,** *Instruction concernig risks from ocupacional radiation exposure*<sup>(6)</sup>
- Krane, Kenneth;** *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, Inc; 1988
- Krane, Kenneth;** *Modern Physics*, John Wiley & Sons, Inc; 1996

**Land, CE; Jeggo, PA; Kellerer, AM; Little, JB; Pierce, DA; Ullrich, RL;** *Low-dose Extrapolation of Radiation-Related Cancer Risk*<sup>(7)</sup>

**Leo, William. R.;** *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd Edition;* Springer-Verlag 1994

**Lilley, John;** *Nuclear Physics Principles and Applications, John Wiley & Sons, Ltd.* 2002

**Martinho, Eduardo; Salgado, José;** *Introdução à Física das Radiações;* Programa Ciência Viva 1996

**Military Medical Operations Office Armed Forces Radiobiology Research Institute Bethesda,** *Medical management of radiological casualties.*<sup>(8)</sup>

**Office of Radiation, Chemical and Biological Safety; Michigan State University** *Radiation Safety Manual*<sup>(9)</sup>

**Paranhos, A.;** *Notas de Laboratório de Física III e IV;* Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto 1998

**Radiation Protection Group; CERN,** *Protection against Ionizing Radiation - Radiation Safety Manual*<sup>(10)</sup>

**Salgueiro, Lúcia; Ferreira, J. Gomes;** *Introdução à Física Atômica e Nuclear, Vol I e II,* Tipografia Matemática, Lda. 1970

**Siedle, Andrew; Adams, Len;** *Handbook of radiation effects, second edition;* Oxford University Press

**United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation;** *Sources and Effects of Ionizing Radiation, UNSCEAR 2000 Report; Vol.I: Sources & Vol.II: Effects*<sup>(11)</sup>

**University of Ontario Institute of Technology ,** *University of Ontario Institute of Technology Radiation Safety Training Course*<sup>(12)</sup>

**Thompson, Michael; Steves, Ann; Dowd Steven;** *Radiation safety training manual;* radiation safety division, University of Alabama 2002<sup>(13)</sup>

<sup>(1)</sup>[http://www.cbpf.br/~lsd/Curso\\_Detectores.pdf](http://www.cbpf.br/~lsd/Curso_Detectores.pdf)

<sup>(2)</sup><http://canteach.candu.org/library/20031304.pdf>

<sup>(3)</sup>[http://www.prorad.com.br/Pro/ne\\_301.pdf](http://www.prorad.com.br/Pro/ne_301.pdf)

<sup>(4)</sup><http://bmj.bmjournals.com/cgi/rapidpdf/bmj.38327.648472.82v2>

- (5) <http://nautilus.fis.uc.pt/personal/cfiolhais/extra/artigos/nucleosagreg.htm>
- (6) [http://www.idph.state.ia.us/common/pdf/radiological\\_health/occxposure.pdf](http://www.idph.state.ia.us/common/pdf/radiological_health/occxposure.pdf)
- (7) [http://www.icrp.org/docs/Low-dose\\_TG\\_rept\\_for\\_web.pdf](http://www.icrp.org/docs/Low-dose_TG_rept_for_web.pdf)
- (8) <http://www.afri.usuhs.mil/www/outreach/pdf/2edmmrhandbook.pdf>
- (9) [http://www.orcbs.msu.edu/radiation/programs\\_guidelines/radmanual/radmanual.pdf](http://www.orcbs.msu.edu/radiation/programs_guidelines/radmanual/radmanual.pdf)
- (10) <http://lhc-proj-qawg.web.cern.ch/lhc-proj-qawg/CD-ROM/Safety/F.pdf>
- (11) <http://www.unscear.org/>
- (12) [http://www.uoit.ca/assets/Section~specific/Faculty\\_Staff/Services/Office~of~Research~services/PDF/RADIATION\\_SAFETY\\_MANUAL\\_R1.pdf](http://www.uoit.ca/assets/Section~specific/Faculty_Staff/Services/Office~of~Research~services/PDF/RADIATION_SAFETY_MANUAL_R1.pdf)
- (13) [http://www.healthsafe.uab.edu/pages/radiationsafety/rad\\_training\\_manual.pdf](http://www.healthsafe.uab.edu/pages/radiationsafety/rad_training_manual.pdf)

### **Legislação Consultada**

Decreto-Lei nº 167/2002 de 18 de Julho

Decreto-Lei nº 174/2002 de 25 de Julho

Decreto Regulamentar nº 9/90 de 19 de Abril

Decreto-Lei nº 165/2002 de 17 de Julho

Decreto-Lei nº 180/2002 de 8 de Agosto

### **Sítios da Internet consultados**

<http://www.lip.pt/> - "Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas"

<http://www.energiatomica.hpg.ig.com.br/> - "MonitorNuclear"

<http://www.itn.pt/> - "Instituto Tecnológico e Nuclear"

<http://bmj.bmjournals.com/> - "British Medical Journal"

<http://www.euratom.org/> - "European Atomic Energy Community"

<http://www.sppcr.online.pt/> - "Sociedade Portuguesa de Protecção Contra Radiações"

<http://www.icrp.org/> - "International Commission on Radiological Protection"

<http://www.hpa.org.uk/radiation/> - "Health Protection Agency . Radiation Protection Division"

<http://www.unscear.org/> - "United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation"

<http://www.orcbs.msu.edu/> - "The Office of Radiation, Chemical & Biological Safety"

<http://www.steniorocha.hpg.ig.com.br/> - "Radiações"

<http://public.web.cern.ch/Public/Welcome.html> - "Cern"

<http://atomico.no.sapo.pt/> - "Site Atómico"

<http://www.cnen.gov.br/default2.asp> - "Comissão Nacional de Energia Nuclear"

<http://www.ieer.org/index.html> - "Institute for Energy and Environmental Research"

<http://www.gla.ac.uk/services/radiationprotection/coursenotes.html> - "Radiation Protection Service - University of Glasgow"

