

Laboratório de Física Moderna (4300377)

---

INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO  $\gamma$  COM A  
MATÉRIA

---

**Paulo R. Costa – DFN/IFUSP**

**Conteúdo**

Introdução .....	3
Aspectos gerais da interação de fótons com a matéria.....	3
Interações de Fótons com a Matéria .....	5
Espalhamento da radiação .....	5
Espalhamento Thomson.....	5
Efeito Compton.....	6
Espalhamento Rayleigh.....	9
Absorção da radiação .....	9
O Efeito Fotoelétrico.....	9
Produção de Pares.....	11
Coeficientes de atenuação.....	12
Aniquilação de pósitrons .....	16
Detectores de radiação .....	17
Cintiladores.....	17
Eletrônica associada aos detectores cintilador.....	18
Fontes de radiação gama.....	20
Decaimento radioativo.....	20
Procedimento experimental.....	22
Parte I – Calibração do Espectro .....	22
Parte II – Experimentos.....	23
Experimento 1 – Determinação do coeficiente de atenuação.....	23
Experimento 2 – Efeito Compton.....	24
Experimento 3 – Aniquilação do par elétron-pósitron .....	25
Referências .....	27

## Introdução

As radiações ionizantes estão presentes no cotidiano, sendo parte de diversos processos analíticos na indústria e na medicina. Para que estes fenômenos possam ser utilizados em benefício da humanidade e em condições adequadas de segurança, é muito importante o conhecimento dos processos de interação da radiação com a matéria e das diferentes formas de detecção.

Esta etapa da disciplina Laboratório de Física Moderna (4300377) apresenta alguns dos principais fenômenos associados à interação da radiação ionizante com a matéria e permite ao aluno compreender estes fenômenos utilizando montagens experimentais que estão fortemente associadas aos modelos conceituais normalmente apresentados nas disciplinas teóricas. Infelizmente, devido à limitação de tempo, nem todos os fenômenos podem ser utilizados nas etapas comuns a todos os alunos. Contudo, os interessados podem propor experimentos eletivos que permitam complementar o conhecimento destes fenômenos e seu tratamento experimental.

## Aspectos gerais da interação de fótons com a matéria

Fótons são partículas indiretamente ionizantes que, ao atravessarem a matéria, podem depositar energia nesta em um processo que consiste de duas etapas: transferência de energia para uma partícula carregada (elétron ou pósitron) e posterior deposição da energia transferida à partícula carregada no meio. Há uma dependência correlacionada entre a energia do fóton e o número atômico e a densidade do meio na probabilidade do fóton realizar um dos processos possíveis de interação. Com isto, o fóton pode interagir com o átomo inteiro, com o núcleo atômico ou com um elétron orbital. Esta probabilidade é, normalmente, expressa como uma grandeza chamada secção de choque.

A secção de choque é um conceito muito empregado em Física de Partículas e em Física Nuclear<sup>1</sup>. Esta grandeza representa a probabilidade de uma reação ocorrer. No caso da interação da radiação com a matéria, é utilizado o conceito de secção de choque total por átomo,  $\sigma_a$ . Serão introduzidas, também, as secções de choque diferenciais, que relacionam os números de partículas espalhadas ou emitidas em um dado intervalo de ângulo sólido. Para o bom entendimento destas grandezas, recomenda-se a leitura da ref.1, páginas 152 e 153. Estes conceitos também estão presentes na maioria dos livros-texto de Física Nuclear.

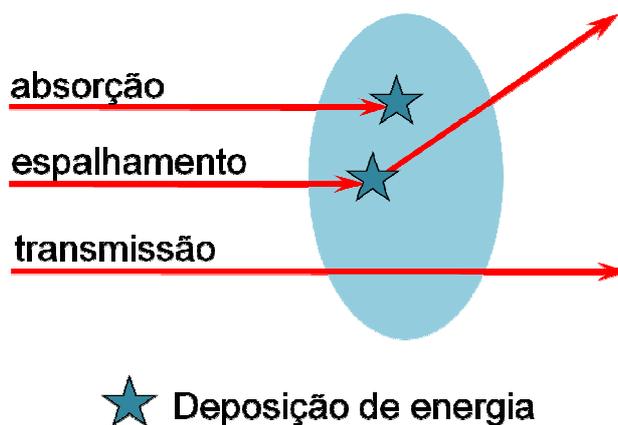
As interações com os núcleos atômicos podem ocorrer de duas maneiras: interações diretas fóton-núcleo, como, por exemplo, a fotodesintegração, ou interações do fóton com o campo eletrostático nuclear, como a produção de pares.

Podem, também, ocorrer interações entre os fótons e os elétrons orbitais, que podem ser classificadas como interações com elétrons fracamente ligados, como o espalhamento Thomson, o Efeito Compton e a produção de tripletos, e interações com elétrons fortemente ligados, como o efeito fotoelétrico. No primeiro caso consideram-se os casos em que a energia de ligação do elétron no átomo,  $E_B$ , é pequena em comparação com a energia do fóton incidente ( $E_B \ll h\nu$ ). Em alguns

casos, estas interações podem ser consideradas como ocorrendo com um elétron livre.

No caso de interações com elétrons fortemente ligados, a energia de ligação  $E_B$  é comparável ou até maior que a energia do fóton. Para que uma interação desta natureza ocorra, a energia de ligação deve ser ligeiramente menor que  $h\nu$  e o fenômeno é considerado uma interação entre o fóton e o átomo como um todo. Desta forma, quando um fóton penetra a matéria, três coisas podem ocorrer (Figura 1):

- Transmissão do fóton sem ocorrer nenhuma interação.
- Absorção total do fóton, com transferência total de sua energia para partículas carregadas leves, como elétrons ou pósitrons.
- Espalhamento do fóton, com dois produtos possíveis:
  - o O fóton resultante tem a mesma energia do fóton incidente, porém viaja em uma direção diferente. Neste caso, nenhum elétron ou pósitron é liberado na interação
  - o O fóton resultante tem uma energia inferior à energia do fóton incidente e a diferença de energia é transferida como energia cinética de um elétron colocado em movimento.



**Figura 1 – Ocorrências possíveis durante a penetração de fótons em um meio: transmissão, absorção e espalhamento.**

## Interações de Fótons com a Matéria

O texto a seguir apresenta, de forma resumida, a descrição dos principais fenômenos de interação de fótons com a matéria. Por limitação de espaço e por fugir do escopo desta disciplina, algumas interações serão citadas de maneira bastante abreviada. Será dada ênfase no efeito fotoelétrico, por sua importância como principal fenômeno de absorção da radiação, no efeito Compton, que compõe um dos principais experimentos que serão abordados nesta disciplina, e no fenômeno de aniquilação de pósitrons, também parte da etapa experimental da disciplina. Serão tratados, também, aspectos quantitativos das probabilidades relativas de ocorrência de cada efeito, sintetizado nos coeficientes de atenuação linear total e parciais.

### Espalhamento da radiação

#### Espalhamento Thomson

O fenômeno de interação da radiação de baixa energia ( $h\nu \ll m_0c^2$ ) com elétrons fracamente ligados (quase-livres) pode ser explicado adequadamente pela teoria clássica não-relativística desenvolvida por J.J. Thomson. Em seu modelo de interação, Thomson propõe que a interação com o elétron quase-livre se dá na forma de uma oscilação ressonante forçada. Através da teoria clássica da secção de choque para a re-emissão de radiação eletromagnética resultante da oscilação de dipolo induzida dos elétrons. Esse fenômeno se caracteriza como um espalhamento elástico de fótons.

A partir das interações entre os campos elétricos associados às radiações incidente e espalhada, pode-se deduzir<sup>2</sup> a secção de choque diferencial por unidade de ângulo sólido para o espalhamento Thomson como

$$\frac{d_e\sigma_{Th}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2\theta) \quad (1)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de espalhamento e  $r_e$  é o raio clássico do elétron.

Pode-se, também, obter a secção de choque diferencial para este efeito. Esta secção de choque quantifica a fração da energia incidente que é espalhada em um cone contido entre  $\theta$  e  $\theta + d\theta$ . Esta seção de choque pode ser calculada como:

$$\frac{d_e\sigma_{Th}}{d\theta} = \frac{d_e\sigma_{Th}}{d\Omega} \frac{d\Omega}{d\theta} = 2\pi \sin\theta \frac{d_e\sigma_{Th}}{d\Omega} = \pi r_e^2 \sin\theta (1 + \cos^2\theta) \quad (2)$$

A Figura 2 apresenta a secção de choque diferencial eletrônica por unidade de ângulo em função do ângulo de espalhamento.

Este fenômeno, apesar de importante em algumas aplicações, não será enfatizado neste curso por ter sua probabilidade de ocorrência muito pequena em função das energias de fótons que serão utilizados durante os experimentos.

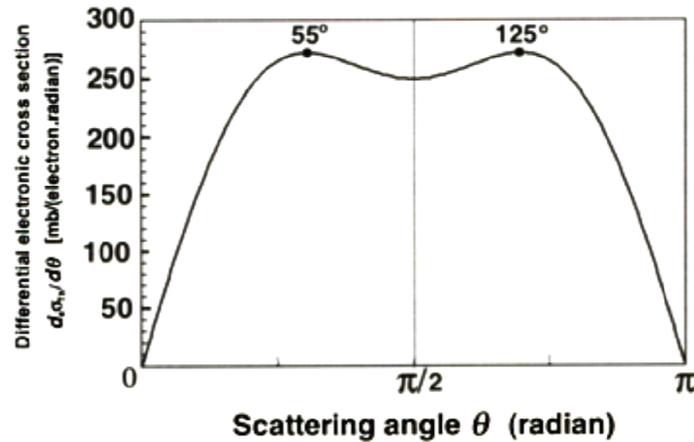


Figura 2 – Secção de choque diferencial eletrônica por unidade de ângulo em função do ângulo de espalhamento [ref. 2].

### Efeito Compton

No processo de interação da radiação com a matéria conhecido por efeito Compton (ou espalhamento Compton), um fóton de energia  $h\nu$  interage com um elétron orbital fracamente ligado ao átomo. Este fenômeno foi estudado por Arthur Compton em 1922. Em seu modelo, Compton assumiu que o fóton interage com um elétron estacionário e livre. Como resultado da interação, outro fóton de energia  $h\nu'$ , menor que  $h\nu$ , é produzido e o elétron, originalmente estacionário, é colocado em movimento com energia  $E$ . Este elétron é agora chamado elétron de recuo. Todo o processo está apresentado esquematicamente na Figura 3.

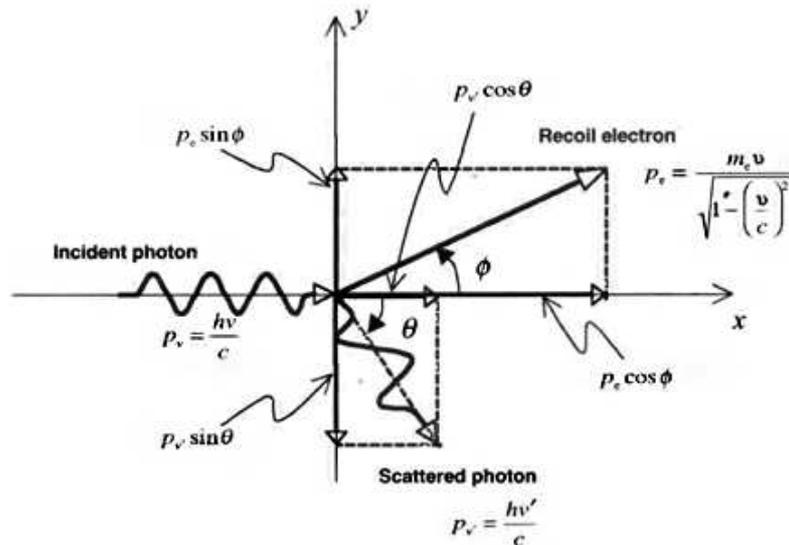


Figura 3 – Diagrama esquemático do efeito Compton. Nesta figura, um fóton incidente com energia  $h\nu$  interage com um elétron estacionário e livre. Como resultado, um fóton com energia  $h\nu'$  é produzido e o elétron é colocado em movimento com energia cinética  $E$  [ref. 2].

O ângulo de espalhamento do fóton pode ir de  $\theta = 0$  (espalhamento frontal) até  $\theta = 180^\circ$  (retro-espalhamento), passando por  $\theta = 90^\circ$  (espalhamento lateral). O ângulo de espalhamento do elétron de recuo é formado pelas linhas relativas à direção de incidência e a direção no qual o elétron foi colocado em movimento.

A aplicação das leis de conservação do momento e da energia das partículas envolvidas neste processo permite derivar relações entre os ângulos de espalhamento e as energias iniciais e finais. Esta dedução detalhada será deixada como exercício a ser realizado durante as atividades laboratoriais. Os resultados para as energias do fóton espalhado e do elétron de recuo são:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)\right)} \quad (3)$$

$$E = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)\right)} \quad (4)$$

Aspectos interessantes deste fenômeno podem ser identificados quando se estuda os limites de espalhamento em ângulos pequenos ( $\theta \approx 0$ ) e para ângulos especiais, tais como  $\theta = 90^\circ$  e  $\theta = 180^\circ$  com fótons incidentes de energia muito alta ( $h\nu \rightarrow \infty$ ). Estas correlações também serão exploradas como exercícios para os alunos.

A probabilidade de interação através do efeito Compton (ou sua seção de choque) foi derivada em 1929 por Oskar Klein e Yoshio Nishina e é conhecida como equação de Klein-Nishina:

$$\frac{d_e\sigma_c^{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^2 \left[\frac{\nu'}{\nu} + \frac{\nu}{\nu'} - \sin^2\theta\right] = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta) F_{KN} = \frac{d_e\sigma_{Th}}{d\Omega} F_{KN} \quad (5)$$

onde:

$\nu$  é a frequência do fóton incidente,  
 $\nu'$  é a frequência do fóton espalhado,  
 $\theta$  é o ângulo de espalhamento,  
 $r_e$  é o raio clássico do elétron e  
 $F_{KN}$  é o fator de forma de Klein-Nishina.

O fator de forma de Klein-Nishina para um elétron livre é dado por:

$$F_{KN} = \frac{1}{\left[1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)\right]^2} \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2 [1 - \cos\theta]^2}{\left[1 + \left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\theta)\right] (1 + \cos^2\theta)} \right\} \quad (6)$$

A Figura 4 apresenta a secção de choque diferencial para o efeito Compton em função do ângulo de espalhamento,  $\theta$ . Os valores de  $\epsilon$  correspondem à  $h\nu/m_0c^2$ .

A secção de choque total para o espalhamento Compton por elétrons livres pode ser calculada pela expressão

$$e\sigma_c^{KN} = \int \frac{d e\sigma_c^{KN}}{d\Omega} d\Omega \quad (7)$$

A secção de choque atômica para o efeito Compton, que não despreza a fraca ligação entre os elétrons e os núcleos atômicos, pode ser calculada como

$${}_a\sigma_c^{KN} = Z e\sigma_c^{KN} \quad (8)$$

onde  $Z$  é o número atômico do absorvedor.

Por sua vez, o coeficiente de atenuação mássico é dado por

$$\frac{\sigma_c^{KN}}{\rho} = \frac{N_A}{A} {}_a\sigma_c^{KN} = \frac{ZN_A}{A} e\sigma_c^{KN} \approx \frac{1}{2} N_A e\sigma_c^{KN} \quad (9)$$

Assim, nota-se que a secção de choque atômica para o efeito Compton (coeficiente de atenuação),  ${}_a\sigma_c^{KN}$ , é linearmente proporcional à  $Z$ , enquanto o coeficiente de atenuação de massa,  $\sigma_c^{KN}/\rho$ , é essencialmente independente de  $Z$ , uma vez que  $Z/A$  é independente de  $Z$ . Na realidade,  $Z/A$  varia de 1 para o hidrogênio, 0,5 para elementos de baixo número atômico e chega a 0,4 para elementos com alto  $Z$ , permitindo a aproximação  $Z/A \approx 0,5$ .

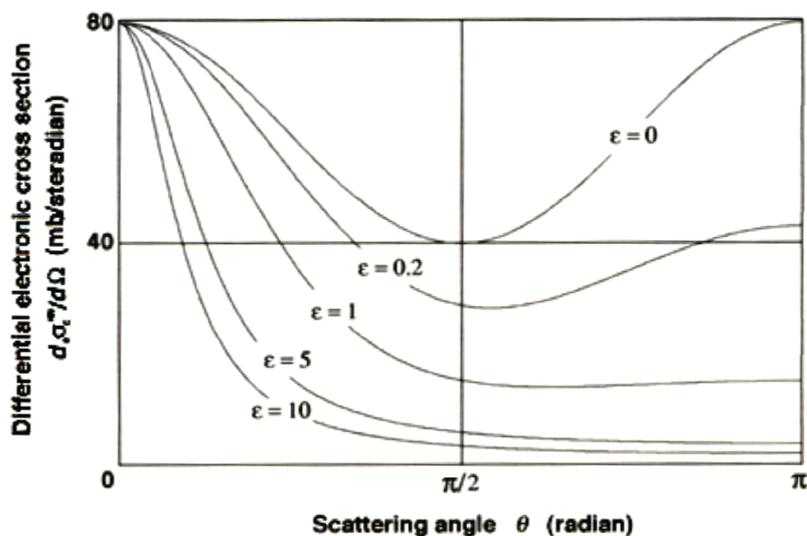


Figura 4 – Secção de choque diferencial para o efeito Compton em função do ângulo de espalhamento,  $\theta$ . Os valores de  $\epsilon$  correspondem à  $h\nu/m_0c^2$  [ref. 2].

### Espalhamento Rayleigh

O espalhamento Rayleigh, estudado por J. W. Rayleigh em 1900 como parte da teoria clássica do espalhamento de ondas eletromagnéticas, é um processo de interação no qual fótons são espalhados por elétrons atômicos ligados. Neste processo o átomo não é nem excitado nem ionizado e, após a interação, os elétrons retornam a seu estado energético inicial. O átomo, como um todo, recebe o momento transferido, mas sua energia de recuo é muito pequena e um fóton é espalhado em um ângulo  $\theta$  com a mesma energia do fóton incidente. Neste processo, os ângulos de espalhamento são normalmente pequenos.

A secção de choque atômica para o espalhamento Rayleigh pode ser determinada a partir da equação:

$${}_a\sigma_R = \pi r_e^2 \int_0^\pi \text{sen}\theta (1 + \cos^2\theta) [F(x, Z)]^2 d\theta \quad (10)$$

O coeficiente de atenuação mássico para esse processo, por sua vez, pode ser calculado como

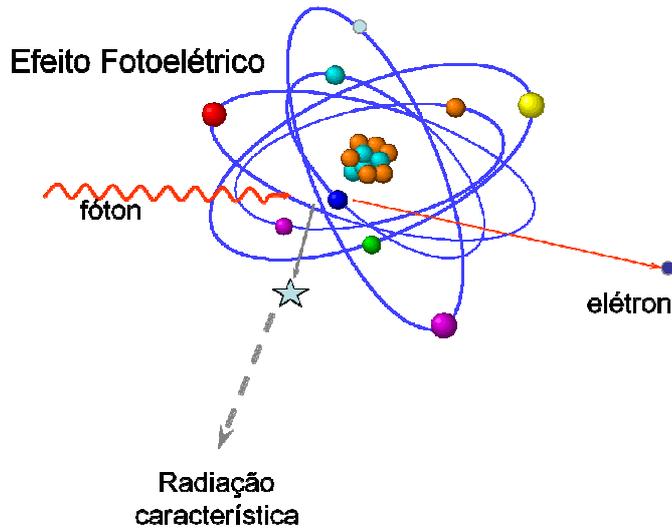
$$\frac{\sigma_R}{\rho} = \frac{N_A}{A} {}_a\sigma_R \quad (11)$$

Este processo é mais provável de ocorrer com fótons de baixa energia e absorvedores de alto número atômico, ou seja, na região de energias na qual a energia de ligação dos elétrons faz com que a secção de choque de Klein-Nishina para o espalhamento Compton diminua fortemente. Devido a estas características, este efeito também não será enfatizado neste curso.

## Absorção da radiação

### O Efeito Fotoelétrico

O processo de interação entre um fóton e um elétron fortemente ligado a um átomo é chamado efeito fotoelétrico. Nesta interação, o fóton é completamente absorvido e o elétron orbital é ejetado com energia cinética  $E$ . Este elétron orbital ejetado é chamado fotoelétron. A Figura 5 mostra, esquematicamente, a interação de um fóton com um elétron orbital da camada K de um átomo.



**Figura 5 – Diagrama esquemático do efeito fotoelétrico, com um fóton interagindo com um elétron orbital da camada K de um átomo.**

Pelas leis de conservação de momento e energia pode-se deduzir que o efeito fotoelétrico só pode ocorrer com elétrons fortemente ligados ao átomo, e nunca com o fóton interagindo com um elétron livre. Neste caso, o átomo como um todo retém a diferença entre o momento do fóton incidente ( $p_\nu = h\nu/c$ ) e o do fotoelétron [ $p_e = (E^2 - E_0^2)^{1/2}/c$ ], onde  $E$  e  $E_0$  são, respectivamente, as energias total e de repouso do fotoelétron.

Como a massa nuclear é grande, a energia de recuo do átomo é desprezível. Assim, a energia cinética do fotoelétron ejetado é igual à energia incidente menos a energia de ligação,  $E_B$ , do elétron orbital:

$$E_K = h\nu - E_B \quad (12)$$

Quando a energia do fóton incidente,  $h\nu$ , excede a energia de ligação dos elétrons na camada K ( $h\nu > E_B(K)$ ), cerca de 80% de toda absorção fotoelétrica ocorre com os elétrons da camada K do absorvedor.

A energia transferida ao fotoelétron pode não ser suficiente para ejetá-lo para fora do átomo, no processo chamado ionização. Nestes casos, o elétron assume uma posição em uma órbita superior, deixando o átomo excitado. A vacância deixada pelo elétron removido de uma dada camada será preenchida por elétrons de camadas superiores. Neste processo de transição, fótons de radiação característica ou elétrons Auger serão emitidos pelo átomo.

A secção de choque atômica para o efeito fotoelétrico como função da energia do fóton incidente apresenta descontinuidades (bordas de absorção) relacionadas à energia de ligação dos elétrons de uma determinada camada eletrônica. Uma vez que todas as camadas eletrônicas apresentam uma estrutura fina, com exceção da camada K, a curva relacionando a secção de choque atômica e a energia do fóton incidente terá a aparência apresentada na Figura 6:

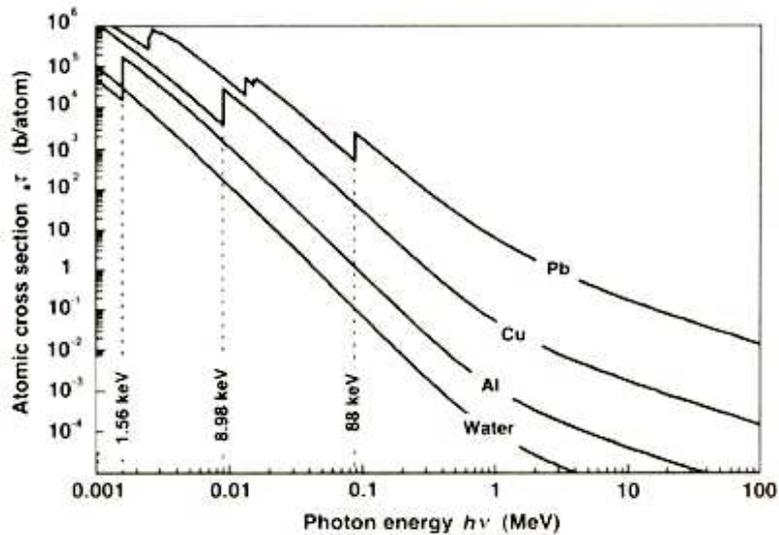


Figura 6 – Secção de choque atômica para o efeito fotoelétrico,  ${}_a\tau$ , em função da energia do fóton incidente para diferentes absorvedores [ref. 2].

Alguns pontos referentes à secção de choque atômica para o efeito fotoelétrico podem ser ressaltados:

- A dependência energética de  ${}_a\tau$  é proporcional a  $(1/h\nu)^3$  para fótons de baixa energia e gradualmente se transforma em uma dependência em  $(1/h\nu)$  para energias maiores;
- A dependência de  ${}_a\tau$  com relação ao número atômico se dá como  ${}_a\tau \propto Z^n$ , onde n varia de 4 a 5.

O coeficiente de atenuação mássico para o efeito fotoelétrico pode ser calculado através da secção de choque atômica como:

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{N_A}{A} {}_a\tau \quad (13)$$

### Produção de Pares

No caso da produção de pares, o fenômeno só ocorre quando o fóton incidente possui energia maior que 1022 keV, equivalente ao dobro da massa de repouso do elétron. Ao contrário dos outros dois fenômenos, a produção de pares é originada da interação do fóton com o campo elétrico do núcleo do átomo. Nesta interação toda a energia do fóton é transformada num par elétron-pósitron, que vão perdendo a energia cinética adquirida via excitação e ionização. Para que o fenômeno ocorra, três grandezas devem ser conservadas: energia, carga e momento.

A secção de choque atômica para a produção de pares no campo de um núcleo (ou pela interação com o campo elétrico de um elétron orbital) é dada por:

$${}_a\kappa = \alpha r_e^2 Z^2 P(h\nu, Z) \quad (14)$$

onde:

$\alpha$  é a constante de estrutura fina ( $\alpha = 1/137$ ),

$r_e$  é o raio clássico do elétron,

$Z$  é o número atômico do absorvedor e

$P(h\nu, Z)$  é uma função complicada da energia do fóton e do número atômico.

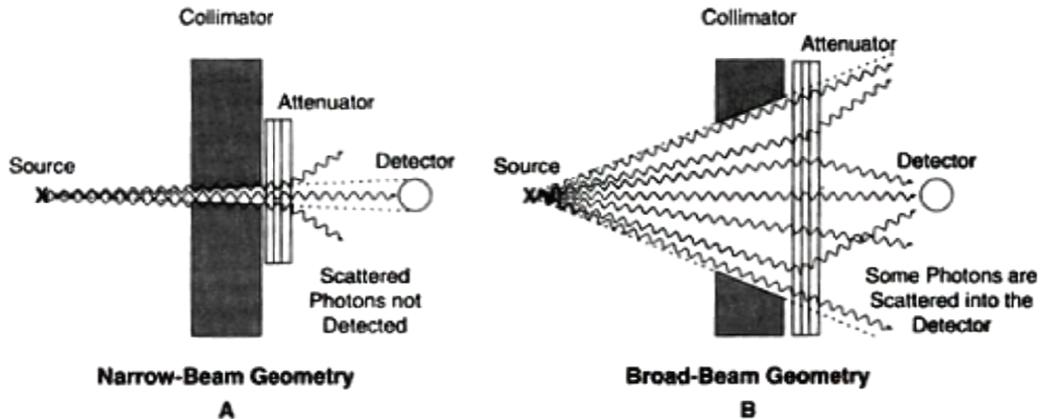
O coeficiente de atenuação mássico para a produção de pares é calculado como:

$$\frac{\kappa}{\rho} = \frac{N_A}{A} a\kappa \quad (15)$$

## Coeficientes de atenuação

Quando um feixe de radiação  $\gamma$  atravessa um determinado material, podem ocorrer interações através dos três processos citados acima. Após uma interação qualquer, um raio  $\gamma$  é removido do feixe (ou é absorvido completamente, ou é desviado da direção inicial do feixe). Quanto maior for a distância atravessada pelo feixe dentro do material, maior será o número de raios  $\gamma$  perdidos e menor será a intensidade do feixe. O parâmetro que permite quantificar a quantidade de fótons que interagem em um dado material por unidade de comprimento deste material é o coeficiente de atenuação linear,  $\mu$ . Este coeficiente, que depende da energia,  $h\nu$ , do fóton incidente e do número atômico do material atenuador, pode ser descrito como a probabilidade, por unidade de comprimento, que o fóton sofra uma interação no absorvedor.

Este coeficiente pode ser determinado empiricamente utilizando um tipo de montagem experimental que se chama geometria de feixe estreito (boa geometria). Neste tipo de experimento, utiliza-se um feixe de radiação gama de uma fonte monoenergética e um detector bem colimado. A Figura 7A, apresenta um esquema deste tipo de geometria<sup>3</sup>.



**Figura 7 – Métodos de medição de fótons transmitidos através de um material de espessura  $x$  e coeficiente de atenuação linear  $\mu$ . Na parte superior é apresentada a geometria de feixe estreito e na parte inferior a geometria de feixe largo [Ref. 3].**

À medida que a espessura do atenuador aumenta, a quantidade de interações no material aumenta e a intensidade do sinal no detector diminui. Assim, considerando  $I_0$  a intensidade do sinal sem absorvedor e  $I(x)$  a intensidade do sinal com uma espessura  $x$  de material entre a fonte e o detector, pode-se determinar esta variação de intensidade de sinal considerando uma camada infinitesimal  $dx'$ , que irá reduzir o feixe de uma quantidade infinitesimal  $dI'$ . Assim, a razão  $-dI'/I$  será proporcional à espessura infinitesimal  $dx'$  e a constante de proporcionalidade será o coeficiente de atenuação linear  $\mu$ . Deste modo, temos:

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx' \Rightarrow \int_{I_0}^{I(x)} \frac{dI}{I} = - \int_0^x \mu dx' \quad (16)$$

ou seja,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (17)$$

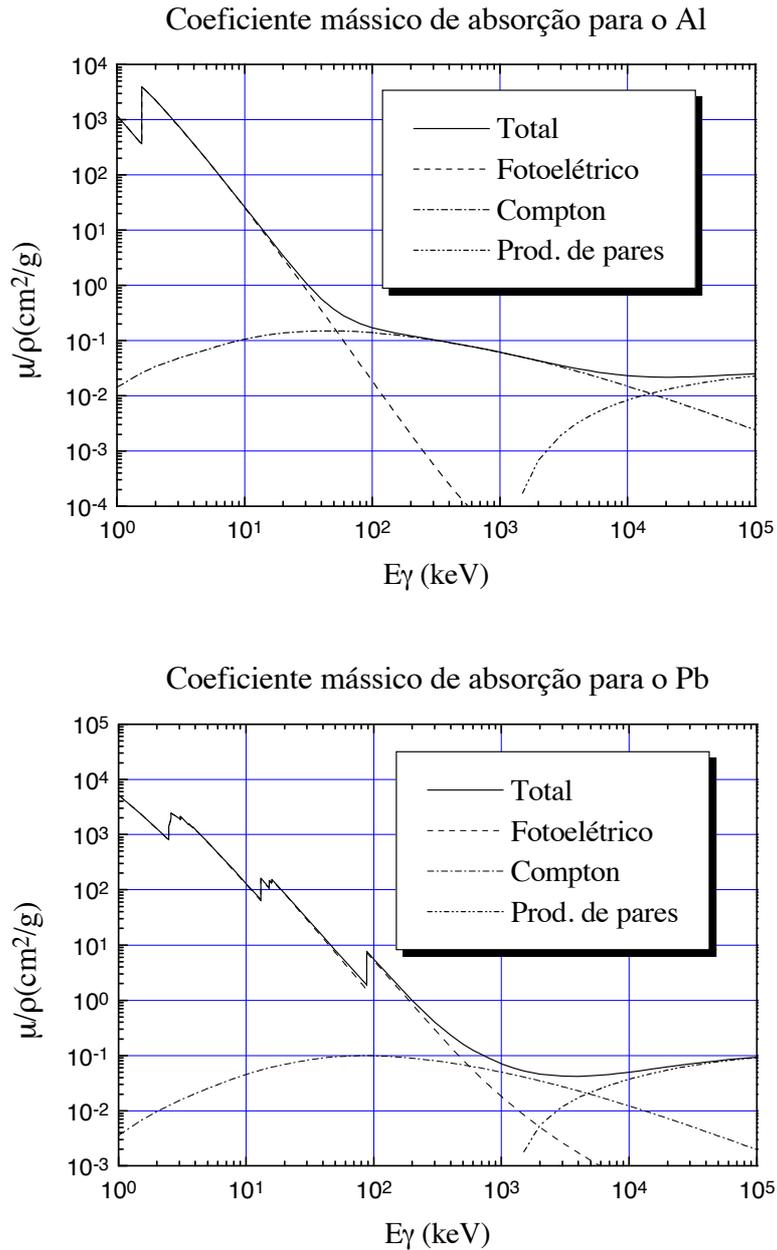
onde  $I_0$  é a intensidade do feixe inicial (número de fótons por segundo),  $I(x)$  é a intensidade do feixe depois de atravessada uma distância  $x$ , e  $\mu$  é o coeficiente de atenuação linear total (devido a todos os processos de interação  $\gamma$ ), que depende do material absorvedor e da energia dos raios  $\gamma$ .

O valor do coeficiente de absorção para diversos elementos em função da energia pode ser obtido da literatura. No presente curso, será utilizado o aplicativo X-COM, disponibilizado pelo NIST através do link <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.

O coeficiente de atenuação mássico total é calculado a partir das combinações elementares de cada processo de interação dos fótons com a matéria. Assim, tem-se

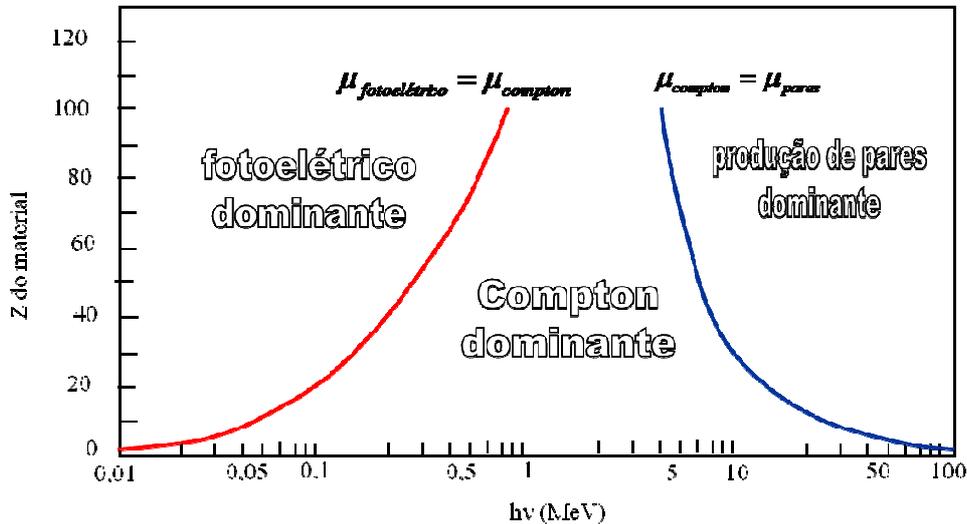
$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{(\tau + \sigma_R + \sigma_C + \kappa)}{\rho} \quad (18)$$

A Figura 8 apresenta os coeficientes de atenuação mássicos para o Al e Pb através dos principais processos de interação da radiação  $\gamma$ . A obtenção dos coeficientes de atenuação linear é dada pela multiplicação desses valores pela densidade do material.



**Figura 8: Coeficientes mássicos de absorção pelo Al e Pb através dos principais processos de interação da radiação  $\gamma$ .**

Além da dependência energética, o coeficiente de atenuação linear apresenta uma forte dependência com o número atômico do material atenuador<sup>1</sup>. Esta dependência varia com o processo de interação, gerando regiões de predominância dos efeitos em função da energia e do número atômico do material conforme apresentado na Figura 9.



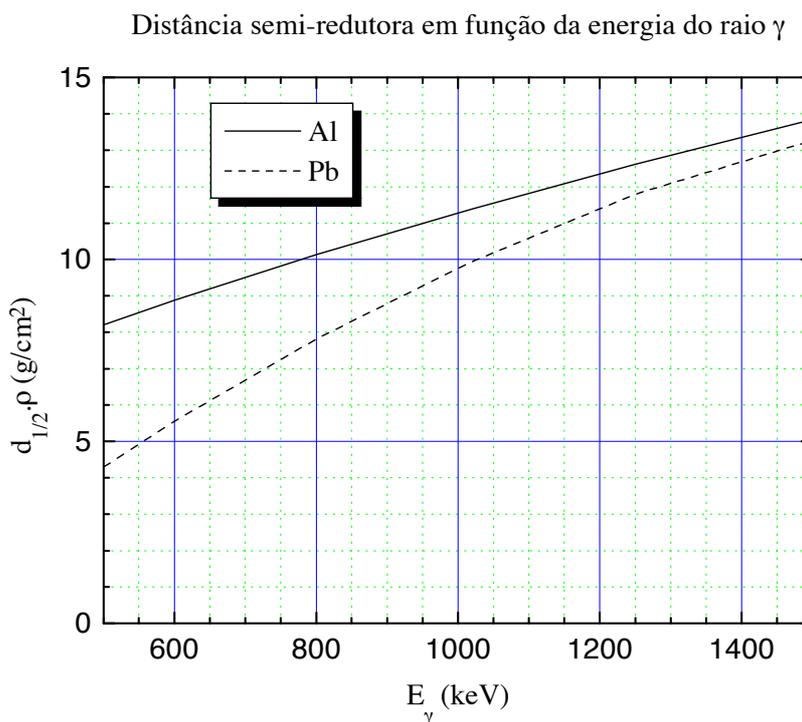
**Figura 9 – Regiões de predominância dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares em função da energia do fóton e do número atômico do material [refs 3 e 4].**

Outra grandeza de interesse é a camada semi-redutora (ou espessura semi-redutora) de um material,  $d_{1/2}$ , para uma determinada energia. Esta grandeza é definida como a espessura necessária do material para reduzir a intensidade da radiação incidente pela metade. Deste modo, esta grandeza é definida como:

$$I(d_{1/2}) = \frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu d_{1/2}} \quad (19)$$

a partir da equação acima pode-se obter a relação entre  $\mu$  e  $d_{1/2}$ :

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (20)$$



**Figura 10 - Absorção de fótons em Alumínio e Chumbo representada através dos valores da camada semi-redutora vezes a densidade, em função da energia.**

## Aniquilação de pósitrons

Pósitrons são as anti-partículas dos elétrons. Ambos possuem a mesma massa de repouso ( $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$ ) e cargas de sinais opostos (elétrons negativos e pósitrons positivos). Os pósitrons podem ser criados a partir do processo produção de pares, descrito anteriormente, ou serem emitidos por núcleos atômicos instáveis. Independentemente de sua forma de produção, os pósitrons, ao atravessarem um meio, irão experimentar perdas colisionais e/ou radiativas de sua energia cinética através de interações Coulombianas com elétrons ou núcleos atômicos do material absorvedor.

Se um pósitron interage com um elétron do meio, estas duas partículas podem sofrer um processo de aniquilação direta ou através de um passo intermediário, com a formação de uma estrutura metaestável chamada positrônio. Independente do mecanismo de interação, o conjunto irá se aniquilar, gerando um par de fótons de 511 keV, que são emitidos em direções opostas (Figura 11). Um dos experimentos desta prática de laboratório consiste em medir os fótons referentes à aniquilação de pósitrons provenientes de uma fonte de  $^{22}\text{Na}$ .

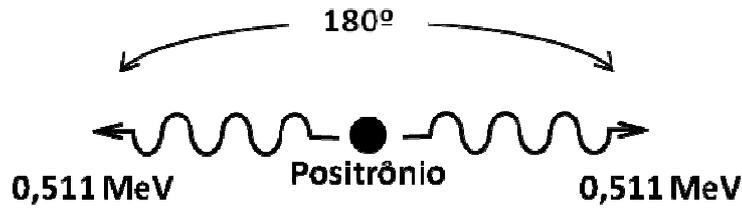


Figura 11 - Aniquilação do par elétron-pósitron.

## Detectores de radiação

### Cintiladores

Os detectores cintiladores são constituídos de materiais que produzem luz quando excitados pela passagem de partículas carregadas<sup>5</sup>. São em geral mais eficientes para radiação  $\gamma$  do que os contadores a gás (devido à maior densidade do material onde ocorrem as interações) e, além disso, podem trazer informação sobre a energia da partícula detectada.

Nos cintiladores inorgânicos, como o cristal de NaI(Tl) (Iodeto de Sódio dopado com Tálcio), o elétron da interação primária provoca excitação dos níveis eletrônicos do cristal, que decaem por emissão de fótons na região da luz visível<sup>6</sup>. O número total de fótons produzidos é aproximadamente proporcional à energia da radiação detectada. Para converter esse pulso luminoso em um pulso elétrico é utilizado um tubo fotomultiplicador (Figura 12), que consiste de um cátodo, diversos eletrodos (dinodos) e um ânodo. A luz proveniente do cintilador incide sobre o cátodo produzindo efeito fotoelétrico. Os fotoelétrons são acelerados eletrostaticamente em direção ao primeiro dinodo onde produzem elétrons secundários em maior número, os quais são acelerados até o segundo dinodo e assim por diante até que chegue ao ânodo um grande número de elétrons, proporcional ao número de fotoelétrons inicial. O pulso elétrico assim formado traz informação da energia da radiação depositada sobre o detector. No caso de cintiladores, o tempo morto depende essencialmente do tempo de população e de decaimento dos níveis eletrônicos responsáveis pela cintilação (da ordem de centenas de nano-segundos).

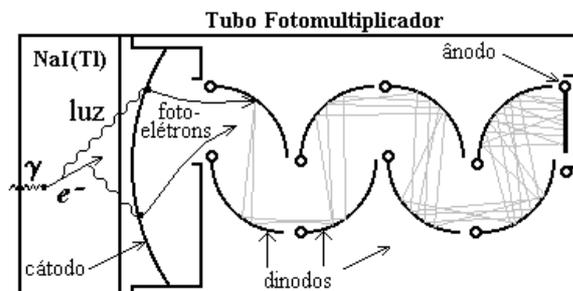
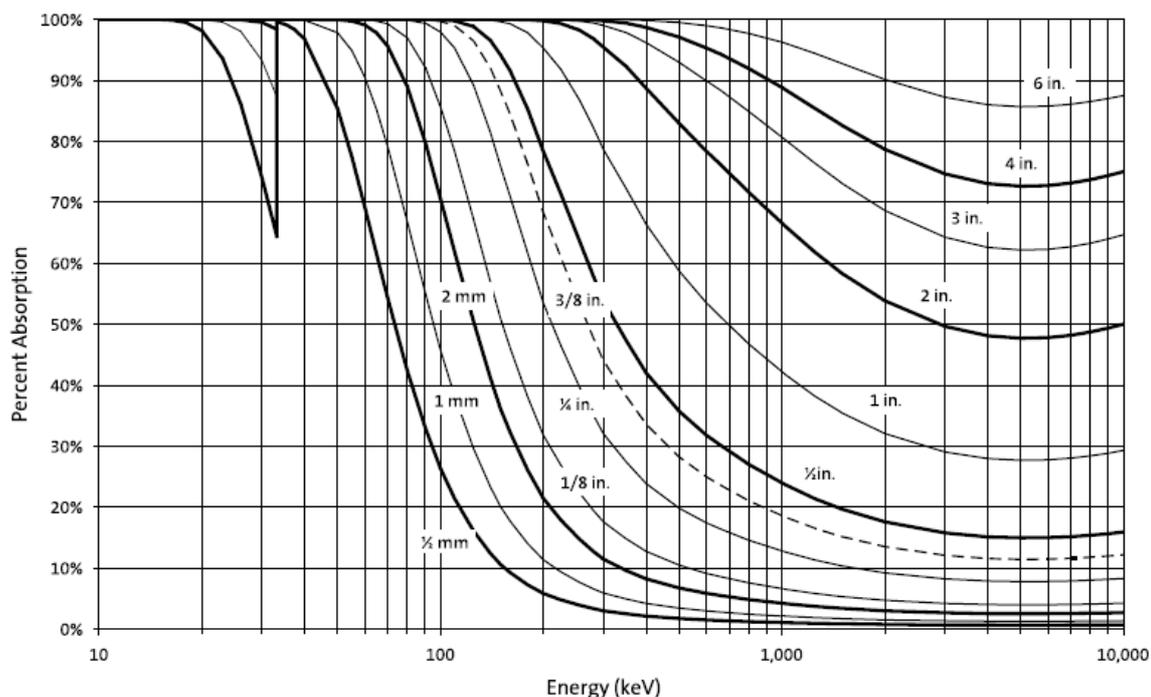


Figura 12 - Cintilador de NaI(Tl) acoplado a um tubo fotomultiplicador.

A deposição de energia pelos fótons no detector cintilador é realizada por um dos processos apresentados anteriormente neste texto. É possível a ocorrência de mais de um destes processos em seqüência no material que forma o detector. A probabilidade relativa de ocorrência destes três processos depende da energia do raio  $\gamma$  e do número atômico,  $Z$ , do material absorvedor. O efeito fotoelétrico predomina para raios  $\gamma$  de baixa energia e alto número atômico, a criação de pares predomina para altas energias e também alto número atômico e o efeito Compton predomina para energias intermediárias e número atômico pequeno.

A grandeza que relaciona as propriedades de atenuação do material que compõe o detector e sua capacidade de gerar pulso de luz correspondentes à deposição de energia pelos fótons é chamada de eficiência de detecção<sup>7</sup>. Esta eficiência depende da composição química do cristal (essencialmente de seu coeficiente de atenuação mássico) e de suas propriedades construtivas, tais como o diâmetro do cristal. Neste experimento, uma curva de eficiência aproximada para os cristais adotados nas práticas laboratoriais será utilizada para corrigir os espectros medidos<sup>6</sup>.

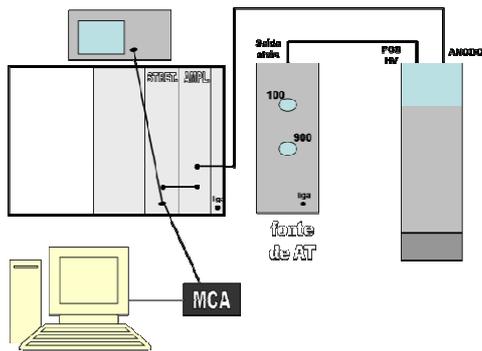


**Figura 13 – Curva de eficiência aproximada para os cristais utilizados nas práticas laboratoriais [ref. 6].**

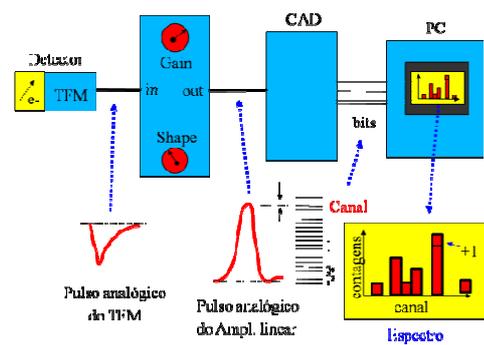
### Eletrônica associada aos detectores cintilador

A eletrônica para o detector cintilador é bastante simples: Uma fonte de tensão alimenta o detector com cerca de 1100 V. É necessário amplificar o sinal do detector com um amplificador espectroscópico linear (pode ser necessário um pré-amplificador). A fim de determinar a altura dos pulsos amplificados, a qual é proporcional à energia depositada pela partícula detectada, será utilizado um conversor analógico-digital acoplado a um microcomputador. A altura do pulso é

convertida em um número inteiro, denominado “canal”, no intervalo de 0 a 255 (ou mais, dependendo do analisador multicanal utilizado). O valor do canal é enviado ao micro-computador pela interface paralela (Figura 14). Durante o intervalo de tempo da aquisição de dados, vai sendo acumulado na memória do microcomputador um histograma do número de contagens versus canal, ou seja, o espectro da radiação detectada (Figura 15). Os programas de aquisição e análise de dados a serem utilizados nos presentes experimentos são o MC32 e o CASSY Lab. Eles permitem o controle do tempo de aquisição, a exibição, armazenamento e manipulação dos espectros. Outros cálculos serão realizados utilizando-se o aplicativo Origin 8.0 (Microcal, inc).



**Figura 14 - Esquema simplificado da eletrônica associada às medições com o detector cintilador.**



**Figura 15 - Esquema do formato dos pulsos gerados no processo de detecção de espectros utilizando um detector cintilador.**

## Fontes de radiação gama

Os núcleos atômicos possuem níveis de energia discretos, análogos aos níveis atômicos<sup>8</sup>. A transição entre estados de energia de um mesmo núcleo é acompanhada da emissão de um *quantum* de radiação eletromagnética (fóton). No entanto, a força nuclear é muito mais intensa e as distâncias envolvidas são muito menores (da ordem de  $10^{-15}$ m) do que no caso atômico. Em consequência, o comprimento de onda da radiação eletromagnética é muito menor, ou seja, a energia do fóton muito maior (tipicamente de 100 keV a 10 MeV). Os fótons emitidos pelo núcleo atômico são denominados raios  $\gamma$ . Além disso, alguns núcleos, denominados radioativos, podem decair por emissão de partículas carregadas ( $\alpha$ ,  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ ), sofrendo transmutação. No caso do  $^{60}\text{Co}$ , por exemplo, o estado fundamental é instável e decai por emissão de partículas  $\beta^-$  (elétrons) com uma meia-vida ( $t_{1/2}$ ) de 5,27 anos. O núcleo filho ( $^{60}\text{Ni}$ ) é formado em um estado excitado que decai pela emissão sucessiva de dois raios  $\gamma$  (1173 keV e 1332 keV). O  $^{137}\text{Cs}$  também decai por emissão  $\beta^-$  com meia-vida de 30,25 anos, populando quase exclusivamente um estado do  $^{137}\text{Ba}$  o qual decai diretamente para o estado fundamental, emitindo um raio  $\gamma$  de 662keV. A radiação  $\beta^-$ , por ser carregada, interage muito mais fortemente com a matéria do que a radiação  $\gamma$ , e é totalmente freada no invólucro plástico das fontes radioativas. Por outro lado, praticamente toda a radiação  $\gamma$  é capaz de escapar das fontes sem sofrer nenhuma interação. Já o núcleo de  $^{22}\text{Na}$  decai por emissão  $\beta^+$  com meia-vida de 2,6 anos em um estado excitado do  $^{22}\text{Ne}$  que decai para o estado fundamental emitindo um raio  $\gamma$  de 1275 keV. Devido ao decaimento  $\beta^+$ , a fonte produz ainda radiação  $\gamma$  de 511 keV devido à aniquilação do par elétron-pósitron.

### Decaimento radioativo

O número de átomos radioativos  $N$  em uma dada amostra diminui exponencialmente em função do tempo segundo a bem conhecida fórmula do decaimento:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 2^{-t/t_{1/2}} \quad (21)$$

onde  $N_0$  é o número inicial de átomos,  $\lambda$  é a constante de decaimento e  $t_{1/2}$  a meia-vida (logo  $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ ).

A atividade  $A$  de uma fonte é definida como sendo a taxa de decaimento (o número de decaimentos por unidade de tempo):

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t) \quad (22)$$

em termos da atividade inicial  $A_0 = \lambda N_0$ :

## INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO $\gamma$ COM A MATÉRIA

$$A(t) = A_0 2^{-t/t_{1/2}} \quad (23)$$

No SI a unidade de medida da atividade é o becquerel (Bq) que é definido como sendo uma desintegração por segundo. Por razões históricas ainda é bastante utilizada a unidade de 1 curie (Ci), que corresponde a  $3,7 \times 10^{10}$  Bq.

## Procedimento experimental

### Parte I – Calibração do Espectro

- Identificar todos os equipamentos: detector cintilador, fonte de tensão, amplificador, ADC, MCA, etc.
  - Monte o circuito apropriado para a medida do espectro de raios gama das fontes radioativas.
  - Aplicar uma tensão de cerca de 1100 V à fotomultiplicadora do detector de iodeto de sódio (NaI(Tl)).
  - Abra o software Mc32 que será utilizado para a aquisição de dados.
  - Coloque a fonte de  $^{60}\text{Co}$  na parte inferior do suporte, aproximadamente no centro.
  - Configure para contar 100 segundos. Observe o espectro que vai aparecer na tela. Com auxílio do ganho fino e ganho grosso, configure a posição dos picos do cobalto, de modo a ficarem no final da tela (Figura 16)
  - Após o ajuste do ganho, faça uma medição completa. Salve o arquivo após o ajuste do ganho.
  - Repita o mesmo procedimento para uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$ , sem mudar o ganho.
  - Abra a planilha do Origin 8.0 para tratar os dados.
  - Abra o workbook correspondente ao Co e importe os dados armazenados. Repita o procedimento para o Cs.
  - Delete as duas primeiras linhas de cada espectro (isto será repetido para todos os espectros).
  - Ajuste curvas gaussianas para cada um dos três picos (um do Cs e dois do Co). O professor e/ou monitor dará as instruções.
  - Utilize o centróide (xc) do pico ajustado para fazer a reta de calibração. **NÃO SE ESQUEÇA DE CONSIDERAR AS INCERTEZAS.**
- Observação:** Há um tutorial disponível na página do site, no STOA.

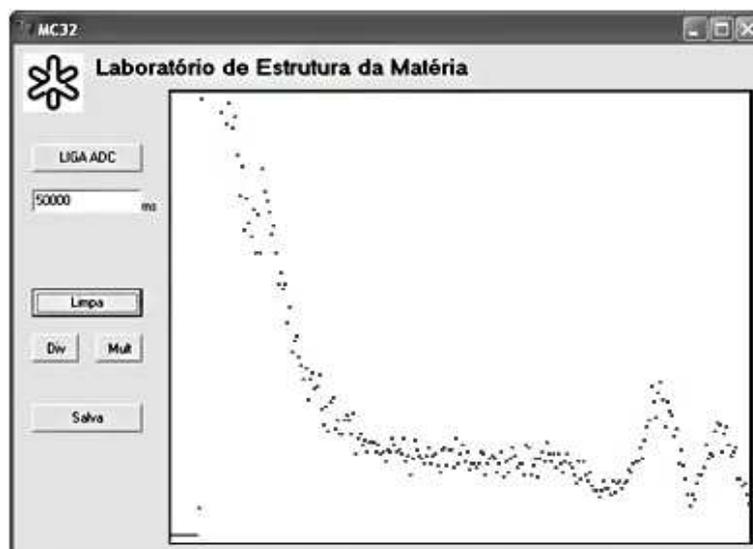


Figura 16 – Aparência que deve ter o espectro medido do  $^{60}\text{Co}$  após o adequado ajuste do ganho do amplificador.

## Parte II – Experimentos

### **Experimento 1 – Determinação do coeficiente de atenuação**

- Utilize o software MC32 para a aquisição de dados.
- Medir a radiação de fundo com o tempo de contagem de 50 segundos.
- Coloque uma fonte radioativa ( $^{137}\text{Cs}$  ou  $^{60}\text{Co}$ ) na parte inferior da caixa, no centro.
- Faça a medição do espectro e subtraia as contagens da radiação de fundo.
- Calcule o número de contagens do fotopico (área do fotopico) utilizando o ajuste gaussiano do Origin, selecionando o valor de  $y_0$  (offset) igual a 0. A área corresponde ao valor de A do ajuste e ao valor de  $I_0$  da planilha.
- Agora, usando Al ou Pb como material atenuador
  - meça com um paquímetro a espessura das placas a serem utilizadas. Faça, pelo menos, cinco medições e obtenha a média e o desvio padrão das medições.
  - meça as contagens dos fotopicos obtidos pelos espectros de transmissão.
  - faça medições até que o número de contagens do fotopico caia para cerca de 25% da primeira contagem ( $I_0$ ). **Sugestão:** faça pelo menos cinco pontos no gráfico, calculando suas respectivas incertezas<sup>9,10</sup>.
- Faça um gráfico de  $I/I_0$  versus espessura usada para atenuar o feixe. **NÃO SE ESQUEÇA DE CONSIDERAR AS INCERTEZAS.**
- Identifique a correspondência entre o parâmetro de ajuste  $t_1$  da curva entre ( $I/I_0$  vs  $x$ ) e a grandeza física associada às propriedades de atenuação do material.
- Compare o valor de  $\mu$ , obtido pelo ajuste, com o valor fornecido pelo aplicativo XCOM. **Dados:**  $\rho_{\text{Al}} = 2,7 \text{ g/cm}^3$  e  $\rho_{\text{Pb}} = 11,4 \text{ g/cm}^3$
- Repita os procedimentos anteriores para  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{60}\text{Co}$  (picos de 1173 keV e 1332 keV) atenuados com Al e Pb.
- Obtenha a camada semi-redutora através do gráfico ajustado e calcule o coeficiente de atenuação linear utilizando a equação (20).

### **Exercícios para serem realizados em aula e entregues na primeira aula**

- Verifique o valor tabelado da atividade das fontes de  $^{60}\text{Co}$  e  $^{137}\text{Cs}$  e determine a atividade atual das fontes.  
**Dados:** Atividade das fontes = 7,4MBq em 29/04/1999  
Meia vida = 30,07 anos ( $^{137}\text{Cs}$ ) e 5,27 anos ( $^{60}\text{Co}$ )
- Discuta as possíveis razões para as diferenças encontradas nos valores de  $\mu$  obtidos pelos dois métodos aplicados e o valor obtido pelo XCOM.
- Usando o aplicativo X-COM, calcule as probabilidades relativas de ocorrência dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares no Al e no Pb para as três energias de fotopico utilizadas neste experimento.

**Experimento 2 – Efeito Compton**

- Utilize o software Mc32 para a aquisição de dados.
- Faça a montagem do experimento de acordo com a figura:

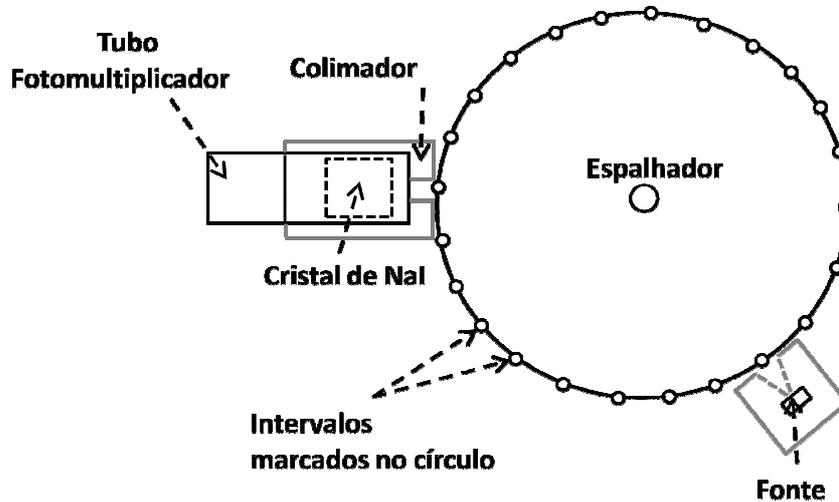


Figura 17: Montagem experimental para o experimento 2.

- Posicione o detector a uma distância de 10 cm do centro do círculo, na posição 180°. Em seguida, coloque três fontes de  $^{137}\text{Cs}$  centralizadas dentro colimador da fonte e posicione a 10 cm do centro do círculo, na posição 0°.
- Calibre novamente o espectro, deixando o fotopico do  $^{137}\text{Cs}$  no final do espectro, para aproveitar melhor o espectro (Figura 18). Obtenha o valor do centróide do pico.

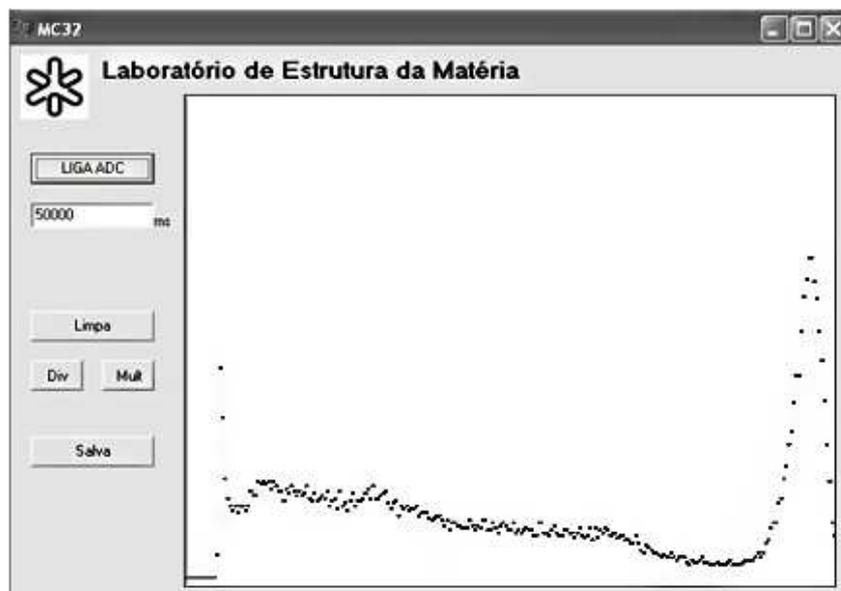


Figura 18: Aparência que deve ter o espectro medido do  $^{137}\text{Cs}$  após o adequado ajuste do ganho do amplificador.

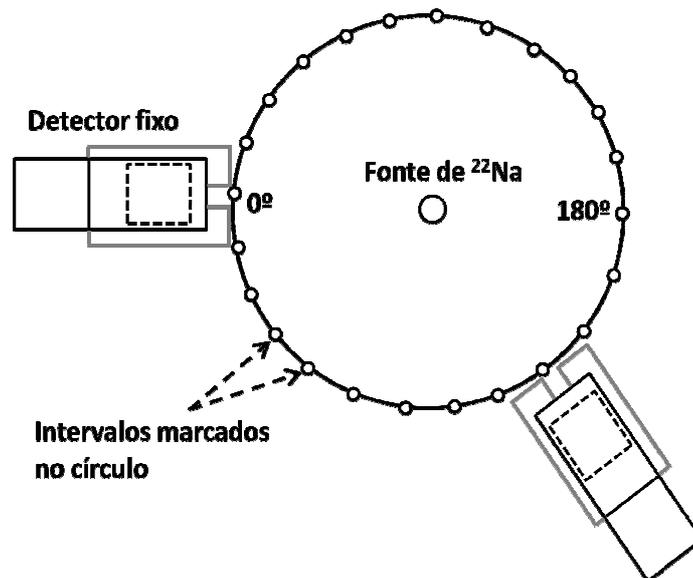
- Agora, posicione o colimador das fontes na posição  $30^\circ$ . Coloque uma blindagem para o feixe direto. Configure o tempo de contagem do software para 30 minutos e faça a medida do espectro de contagens com e sem espalhador. Salve as medidas.
- Repita o procedimento anterior para cada ângulo que será estudado ( $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $90^\circ$ ).
- Utilizando o Origin, faça a subtração dos dois espectros e ajuste o pico. Compare o valor obtido para o centróide dos picos com o valor previsto pela teoria.
- Faça um gráfico de  $1/h\nu$  vs  $1 - \cos \theta$ . **NÃO SE ESQUEÇA DE CONSIDERAR AS INCERTEZAS**. Determine experimentalmente o valor da massa de repouso do elétron e compare com o valor conhecido da literatura.

**Exercícios para serem realizados em aula e entregues na segunda aula**

- Utilizando as leis de conservação do momento e da energia, deduza as equações (3) e (4).

**Experimento 3 – Aniquilação do par elétron-pósitron**

- Faça a montagem do experimento de acordo com a figura:



**Figura 19: Montagem experimental para o experimento 3.**

- Verifique o posicionamento dos detectores. O detector fixo deve ficar na posição  $0^\circ$ , alinhado com a fonte de  $^{22}\text{Na}$ . Esta deve ficar no centro, à meia altura dos detectores.
- Utilize o software CASSY Lab para a aquisição de dados. Ao abrir o programa, na tela inicial, configure o idioma para Inglês e selecione a porta COM1 para a opção CASSY.

- Para configurar os parâmetros da medida, vá à aba CASSY e clique no botão referente ao MCA-box (Figura 20) que está ligado ao detector fixo. Na tela de configuração dos parâmetros de medida, selecione o modo de medida Multicanal, o número de canais para 256, o tempo de contagem para 1 min.

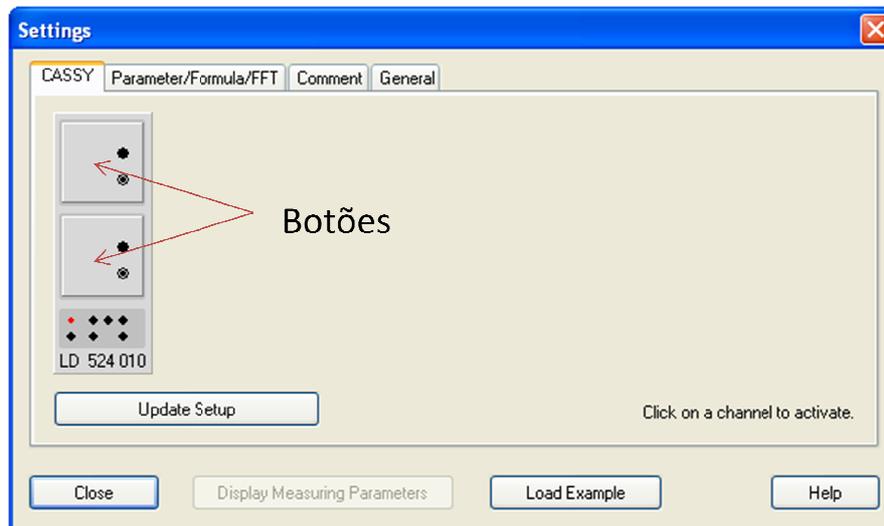


Figura 20: Tela indicando os botões para iniciar a configuração da aquisição de dados.

- Feche as duas janelas e clique no relógio, na parte superior da tela, para começar a contagem. Observe a posição do pico de 511 keV. Agora, para ajustar o ganho, aperte F5 e mova a barra do ganho conforme for necessário. Calibre o espectro utilizando o detector fixo, deixando o pico de 511 keV no centro do espectro. **Observação:** Não será feita, de fato, a calibração dos canais neste caso. Este procedimento serve apenas para determinar onde está o pico de 511 keV e configurar o intervalo de coincidência.
- Agora, volte à aba CASSY, selecione o botão do MCA-box que está ligado ao detector fixo novamente. Selecione o tipo Coincidência (Figura 21). Na extensão da janela, configure o ganho do outro detector para o máximo e o tempo para 1 h. Clique no botão Mark e selecione os canais referentes ao pico que acabou de ser medido. Feche as telas novamente e comece a medida.

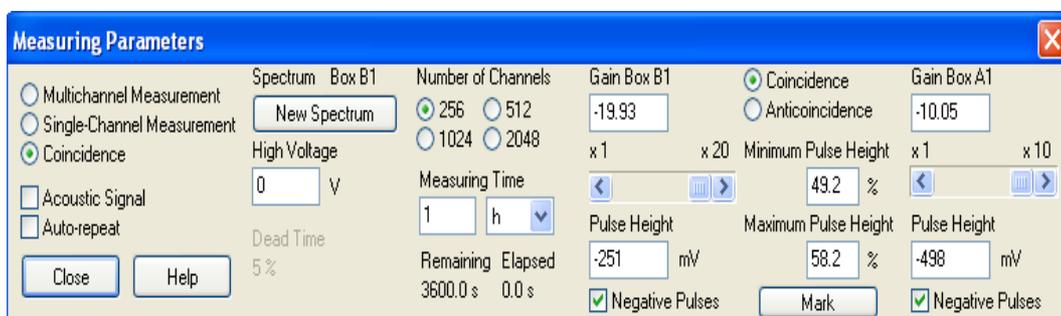


Figura 21: Tela de configuração da aquisição de dados para o modo Coincidência.

- Salve a medida como ASCII, para posterior uso no Origin.

**Observação:** Como é um experimento que *ainda* não está disponível para todos os grupos, os alunos devem compartilhar os resultados entre si. Ao fim das duas aulas, cada grupo terá feito uma medida de coincidência de 1 h de um ângulo, tendo ao todo cinco pontos em torno de  $180^\circ$ .

- Faça o gráfico da superposição dos espectros de todas as medidas em torno de  $180^\circ$
- Faça o gráfico de correlação angular (contagens vs ângulos). Determine a resolução angular.

## Referências

- <sup>1</sup> Okuno, E.; Yoshimura, E.M. *Física das Radiações*. São Paulo: Oficina de Textos, 2010.
- <sup>2</sup> Podgoršak, E.B. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Germany: Springer, 2005.
- <sup>3</sup> Bushberg, J.T.; Seibert, J.A.; Leidholdt, J.R.E.M.; Boone, J.M. *The Essential Physics of Medical Imaging*. USA: Lippincott Williams & Wilkins, 2001.
- <sup>4</sup> Yoshimura, E.M. Física das Radiações: interação da radiação com a matéria. *Revista Brasileira de Física Médica*. 2009; 3(1):57-67. Disponível em: [http://www.abfm.org.br/rbfm/publicado/RBFM\\_v3n1\\_57-67.pdf](http://www.abfm.org.br/rbfm/publicado/RBFM_v3n1_57-67.pdf).
- <sup>5</sup> Knoll, G.F. *Radiation Detection and Measurement*. Segunda edição. EUA: John Wiley & Sons, 1989.
- <sup>6</sup> Melissinos, A. C.; Napolitano, J. *Experiments in Modern Physics*. Segunda edição. USA: Academic Press, 2003.
- <sup>7</sup> Miller, W.F.; Reynolds, J.; Snow, W. Efficiencies and Photofractions for Sodium-Iodide Crystals. *The Review of Scientific Instruments* **28** (1957) 717.
- <sup>8</sup> Krane, K.S. *Introductory Nuclear Physics*. EUA: John Wiley & Sons, 1988.
- <sup>9</sup> Helene, O.A.M.; Vanin, V.R. *Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*. São. Paulo: Editora Edgard Blücher Ltda., 1981.
- <sup>10</sup> Vuolo, J.H. *Fundamentos da Teoria de Erros*. São Paulo: Edgard Blücher Ltda., 1996.