

Aplicação de Espectroscopia γ no Ensino de Física Moderna

(Using γ Spectroscopy in Modern Physics Teaching)

Paulo R.S. Gomes, Simone B. Moraes, Marly S. Santos,
Isa Costa, Lúcia de Almeida

*Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense (UFF)
Av. Gal. Milton Tavares de Souza, s/n^o, Gragoatá, 24210-340, Niterói, R.J.*

Trabalho recebido em 7 de março de 1996

Neste artigo será apresentada uma proposta que vem sendo implementada na disciplina Física Moderna, do curso de graduação em Física (Licenciatura e Bacharelado) da UFF, com vistas à melhoria da aprendizagem de fenômenos de Interação da Radiação com a Matéria, mais especificamente os Efeitos Fotoelétrico e Compton e a Produção/Aniquilação de Pares. O objetivo é trazer uma contribuição na forma de um texto auto-explicativo, para professores e estudantes, de caráter complementar ao livro texto adotado.

Abstract

In this paper, a proposal for teaching Modern Physics will be presented. It has been developed in the Physics undergraduate course (both teacher and bachelor qualifications) at UFF, as an attempt to improve the learning process of some phenomena related with the interaction of radiation with matter, such as photoelectric and Compton effects and pair production/ annihilation. The main purpose is to introduce a self-explanatory text to teachers and students, as a complement to the text book.

I. Introdução

Os conteúdos que comumente introduzem os conceitos de Física Moderna, tanto nos cursos de graduação em Física e Engenharia quanto nos livros textos mais utilizados, são: Efeito Fotoelétrico, Espalhamento Compton e Produção/Aniquilação de Pares. Reconhecidamente, tais conceitos, embora necessários a uma boa formação para futuros físicos, professores de Física e engenheiros, não têm sido assimilados conforme desejado. Tentando contribuir para a reversão deste quadro, é apresentada uma abordagem complementar à tradicional, utilizando recursos mais modernos aplicados à análise de espectros de radiação γ emitida por fontes radioativas. Esta proposta admite três formas de implementação:

i) completa - realização de experiências de detecção γ ; análise e interpretação dos resultados, com a participação dos alunos em todas as etapas. O tempo ne-

cessário para essas atividades é de 2 aulas (90 minutos cada) teóricas, além de 1 aula de laboratório para a realização da experiência e cerca de 4 a 5 horas de análise e interpretação dos espectros e confecção de relatório.

ii) intermediária - análise e interpretação de espectros de detecção γ . Os alunos não vivenciam a realização das experiências que geram os espectros. A carga horária exigida para a análise no computador, obtenção dos resultados e elaboração do relatório é de cerca de 5 horas.

iii) simples - apresentação pelo professor da análise de espectros de detecção γ e interpretação dos mesmos pelos alunos. Essas atividades podem ser realizadas em 2 aulas.

Na UFF, as formas ii) e iii) já foram aplicadas na disciplina Física Moderna, do curso de Física (Licenciatura e Bacharelado), apresentando em todas elas um saldo compensador para professores e alunos. A forma i) somente foi aplicada dentro da disciplina optativa

de Técnicas de Física Nuclear. Pode ser usada como uma experiência da disciplina Laboratório de Física Moderna.

A escolha da forma dependerá de diversos fatores, dentre os quais: interesse e formação do professor; carga horária na disciplina; infra-estrutura da instituição de ensino. O objetivo deste trabalho é apresentar um texto auto-explicativo, para professores e estudantes, de caráter complementar ao livro texto adotado. Os tópicos abordados incluem:

- processos de interação de elétrons e fótons com um detector;
- efeitos da radiação γ em detectores;
- esquema experimental;
- exemplos de análise de espectros.

II. Texto para professores e estudantes

II.1) Processos de interação de elétrons e fótons com um detector

a) Elétron:

Um feixe de elétrons ao atingir um alvo (detector) ocasiona interações entre essas partículas incidentes e os átomos e moléculas do material do mesmo, sendo a principal delas a interação Coulombiana. Cada elétron incidente sofrerá centenas de colisões, transferindo sua energia cinética aos átomos do detector, até parar (equilíbrio térmico com o meio). Com a absorção de grande quantidade de energia, os átomos do alvo se ionizam, isto é, perdem elétrons. Assim, a passagem de um elétron pelo detector causa um número considerável de ionizações (N_i) que se relaciona com a energia cinética da partícula incidente (E_i) e com a energia média para ionização (ϵ) - característica do material - pela equação:

$$E_i = N_i \cdot \epsilon \quad (1)$$

O número de ionizações é diretamente proporcional à carga elétrica produzida no detector pela passagem do elétron, logo, o conhecimento desta carga permitirá a determinação de E_i , sabido o valor de ϵ .

Para se ter noção das dimensões típicas de um detector, é conveniente lembrar que o livre caminho médio de elétrons com energia na faixa de keV a MeV é da ordem de milímetros.

b) Fótons:

A interação do fóton com a matéria se faz via três tipos de processos: Efeito Fotoelétrico, Espalhamento Compton e Produção de Pares, também denominados processos catastróficos, porque o fóton pode ou passar pelo detector sem interagir, ou desaparecer. Os fatores que influenciam na probabilidade de interação fóton-detector são: energia do fóton; material (Fig. 1) e tamanho (n° de átomos) do detector.

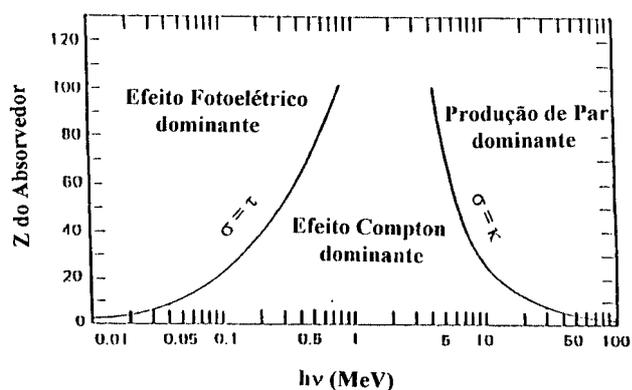


Figura 1. Importância relativa dos três tipos principais de interação dos raios γ . As curvas representam os valores de Z e $h\nu$ para os quais os dois efeitos vizinhos são exatamente iguais (Knoll, 1989).

De acordo com o valor da energia do fóton (E_γ), pode-se prever a predominância do tipo de interação, conforme apresentado no quadro a seguir, sendo que valores mais precisos de E_γ dependem do material do detector.

Energia	Tipo de Interação
$E_\gamma < 200 \text{ keV}$	efeito fotoelétrico
$0,2 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 10 \text{ MeV}$	espalhamento Compton
$E_\gamma \geq 10 \text{ MeV}$	produção de pares

Convém ressaltar que, para fótons com E_γ na faixa de raios X e γ (alguns keV a alguns MeV), as distâncias características de interação são da ordem de centímetros; assim, os detectores deverão possuir dimensões desta ordem. Nos três processos catastróficos possíveis, a energia do fóton incidente é transmitida parcial ou integralmente aos elétrons do material do detector.

Como processo secundário, são produzidos elétrons energéticos no meio de detecção, os quais irão ainda

interagir com átomos do detector conforme descrito no item a).

II.2) Efeitos da interação de fótons com detectores

A seguir será descrito o que ocorre em um detector quando fótons interagem com o material do mesmo, através de cada um dos processos já mencionados no item II.1) b). A descrição mais detalhada do modo de funcionamento de um detector, incluindo a eletrônica associada, será apresentada no item II.3), de leitura opcional.

a) Efeito fotoelétrico:

Microscopicamente, pode-se descrever a interação como aquela que ocorre entre um fóton incidente e um elétron ligado a um átomo do material de que é feito o detector, quando então o fóton perde sua identidade individual com o surgimento de um *foto-elétron* (Fig. 2a). Para a faixa de energia de radiações X e γ os foto-elétrons são originários predominantemente de camadas atômicas internas.



Figura 2a. Esquema do efeito fotoelétrico com elétron ligado (Knoll, 1989).

O foto-elétron é emitido do átomo com energia cinética dada por:

$$E_{e-} = h\nu - E_b \quad (2)$$

Onde: $h\nu$ é a energia do fóton incidente e E_b é a energia de ligação do elétron na camada atômica.

Para se ter noção da ordem de grandeza dessas energias, pode-se dizer que para fótons com energias maiores que centenas de keV, a interação se dá com elétrons de E_b da ordem de dezenas de keV.

A emissão do foto-elétron deixa o átomo do detector ionizado, isto é, com a falta de um elétron de uma camada interna. Esta vacância é prontamente preenchida por rearranjo de elétrons de outras camadas do átomo.

Simultaneamente ao preenchimento, há emissão de raios-X característicos (Fig. 2b) ou elétrons de camadas mais externas (elétrons Auger). Em ambos os casos ocorre facilmente a absorção em poucos milímetros do material do detector, devido à baixa energia tanto dos raios-X quanto dos elétrons emitidos. Estas emissões são consideradas processos secundários, e na medida em que ocorrer interação dos raios-X ou dos elétrons Auger com outros átomos do material do detector, haverá a produção de processos terciários com a ionização desses átomos.

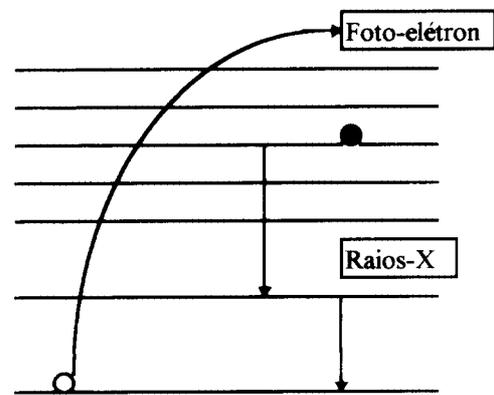


Figura 2b. Preenchimento de vacâncias atômicas internas por raios-X.

A energia $h\nu$, do fóton incidente, é então consumida nos processos secundários e terciários.

Na figura 2c) tem-se a representação de um espectro da interação de um feixe de fótons monoenergéticos com um detector, exclusivamente através do efeito fotoelétrico.

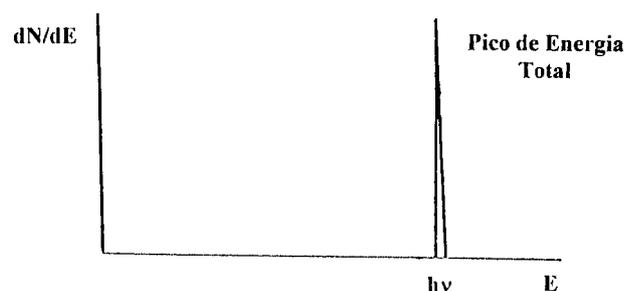


Figura 2c. Espectro de feixe monoenergético detectado por efeito fotoelétrico (Knoll,1989).

b) Espalhamento Compton:

Processo que consiste na interação de um fóton, de energia $h\nu$, com um elétron livre do material do detector, ocorrendo mudança na direção de seus movimentos, como ilustrado na Figura 3a). Como acontece em qualquer espalhamento entre partículas, parte da energia incidente ($h\nu$) é transferida ao alvo (elétron livre) na forma de energia cinética (E_{e^-} - energia de recuo do elétron); o fóton espalhado carrega o restante ($h\nu'$).

Este parcelamento da energia obedece às leis de conservação da energia e do momento linear, dependendo então do ângulo de espalhamento, de modo que a energia do elétron, pela conservação da energia, é obtida por:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' \tag{3}$$

E pela conservação do momento linear tem-se que:

$$\begin{aligned} p_0 &= p_1 \cos \theta + p \cos \varphi \\ 0 &= p_1 \cos \theta - p \cos \varphi \end{aligned} \tag{4}$$

onde:

- $p_0 = \frac{h\nu}{c}$ - momento linear do fóton incidente;
- $p_1 = \frac{h\nu'}{c}$ - momento linear do fóton espalhado;
- p - momento linear do elétron, que satisfaz:

$$E_{e^-}^2 = (m_0c^2)^2 + p^2c^2 \tag{5}$$

sendo:

$m_0c^2 = 0.511MeV$ a energia de repouso do elétron.

A partir das equações (3), (4) e (5) obtém-se a expressão da energia do fóton espalhado em função do ângulo de espalhamento:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2) \cdot (1 - \cos\theta)} \tag{6}$$

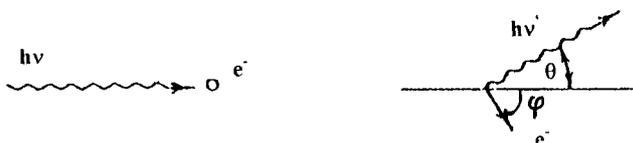


Figura 3a. Esquema do efeito Compton. (Knoll, 1989).

As situações especiais deste espalhamento são:

- i) mínima transferência de energia do fóton para o elétron: $\theta = 0^\circ$; $h\nu = h\nu'$; e $E_{e^-} = 0$.
- ii) máxima transferência de energia do fóton para o elétron (colisão frontal): $\theta = 180^\circ$, e conseqüentemente:

$$(h\nu')_{min} = \frac{h\nu}{1 + 2 \cdot (h\nu/m_0c^2)} \tag{7}$$

$$(E_{e^-})_{max} = \frac{2 \cdot h\nu/m_0c^2}{1 + 2 \cdot h\nu/m_0c^2} \tag{8}$$

Como os ângulos de espalhamento possíveis variam entre 0° e 180° , um feixe de fótons monoenergéticos irá transferir para os elétrons secundários energias que variam de 0 até $E_{e^-}|_{max}$.

A Fig. 3b apresenta o espectro resultante para o caso do fóton espalhado não interagir com o detector.

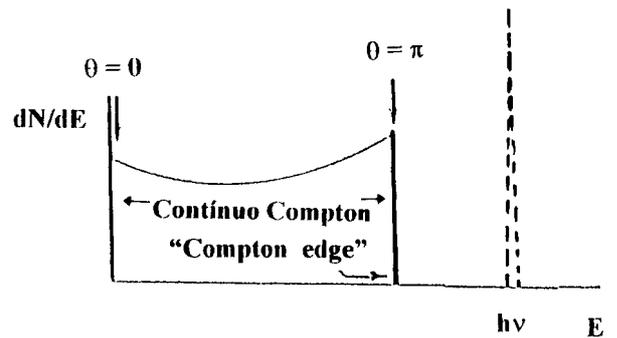


Figura 3b. Espectro de feixe monoenergético detectado por espalhamento Compton. (Knoll, 1989)

O valor da energia máxima desta curva corresponde a $E_{e^-}|_{max}$ (eq. 8), chamado “Quina Compton” ou “Compton Edge”.

Se o fóton espalhado interagir com o detector, ele poderá fazê-lo através de: efeito fotoelétrico ou novo efeito Compton. A energia total do fóton incidente é então depositada no detector, e essa segunda interação muito provavelmente contribuirá para o pico de energia total, representado pela linha pontilhada na Fig. 3b. O intervalo entre a “Quina Compton” e o pico equivale a $h\nu'|_{min}$ (eq. 7).

c) Produção de Pares:

O processo de produção de pares (Fig. 4) ocorre na presença do campo nuclear de um material, quando

um fóton, com energia $h\nu$ superior a 1,022 MeV (dobro da energia de repouso do elétron), é transformado em: energia de repouso de um par de partículas, então criadas, elétron (e^-) e positron (e^+), e energia cinética dessas partículas (E_{e^-}, E_{e^+}). De modo que:

$$h\nu = 2 \cdot m_0c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (9)$$

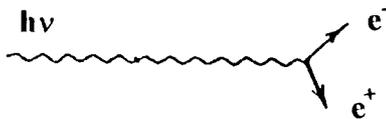


Figura 4. Esquema da produção de par.

As partículas criadas deslocam-se poucos milímetros no detector até pararem, transferindo para ele suas energias cinéticas.

O desdobramento da criação do par se complica devido à instabilidade do e^+ ; com baixa energia cinética ($E_{e^+} \cong 0$) ele se aniquila ao encontrar com um elétron do material do detector, criando dois fótons em direções opostas (Fig. 5), com energias de 511 keV cada. Uma segunda etapa do desdobramento refere-se à possibilidade de absorção pelo detector de um ou dos dois fótons criados. Três situações podem ocorrer:

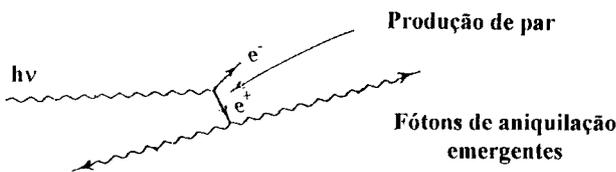


Figura 5. Escape de fótons pela aniquilação de e^+ .

i) nenhuma absorção:

Os fótons atravessam o material do detector; no espectro de radiação γ ocorre o **pico de escape duplo**, deslocado de 1,022 MeV do **pico de energia total** (Fig. 6).

ii) absorção de um fóton:

No espectro γ ocorre o **pico de escape simples**, com deslocamento de 511 keV do pico de energia total; indicado por $h\nu - m_0c^2$ na Fig. 6.

iii) absorção dos dois fótons:

Ocorre apenas o **pico de energia total**; indicado por $h\nu$ na Fig. 6.

Em resumo, a interação de feixes monoenergéticos de fótons com um detector de porte médio (volume $\cong 15 \text{ cm}^3$) pode produzir espectros bastante complexos, pois como foi visto, das três formas primárias de interação, em duas delas a energia da radiação γ pode não ser totalmente absorvida pelo material do mesmo. A Fig. 7 (KNOLL, 1989) mostra o que pode ocorrer no detector (Fig. 7a) e os espectros correspondentes (Fig. 7b e 7c).

Se o detector for extremamente grande (volume $> 50 \text{ cm}^3$), a ponto de absorver as radiações secundárias, o espectro apresentará apenas o pico de energia total.

Espectros de radiação γ provenientes de fontes radioativas mostram a ocorrência dos diversos picos mencionados: energia total; escapes duplo e simples; e dos "Compton edge" e contínuo Compton.

A análise e a interpretação desses espectros permitem a identificação e a localização quantitativa daqueles diversos picos.

Avalia-se que estudantes, ao interpretarem tais espectros, passam a compreender os fundamentos físicos dos processos de interação da radiação γ com a matéria de uma forma mais profunda e realística.

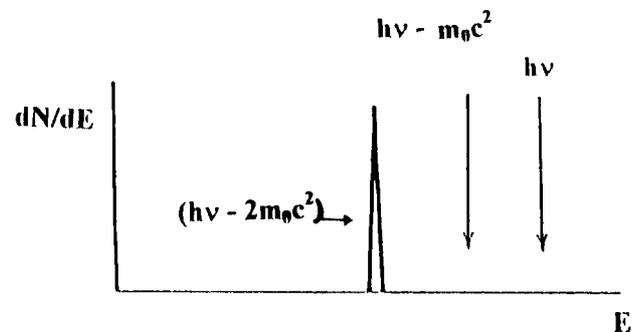


Figura 6. Espectro de feixe monoenergético detectado por produção de pares.

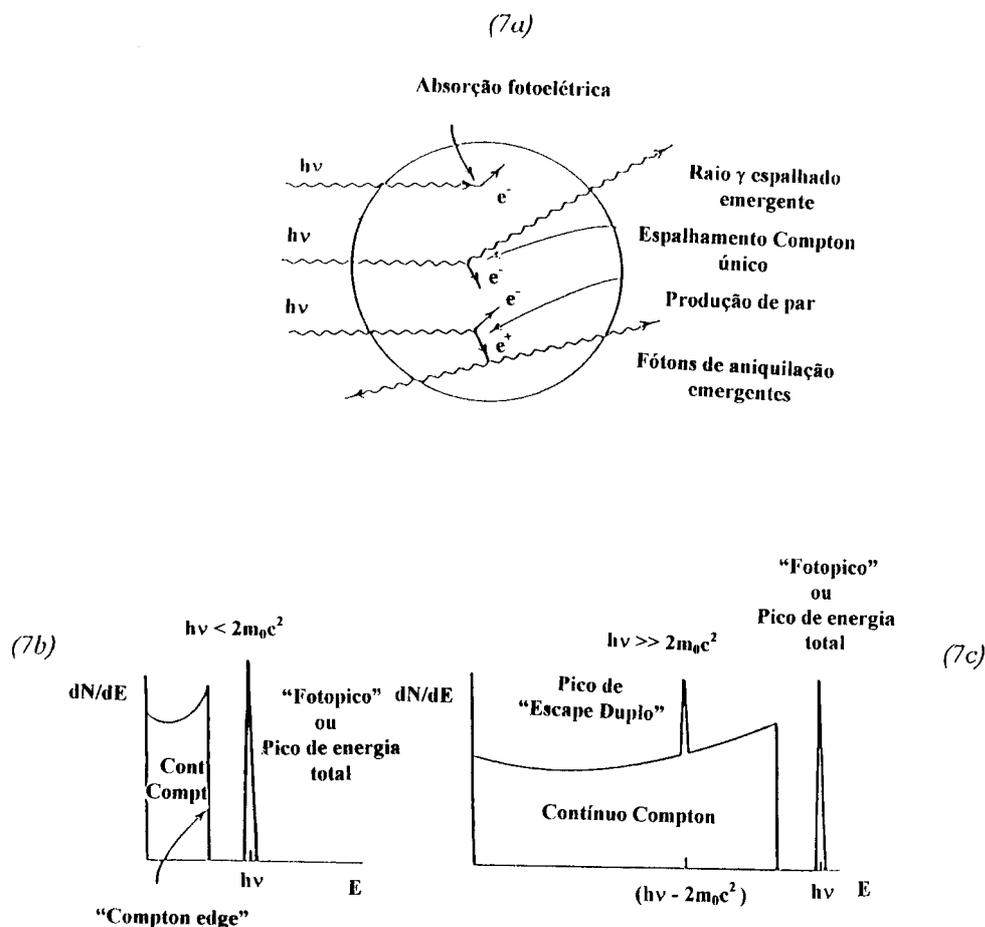


Figura 7. Os processos de absorção fotoelétrica e espalhamento Compton, em detectores pequenos (7a), dão origem ao espectro de baixa energia (7b). A altas energias, o processo de produção de pares acrescenta picos de escapes duplo e simples no espectro (7c). (Knoll,1989).

II.3) Esquema experimental

Esta seção é opcional, podendo ser omitida, a critério do professor e/ou das condições da instituição, ao serem implementadas as formas simples e intermediária da proposta, sem prejuízo para a aprendizagem.

A montagem experimental para a detecção de radiação γ requer os seguintes equipamentos e materiais, esquematizados na Figura 8.

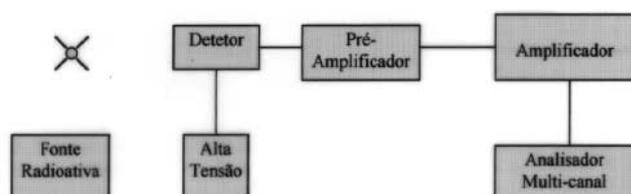


Figura 8. Esquema da montagem experimental.

Fontes de radiação γ - fontes radioativas padrão com atividade da ordem de micro-Curie. As mais usuais e convenientes á aplicação proposta são: ^{137}Cs ; ^{60}Co e ^{22}Na . Os esquemas simplificados de decaimento destas fontes estão apresentados na Fig. 9.

Os dados relevantes desses esquemas são: o ^{137}Cs decai, por emissão de β^- (elétron de origem no núcleo), para o estado excitado de 662 keV do ^{137}Ba , que se desexcita emitindo raios gama de 662 keV.

O ^{60}Co decai por β^- para o estado excitado do ^{60}Ni a 2505 keV, que por sua vez emite dois raios γ , um de 1173 keV e o outro de 1332 keV.

O ^{22}Na decai por β^+ (pósitron) para o estado excitado do ^{22}Ne de 1274 keV, que se desexcita por emissão γ a 1274 keV.

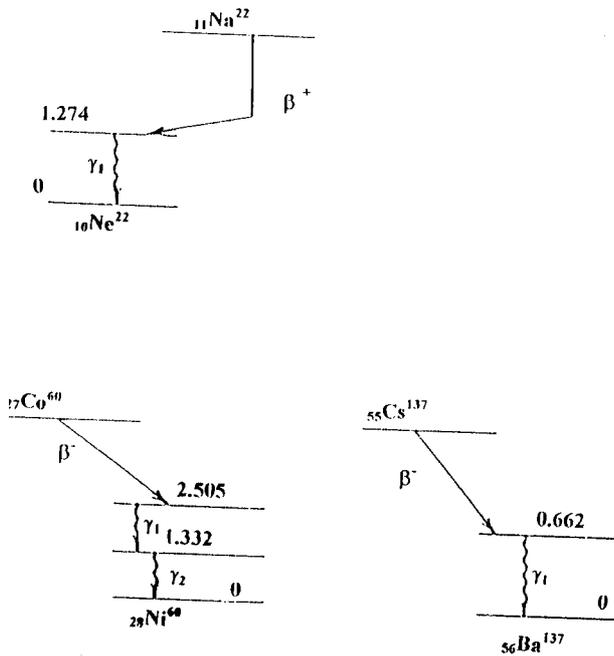


Figura 9. Esquemas de decaimento para algumas fontes de referência de raios γ . Apenas as transições mais relevantes estão representadas. As energias indicadas estão em MeV.

Detetores de radiação γ - os materiais mais utilizados são cintiladores de NaI e semicondutores de Ge.

Gerador de alta tensão - necessário para se aplicar tensão da ordem de 1000 V a 4000 V ao detetor e permitir que seja coletada a carga produzida pelos processos de interação com a matéria.

Pré-amplificador de pulso - amplifica os pulsos de voltagem provenientes do detetor.

Amplificador de pulso - amplifica os pulsos e modifica suas formas, a fim de compatibilizar sua análise pelo analisador multi-canal e evitar empilhamento de pulsos provenientes de diferentes eventos.

Analisador Multi-canal (AMC) - placa instalada em um microcomputador, onde cada evento é alocado em uma posição da memória, dependendo de sua amplitude, que é proporcional à energia do fóton incidente.

No processo de detecção, obtém-se informações sobre a energia da radiação γ incidente, a partir da energia depositada no detetor através das ionizações ocorridas em seu material.

A coleta das cargas elétricas produzidas pelas ionizações é feita com a aplicação de alta tensão ao detetor; desta forma ele funciona essencialmente como um capacitor (Fig. 10).

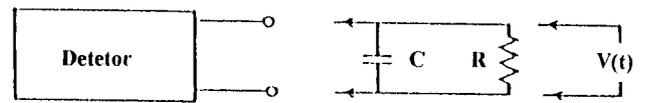


Figura 10. Funcionamento simplificado do detetor. (Knoll, 1989).

Dentro desta concepção, os elétrons são coletados no terminal positivo e os íons positivos (buracos, no caso de semicondutores) no terminal negativo; a soma dos módulos da carga coletada (Fig. 11 a) é proporcional à energia depositada no detetor pela radiação γ incidente. Essa carga dá origem a um pulso de voltagem cuja amplitude também será proporcional a esta mesma energia. (Fig. 11 b).

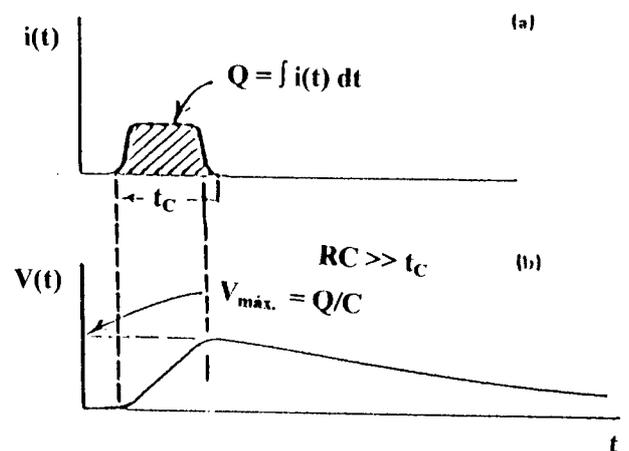


Figura 11. Coleta de carga e formação do pulso de saída do detetor; t_c é o tempo de coleta da carga (11a). Voltagem do sinal $V(t)$ para o caso de um circuito com tempo de carga alto (11b). (Knoll, 1989).

O pulso passa pelo pré-amplificador e pelo amplificador, modificando sua forma e reduzindo seu tempo de descida, evitando o empilhamento de pulsos provenientes da interação de outro fóton com o detetor (Fig. 12), chegando finalmente ao AMC.

Para cada fóton de radiação γ incidente o processo se repete, e o seu acúmulo durante alguns minutos resulta em um espectro da fonte radioativa emissora.

Em cada espectro o eixo vertical registra os números de contagens, e o eixo horizontal as posições dos canais correspondentes; os valores dessas posições são proporcionais às energias depositadas no detetor.

A curva de calibração da energia depositada versus posição do canal, normalmente bastante linear, pode ser obtida a partir do conhecimento de pelo menos dois

pontos, isto é, posições em canais de dois picos, e suas respectivas energias.

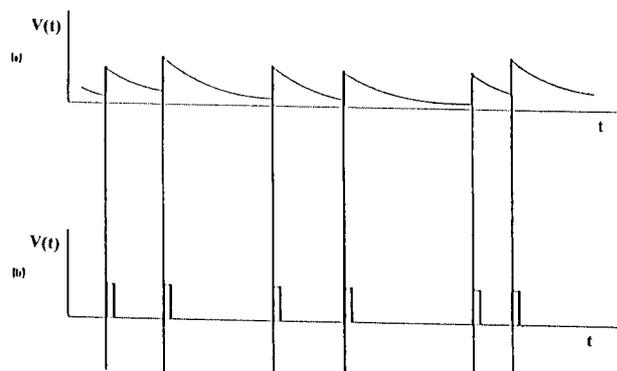


Figura 12. Efeito da amplificação e mudança de forma do pulso. Cada pulso corresponde a um raio γ (Knoll, 1989).

II.4) Exemplos de análises de espectros

Como exemplo de espectros resultantes da detecção de raios γ , emitidos pelas três fontes citadas (^{137}Cs , ^{60}Co e ^{22}Na), por um detetor HPGe (“high purity” Germanium), são apresentadas as Figs. 13, 14 e 15, respectivamente. Em todos os espectros é encontrado um pico correspondente a 1460.7 keV, proveniente do ^{40}K , material encontrado nas paredes de concreto de laboratórios (fundo). A análise mais detalhada dos espectros do ^{137}Cs e do ^{60}Co seguirá as seguintes etapas: i) obtenção da curva de calibração linear.

Essa reta caracteriza o detetor e a montagem experimental. A partir dos dados conhecidos de pelo menos dois pontos dessa curva, pode-se traçá-la numericamente e assim estabelecer a equação:

$$E_{\text{depositada}} = aX + b$$

onde

X - número do canal

a, b - valores obtidos do gráfico.

Os dados conhecidos referem-se aos números dos canais (lidos nos espectros) onde ocorrem os picos de energia, e os valores dessas energias (obtidos dos esquemas de decaimento). Com estas duas fontes obtém-se quatro pontos para a calibração, incluindo o pico de 1460.7 keV (fundo).

ii) determinação das energias correspondentes aos “Compton edges”, associados a cada pico de energia total; os valores dessas energias devem ser consistentes com os da equação (8).

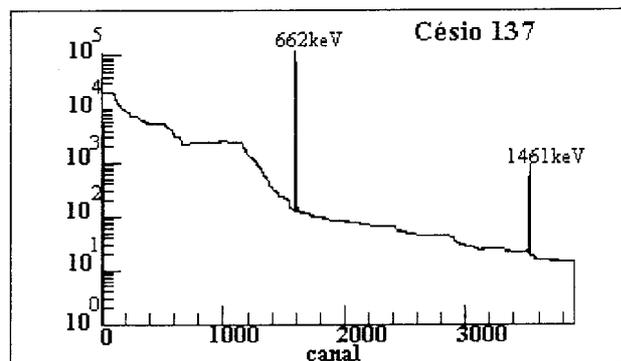


Figura 13. Espectro do Cs^{137} .

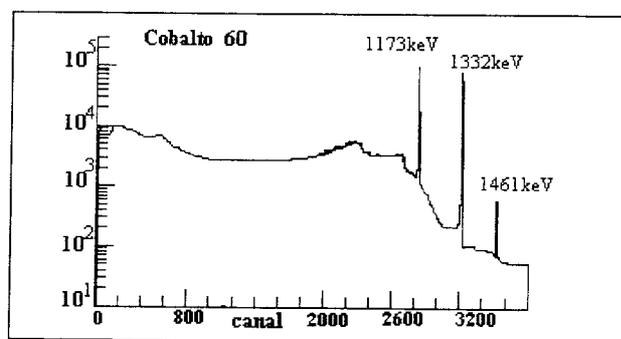


Figura 14. Espectro do Co^{60} .

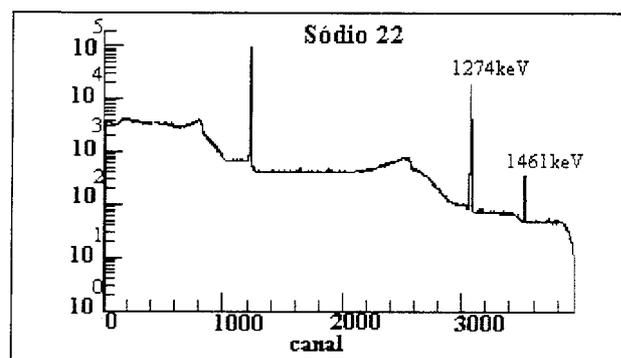


Figura 15. Espectro do Na^{22} .

Em relação ao espectro da Fig. 15, à primeira observação, pode-se estranhar a presença de dois picos; pois, pelo esquema de decaimento do ^{22}Na (Fig. 9) seria esperado apenas o pico de energia total de 1274 keV.

Aplicando-se a equação da curva de calibração, pode ser verificado que um dos picos corresponde a esta energia, e o outro a 511 keV. A presença deste segundo

pico é justificada pela detecção de fótons produzidos com a aniquilação de pósitrons, emitidos no decaimento do ^{22}Na , com elétrons da própria fonte. Deste espectro podem-se determinar também as posições dos “Compton-edges” correspondentes aos picos de energia total.

III. Considerações finais

Esta proposta já foi aplicada em duas turmas: a primeira, com 10 alunos, no 1^o semestre de 94 e a segunda, com 7 alunos, no 2^o semestre de 94. O mesmo professor havia ministrado a mesma disciplina - Física Moderna - no 1^o semestre de 93, para uma turma de 3 alunos, sem os recursos inovadores. Com isso, pode ser reduzida a influência do professor na avaliação das respostas à aplicação da proposta.

O principal instrumento para a avaliação foi o contato direto com os alunos, tendo em vista a baixa população por turma. O contato quase que individual com os 17 (dezessete) alunos permitiu a constatação dos seguintes aspectos positivos em relação à proposta:

- muito boa receptividade pelos alunos, por envolver técnicas atualizadas que são inclusive apli-

cadas em pesquisa experimental; e também por permitir uma participação mais dinâmica dos alunos;

- ampliação do acesso ao conhecimento de procedimentos de pesquisa experimental, em geral restrito a alunos bolsistas de Iniciação Científica;
- melhor desempenho nas provas, em questões teóricas sobre os conceitos abordados experimentalmente; isto foi concluído não só a partir da comparação dos resultados finais dos alunos, como também a partir do nível, muito superior, das dúvidas trazidas pelos alunos que vivenciaram a proposta, na ocasião em que estavam elaborando o relatório da experiência;
- concretização dos fenômenos abordados, que para a maior parte dos alunos são considerados quase que “esotéricos”.

Referências

KNOLL, G. F., Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, New York, 1989.