

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**ANÁLISE DA METODOLOGIA DE CALIBRAÇÃO DOS  
DETECTORES DE NaI(Tl) DO LABORATÓRIO DE MONITORAÇÃO  
*IN VIVO* DO IPEN PELO MÉTODO DE MONTE CARLO**

ADÉLIA APARECIDA YUKA KAKOI

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear- Aplicações.

Orientador:  
Prof. Dr. Maurício Moralles

SÃO PAULO  
2013

Às duas pessoas mais importantes da minha vida, pelas quais tenho muito orgulho e admiração, meus pais Amélia e Emílio.

## **Agradecimentos**

Agradeço a Deus pela saúde, proteção, por cada instante de vida e por sempre me ajudar nos momentos difíceis.

À minha família, em especial aos meus pais que sempre me apoiaram e por quem sou eternamente grata.

Ao prof. Dr. Maurício Moralles pela orientação. Jamais esquecerei sua dedicação ao trabalho, suas ricas explicações cheias de entusiasmo e seu bom humor, mesmo quando havia motivos desanimar.

Ao prof. Dr. José Maria Fernandez-Varea por me ajudar com esse trabalho, pela sua amizade e apoio durante o período em que estive no Brasil.

Aos meus tios Katsumi e Rosa pelos finais de semana que me fizeram sentir em casa novamente.

Agradeço à prof.<sup>a</sup> Dr. Linda Caldas pelo apoio e conselhos, ao Dr. Frederico Genezini, ao prof. Dr. Mauro Dias e ao Dr. Orlando Rodrigues Júnior pela ajuda na análise de dados desse trabalho.

Aos meus melhores amigos de São Paulo, Maria Eugênia, Anna e César, que iluminaram todos os meus dias nessa cidade.

À Fernanda Beatrice, Andréia e Leila pelas ótimas conversas e palavras animadoras.

E ao CNPq pelo apoio financeiro.

**ANÁLISE DA METODOLOGIA DE CALIBRAÇÃO DOS DETECTORES  
DE NaI(Tl) DO LABORATÓRIO DE MONITORAÇÃO *IN VIVO* DO IPEN  
PELO MÉTODO DE MONTE CARLO**

Adélia Aparecida Yuka Kakoi

**RESUMO**

Esse trabalho avalia a metodologia utilizada pelo Laboratório de Monitoração *in vivo* (LMIV) do IPEN na calibração dos detectores de NaI(Tl) pelo código PENELOPE-penEasy, baseado no Método de Monte Carlo. Inicialmente, foram realizadas simulações sem o simulador antropomórfico com o objetivo de encontrar uma geometria que representasse adequadamente os detectores para exames de corpo inteiro e de tireoide. A aquisição dos dados experimentais foi realizada pelo software GENIE, que é utilizado na rotina do laboratório e as áreas dos fotopicos foram calculadas pelos softwares GENIE e GNUPLOT e pelo método descrito no Ciemat Technical Report, que também fornece os valores de eficiência de fotopico. Fontes de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  e  $^{241}\text{Am}$  calibradas foram utilizadas nas medições. Os resultados mostraram que o software GENIE é apropriado para ser utilizado nas calibrações de rotina e fontes que possuam picos isolados e definidos pelo detector de NaI(Tl), são ideais para serem utilizadas nas calibrações em eficiência. A simulação MC indica que é possível substituir calibrações experimentais por simulações utilizando uma geometria simplificada do detector de NaI(Tl), mas as grandezas relevantes como a fonte, o detector e o sistema eletrônico devem ser conhecidos com detalhes para que as fontes de erros sistemáticos sejam as menores possíveis.

**ANALYSIS OF THE CALIBRATION METHODS OF NaI(Tl) DETECTORS  
AT THE *IN VIVO* MONITORING LABORATORY OF IPEN  
USING THE MONTE CARLO METHOD**

Adélia Aparecida Yuka Kakoi

**ABSTRACT**

The calibration methods of NaI(Tl) detectors of the *in vivo* Monitoring Laboratory (LMIV) of IPEN were analyzed by comparing experimental results with simulations performed with the PENELOPE- penEasy Monte Carlo radiation program. The first simulations were performed without the anthropomorphic simulator aiming to find a simplified detector geometry that could represent the whole body and thyroid detectors. The data acquisition was performed with the GENIE software, which is used in the laboratory routine, and the photopeak areas were calculated with the GENIE and GNUPLOT softwares as well as using the method described on the Ciemat Technical Report. Standard sources of  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  and  $^{241}\text{Am}$  were used in the measurements. The results show that GENIE is a suitable software to be used in the laboratory routine and ideal sources are those that present isolated and well-defined photopeaks in the spectra measured with NaI(Tl) detectors. The Monte Carlo study reveals that the simplified models of the NaI detectors are able to provide a full- energy peak efficiency curve but it is necessary to know all details of the significant quantities as the source, the detector and the electronics in order to minimize sources of systematic errors.

# SUMÁRIO

	<b>Página</b>
1 INTRODUÇÃO .....	8
2 OBJETIVOS .....	9
3 CONCEITOS FUNDAMENTAIS .....	10
3.1. Interação de fótons de raio X e raios $\gamma$ com a matéria .....	10
3.1.1. Efeito Rayleigh .....	10
3.1.2. Efeito fotoelétrico .....	11
3.1.3. Efeito Compton.....	11
3.1.4. Produção de pares .....	12
3.2. Atenuação dos raios gama .....	13
3.3. Detectores cintiladores.....	15
3.4. Espectros multicanais .....	17
4 CALIBRAÇÃO EXPERIMENTAL.....	21
4.1. Calibração em energia .....	21
4.2. Calibração em eficiência.....	21
5 O MÉTODO DE MONTE CARLO .....	23
6 MATERIAIS E MÉTODOS .....	26
6.1. Sistema de detecção do LMIV .....	26
6.2. O código PENELOPE (PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons).....	33
6.2.1. penEasy.....	34
6.3. Simulação MC do sistema de detecção do LMIV .....	36
6.4. Cálculo das eficiências.....	39
7 RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	43
7.1. Curvas de calibração .....	43
7.1.1. Avaliação da geometria do detector de corpo inteiro .....	43
7.1.2. Calibração do detector de corpo inteiro.....	46
7.1.3. Avaliação da geometria do detector de tireoide.....	50
7.1.4. Calibração do detector de tireoide .....	52

7.2.	Considerações gerais.....	54
7.3.	Análise em baixas energias.....	56
7.4.	Diferença entre os valores de eficiência simulada e experimental .....	60
7.5.	Calibração dúbia da fonte de <sup>137</sup> Cs – IPEN/CNEN-SP.....	61
8	CONCLUSÃO .....	62
9	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	65

## 1 INTRODUÇÃO

---

O Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) produz rotineiramente material combustível nuclear necessário para a operação do reator de pesquisas e também produz radiofármacos que são distribuídos no Brasil para aplicação na medicina diagnóstica e procedimentos terapêuticos.

Trabalhadores de áreas onde materiais radioativos são utilizados, manuseados ou estocados, precisam ser acompanhados por um programa de monitoração, objetivando uma estimativa do nível de exposição e uma avaliação tanto da deposição corpórea total ou em um órgão quanto da dose interna de radiação resultante (CASTRO, 2005; POTTER, 2005; SHOJI et al., 2005).

Para identificar e quantificar pequenas atividades de radionuclídeos incorporados durante o manuseio destes realiza-se a monitoração *in vivo*. O IPEN produz diversos radionuclídeos dentre os quais estão o  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{123}\text{I}$  e  $^{131}\text{I}$ , fontes emissoras de fótons, que são encontrados com maior frequência nos trabalhadores e cujo intervalo de energia varia de 80 keV a 393 keV (CARDOSO, 2009).

O Laboratório de Monitoração *in vivo* (LMIV) executa rotineiramente medidas da atividade radioativa no corpo como um todo e na tireoide nos servidores do IPEN, bolsistas, trabalhadores de empresas terceirizadas e colaboradores, com frequência de monitoração estabelecida pelo Grupo de Cálculo de Dose (GCD) e pelo Serviço de Radioproteção (SRP) do IPEN.

Os detectores utilizados na rotina de monitoração do LMIV são compostos por cintiladores de iodeto de sódio dopado com tálio (NaI(Tl)) que, para um grande intervalo de energia, convertem linearmente a energia depositada por radiação ionizante em luz visível e possuem boa eficiência de cintilação. Em razão do alto número atômico do iodo ( $Z = 53$ ) boa parte da energia depositada no NaI(Tl) é devido à absorção fotoelétrica (KNOLL, 2000). Esse tipo de cintilador pode ser facilmente obtido em peças grandes, dopado com tálio e normalmente é encapsulado com alumínio, pois é um material altamente higroscópico (TAUHATA et al., 2001).

Os espectros obtidos com os detectores de NaI(Tl) permitem o cálculo das taxas de contagens ou das áreas dos picos característicos dos radionuclídeos. Esses valores, associados à eficiência de detecção, são utilizados no cálculo da quantidade de material radioativo presente no organismo. A eficiência de detecção durante a medição realizada

depende de vários fatores, incluindo a eficiência intrínseca do detector, a geometria da medida (ângulo sólido, posição, forma do indivíduo a ser medido e distribuição do radionuclídeo no organismo) e as propriedades do radionuclídeo (meia-vida, energias e probabilidade de emissão).

Antes de realizar as medições dos espectros, é necessário calibrar os detectores para que o valor calculado represente uma estimativa do número de fótons emitidos pelas fontes localizadas no indivíduo. Este procedimento é normalmente realizado com fontes de radiação calibradas que emitem radiação com energias na faixa de interesse. Devido à disponibilidade de códigos de Monte Carlo validados e de computadores de baixo custo com grande capacidade de processamento, tornou-se viável a simulação numérica da resposta de detectores de radiação com obtenção de resultados confiáveis (VITORELLI et al., 2005; BACCOUCHE et al., 2012). Atualmente a calibração de eficiência tradicional pode ser substituída por simulações Monte Carlo que permitem uma grande flexibilidade nos parâmetros envolvidos na medição (é possível variar a posição da fonte, do detector e a distância entre eles sem refazer os experimentos), além de não necessitarem do manuseio de fontes radioativas.

Os códigos atuais são flexíveis e podem fornecer informações valiosas que são complementares às obtidas a partir de experiências. Nesse trabalho o código PENELOPE - PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons (SALVAT et al., 2008) foi empregado nas simulações Monte Carlo.

## **2 OBJETIVOS**

---

**2.1.** Geral: analisar os protocolos para o cálculo do fator de eficiência dos detectores utilizados pelo LMIV-IPEN, considerando-se a geometria de medida e os radionuclídeos de interesse como parte do programa de melhoria da qualidade do serviço de monitoração interna para os trabalhadores ocupacionalmente expostos no IPEN.

**2.2.** Específico: obter a calibração absoluta em eficiência em função da energia para os radionuclídeos de interesse, utilizando o simulador antropomórfico e simulação MC; comparar os dois métodos.

## **3 CONCEITOS FUNDAMENTAIS**

---

### **3.1. Interação de fótons de raio X e raios $\gamma$ com a matéria**

A radiação eletromagnética pode interagir com os elétrons ou com os núcleos dos átomos do material na qual ela incide. Essa radiação também pode atravessar esse material sem sofrer qualquer tipo de interação dependendo das características dessa radiação e do meio no qual ela se propaga. Os principais modos de interação da radiação gama são efeito Rayleigh ou espalhamento coerente, efeito fotoelétrico, efeito Compton ou espalhamento incoerente e produção de pares elétron-pósitron (YOSHIMURA, 2009).

Os modos de interação da radiação gama com a matéria mais relevantes para esse trabalho e que têm grande importância na espectrometria gama são o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares. Os fótons emitidos por essas interações, e que são medidos pelos detectores do LMIV, têm energia entre 59 keV a 1408 keV. Esses processos são responsáveis pela parcial ou total transferência de energia do fóton para a matéria, o que resulta em uma súbita e abrupta mudança na trajetória do fóton que pode desaparecer ou ser espalhado (KNOLL, 2000).

#### **3.1.1. Efeito Rayleigh**

Esse efeito ocorre principalmente para fótons de baixas energias (até algumas centenas de keV) em materiais de alto número atômico.

Nessa interação, os átomos do material absorvedor não são excitados nem ionizados. Os fótons são espalhados com a mesma energia dos fótons incidentes mudando apenas sua direção de propagação sendo que o ângulo de deflexão médio diminui com o aumento da energia dos fótons incidentes (KNOLL, 2000). Como não há transferência de energia, esse processo não produz eventos nos detectores. Esse efeito pode produzir eventos na fonte ou no simulador antropomórfico que podem mascarar a direção de emissão dos fótons.

### 3.1.2. Efeito fotoelétrico

Nesse processo, representado na Figura 1, o fóton incidente é totalmente absorvido por um elétron ligado que é ejetado com energia cinética  $T$ , conforme Equação 1, igual à diferença entre a energia do fóton incidente  $E_i$  e a energia de ligação do elétron  $E_b$ .

$$T = E_i - E_b \quad (1)$$

Para que esse efeito ocorra, o fóton incidente deve ter, no mínimo, uma energia igual à energia de ligação do elétron, que nesse caso possuirá energia cinética igual a zero.

Ao ser ejetado da camada, o elétron deixa uma lacuna que será preenchida pelo rearranjo dos elétrons. Nesse processo, pode ocorrer a liberação de um raio X característico ou de um elétron de uma camada mais externa. O elétron ejetado é denominado elétron Auger (CHERRY, 2003; KNOLL, 2000).

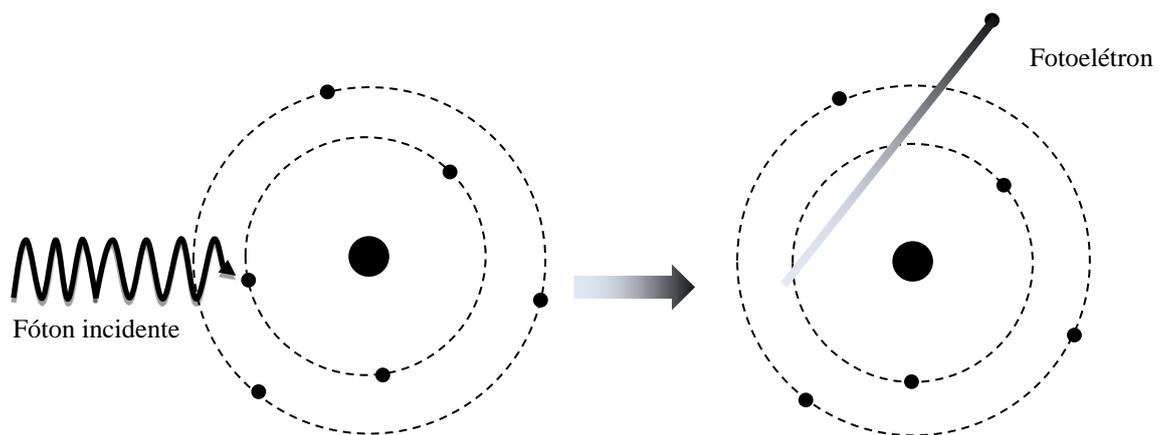


Figura 1- Representação do efeito fotoelétrico.

### 3.1.3. Efeito Compton

No espalhamento Compton, representado na Figura 2, um fóton colide preferencialmente com um elétron livre (da camada mais externa do átomo, fracamente ligado) que recebe parte da energia e momento do fóton incidente. O elétron espalhado é ejetado com energia cinética  $T$ , de acordo com a Equação 2, igual à diferença entre a energia  $h\nu$  do fóton incidente e a energia  $h\nu'$  do fóton espalhado, que é defletido em um ângulo  $\theta$  (CHERRY, 2003; KNOLL, 2000).

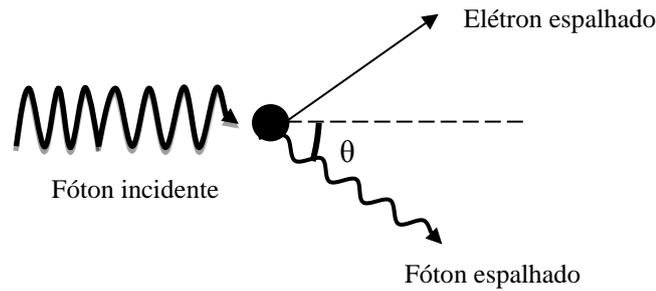


Figura 2- Representação do espalhamento Compton.

$$T = h\nu - h\nu' \quad (2)$$

Sabendo que a energia e o momento são conservados, pode-se verificar que a energia do fóton espalhado  $h\nu'$  depende da energia do fóton incidente  $h\nu$ , do ângulo de espalhamento  $\theta$  e da massa de repouso do elétron  $m_0$ , conforme a Equação 3.

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

### 3.1.4. Produção de pares

A produção de pares, representada na Figura 3, ocorre quando um fóton, com energia mínima de 1,022 MeV, desaparece ao interagir com o campo elétrico de um núcleo atômico, gerando um par elétron-pósitron. O par gerado excita e ioniza o meio absorvedor produzindo elétrons secundários. Durante o percurso no meio, pósitrons com 511 keV aniquilam-se produzindo preferencialmente um par de fótons que serão emitidos em direções opostas (CHERRY, 2003; KNOLL, 2000).

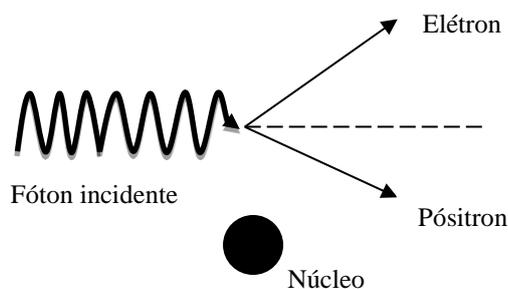


Figura 3- Representação da produção de pares.

### 3.2. Atenuação dos raios gama

Quando um feixe de raios gama incide em um material absorvedor de espessura  $x$ , os fótons podem atravessá-lo sem que haja qualquer perda de energia ou eles podem sofrer algum tipo de interação (fotoelétrico, Compton ou produção de pares).

Essa atenuação do feixe pode ser representada pela Equação 4.

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} \quad (4)$$

onde  $I_0$  representa a intensidade do feixe de fótons monoenergéticos, incidente perpendicularmente em um material homogêneo,  $I$  representa a intensidade do feixe de fótons de mesma energia e direção, emergente após ter atravessado o absorvedor e  $\mu$  é o coeficiente de atenuação linear que é composto pela soma dos coeficientes parciais de cada um dos efeitos,  $\mu = \mu_{EF} + \mu_{EC} + \mu_{PP}$ ; efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares, respectivamente. Estes coeficientes dependem da energia do fóton e da densidade do material absorvedor. A cada interação, um fóton pode ser absorvido ou espalhado dependendo da probabilidade de cada efeito por unidade de comprimento do meio absorvedor (KNOLL, 2000; YOSHIMURA, 2009). Como os fótons que sofrem espalhamento Rayleigh não depositam energia no meio absorvedor, este efeito não será considerado em nossa abordagem.

Devido ao fato de  $\mu$  variar com a densidade do material absorvedor, utiliza-se o coeficiente de atenuação mássico  $\mu/\rho$ , onde  $\rho$  é a densidade do meio. Os valores dos coeficientes de atenuação mássico dos principais materiais utilizados nesse trabalho estão representados na Figura 4.

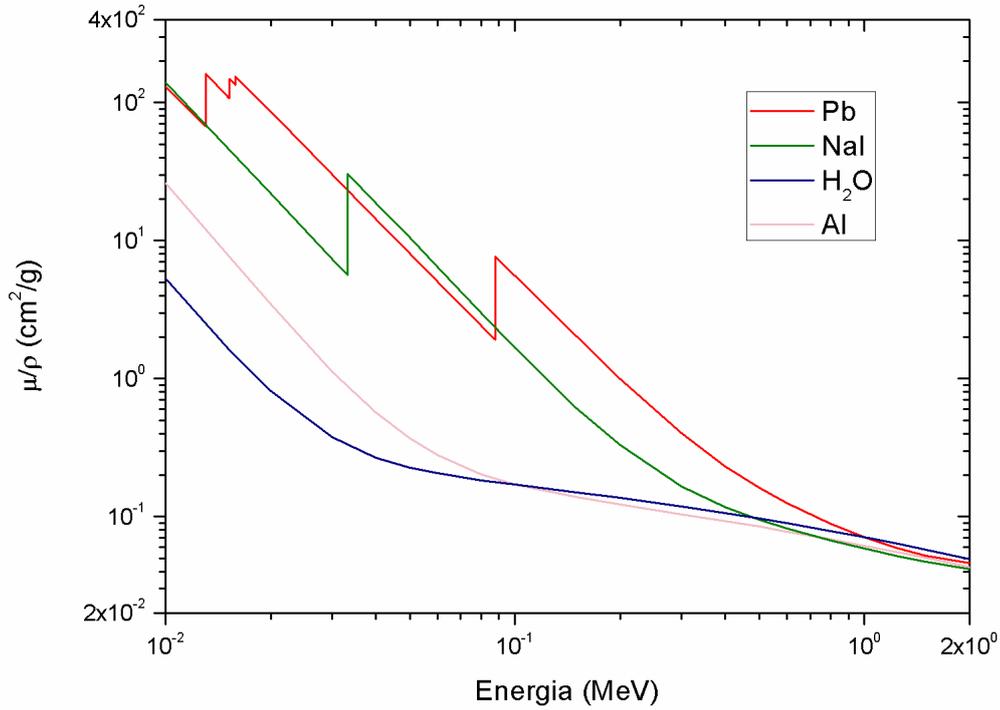


Figura 4- Coeficientes de atenuação mássicos em função da energia para os principais materiais utilizados neste trabalho (NIST, 2014).

O coeficiente de atenuação mássico do efeito fotoelétrico para fótons com energias maiores que cerca de 100 keV depende do número atômico e da energia do fóton e é dada conforme a relação 5 (ATTIX, 1986):

$$\frac{\mu_{EF}}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{h\nu}\right)^3 \quad (5)$$

Para o efeito Compton, supondo que o elétron esteja livre, a seção de choque é dada pela fórmula de Klein-Nishina conforme a Equação 6 (ATTIX, 1986):

$$\sigma_e = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (6)$$

onde  $r_0 = e^2/m_0c^2$ ,  $\alpha = h\nu/m_0c^2$ ,  $h\nu$  é dada em MeV e  $m_0c^2 = 0,511$  MeV. O correspondente coeficiente de atenuação mássico é dado pela Equação 7:

$$\frac{\mu_{EC}}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} \sigma_e \quad (7)$$

onde  $N_A$  é a constante de Avogadro,  $Z$  é o número de elétrons por átomo de um elemento ou por molécula de um composto e  $A$  é massa atômica ou molecular.

O coeficiente de atenuação mássico para a produção de pares é dada pela Equação 8 (ATTIX, 1986):

$$\frac{\mu_{PP}}{\rho} = \sigma_0 Z^2 \bar{P} \frac{N_A}{A} \quad (8)$$

onde  $\sigma_0 = 5,8 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{elétron}$  e o parâmetro  $\bar{P}$  é uma função de  $h\nu$  e  $Z$ .

Considerando-se estas interações, observa-se que informações importantes podem ser extraídas da Figura 4. No intervalo de energia de interesse deste trabalho, tanto a água, que é um material utilizado para simular tecidos biológicos, quanto o alumínio, que é o material utilizado para recobrir o cintilador, possuem baixa atenuação. Portanto os fótons emitidos do indivíduo têm pouca probabilidade de serem absorvidos no caminho até o cintilador. Por outro lado, tanto o material do cintilador (NaI), que é o próprio elemento detector, quanto o chumbo, que é utilizado para blindagem, possuem altos coeficientes de absorção. Portanto o uso destes materiais implica em grande absorção para alta eficiência do detector, assim como para evitar que fótons provenientes de direções indesejadas incidam no detector.

### 3.3. Detectores cintiladores

Existem diversas substâncias que cintilam quando nelas incide radiação ionizante, como por exemplo, o iodeto de sódio. Materiais como esse são utilizados em detectores que convertem a luz visível, emitida pelos cintiladores, em um sinal elétrico. O detector de iodeto de sódio dopado com tálio é um detector inorgânico que cintila devido à configuração dos estados de energia de seus elétrons, que são definidos pela sua rede cristalina.

Nessa estrutura, os elétrons podem ser encontrados apenas em algumas bandas discretas de energia, ilustradas na Figura 5: a banda de valência, onde os elétrons encontram-se ligados, e a banda de condução, onde os elétrons podem movimentar-se.

Entre essas duas bandas há a banda proibida na qual os elétrons não podem ser encontrados.

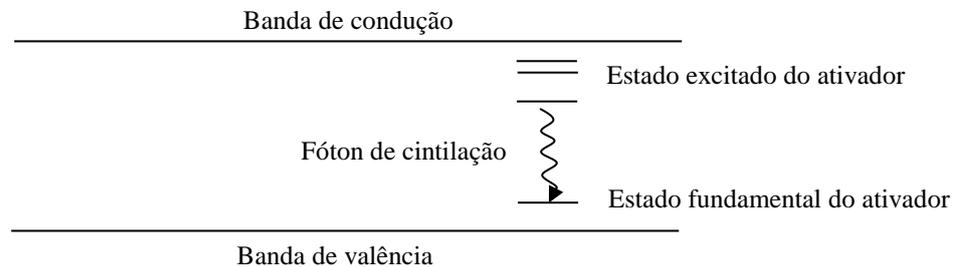


Figura 5- Estrutura da banda de energia de um cristal cintilador ativado (KNOLL, 2000).

Na prática, quando um fóton de raio X ou raios  $\gamma$  incide no material, pode haver a emissão de um elétron primário. Elétrons secundários que são espalhados pelo elétron primário, vão populando a banda de condução, deixando um buraco na banda de valência. Em cristais puros, o retorno desses elétrons para a banda de valência é um processo ineficiente, pois o fóton que ele emite quando retorna à banda de valência pode ser reabsorvido. Por isso uma pequena quantidade de impureza (TI), denominada ativador, é adicionada, fazendo com que sejam criados sítios especiais na banda proibida, e nesse caso, o elétron sai da banda de condução para um nível abaixo emitindo um fóton e, em seguida, ao sofrer uma nova desexcitação para uma banda acima da banda de valência, emitindo outro fóton.

Esses fótons de cintilação não possuem energia suficiente para permitir a transição de um elétron da banda de valência para a banda de condução e, desse modo, esses fótons não são reabsorvidos no material e conseguem percorrer grandes distâncias dentro do cristal (KNOLL, 2000).

A quantidade de fótons de cintilação produzida pelo NaI(Tl) é pequena (aproximadamente 38.000 fótons/MeV) e por isso são utilizadas fotomultiplicadoras que irão produzir um pulso de corrente elétrica quando nelas incidir um pequeno sinal luminoso. Uma fotomultiplicadora, cujo esquema está representado na Figura 6, consiste basicamente de um fotocátodo e dínodos. Ao receber o sinal luminoso, o fotocátodo ejeta elétrons que são acelerados por uma diferença de potencial até o primeiro dínodo e, após essa colisão, mais elétrons são ejetados e direcionados ao segundo dínodo. Esse processo se repete ao longo da cadeia de dínodos até que os elétrons atinjam o ânodo da fotomultiplicadora, formando uma corrente elétrica com uma intensidade adequada para ser analisada (CHERRY, 2003).

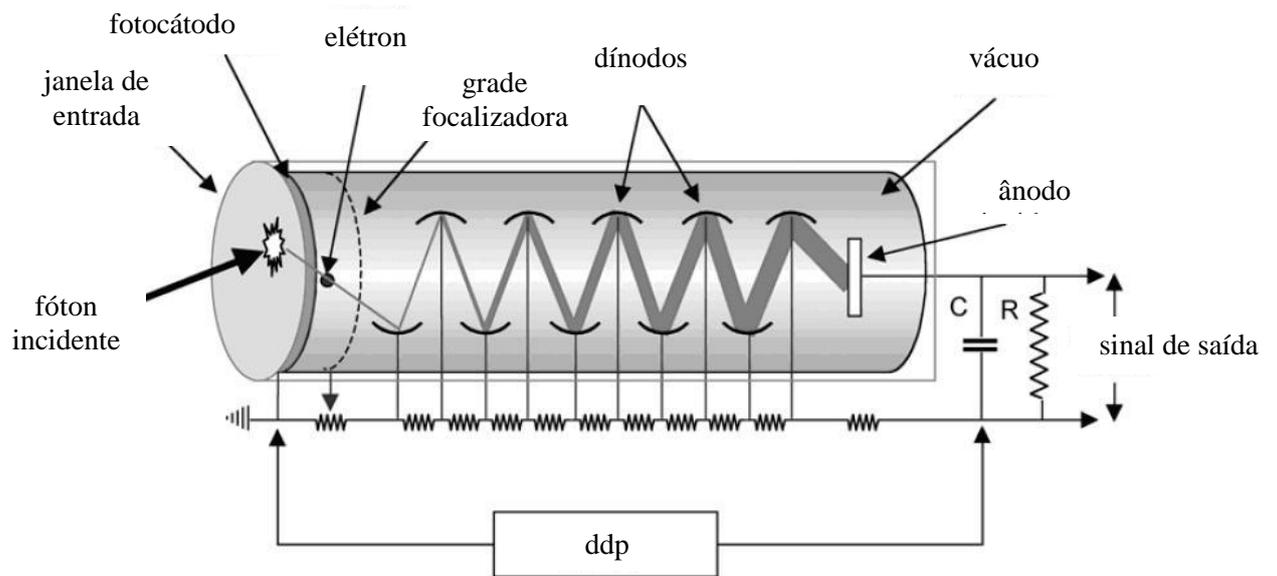


Figura 6- Esquema de uma fotomultiplicadora (adaptada CHERRY, 2003).

### 3.4. Espectros multicanais

O sinal elétrico da fotomultiplicadora é amplificado por circuitos eletrônicos que produzem um pulso com amplitude proporcional ao número de fótons de cintilação. Esse pulso é enviado a um conversor analógico-digital (CAD) que converte a amplitude dos sinais analógicos de entrada em números inteiros binários proporcionais à amplitude do pulso. Esses números são enviados a um analisador multicanal (AMC) que produz um histograma dos pulsos de entrada no qual o eixo das abscissas corresponde à amplitude dos pulsos e o eixo das ordenadas ao número de eventos para cada amplitude digitalizada.

Esse histograma é armazenado em um computador para uma posterior análise. A Figura 7 ilustra um esquema do sistema que produz o histograma.

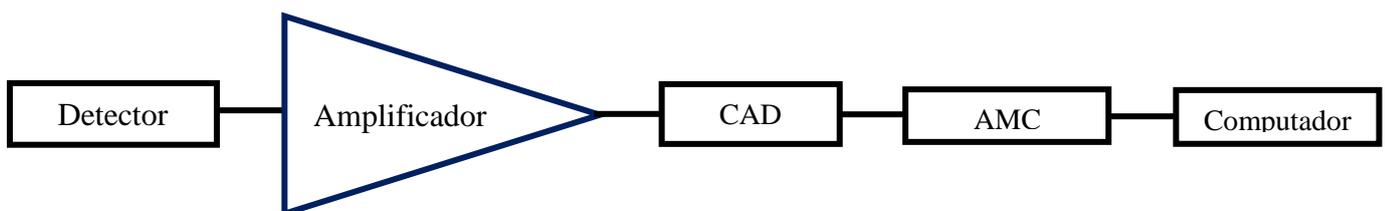


Figura 7- Esquema do sistema que produz o histograma.

Os espectros de emissão gama de radionuclídeos são os histogramas obtidos pelos detectores de NaI(Tl) e alguns exemplos para fontes de  $^{60}\text{Co}$  e  $^{137}\text{Cs}$  são mostrados na Figura 8 e na Figura 9.

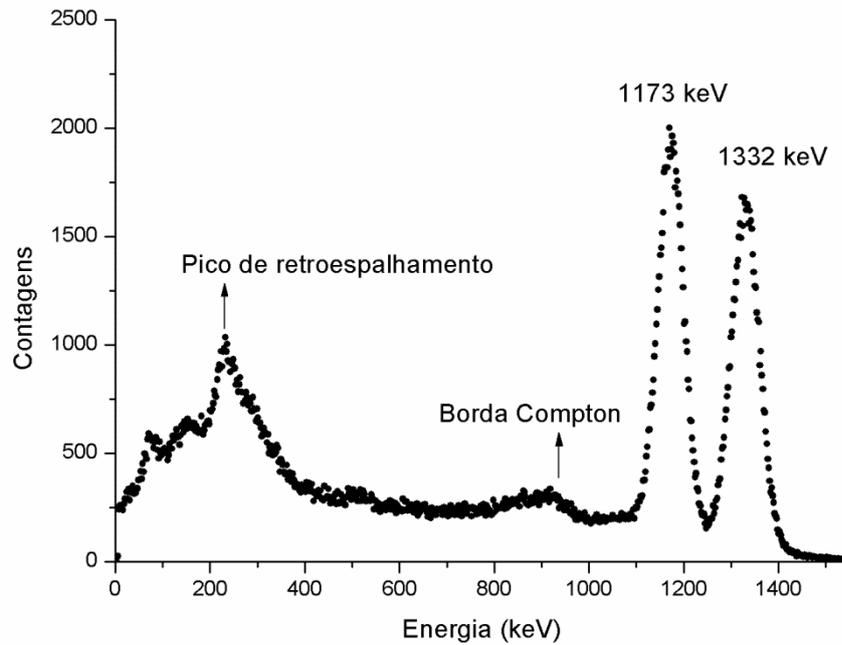


Figura 8- Espectro de emissão gama experimental obtido pelo detector de NaI(Tl) de 20,32 cm de diâmetro e 10,16 cm de altura para a fonte de  $^{60}\text{Co}$  sem um simulador antropomórfico.

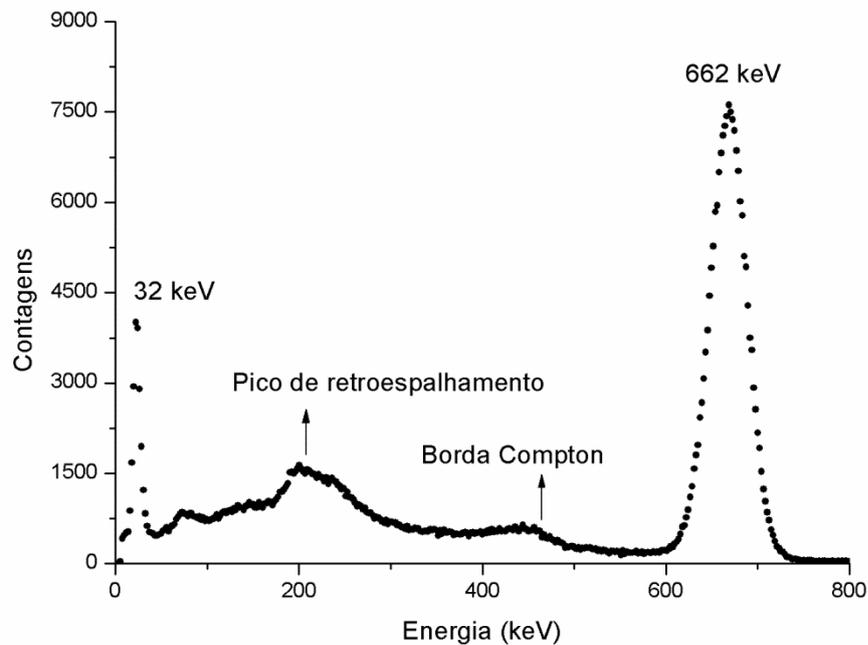


Figura 9- Espectro de emissão gama experimental pelo detector de NaI(Tl) de 20,32 cm de diâmetro e 10,16 cm de altura para a fonte de  $^{137}\text{Cs}$  sem um simulador antropomórfico.

Ambas as figuras ilustram o fotopico ou pico de absorção total que corresponde a todos os eventos gerados por um fóton incidente cuja energia é totalmente absorvida no cintilador de NaI(Tl). Esses fotopicos são de 1173 keV e 1332 keV para a fonte de  $^{60}\text{Co}$  e 32 keV e 662 keV para a fonte de  $^{137}\text{Cs}$ .

No espalhamento Compton, quando  $\theta \cong 0$ , o fóton espalhado tem quase a mesma energia do fóton incidente,  $h\nu \cong h\nu'$ , e a energia do elétron espalhado  $E_e \cong 0$ . Por outro lado, quando o ângulo de espalhamento  $\theta = \pi$ , o fóton incidente é retroespalhado na mesma direção em sentido oposto. Nesse caso, o elétron é espalhado na mesma direção do fóton incidente e terá energia máxima  $E_{m\acute{a}x}$  dada pela Equação 9.

$$E_{m\acute{a}x} = h\nu \left( \frac{2 h\nu / m_0 c^2}{1 + 2 h\nu / m_0 c^2} \right) \quad (9)$$

Para outros casos, quando  $0 < \theta < \pi$ , o elétron espalhado terá um espectro de energia que varia de zero a  $E_{m\acute{a}x}$ .

A distribuição de energia do elétron Compton de acordo com a seção de choque de Klein- Nishina para diferentes valores de energia do fóton incidente é mostrada na Figura 10, assumindo que esse fóton colide com um elétron livre.

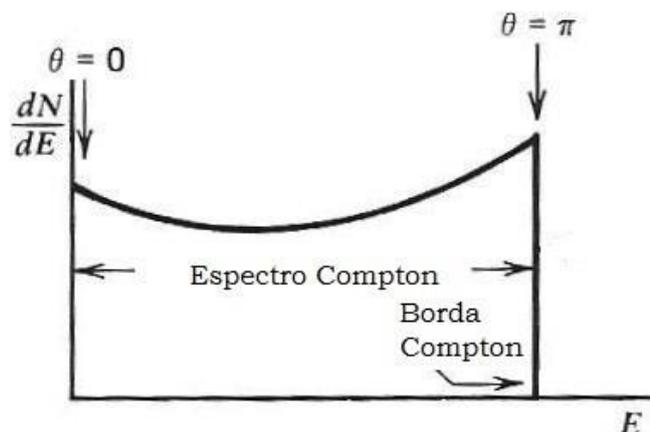


Figura 10- Distribuição de energia do elétron Compton para diferentes valores de energia do fóton incidente (adaptado KNOLL, 2000).

Comparando o espectro experimental da Figura 8 ou da Figura 9 com a Figura 10, nota-se que há uma elevação em seu início e a borda Compton não é abrupta.

Experimentalmente, isso ocorre devido à energia de ligação dos elétrons nos quais os fótons colidem e também é devido a resolução em energia do detector.

A interação dos fótons no material que envolve o detector pode gerar o pico de retroespalhamento por Compton, na região entre 200 keV e 250 keV ou gerar raios X característicos por efeito fotoelétrico (KNOLL, 2000).

## 4 CALIBRAÇÃO EXPERIMENTAL

---

### 4.1. Calibração em energia

Para estabelecer a relação entre o sinal dos detectores de NaI(Tl) e a energia dos fotopicos, realiza-se a calibração em energia na qual são utilizados, preferencialmente, radionuclídeos com um pico de emissão ou até três picos que sejam separados e bem definidos pelo detector de NaI(Tl) na faixa de energia de interesse. Um exemplo de curva de calibração é mostrado na Figura 11, na qual se ajustou uma curva linear e utilizou-se fontes de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  e  $^{241}\text{Am}$ .

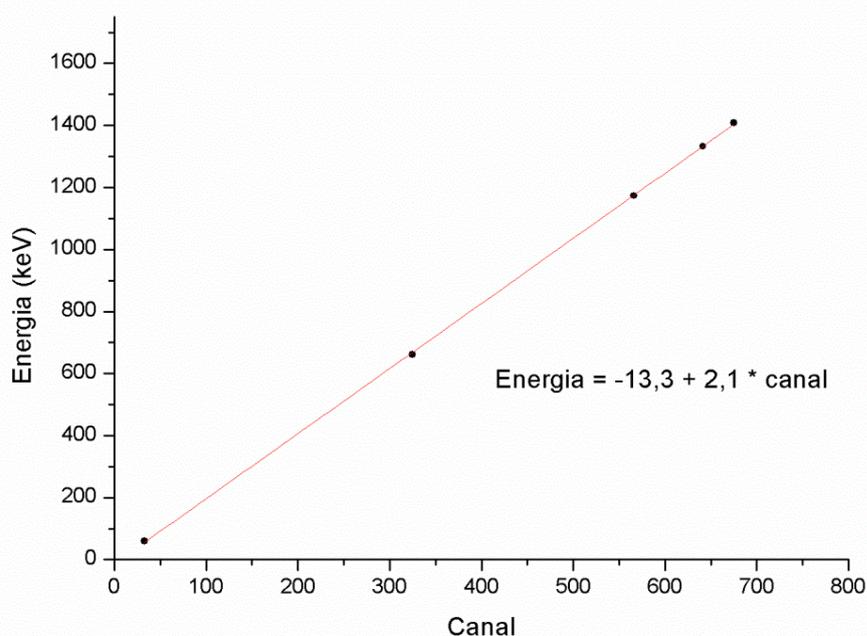


Figura 11- Curva de calibração em energia com ajuste linear.

### 4.2. Calibração em eficiência

A calibração em eficiência relaciona o a atividade de uma determinada amostra com a taxa de contagem ou área líquida dos fotopicos obtida durante a medição.

Um exemplo da curva de calibração em eficiência é mostrado na Figura 12 na qual os valores de eficiência foram calculados para um cristal cilíndrico de NaI(Tl) de 5,08 cm de diâmetro e 5,08 cm de altura. Quanto menor a distância  $b$  entre a fonte e o detector, maior é a eficiência.

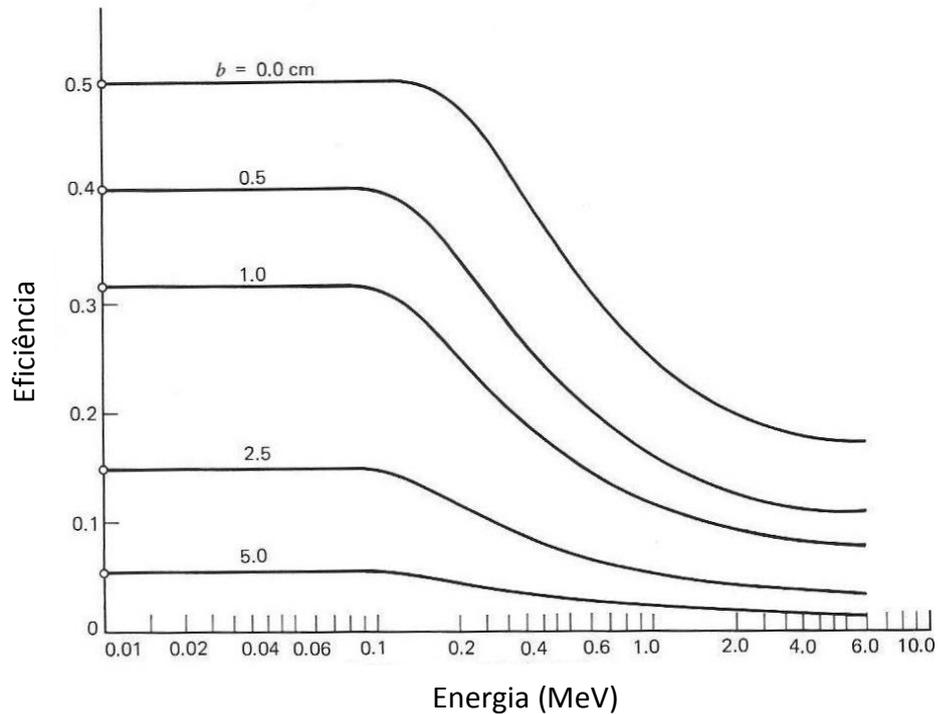


Figura 12- Eficiência obtida por um detector cilíndrico de NaI(Tl) a diferentes distâncias  $b$  (adaptado de KNOLL, 2000).

Nesse caso, a curva é ideal, pois o material que envolve o detector absorve os fótons de baixa energia e nessa região o patamar torna-se uma curva crescente até a região de máxima eficiência.

Experimentalmente, a eficiência de fotopico é obtida por meio da Equação 10 (SALGADO, 2012).

$$\varepsilon = \frac{N \exp\left(\ln 2 \frac{t}{T_{1/2}}\right)}{A_0 \Delta t I_\gamma} \quad (10)$$

onde  $N$  é a área líquida sob o fotopico de absorção de uma determinada energia  $E_i$  do espectro, com probabilidade  $I_\gamma$ ,  $t$  o tempo entre a medida e aquele apontado no certificado da fonte padrão;  $T_{1/2}$  a meia-vida do radionuclídeo de referência,  $A_0$  é a atividade do padrão de calibração, apontada no certificado de calibração e  $\Delta t$  é o tempo de medição. O erro associado a cada valor de eficiência foi calculado pela propagação de erros da Equação 10.

## **5 O MÉTODO DE MONTE CARLO**

---

O método de Monte Carlo utiliza uma sequência de números aleatórios para resolver problemas físicos e matemáticos complexos que envolvem múltiplas variáveis independentes, e requer menos memória e tempo de processamento quando comparado a métodos numéricos convencionais.

A simulação do transporte da radiação é um processo estocástico no qual a história de cada partícula é amostrada por uma sequência de números aleatórios e seu comportamento pode mudar aleatoriamente a cada colisão.

Na prática, o método de Monte Carlo realiza a amostragem aleatória de funções de densidade de probabilidade (FDP) que descrevem as histórias das partículas ou um determinado processo físico, isto é, elas determinam o caminho livre médio entre eventos sucessivos, o tipo de interação, a energia perdida e a deflexão angular de cada evento (SALVAT et al., 2008; YORIYAZ, 2009).

O resultado desejado é obtido por meio da estimativa do valor médio das grandezas observadas durante um determinado número de histórias que influenciam na qualidade do comportamento médio do sistema. É possível prever o erro estatístico do valor médio e estimar o número de simulações necessárias para se atingir um determinado erro.

No cálculo de Monte Carlo do transporte de radiação, a escolha de um conjunto de valores que amostram o processo é realizada por um gerador de números aleatórios que são chamados dentro do programa de Monte Carlo. Rigorosamente, eles são denominados pseudoaleatórios, pois são sub-rotinas que após um determinado período, começam a se repetir.

Na Figura 13 é mostrado um modelo simplificado de como o Monte Carlo simula um processo físico.

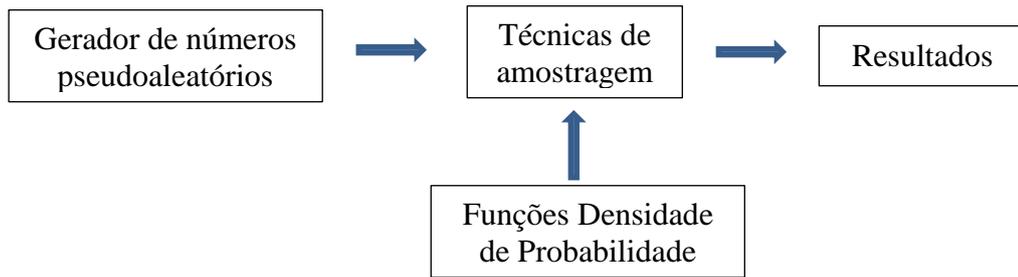


Figura 13- Modelo simplificado do processo de simulação pelo método de Monte Carlo (YORIYAZ, 2009).

Dentre os algoritmos geradores de número pseudoaleatórios, há o método linear congruencial, o método congruencial misto e o método congruencial multiplicativo. Para relacionar os geradores de números aleatórios e as FDPs, utilizam-se técnicas de amostragem como, por exemplo, o método de inversão ou método direto e a técnica da rejeição.

No transporte da radiação, os fótons são representados como um conjunto de estados que indicam sua posição, direção e energia antes da sua  $n$ -ésima colisão e pela probabilidade dele ser absorvido. Esses estados são amostrados por meio de uma FDP que leva em conta todas as trajetórias possíveis. Supondo que uma partícula da  $k$ -ésima história está em um estado  $S$ , seu novo estado  $S'$  será determinado do seguinte modo (YORIYAZ, 2009):

- Supondo que a colisão seja de fótons primários, a trajetória inicial, a posição e a energia são atribuídas aleatoriamente para esses fótons.
- Se os fótons são previamente espalhados, um processo de interação é escolhido, também aleatoriamente, dependendo dos valores das seções de choque definidas na seção 3.2. Também são escolhidas a direção, na qual eles irão emergir e a energia após uma determinada colisão.
- Verifica-se quanto de energia foi depositada no material absorvedor.

A amostragem da distância pode ser realizada utilizando o método direto no qual a distância percorrida pelo fóton é definida pela Equação 11:

$$x = -\frac{\ln(1 - R)}{\mu} \quad (11)$$

onde  $R$  é um número aleatório uniformemente distribuído no intervalo  $[0,1]$  e  $\mu$  é o coeficiente de atenuação linear de um determinado evento. Se um fóton é emitido em direção a um determinado material de espessura  $d$ , ele pode ou não interagir dependendo do valor da distância  $x$ . Se  $x > d$ , o fóton atravessa o material sem sofrer qualquer interação e se  $x \leq d$ , o fóton interage com o meio.

Caso o fóton com energia  $E$  interaja com o meio, um novo número aleatório  $R'$  é sorteado para determinar o tipo de interação que esse fóton irá sofrer. As probabilidades das interações de efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares dependem das seções de choque conforme as Equações 12, 13 e 14, respectivamente (MORALLES, 2010; YORIYAZ, 2009).

$$P_{EF} = \frac{\mu_{EF}}{\mu_{EF} + \mu_{EC} + \mu_{PP}} \quad (12)$$

$$P_{EC} = \frac{\mu_{EC}}{\mu_{EF} + \mu_{EC} + \mu_{PP}} \quad (13)$$

$$P_{PP} = \frac{\mu_{PP}}{\mu_{EF} + \mu_{EC} + \mu_{PP}} \quad (14)$$

As seções de choque  $\mu$  destas interações dependem do número atômico do meio absorvedor e da energia do fóton incidente.

Recentemente, o Método de Monte Carlo vem sendo empregado em estudos de resposta dos detectores de radiação para uma determinada energia, calibração em energia e em eficiência, entre outros trabalhos, como os realizados por GARCIA TORAÑO (2005), SALGADO (2006), BOSON (2008), KUMAR (2009) e CASANOVAS (2012).

## 6 MATERIAIS E MÉTODOS

---

### 6.1. Sistema de detecção do LMIV

O sistema de detecção do LMIV consiste de dois cintiladores cilíndricos de NaI(Tl) fabricados pela Saint-Gobain: um com 20,32 cm de diâmetro e 10,16 cm de altura para medidas de corpo inteiro, mostrado na Figura 14, e outro de 7,62 cm de diâmetro e 7,62 cm de altura para medidas de tireoide, mostrado na Figura 15, conectado à fonte de alta tensão modelo 556 da Ortec e amplificador modelo 2022 da Camberra, e estes por sua vez, estão conectados a um analisador multicanal Multiport II da Camberra. O sistema está conectado a um computador com o software de aquisição de dados GENIE 2000 versão 3.1.1 da Camberra.



Figura 14- Detector de NaI(Tl) utilizado para medições de corpo inteiro.



Figura 15- Detector de NaI(Tl) utilizado para medições da tireoide.

As monitorações *in vivo* da incorporação do material radioativo no organismo são feitas em uma sala especial (2,43 m x 2,40 m x 1,97 m), mostrada na Figura 16, com paredes constituídas de 13 cm de aço, cobertas com 0,5 cm de chumbo e 0,1 cm de ferro galvanizado e piso de concreto para minimizar a radiação de fundo e permitir a avaliação de atividades muito baixas. A umidade da sala é mantida constante a uma temperatura de 22°C, pois a variação destes interferem na área líquida do fotopico de acordo com SANTOS (2012).



Figura 16- Sala onde são realizadas as monitorações *in vivo*.

Foram realizadas quatro experimentos utilizando fontes de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  e  $^{241}\text{Am}$  que foram posicionadas a diferentes distâncias da parte frontal do detector e cujas informações encontram-se na Tabela 1. Nas primeira e segunda experiências, utilizou-se o detector de corpo inteiro a distâncias de 76 cm entre a fonte e o detector e de 56 cm entre a fonte e o simulador antropomórfico. Nas terceira e quarta experiências, utilizou-se o detector de tireoide a distâncias de 50,1 cm entre a fonte e o detector e 25 cm entre a fonte e o simulador antropomórfico. Para experiências sem os simuladores, as fontes foram posicionadas no ar em uma superfície de madeira, sendo esta posicionada em cima da cadeira na qual são realizadas as monitorações.

Os espectros foram obtidos com os softwares de aquisição de dados por um tempo de 900 s para o detector de corpo inteiro e 300 s para o detector de tireoide.

Tabela 1- Informações das fontes utilizadas nas calibrações.

<b>Fonte</b>	<b>Atividade declarada (kBq) (<math>1\sigma</math>)</b>	<b>Data da calibração</b>	<b>Fabricante</b>
$^{60}\text{Co}$	380 (4)	01/04/2011	Eckert & Ziegler
$^{60}\text{Co}$	140 (7)	01/11/2008	IPEN (ID 60119)
$^{137}\text{Cs}$	433 (22)	01/09/2009	IPEN (ID 37331)
$^{137}\text{Cs}$	105 (5)	01/04/2011	IPEN/CNEN-SP
$^{137}\text{Cs}$	100,4 (5)	19/06/2009	IRD (86S08)
$^{137}\text{Cs}$	25,74 (0,12)	19/06/2009	IRD (66S08)
$^{152}\text{Eu}$	374 (4)	01/04/2011	Eckert & Ziegler
$^{207}\text{Bi}$	301 (4)	15/01/2002	Laboratory for National Standards for Ionizing Radiation of Russia
$^{241}\text{Am}$	453 (5)	01/04/2011	Eckert & Ziegler
$^{241}\text{Am}$	25,6 (3)	19/06/2009	IRD (19S09)

IRD: Instituto de Radioproteção e Dosimetria  
 CNEN: Comissão Nacional de Energia Nuclear

O simulador antropomórfico (Alderson Research Laboratories, Long Island City, NY) do LMIV, mostrado na Figura 17, possui um esqueleto humano inserido em uma estrutura de acrílico no formato de um homem. É preenchido por água para simular os órgãos e possui um ducto na direção céfalo-caudal na qual se pode inserir um tubo, a partir de um orifício existente na parte superior da cabeça, para se posicionar as fontes em seu interior.

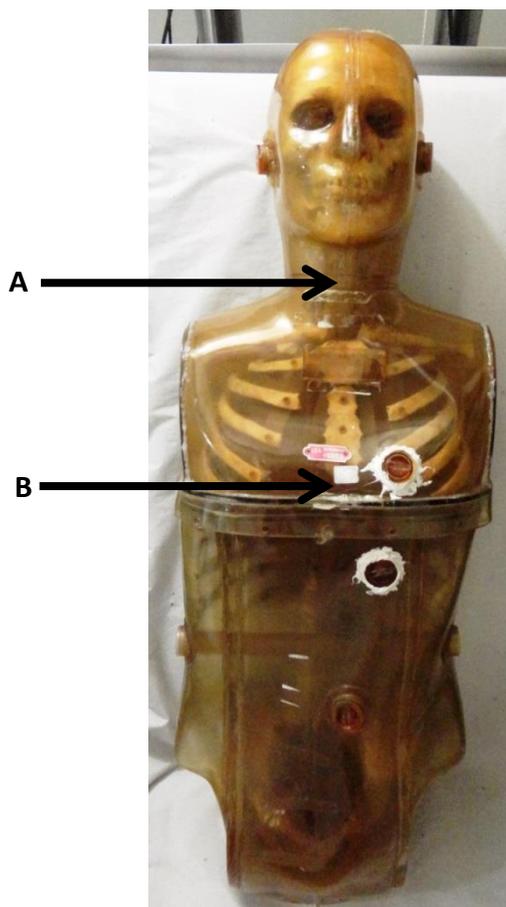


Figura 17- Simulador antropomórfico utilizado nos experimentos.

Nas medições utilizando o detector de corpo inteiro e o simulador antropomórfico, as fontes de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  foram posicionada em B que dista 37,5 cm da parte superior da cabeça, e para as medições utilizando o detector de tireoide e o simulador antropomórfico, as fontes foram posicionadas em A que dista 24 cm da parte superior da cabeça.

Devido ao formato da fonte de  $^{207}\text{Bi}$ , não é possível posioná-la em A, para medidas utilizando o detector de tireoide, e por isso utilizou-se um simulador cilíndrico de

tireoide da Nuclear-Chicago, modelo 3109, mostrado na Figura 18. Essas medições foram realizadas a uma distância de 25 cm entre a fonte e o detector de tireoide.



Figura 18- Simulador cilíndrico utilizado na medição da fonte de  $^{207}\text{Bi}$ .

As fontes fabricadas pela Eckert & Ziegler são compostas de um tubo cilíndrico de plástico no qual, em uma de suas extremidades, encontra-se o material radioativo que está disperso em uma matriz de epóxi. O formato dessas fontes é mostrado na Figura 19.

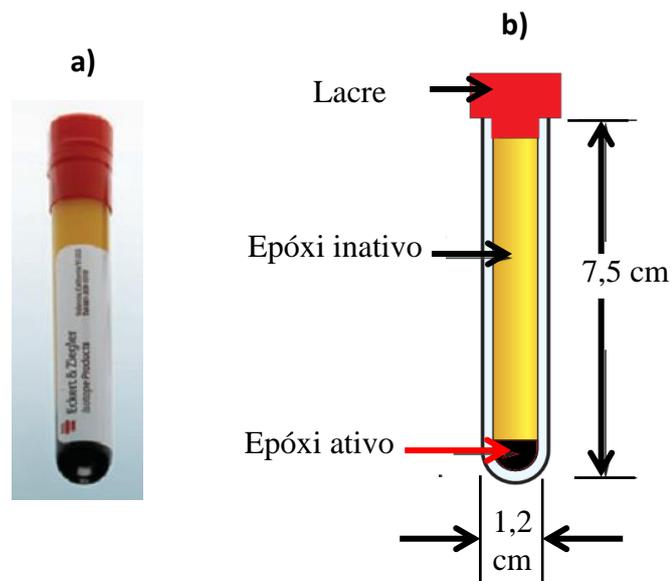


Figura 19- a) formato das fontes produzidas pela Eckert & Ziegler (ECKERT & ZIEGLER, 2013);  
b) dimensões e materiais utilizados para a montagem da fonte.

O formato da fonte de  $^{207}\text{Bi}$ , ilustrada na Figura 20, é composta por duas folhas de poliamida de 100 (10)  $\mu\text{m}$  guarnecidas por um anel de alumínio de 2,5 cm de diâmetro externo e o material radioativo é depositado no centro do anel cujo diâmetro é menor que 0,35 cm.



Figura 20- Formato da fonte de  $^{207}\text{Bi}$  produzida pelo Laboratory for National Standards for Ionizing Radiation of Russia.

A fonte do IPEN (ID 37331), mostrada na Figura 21, é selada, têm um diâmetro externo de 3 cm, um diâmetro interno de 2 cm, 3 mm de espessura e o material radioativo é depositado no centro da fonte.



Figura 21- Formato da fonte do IPEN (ID 37331).

As fontes do IPEN e do IRD têm diâmetro de 2,5 cm e 0,5 cm de espessura. O formato delas está representado na Figura 22.

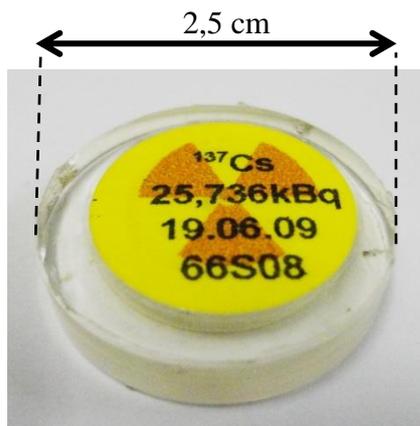


Figura 22- Formato das fontes produzidas pelo IPEN e pelo IRD.

A fonte de  $^{137}\text{Cs}$ , ilustrada na Figura 23, é composta por um tubo cilíndrico plástico de 7,5 cm com o material radioativo depositado em uma das extremidades.



Figura 23- Formato da fonte  $^{137}\text{Cs}$  produzida pelo IPEN/ CNEN-SP.

As fontes citadas, exceto a de  $^{207}\text{Bi}$  que foi escolhida por possuir picos bem definidos e distinguíveis, são utilizadas na rotina de calibração dos detectores do LMIV assim como o tempo de aquisição de dados de cada detector.

Um exemplo do espectro obtido com o detector de corpo inteiro sem e com o simulador antropomórfico para uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$  é apresentado na Figura 24.

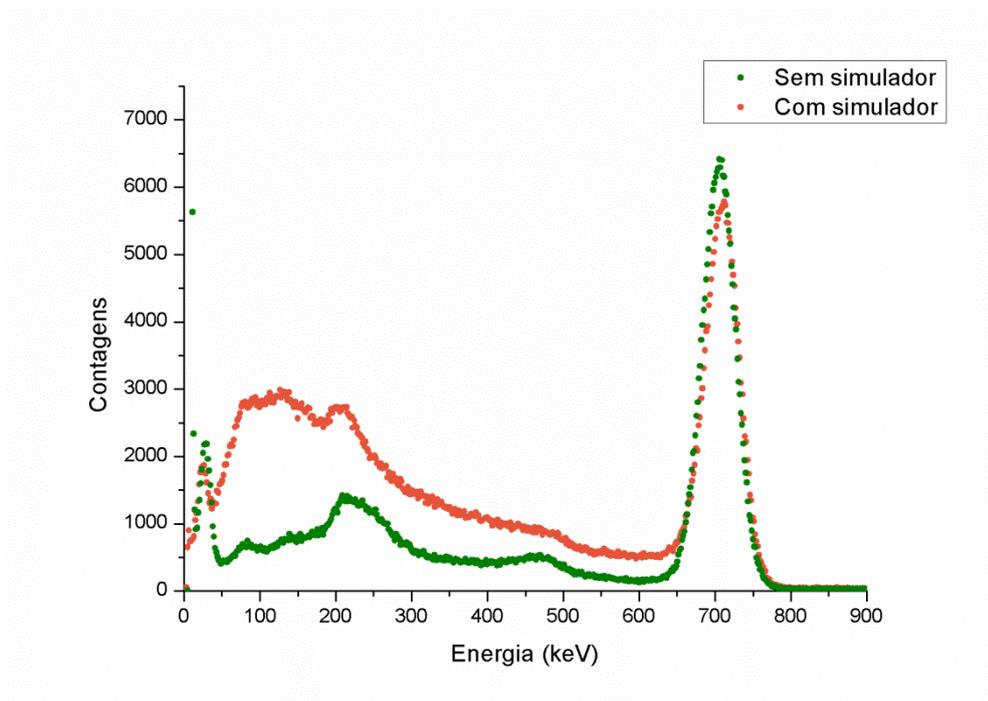


Figura 24- Espectro obtido com o detector de corpo inteiro sem e com o simulador antropomórfico para a fonte de  $^{137}\text{Cs}$ .

## 6.2. O código PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons)

O código computacional PENELOPE, distribuído gratuitamente pela Agência de Energia Nuclear (NEA), possui diversas sub-rotinas em FORTRAN que simulam o transporte de elétrons, pósitrons e fótons com energias que podem variar de 50 eV até 1 GeV em uma geometria complexa e em um material arbitrário.

O algoritmo utiliza uma base numérica de dados com modelos de seção de choque para diferentes mecanismos de interação. A simulação do transporte de fótons é realizada de forma detalhada na qual serão definidas a distância percorrida pelo fóton e o tipo de interação. A simulação do transporte de elétrons e pósitrons utiliza um algoritmo misto que simula detalhadamente eventos cuja deflexão angular ou perda de energia são maiores que valores pré-estabelecidos, caso contrário, os eventos são simulados em um único evento no qual as interações fracas são aproximadas por múltiplos espalhamentos (PIANOSCHI, 2008; SALVAT et al., 2008).

O código PENELOPE é composto por diversos programas que estão conectados entre si por meio de um arquivo principal que controla a simulação. O código é basicamente composto pelo MATERIAL.f que, a partir de uma base de dados de interações nucleares, cria um executável que gera tabelas de seção de choque com informações como

composição química, densidade de massa e excitação média que são informadas pelo usuário; pelo PENELOPE.f que contém as sub-rotinas responsáveis pelo transporte de partículas nos materiais, sorteio de interações e transferência de energia de deflexões angulares dentro de suas respectivas probabilidades; pelo PENGEO.M.f que controla a geometria da simulação realizando os deslocamentos das partículas dentro dos materiais e suas interfaces; pelo PENVARED.f que contém sub-rotinas de redução de variância; e pelo TIMER.f que controla o tempo de simulação e pode finalizá-la após um determinado número de partículas ou um determinado intervalo de tempo.

A estrutura do código é mostrada na Figura 25, na qual o executável usuario.exe é gerado a partir de um arquivo principal usuario.f que é conectado aos demais arquivos mencionados anteriormente. O executável recebe um arquivo de entrada, o entrada.in que contém os parâmetros que controlam a simulação, e este por sua vez, chama o arquivo que descreve a geometria, o geometria.geo, e o arquivo que contém os dados dos materiais envolvidos, o material.mat (SANTOS, 2009).

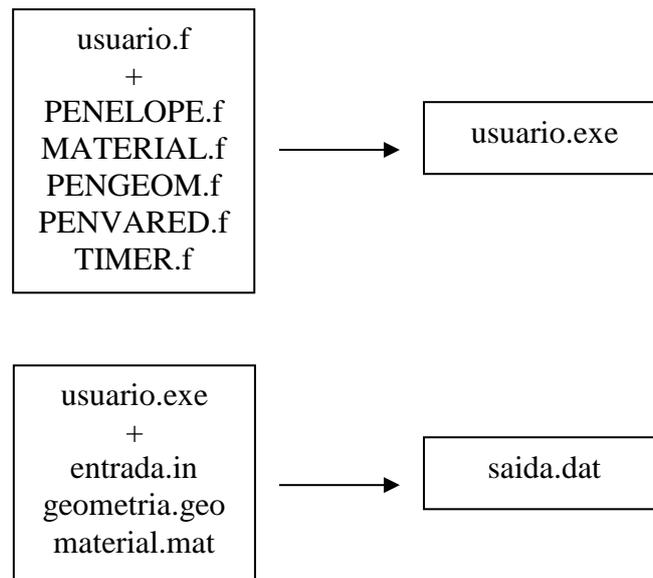


Figura 25- Estrutura de operação do código PENELOPE (SANTOS, 2009).

### 6.2.1. penEasy

O penEasy é uma interface, escrita em FORTRAN, que facilita o uso do PENELOPE e oferece um conjunto de modelos, tallies e técnicas de redução de variância que são chamadas a partir de um código estruturado. Os usuários apenas precisam inserir as informações necessárias no arquivo de entrada e colocá-lo na mesma pasta onde se encontram com os arquivos de geometria e materiais.

As informações básicas que se deve colocar no arquivo de entrada são mostradas na Figura 26 que foi modificada apenas para exemplificar alguns dos parâmetros necessários para realizar a simulação.

```

1 [CONFIGURACAO INICIAL]
2 1.0e8 NUMERO DE HISTORIAS
3 1.0e15 TEMPO DE SIMULACAO
4 [END]
5
6 [FONTE]
7 2 TIPO DE PARTICULA (1=ELETRON, 2=FOTON, 3=POSITRON)
8
9 Energia (eV) Probabilidade SPECTRO DE ENERGIA
10 661.657e3 1.0e2 ENERGIA DE EMISSAO E PROBABILIDADE DE EMISSAO
11
12 0.0 0.0 -0.5787 POSICAO DA FONTE (cm)
13 0.0 0.0 1.0 DIRECAO NA QUAL SERA EMITIDA A RADIACAO
14 87.288 ANGULO DE SEMIABERTURA
15 [END]
16
17 [GEOMETRIA]
18 detectorNaI.geo NOME DO ARQUIVO DA GEOMETRIA
19 [END]
20
21 [MATERIAIS UTILIZADOS]
22 1 NaI.mat NOME DO PRIMEIRO MATERIAL UTILIZADO
23 2 Al.mat NOME DO SEGUNDO MATERIAL UTILIZADO
24 [END]
25
26 [TALLY ESPECTRO DE ENERGIA]
27 1 MATERIAL DETECTOR
28 0.0 670e3 335 ENERGIA MINIMA (eV) ENERGIA MAXIMA (eV) NUMERO DE BINS
29 [END]

```

Figura 26- Principais parâmetros do arquivo de entrada do penEasy.

No arquivo da geometria são definidas as superfícies, que podem ser esferas, planos, cones, paralelepípedos, e os corpos que são a composição das superfícies. Para uma geometria simples como o detector de NaI, de corpo inteiro foram utilizadas 8 superfícies e 3 corpos e para o detector de tireoide 9 superfícies e 5 corpos. Para o simulador antropomórfico foram necessárias 175 superfícies e 82 corpos.

Na seção de materiais utilizados são definidos os materiais como, por exemplo, o iodeto de sódio (NaI.mat) e o alumínio (Al.mat) que compõe o detector e também utilizou-se o osso e a água que representa o tecido biológico.

### 6.3. Simulação MC do sistema de detecção do LMIV

Para encontrar a geometria do detector de corpo inteiro que simulasse o detector real, foram realizadas simulações utilizando um modelo simplificado do detector, apresentado na Figura 27, que inclui o cristal cilíndrico de NaI 20,32 cm de diâmetro e 10,16 cm de altura, na parte frontal uma capa de alumínio com 0,8 mm de espessura e 21,08 cm de diâmetro, uma tampa traseira de alumínio de 24,13 cm de diâmetro e 2,03 cm de altura e posicionado a uma distância  $d = 76$  cm da parte frontal do detector. Os valores referentes ao detector foram extraídos da documentação do fabricante (SAINT-GOBAIN, 2006). Observe que a espessura do alumínio na frente do detector é muito estreita e praticamente não aparece na figura.

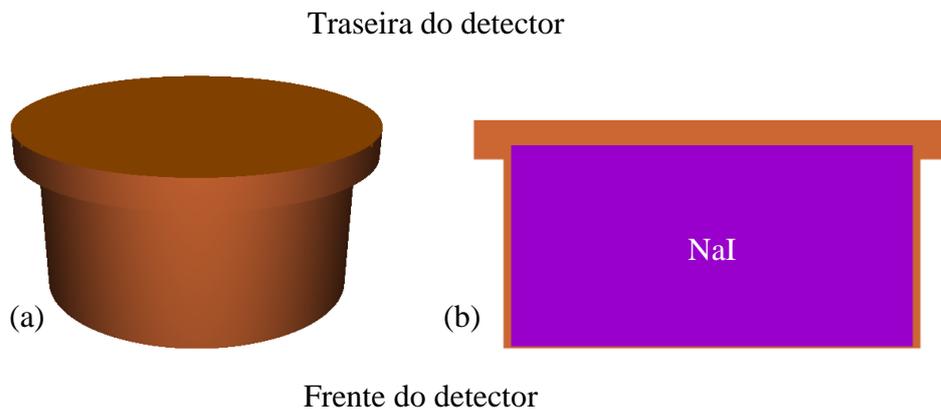


Figura 27 - Esboço do detector NaI (a) e a seção do detector de corpo inteiro simulado (b), a região roxa representa o cristal de iodeto de sódio e a região marrom a capa de alumínio.

Nas simulações, as contagens foram obtidas do arquivo de saída do penEasy, o *tallyPulseHeightSpectrum* que fornece o intervalo de energia com a respectiva contagem. As eficiências do MC foram obtidas a partir da energia do fotopico do espectro simulado de fótons emitidos à distância  $d$  do detector e o número de histórias simuladas para cada simulação foi de  $10^8$ , o suficiente para manter a incerteza estatística menor que 0,1% para as contagens nos fotopicos. Para otimizar as simulações, o ângulo sólido de emissões dos fótons foi limitado de forma que todos os fótons emitidos atingissem apenas a face frontal do detector, conforme a Figura 28. O ângulo de semiabertura  $\theta$  foi determinado de acordo com a distância  $d$  e o diâmetro da parte frontal do detector.

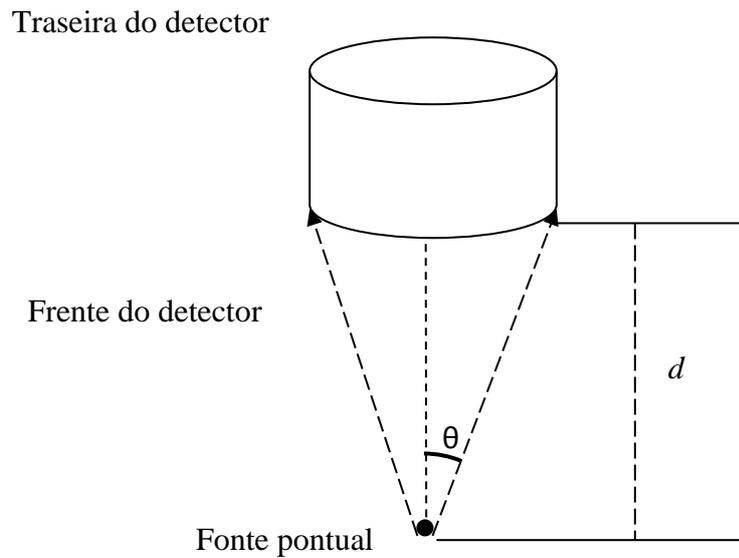


Figura 28 - Redução de variância aplicada para otimizar a simulação. A fonte pontual emite fótons apenas na região frontal do detector.

Uma vez definida a geometria do detector de corpo inteiro, novas simulações foram realizadas incluindo o simulador antropomórfico, apresentado na Figura 29, que foi posicionado do mesmo modo que as medições experimentais.



Figura 29 – Representação do simulador antropomórfico em três dimensões da geometria utilizada na simulação. Imagem obtida utilizando o visualizador do PENEOPÉ, o gview 3D.

O mesmo procedimento foi realizado para o detector de tireoide que é composto por um cristal cilíndrico de NaI de 7,62 cm de diâmetro e 7,62 cm de altura, envolto em um anel cilíndrico de chumbo de 14,69 cm de diâmetro externo e 8,07 cm de diâmetro interno e um cilindro de alumínio de 15,94 cm de diâmetro, uma capa de alumínio de 0,8 mm na parte frontal (Figura 30) e posicionado a uma distância  $d = 50,1$  cm da parte frontal do detector.

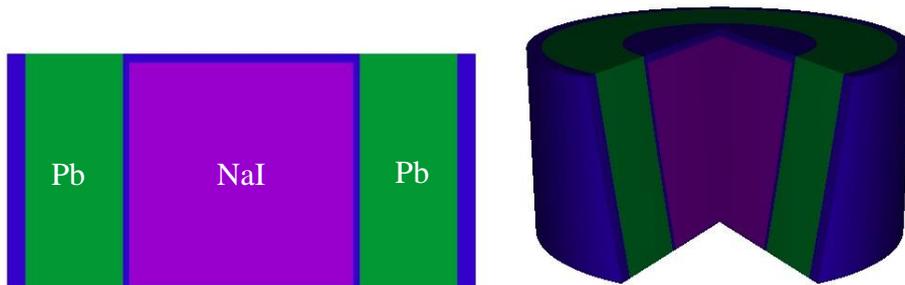


Figura 30 - Esboço do detector NaI (a) e a seção do detector para a tireoide simulado (b), a região roxa representa o cristal de iodeto de sódio, a região azul a capa de alumínio, a região verde o chumbo.

Uma vez definida a geometria do detector de tireoide, novas simulações foram realizadas incluindo o simulador antropomórfico da Figura 29 a uma distância de 25 cm do detector.

Devido ao desconhecimento da real distância  $x$  entre a parte frontal da parede interna da capa de alumínio e o cristal de iodeto de sódio, consideramos que estes estão em contato,  $x = 0$ . Essa consideração implica em uma pequena superestimação da curva de eficiência simulada que pode ser estimada a partir da Equação 15:

$$\varepsilon(E, x) \approx \varepsilon(E, x = 0) \left(1 + \frac{x}{d}\right)^{-2} \quad (15)$$

Sabendo que  $x$  pode ter alguns milímetros, a eficiência obtida pode ser cerca de 1% menor que a eficiência simulada.

A Figura 31 apresenta o espectro de saída da simulação de uma fonte monoenergética de 1300 keV.

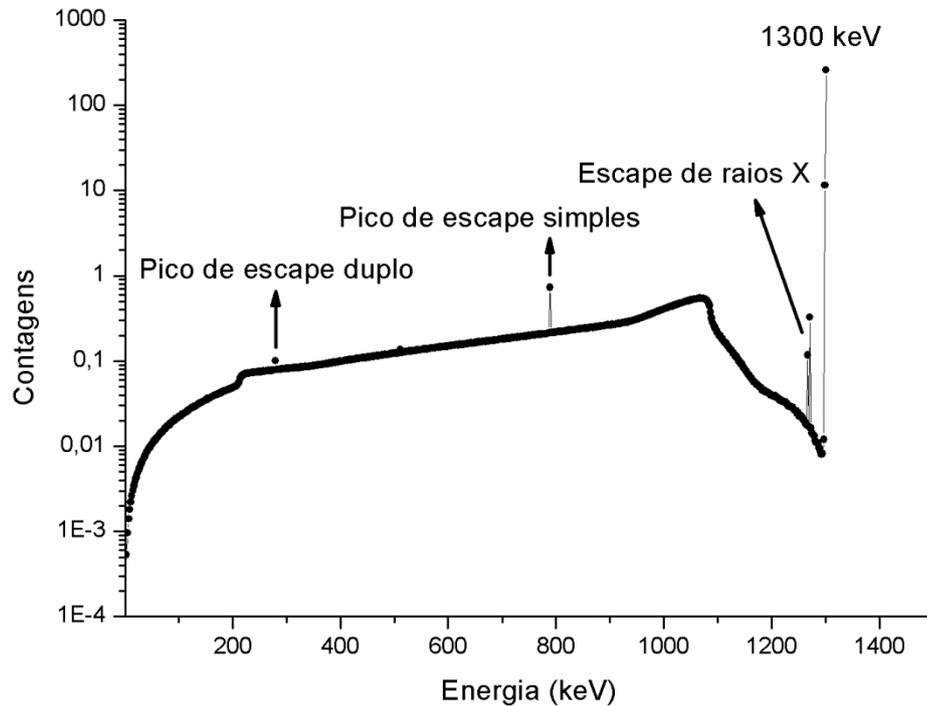


Figura 31- Espectro de saída da simulação para a energia de 1300 keV.

#### 6.4. Cálculo das eficiências

Experimentalmente, as áreas foram calculadas utilizando o software de análise de dados GENIE e o método descrito por Pérez et al. (2010) no Ciemat Technical Report 1194 que adota um critério de validação baseado nos ISO 28218 (ISO, 2010) e ISO 9000 (ISO, 512005) no qual as áreas de interesse são selecionadas manualmente.

Pelo método do Ciemat, a atividade de um radionuclídeo é dada pela Equação 16:

$$A = \frac{n_p - z_0}{\Delta t \varepsilon I_\gamma} \quad (16)$$

onde  $n_p$  é o número de contagens bruta da região de pico,  $z_0$  é a contribuição da radiação de fundo (BG),  $\Delta t$  é o tempo de medição em segundos, e para uma determinada energia  $E_i$ ,  $\varepsilon$  é a eficiência de contagens em contagens por segundo por bequerel e  $I_\gamma$  é a probabilidade de emissão do radionuclídeo (SANTOS, 2012).

A contribuição do BG depende da interferência de outros picos do espectro que pode ser uma constante, uma reta ou ligeiramente curvada com alterações produzidas pelos picos adjacentes.

São consideradas cinco regiões do espectro ( $A_1, A_2, B, A_3$  e  $A_4$ ), definidas por cinco intervalos de energia ( $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_p, \Delta x_3, \Delta x_4$ ), sendo B a região definida pelo pico (Figura 32). No caso do BG ser constante ou linear, a contribuição de  $z_0$  pode ser calculada de acordo com a Equação 17.

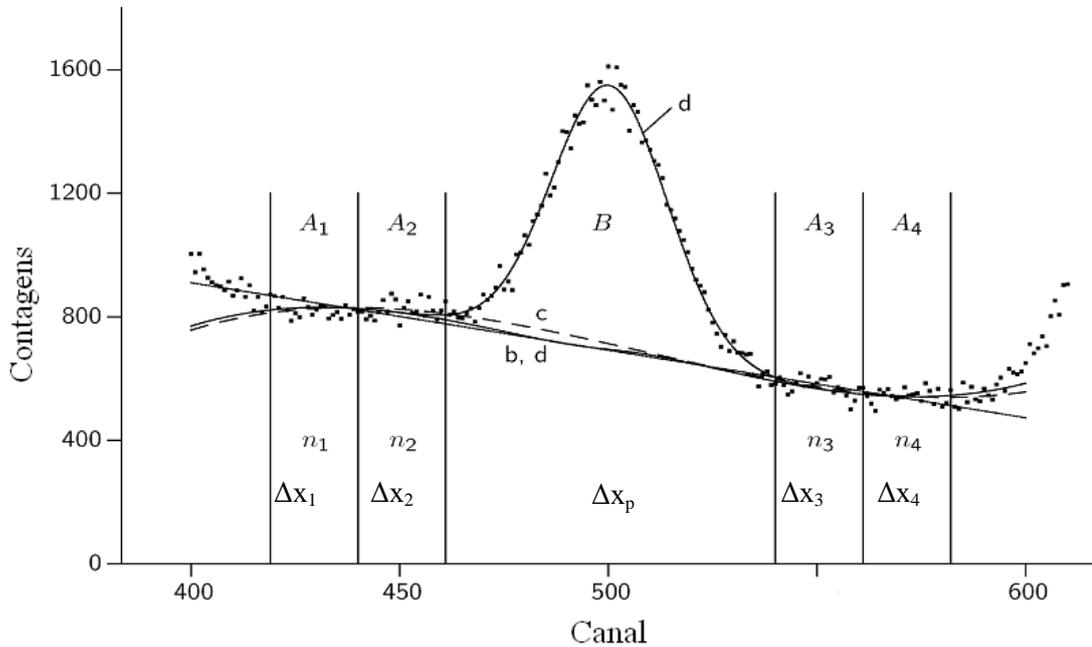


Figura 32 – Regiões utilizadas para o cálculo do BG e da atividade do pico (adaptado de Pérez et al., 2010).

$$z_0 = \frac{\Delta x_p}{(\Delta x_2 + \Delta x_3)} (n_2 + n_3) \quad (17)$$

onde  $\Delta x_p$  é a largura do pico (em canais),  $\Delta x_i$  é a largura das regiões adjacentes ao pico (em canais) e  $n_i$  é o número de contagens da região  $A_i$ .

Se o BG tiver alterações produzidas por picos adjacentes, os intervalos de energia que definem as regiões  $A_1, A_2, A_3$  e  $A_4$  devem ser iguais, ou seja,  $\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x_3 = \Delta x_4 = \Delta x$ , e  $z_0$  é calculado pela Equação 18.

$$z_0 = c_0 n_0 - c_1 n_0' \quad (18)$$

onde  $c_0 = \frac{\Delta x_p}{4 \Delta x}$ ,  $c_1 = \frac{c_0 \left( \frac{4}{3} + 4c_0 + \frac{8c_0^2}{3} \right)}{1 + 2c_0}$ ,  $n_0 = n_1 + n_2 + n_3 + n_4$  (soma das regiões adjacentes ao pico) e  $n'_0 = n_1 - n_2 - n_3 + n_4$ .

Também foi utilizado o software GNUPLOT para calcular as áreas de fotopico dos espectros obtidos experimentalmente. O GNUPLOT utiliza o algoritmo de Levenberg-Marquardt que consiste de um método que procura o mínimo global em uma função e permite que o usuário faça facilmente o ajuste de funções não lineares nos parâmetros, além da visualização e gravação de arquivos gráficos em diversos formatos. Para cada pico, ajustou-se uma função gaussiana e um fundo polinomial e para alguns casos foram incluídos uma função cauda e/ou uma função degrau na região de menor energia de cada fotopico. Funções desse tipo também são usadas para a análise de espectros obtidos com detectores de germânio (ATANACKOVIC et al, 2013). A qualidade dos ajustes realizados com o GNUPLOT foi analisada a partir do  $\chi^2_{red}$  que é calculado pelo próprio programa quando se realiza o ajuste das curvas.

Alguns exemplos dos ajustes realizados pelo GNUPLOT são mostrados na Figura 33, na qual se ajustou uma gaussiana, um fundo de terceiro grau e uma cauda e um degrau à esquerda do pico de emissão de 569 keV do  $^{207}\text{Bi}$ , e a Figura 34 na qual se ajustou duas gaussianas, um fundo linear, duas caudas à esquerda de cada um dos picos de emissão do  $^{60}\text{Co}$  e um degrau à esquerda do pico de emissão de 1173 keV.

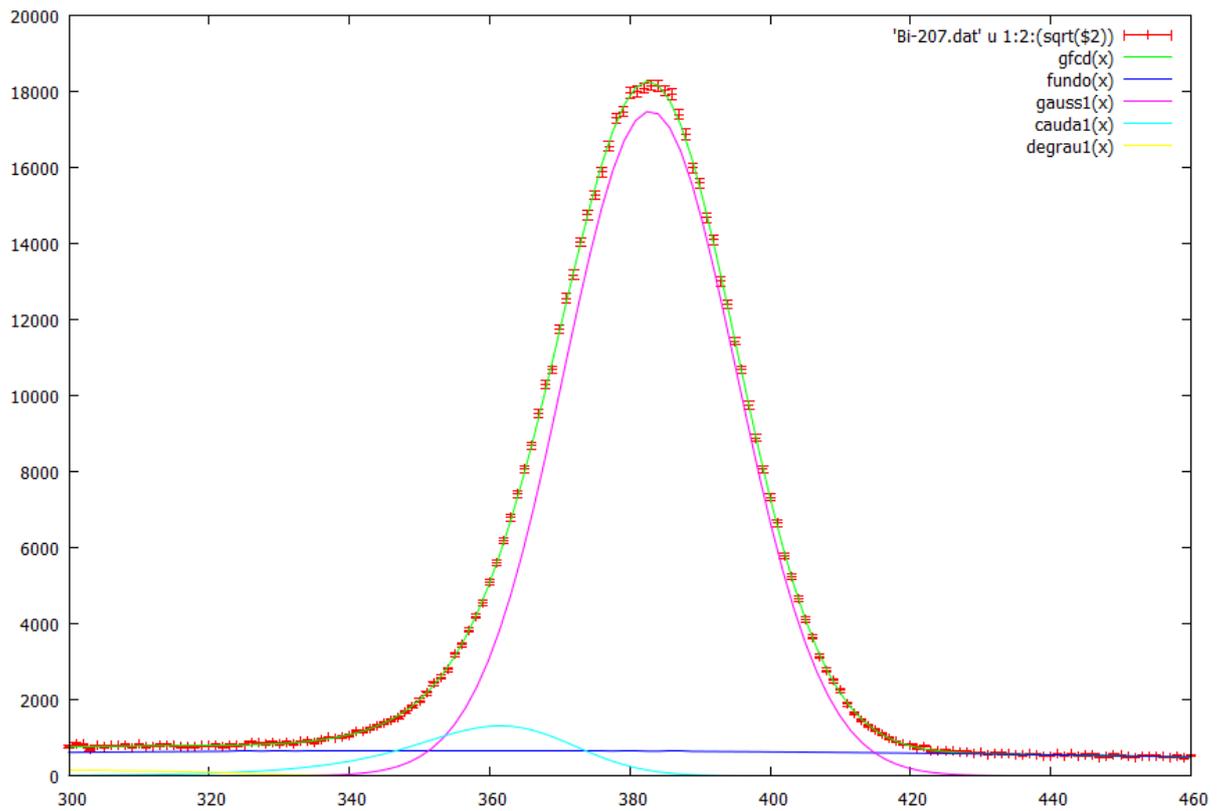


Figura 33- Ajuste realizado com o GNUPLOT para o espectro de emissão do  $^{207}\text{Bi}$  de 569 keV,  $\chi_{red}^2 = 0,96$ .

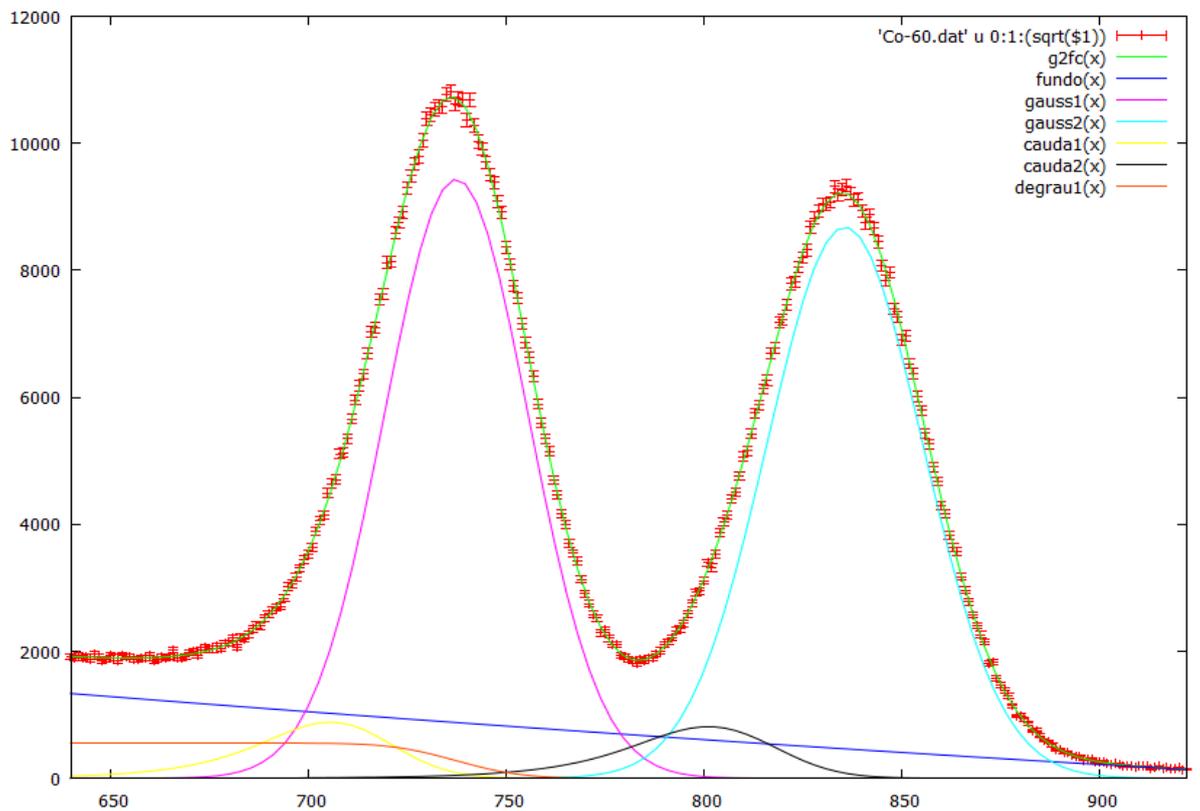


Figura 34- Ajuste realizado com o GNUPLOT para o espectro de emissão do  $^{60}\text{Co}$ ,  $\chi_{red}^2 = 1,03$ .

## **7 RESULTADOS E DISCUSSÃO**

---

Os valores de eficiência foram calculadas com os resultados dos programas GENIE, GNUPLOT e pelo método do Ciemat. Os valores experimentais foram obtidos de acordo com a Equação 10 e a eficiência geométrica  $\varepsilon_g = \Omega/4\pi$ , determinada pelo ângulo sólido subtendido pelo detector, é representada em alguns gráficos pela constante em preto (KNOLL, 2000). Os valores simulados foram calculados para energias de 50 keV a 200 keV em intervalos de 10 keV, para a energia de 250 keV e de 300 keV a 1500 keV em intervalos de 100 keV sendo representados pela linha contínua que une os 30 valores calculados. Foi utilizado um computador com processador Intel Core i7 920 com sistema operacional Linux de 2,67 GHz. Os valores calculados apresentam erro estatístico da ordem ou menores que 0,1%.

Devido ao fato do GNUPLOT permitir a visualização e fornecer a qualidade do ajuste ( $\chi^2_{red}$ ), as eficiências de fotopico obtidas com o GNUPLOT serão consideradas como referências. Nas discussões que se seguem, dois valores serão considerados concordantes quando são estatisticamente compatíveis dentro do intervalo de um desvio-padrão.

### **7.1. Curvas de calibração**

#### **7.1.1. Avaliação da geometria do detector de corpo inteiro**

Utilizando a geometria descrita na seção 6.3 para representar o detector de corpo inteiro, foram comparadas as eficiências de fotopico simuladas e com as eficiências obtidas a partir das contagens ajustadas com os programas GENIE e GNUPLOT. Os resultados são apresentados na Figura 35.

Há uma excelente concordância entre os valores obtidos pelo GENIE e GNUPLOT para os fotopicos isolados das fontes de  $^{137}\text{Cs}$  (661,66 keV),  $^{152}\text{Eu}$  (1408,01 keV),  $^{207}\text{Bi}$  (569,70 keV e 1063,66 keV) e  $^{241}\text{Am}$  (59,54 keV). Os resultados também concordam para o duplete do  $^{60}\text{Co}$  (1173,24 keV e 1332,51 keV) e para o fotopico de 344,28 keV do  $^{152}\text{Eu}$ .

Para os picos não isolados do  $^{152}\text{Eu}$  de energias de 121,78 keV e 244,70 keV, os resultados obtidos pelo GENIE e GNUPLOT não são concordantes. O GNUPLOT apresenta valores com pequenas flutuações enquanto os valores calculados pelo GENIE apresentam flutuações exageradas. Pode-se observar um caso extremo para a energia de 121,78 keV, cujo valor ultrapassa o da eficiência geométrica. Provavelmente, contagens da saliência à esquerda desse fotopico, cujo espectro de emissão é mostrado na seção 7.3, são incluídas pelo GENIE na área de do fotopico de 121,78 keV, pois o algoritmo desse programa é incapaz de estimar o fundo de maneira adequada nessa região.

Em relação aos valores simulados, os valores experimentais dos fotopicos isolados estão acima dos simulados para o pico de 59,54 keV do  $^{241}\text{Am}$ . Para energias superiores a 569,70 keV do  $^{207}\text{Bi}$  os valores experimentais são inferiores, em média, 8% maiores que os valores simulados. Uma possível explicação para esta diferença entre os valores experimentais e simulados, exigiria um erro de 3,2 cm na distância  $x$  entre a capa de alumínio e o cristal de NaI(Tl), descrita na Equação 15, o que é pouco provável, pois o erro de posicionamento do cintilador deve ser de alguns milímetros como mencionado no final da seção 6.3.

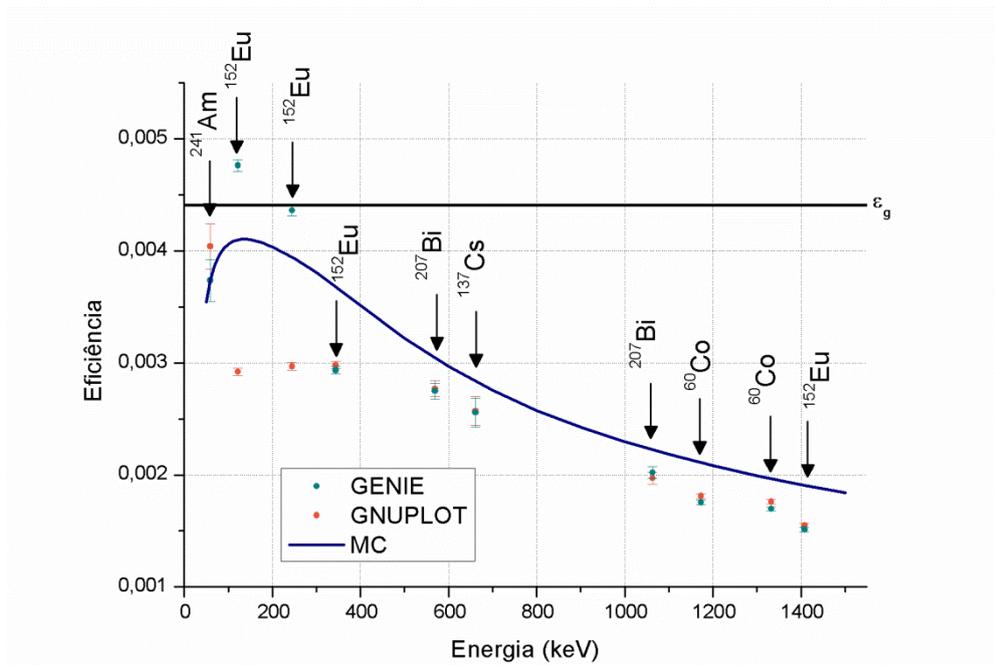


Figura 35- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando uma geometria simplificada do detector de corpo inteiro. Comparação entre as eficiências calculadas pelo GENIE e GNUPLOT com a simulação MC. A constante em preto representa a eficiência geométrica.

Comparando os valores de eficiência calculados pelo método do Ciemat e GNUPLOT da Figura 36 pode-se observar que elas são coincidentes para o  $^{241}\text{Am}$  (59,54 keV),  $^{137}\text{Cs}$  (661,66 keV),  $^{60}\text{Co}$  (1332,51 keV) e  $^{152}\text{Eu}$  (1408,01 keV).

Para a energia de 1173,24 keV da fonte de  $^{60}\text{Co}$  e para as energias 569,70 keV e 1063,66 keV da fonte de  $^{207}\text{Bi}$ , que tem picos de emissão isolados, os valores de eficiência calculados pelo Ciemat são maiores que os calculados pelo GNUPLOT. Nesse caso, o  $\chi_{red}^2$  das funções ajustadas com o GNUPLOT para as energias de 569,70 keV e 1063,66 keV da fonte de  $^{207}\text{Bi}$  foram respectivamente 0,962 e 1,173, o que revela ajustes muito bons e permite confiar nos valores das áreas calculadas para os fotopicos. Apesar de o NaI conseguir definir os picos da fonte de  $^{60}\text{Co}$ , eles estão muito próximos para se calcular a eficiência de fotopico pelo método do Ciemat que utiliza regiões anteriores e posteriores ao pico para calcular o BG. No caso do  $^{60}\text{Co}$ , parte das contagens do fotopico adjacente é incluída como BG e por isso os valores das áreas dos fotopicos calculados pelo Ciemat podem não corresponder às áreas corretas, implicando em valores de eficiência que não concordam com os calculados com os resultados do GNUPLOT.

Os resultados obtidos pelo GENIE e GNUPLOT são discordantes para os picos não isolados de energias de 121,78 keV, 244,70 keV e 344,28 keV do  $^{152}\text{Eu}$ . O método do Ciemat também apresenta flutuações exageradas; um caso extremo pode ser observado para a energia de 244,70 keV cujo valor não é representado na Figura 36, pois está fora da escala. Comparando os valores experimentais dos fotopicos isolados com os valores simulados, observa-se que as eficiências têm comportamento semelhante ao analisado na Figura 35; eficiência simulada menor que as experimentais para o pico de 59,54 keV do  $^{241}\text{Am}$  e maiores para energias acima de 569,70 keV do  $^{207}\text{Bi}$ , exceto para o pico de 661,66 keV do  $^{137}\text{Cs}$  que concorda com o valor simulado.

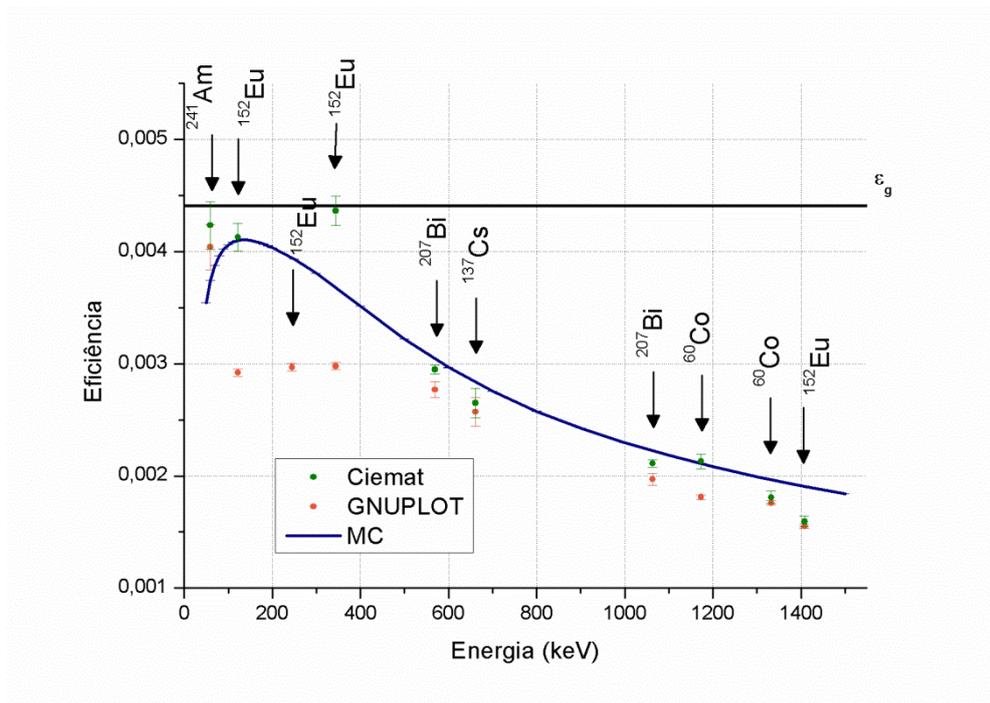


Figura 36- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando uma geometria simplificada do detector de corpo inteiro. Comparação entre as eficiências calculadas pelo Ciemat e GNUPLOT com a simulação MC.

### 7.1.2. Calibração do detector de corpo inteiro

Após verificar que o detector simplificado possuía uma boa geometria para representar o detector de corpo inteiro, foram realizadas as simulações com o simulador antropomórfico e experimentalmente as fontes foram colocadas a uma distância de 37,5 cm do orifício superior do simulador antropomórfico.

Os valores de eficiência calculados pelo GENIE e GNUPLOT da Figura 37 são coincidentes apenas para as energias de 661,66 keV do  $^{137}\text{Cs}$ , 344,28 keV e 1408,01 keV do  $^{152}\text{Eu}$  e 1063,66 keV do  $^{207}\text{Bi}$ . Para as fontes de  $^{60}\text{Co}$  (1173,24 keV e 1332,51 keV) e  $^{207}\text{Bi}$  (569,70 keV), os valores de eficiência calculados pelo GNUPLOT são maiores que os calculados pelo GENIE.

Como a geometria da fonte de  $^{207}\text{Bi}$  é diferente, não foi possível colocá-la na mesma posição das demais fontes. Ela foi posicionada à 40 cm do orifício superior do simulador antropomórfico. Como não havia tecido ósseo suficiente para atenuar os fótons do  $^{207}\text{Bi}$  como ocorreu para os fótons das outras fontes, os valores das eficiências experimentais obtidos são maiores que os valores simulados.

A eficiência para o  $^{241}\text{Am}$  (59,54 keV) calculada pelo GNUPLOT não está representada pois não foi possível ajustar uma função com um  $\chi^2_{red}$  adequado devido à forma do seu espectro que é apresentado na Figura 38.

O valor de eficiência calculado pelo GENIE para a fonte de  $^{241}\text{Am}$  coincide com o valor simulado sem e com o simulador.

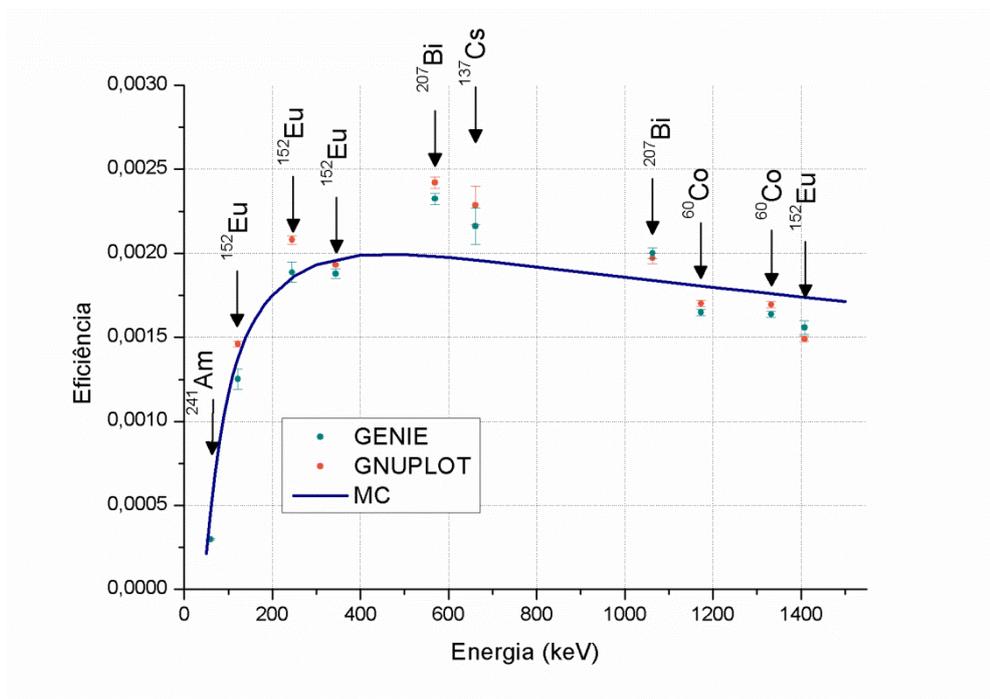


Figura 37- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando o simulador antropomórfico e o detector de corpo inteiro. Comparação entre as eficiências calculadas pelo GENIE e GNUPLOT com a simulação MC.

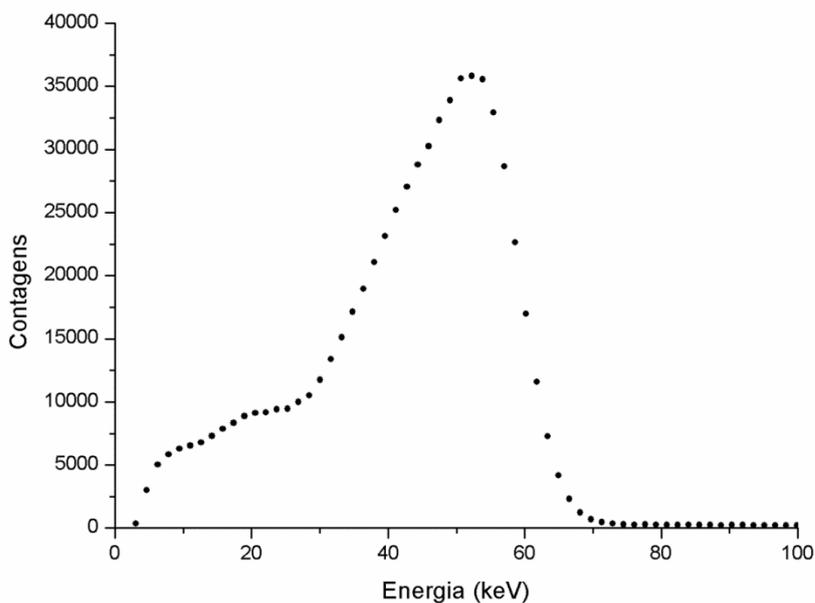


Figura 38- Espectro de emissão gama experimental do  $^{241}\text{Am}$  inserido no simulador antropomórfico e obtido pelo detector de corpo inteiro.

Comparando os valores de eficiência calculados pelo método do Ciemat e pelo GNUPLOT, apresentados na Figura 39, pode-se observar que os valores não são coincidentes, exceto para a energia de 661,66 keV do  $^{137}\text{Cs}$ .

Assim como no caso sem o simulador antropomórfico, há uma maior diferença entre os valores de eficiência experimentais para a energia de 1173,24 keV comparada com a energia de 1332,51 keV da fonte de  $^{60}\text{Co}$  devido a contribuição da região anterior ao pico de menor energia, como foi mencionado. O espectro da fonte de  $^{60}\text{Co}$  inserida no simulador e obtido com o detector de corpo inteiro é apresentado na Figura 40.

Em relação aos valores simulados, o valor de eficiência calculado pelo Ciemat é muito maior devido à contribuição do espalhamento que ocorre no simulador.

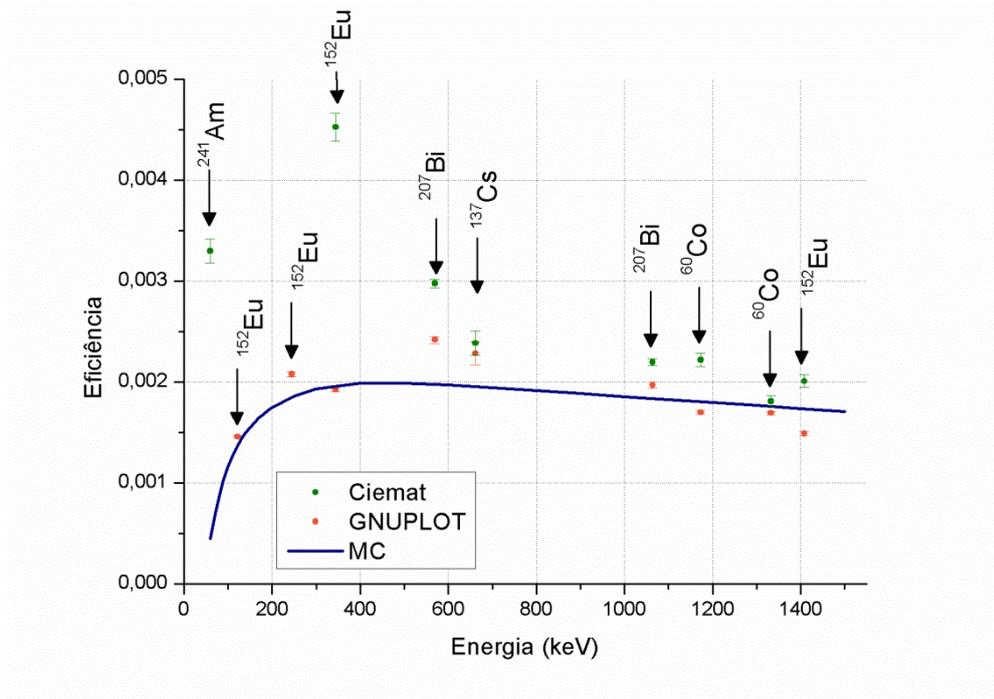


Figura 39- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando o simulador antropomórfico e o detector de corpo inteiro. Comparação entre as eficiências calculadas pelo Ciemat e GNUPLOT com a simulação MC.

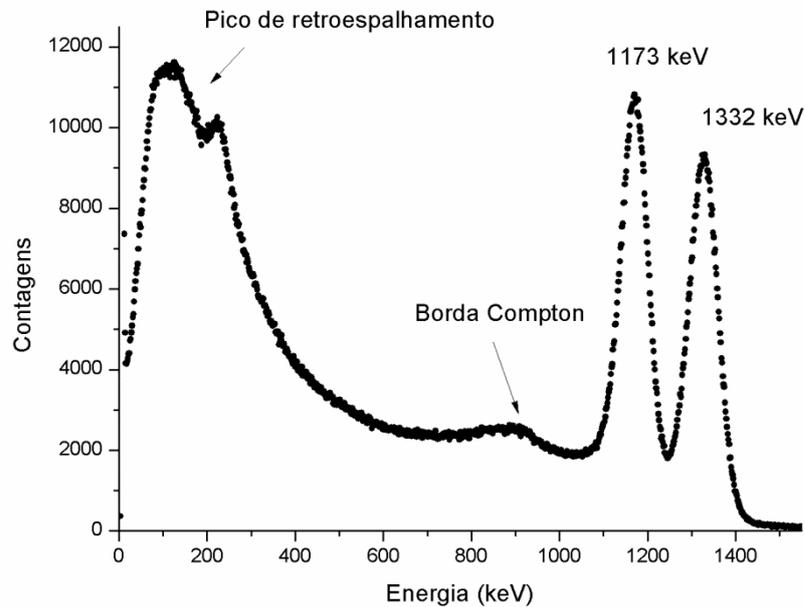


Figura 40- Espectro de emissão gama experimental da fonte de  $^{60}\text{Co}$  inserida no simulador antropomórfico e obtido pelo detector de corpo inteiro.

### 7.1.3. Avaliação da geometria do detector de tireoide

Semelhante ao procedimento realizado para o detector de corpo inteiro, uma geometria simplificada contendo apenas o detector de tireoide, conforme descrito na seção 6.3, foi avaliada.

Os valores de eficiências calculados pelo GENIE e pelo GNUPLOT são apresentados na Figura 41. Elas são coincidentes para as fontes de  $^{60}\text{Co}$  (1173,24 keV e 1332,51 keV),  $^{152}\text{Eu}$  (344,28 keV e 1408,01 keV) e  $^{241}\text{Am}$  (59,54 keV). Para as energias de 661,66 keV do  $^{137}\text{Cs}$  e 569,70 keV e 1063,66 keV do  $^{207}\text{Bi}$ , os valores de eficiência calculados pelo GNUPLOT são maiores que os calculados pelo GENIE.

Todos os valores de eficiência experimentais estão abaixo da eficiência geométrica e, tanto os valores calculados pelo GENIE quanto os calculados pelo GNUPLOT, apresentam uma pequena flutuação.

Devido a presença do chumbo, a contribuição de fótons que incide obliquamente é pequena e os que chegam no material cintilador têm uma região menor para depositar sua energia. O feixe de fótons que incide no detector e deposita sua energia no NaI é restrito e há uma menor contribuição do espalhamento.

Com exceção do  $^{241}\text{Am}$  (59,54 keV) e do  $^{152}\text{Eu}$  (121,78 keV, cujo valor de eficiência experimental coincide com o valor simulado), as eficiências experimentais são, em média, 12% menores que as eficiências simuladas.

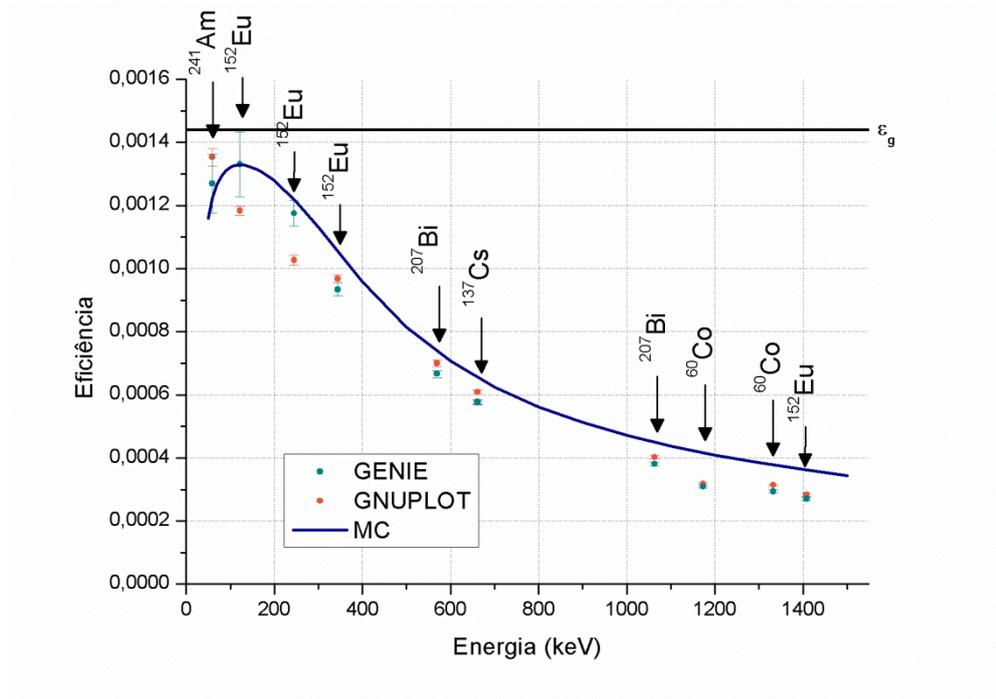


Figura 41- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando uma geometria simplificada do detector de tireoide. Comparação entre as eficiências calculadas pelo GENIE e GNUPLOT com a simulação MC. A constante em preto representa a eficiência geométrica.

Os valores de eficiência de fotopico experimentais calculados com o programa GNUPLOT e pelo método do Ciemat são apresentados na Figura 42. Comparando-se esses valores, pode-se observar que eles são coincidentes para as energias de 1332,49 keV do  $^{60}\text{Co}$ , 661,66 keV do  $^{137}\text{Cs}$  e 569,70 keV e 1063,66 keV do  $^{207}\text{Bi}$ .

Semelhante aos outros casos, sem e com o simulador antropomórfico, o valor de eficiência do pico de 1173,24 keV do  $^{60}\text{Co}$  calculado pelo Ciemat é maior devido à contribuição da região anterior a esse pico.

Todos os valores de eficiência experimentais são menores que os valores simulados exceto para as energia de 59,54 keV do  $^{241}\text{Am}$  e 244,70 keV (que excede o valor da eficiência geométrica) e 344,28 keV do  $^{152}\text{Eu}$ . Os valores de eficiência experimentais são em média 10,9% menores que os valores simulados.

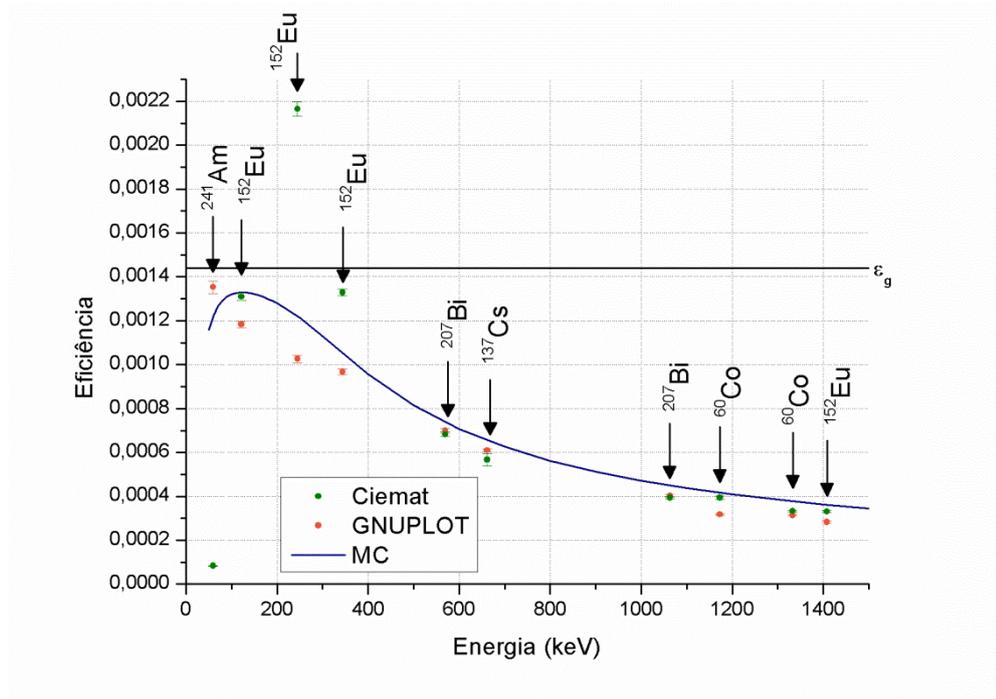


Figura 42- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando uma geometria simplificada do detector de tireoide. Comparação entre as eficiências calculadas pelo Ciemat e GNUPLOT com a simulação MC.

#### 7.1.4. Calibração do detector de tireoide

Assim como para o detector de corpo inteiro, após verificar que o detector simplificado possuía uma boa geometria para representar o detector de tireoide, foram realizadas as simulações com o simulador antropomórfico e experimentalmente as fontes foram colocadas a uma distância de 24 cm do orifício superior do simulador antropomórfico.

Comparando os valores de eficiência calculados pelos programas GENIE e GNUPLOT, que estão representados na Figura 43, pode-se observar que esses valores são coincidentes para as fontes de <sup>60</sup>Co (1173,24 keV e 1332,51 keV), <sup>137</sup>Cs (661,66 keV), <sup>152</sup>Eu (121,78 keV e 1408,01 keV) e <sup>207</sup>Bi (1063,66 keV).

Para as outras energias, as eficiências calculadas pelo GNUPLOT são maiores que as calculadas pelo GENIE exceto para a energia de 244,70 keV. Pelo mesmo motivo discutido para a medição do detector de corpo inteiro utilizando o simulador antropomórfico, não foi possível calcular o valor da eficiência para o <sup>241</sup>Am pois o GNUPLOT não ajusta adequadamente uma função aos dados experimentais.

Há uma diferença entre os valores de eficiência calculados pelo GENIE e GNUPLOT de 4,3% e 4,0% para as energias de 569,70 keV e 1063,66 keV, respectivamente, da fonte de  $^{207}\text{Bi}$ . Nesse caso em particular, devido ao formato da fonte, a medição não foi realizada no simulador antropomórfico que foi substituído por um simulador de acrílico com formato de um cilíndrico equilátero de 16 cm de altura, representado na Figura 18.

Assim como na medição sem o simulador antropomórfico, os valores de eficiência calculados pelo GENIE apresentaram uma flutuação pequena para os picos não isolados. O GNUPLOT apenas teve uma flutuação maior para a energia de 244,70 keV.

Comparando os valores de eficiência simulados com os valores experimentais, sem considerar os valores do  $^{207}\text{Bi}$  devido a mudança de geometria nessa medição, nota-se que o valor experimental para a energia de 59,54 keV do  $^{241}\text{Am}$  é maior que o simulado. Como não foi possível calcular o valor de eficiência, para essa energia pelo GNUPLOT, não é possível determinar se o valor obtido com o GENIE é adequado ou não.

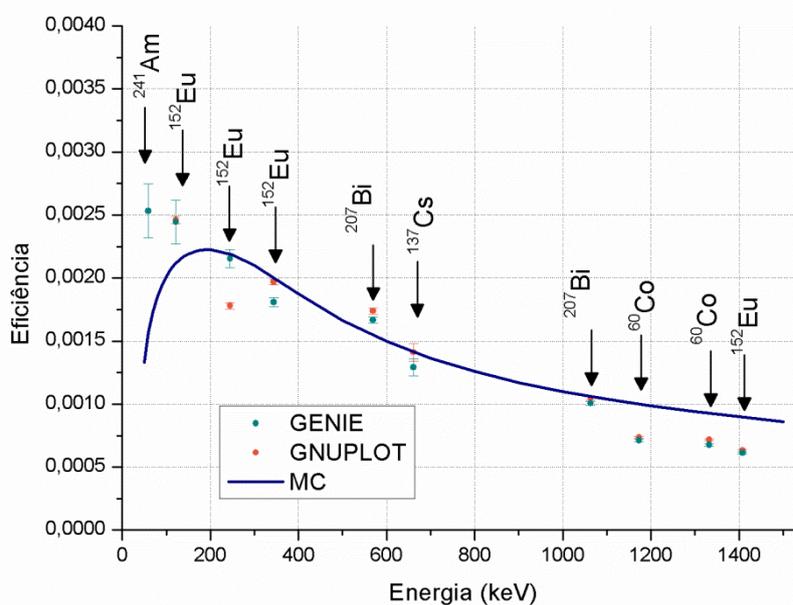


Figura 43- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando o simulador antropomórfico e o detector de tireoide. Comparação entre as eficiências calculadas pelo GNUPLOT e GENIE com a simulação MC.

Os valores de eficiência experimentais, apresentados na Figura 44, calculadas pelo método do Ciemat são maiores que as calculadas pelo GNUPLOT, exceto para o  $^{137}\text{Cs}$  (661,66 keV) cujos valores são coincidentes.

Na região entre 121,78 keV e 344,28, keV, as eficiências calculadas pelo Ciemat possuem uma flutuação grande sendo que a eficiência para as energias de 121,78 keV e 244,70 keV estão fora de escala.

Como nos casos anteriores, o valor da eficiência calculado pelo Ciemat também é maior para a energia de 1173,24 keV que o valor para a energia de 1332,51 keV.

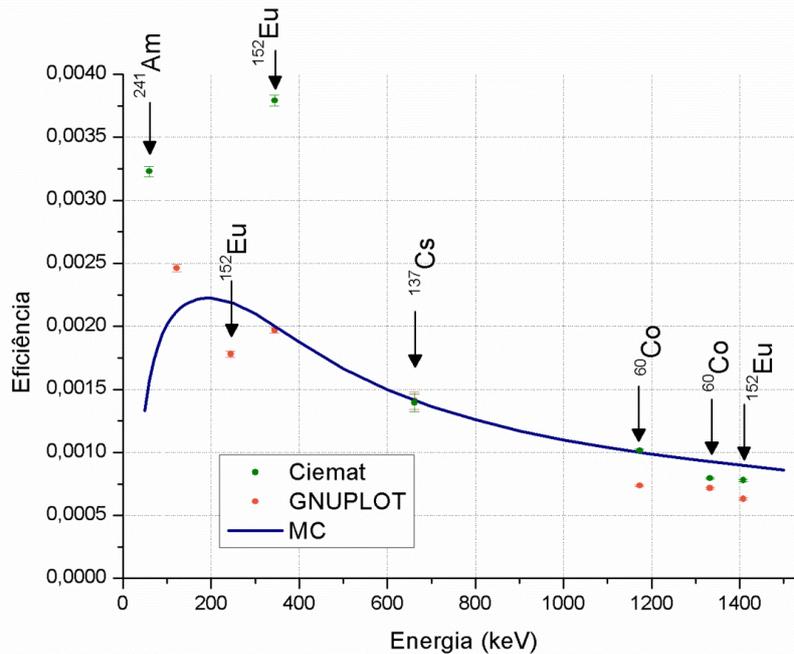


Figura 44- Curva de eficiência em função da energia obtida utilizando o simulador antropomórfico e o detector de corpo inteiro. Comparação entre as eficiências calculadas pelo Ciemat e GNUPLOT com a simulação MC.

## 7.2. Considerações gerais

As eficiências de fotopico obtidas com os resultados do programa de aquisição de dados GENIE são equivalentes, salvo algumas exceções, às obtidas com os resultados dos ajustes realizados com o GNUPLOT para as fontes cujos picos são bem definidos pelo detector, ou seja, para as fontes de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  e  $^{241}\text{Am}$ . Entretanto, como a fonte de  $^{152}\text{Eu}$  possui emissões com energias muito próximas, como pode ser observado na Figura 45, o GENIE é incapaz de distinguir os fotopicos que não são bem resolvidos pelo detector de NaI(Tl), como por exemplo os de energia de 411,12 keV e 443,96 keV. Algumas energias de emissão do  $^{152}\text{Eu}$  e suas respectivas probabilidades são mostradas na Tabela 2. Há um pico de escape duplo em 386 keV e um pico de escape simples em 897 keV que geram eventos que influenciam os picos adjacentes.

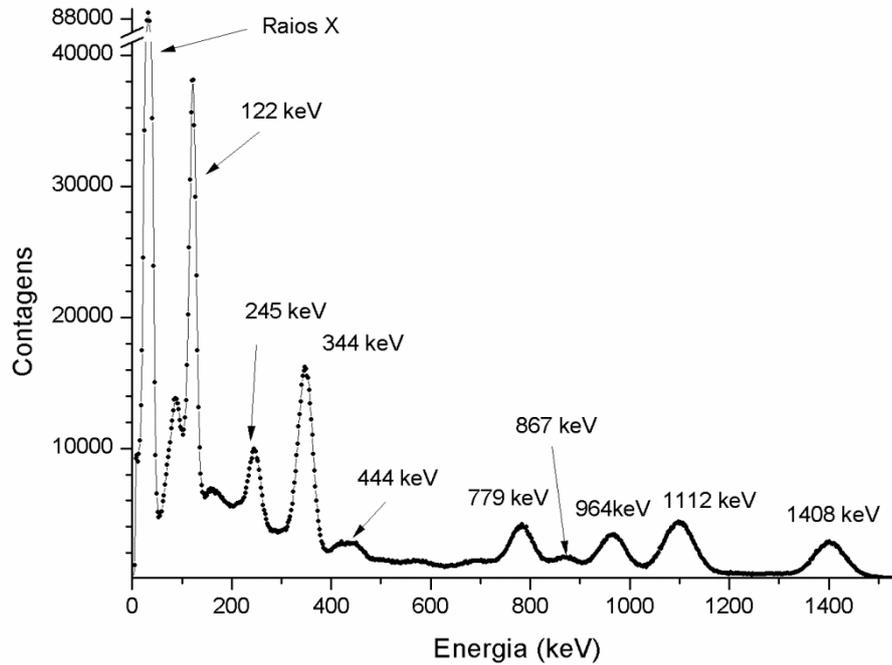


Figura 45 - Espectro de emissão gama experimental do  $^{152}\text{Eu}$  obtido pelo detector de corpo inteiro sem o simulador antropomórfico.

Tabela 2 – Energias e probabilidades de emissão, maiores que 1%, do  $^{152}\text{Eu}$  (IAEA, 2013).

Energia (keV)	Probabilidade de emissão (%)
39,5229	20,8 (3)
40,1186	37,7 (5)
45,289	
45,413	11,78 (19)
45,731	
46,575	
46,705	3,04 (8)
46,813	
121,7817 (3)	28,41 (13)
244,6974 (8)	7,55 (4)
344,2785 (12)	26,58 (12)

411,1165 (12)	2,237 (10)
443,965 (3)	2,80 (2)
778,9045 (24)	12,97 (6)
867,380 3)	4,243 (23)
964,079 (18)	14,50 (6)
1085,837 (10)	10,13 (6)
1089,737 (5)	1,73 (1)
1112,076 (3)	13,41 (6)
1212,948 (11)	1,416 (9)
1299,142 (8)	1,633 (9)
1408,013 (3)	20,85 (8)

---

O método utilizado pelo Ciemat é aplicável para picos isolados, e por isso apenas as eficiências de fotopico do  $^{137}\text{Cs}$  concordam com os valores obtidos pelo GNUPLOT. Apesar do  $^{241}\text{Am}$  possuir apenas um pico como o  $^{137}\text{Cs}$ , é impossível ajustar adequadamente uma função pelo GNUPLOT utilizando o simulador antropomórfico devido ao grande número de fótons que sofrem espalhamento Compton e causam deformação no fotopico. Na seção 7.3 é analisada a dificuldade de se encontrar uma função adequada para o pico do  $^{241}\text{Am}$  utilizando o GNUPLOT devido ao espalhamento Compton causado pelo simulador.

Como mencionado anteriormente, como não há informações sobre a real distância entre o cristal de NaI e a capa de alumínio frontal, espera-se que a eficiência simulada seja um pouco maior que as eficiências calculadas pelo GENIE, GNUPLOT e pelo método do Ciemat.

### 7.3. Análise em baixas energias

Para os fotopicos de baixa energia das fontes de  $^{152}\text{Eu}$  (121,78 keV) e  $^{241}\text{Am}$  (59,54 keV), não foi possível realizar um bom ajuste devido ao espalhamento causado pela presença do simulador. São mostradas, da Figura 46 a Figura 49, as diferenças entre os espectros de energia e como a assimetria da gaussiana se intensifica na região de menor

energia do fotopico, dificultando o ajuste com o GNUPLOT. Para a produção destas figuras as contagens foram normalizadas e as posições dos picos foram deslocadas por fatores adequados, apenas para efeito de comparação.

A Figura 46 compara os espectros obtidos com o detector de corpo inteiro para a fonte de  $^{241}\text{Am}$ . Sem o simulador, pode-se ajustar facilmente uma função gaussiana combinada com uma função polinomial para o fundo e uma função cauda e/ou função degrau. A presença do simulador promove o aumento das contagens na região anterior ao pico de 59,54 keV, para a qual nenhuma das funções de ajuste consideradas produz um valor aceitável para o  $\chi^2_{red}$ .

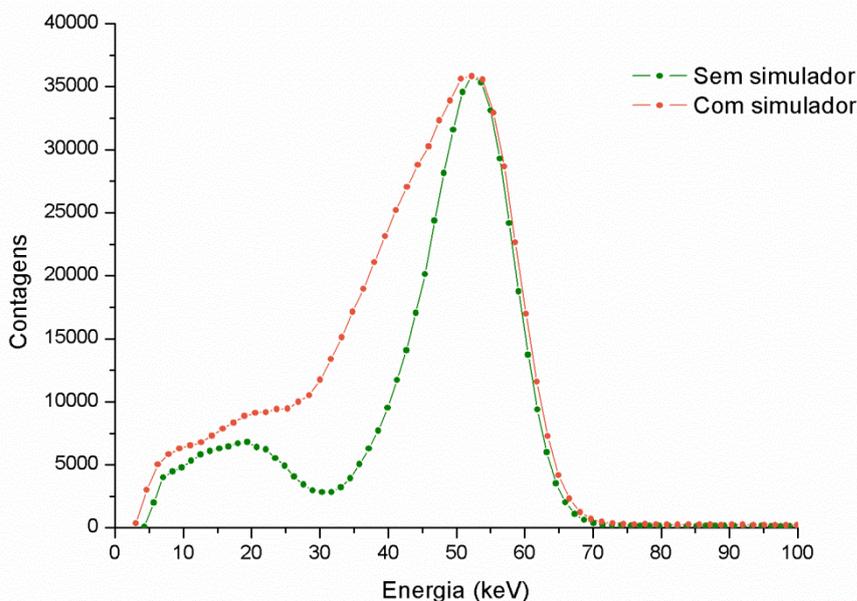


Figura 46- Comparação entre os espectros do  $^{241}\text{Am}$  obtidos com e sem o simulador para o detector de corpo inteiro.

O mesmo comportamento pode ser observado para o detector de tireoide na Figura 47. Apesar da quantidade de fótons espalhados no simulador que chegam ao detector de tireoide ser menor que a quantidade que chega ao detector de corpo inteiro, sua influência modifica a gaussiana e dificulta o ajuste.

Como a energia de emissão da fonte de  $^{241}\text{Am}$  é pequena e está no início do espectro, a função do fundo não é avaliada de maneira adequada na região à esquerda do pico e, por isso a eficiência para essa energia, calculada pelo GNUPLOT, é sempre maior que a obtida pelo GENIE.

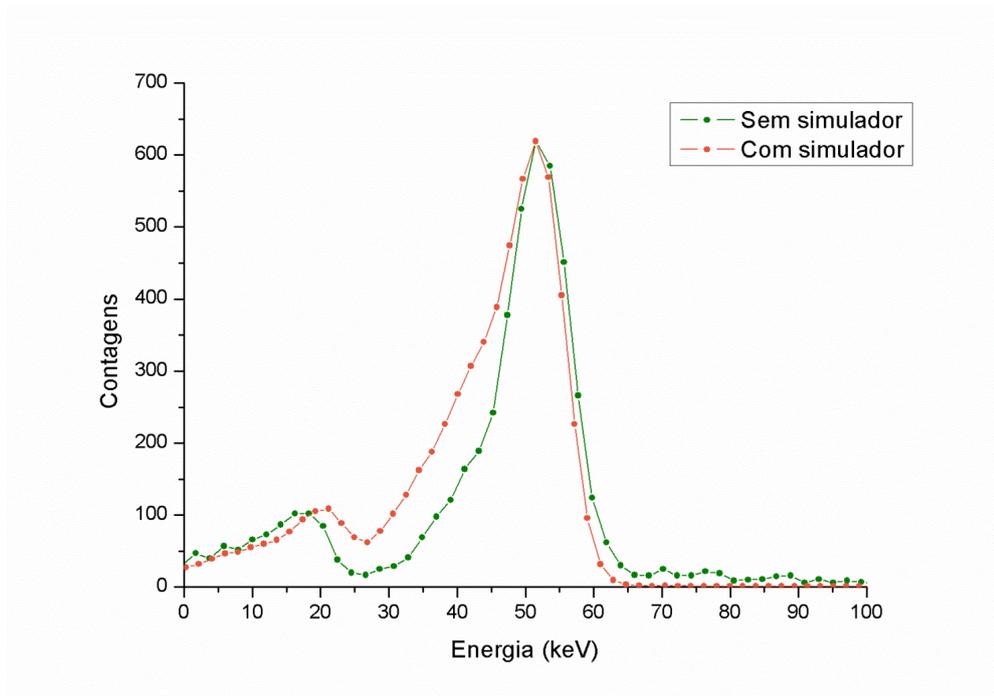


Figura 47- Comparação entre os espectros do  $^{241}\text{Am}$  obtidos com e sem o simulador para o detector de tireoide.

A comparação entre os espectros do  $^{152}\text{Eu}$  (121,78 keV) obtidos pelo detector de corpo inteiro sem e com o simulador antropomórfico é apresentada na Figura 48. O espectro obtido sem o simulador possui uma gaussiana bem definida e por isso o ajuste das funções gaussiana e de fundo são mais fáceis. A presença do simulador modifica intensamente o espectro, principalmente na região à esquerda do pico devido aos espalhamentos no simulador e por isso é difícil distinguir com precisão a região da gaussiana e a região de fundo. Além disso, o  $^{152}\text{Eu}$  possui diversos picos de emissão que são muito próximos e que também dificultam a análise das áreas.

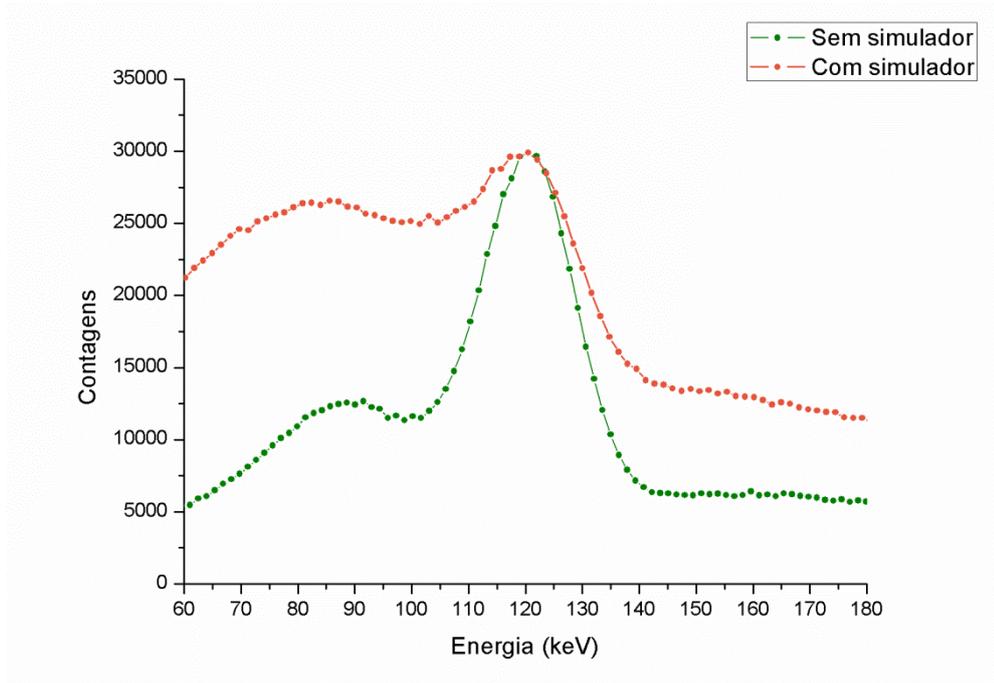


Figura 48- Comparação entre os espectros do  $^{152}\text{Eu}$  (121,78 keV) obtidos com e sem o simulador para o detector de corpo inteiro.

O volume menor e a presença do chumbo no detector de tireoide favorecem uma menor contribuição dos espalhamentos nas áreas do fotopico, como pode ser observado na Figura 49, facilitando o ajuste das funções utilizando GNUPLOT.

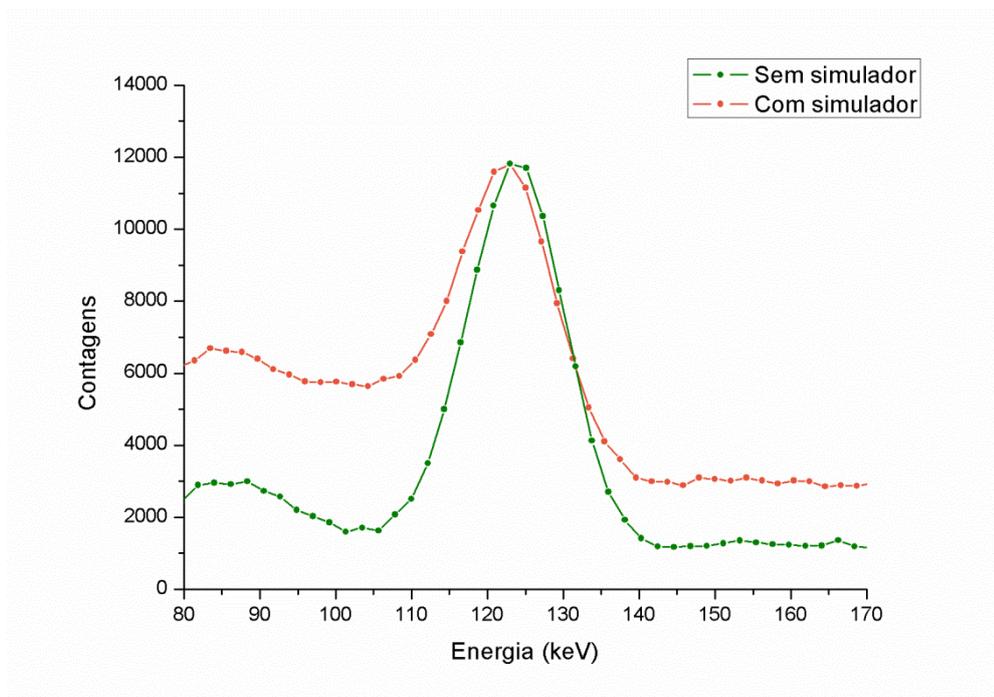


Figura 49- Comparação entre os espectros do  $^{152}\text{Eu}$  (121,78 keV) obtidos com e sem o simulador para o detector de tireoide.

#### 7.4. Diferença entre os valores de eficiência simulada e experimental

Nas curvas de eficiência mostradas anteriormente há uma diferença entre os valores simulados e os valores experimentais. Essa diferença é cerca de 10% e provavelmente ocorre devido à incapacidade do sistema eletrônico corrigir adequadamente o tempo morto para taxas de contagens altas.

A diferença entre os valores de eficiência simulada e experimental em função da distância de duas fontes de  $^{241}\text{Am}$ , cujos fótons de baixa energia são absorvidos quase totalmente na face frontal do detector, é mostrada na Figura 50. A atividade no dia da medição das fontes EZ e 19S09 foi, respectivamente, 451,1 kBq e 25,5 kBq, ambas descritas na Tabela 1. A diferença entre as eficiências simulada e experimental aumenta quando a atividade aumenta e quando a distância entre o detector e a fonte é menor. A distâncias maiores, essa diferença tende a diminuir principalmente para a fonte menos intensa, como pode ser observado na Figura 50, a diferença chega a 2,5% no último ponto.

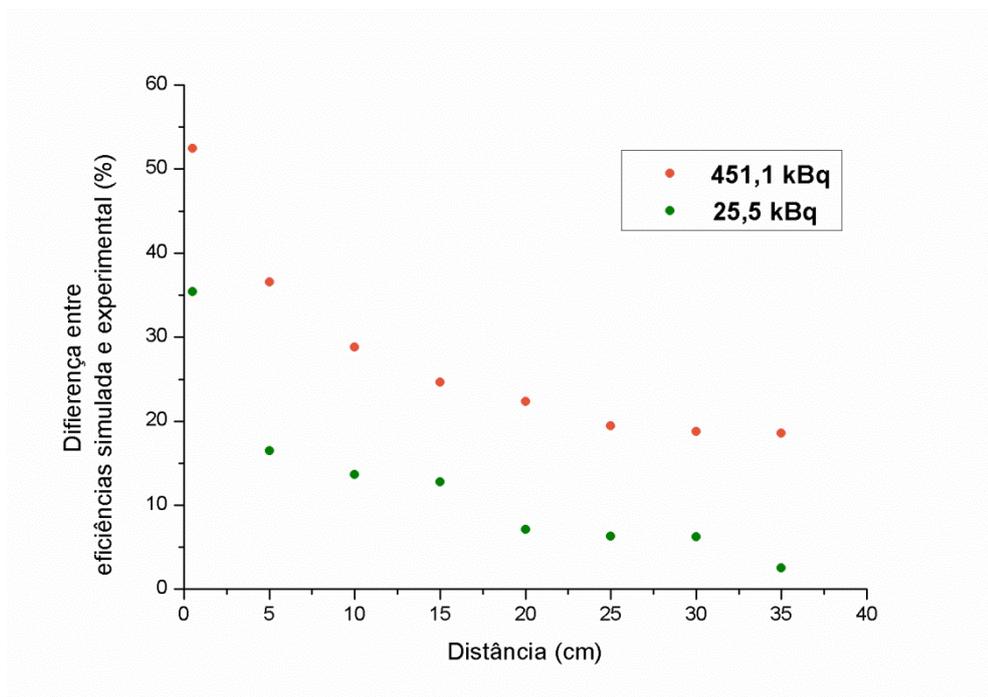


Figura 50- Diferença entre a eficiência simulada e a eficiência experimental em função da distância para duas fontes de  $^{241}\text{Am}$  obtida com o detector de tireoide.

Pode-se observar que, com o aumento da taxa de contagem no detector, devido tanto ao uso de uma fonte de maior atividade quanto à diminuição da distância entre a fonte e o detector, a discrepância entre o valor obtido por simulação e o valor experimental aumenta. Isso indica que o sistema detector como um todo apresenta limitações quanto à

taxa de contagens e aparentemente a correção de tempo morto não é bem realizada pelo sistema. Assim, uma fração significativa das diferenças observadas entre simulação e experimento provém desta limitação do sistema. Detectores como estes, devido ao seu propósito, são normalmente utilizados em medições com baixas taxas de contagem. Sua utilização com taxas mais altas, como eventualmente pode ocorrer nos procedimentos de calibração com fontes pontuais, deve considerar que possíveis erros sistemáticos podem ocorrer devido às limitações do sistema.

### **7.5. Calibração dúbia da fonte de $^{137}\text{Cs}$ – IPEN/CNEN-SP**

Algumas medições foram realizadas com a fonte de  $^{137}\text{Cs}$  – IPEN/CNEN-SP, utilizada rotineiramente nas calibrações em eficiência do LMIV. Essa fonte possui dois certificados de calibração, sendo que um deles informa que a atividade é de  $120 \pm 5$  kBq, (data de referência de calibração: 01/06/2011) e outro  $105 \pm 5$  kBq (data de referência de calibração: 01/04/2011), o que gera uma diferença de cerca de 12% entre os valores de eficiência. Quando esses valores são calculados com o primeiro valor de atividade, a eficiência calculada é menor que a eficiência simulada e diverge de valores de eficiência calculados utilizando outras fontes  $^{137}\text{Cs}$  e com o segundo valor de atividade, a eficiência é maior que a eficiência simulada.

Para determinar a possível atividade dessa fonte, foram utilizadas as fontes de  $^{137}\text{Cs}$  IPEN (ID 37331), IRD (86S08) e IRD (66S08). Por meio do GNU PLOT, foram obtidas as áreas do fotopico de 661,66 keV e foi calculada a eficiência. Tendo esses valores como referência, foi possível encontrar um valor médio de 113,9 kBq para a atividade da fonte utilizada no LMIV.

## 8 CONCLUSÃO

---

De maneira geral, esse trabalho possui quatro conclusões: sobre o procedimento de ajuste, sobre as fontes utilizadas nas calibrações, sobre a simulação pelo Método de Monte Carlo e sobre o sistema de detecção.

Em relação ao procedimento de ajuste, o programa GNUPLOT utilizado para calcular as áreas dos picos das fontes foi escolhido porque permite que o usuário faça o julgamento das funções que serão ajustadas, diferente do programa GENIE que não possui o algoritmo acessível. Além disso, o GNUPLOT permite a visualização do ajuste da função aos dados experimentais, assim como a análise da qualidade do ajuste através dos erros nos parâmetros ajustados e do valor de  $\chi_{red}^2$ . Estas informações dão ao experimentador confiança de que os valores fornecidos pelo programa são adequados. O GNUPLOT é uma excelente ferramenta que poderia ser utilizada na calibração dos detectores de corpo inteiro e tireoide, mas seria necessário fazer o ajuste individual do espectro de energia de cada fonte. Esse procedimento requer um tempo maior de análise de dados e é inadequado para ser aplicável à rotina de monitoração.

Para baixas energias não foi possível utilizar o GNUPLOT para analisar os espectros obtidos com simulador tanto para o detector de corpo inteiro quanto para o detector de tireoide devido à deformação dos fotopicos, como foi analisado na seção 7.3. Os valores de eficiência obtidos pelo GENIE nessa região se aproximam dos valores simulados, mas não há garantia que o ajuste realizado por esse programa é adequado, pois eles não são comparados com os valores obtidos pelo GNUPLOT. Ou seja, para baixas energias, seria necessário realizar uma análise mais rigorosa do GENIE e utilizar outras fontes que tenham poucos picos de emissão.

Para energias acima de 569,70 keV, os valores de eficiência obtidos pelo GENIE e GNUPLOT são coincidentes, ou seja, o algoritmo utilizado pelo primeiro escolhe e ajusta adequadamente as regiões do pico e de fundo. Por isso, apesar de não ser possível conhecer e visualizar com detalhes os ajustes realizados, o GENIE é um programa apropriado para ser utilizado na rotina de monitoração para a calibração em eficiência em regiões de altas energias.

O método do Ciemat é apenas adequado para fontes que tenham picos de emissão isolados e de energias intermediárias como o  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{207}\text{Bi}$ . Apesar da fonte de  $^{152}\text{Eu}$  ter um pico de emissão (1408,01 keV) isolado no final do espectro a diferença entre

os valores de eficiência calculados pelo Ciemat são muito discrepantes em relação aos valores calculados pelo GNUPLOT. Essa diferença também ocorre para a fonte de  $^{207}\text{Bi}$ , porém, além da dessa fonte ter uma geometria diferente das demais, a diferença entre as eficiências calculadas pelo Ciemat e GNUPLOT é menor que a calculada para a fonte de  $^{152}\text{Eu}$  (1408,01 keV). Para baixas energias o método do Ciemat é ineficiente para discriminar as regiões de pico e fundo devido à contribuição de espalhamento; e para fontes com picos de emissão muito próximos como o  $^{60}\text{Co}$ , esse método também é inadequado pois considera parte da região do pico adjacente como região de fundo. Esse método também não é eficiente para se aplicar na rotina de monitoração, pois todo o processo de seleção das regiões de pico e das regiões adjacentes é feito manualmente para cada energia.

Em relação às fontes utilizadas na calibração, os radionuclídeos  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  e  $^{241}\text{Am}$  mostraram-se adequados para a calibração dos detectores de NaI(Tl) do LMIV. As fontes que apresentam um espectro de emissões com energias muito próximas como o  $^{152}\text{Eu}$ , são inadequadas para serem utilizadas na calibração, pois possuem diversos picos de emissão que não são bem resolvidos pelo detector. Ter fontes com meia vida de pelo menos alguns anos, com poucos picos de emissão e que sejam bem resolvidos pelo detector de NaI(Tl) seria o ideal. Além do  $^{207}\text{Bi}$ , há o  $^{155}\text{Eu}$  que tem um  $T_{1/2} = 4,76$  anos e um pico de 105,31 keV com probabilidade de emissão de 30,7%.

A fonte de  $^{137}\text{Cs}$ – IPEN/CNEN-SP deve ser recalibrada para que ela possa ser utilizada na calibração do detectores de NaI(Tl), pois com os atuais valores não há garantia que o valor da eficiência calculada para a energia desse radionuclídeo esteja correta.

Em relação à simulação e ao sistema de detecção, fatores como a falta do conhecimento exato da geometria dos detectores e a perda de informações ocasionada pela eletrônica do equipamento geram a diferença entre as curvas de eficiência simulada e experimental. Pode-se observar que os pontos experimentais têm o mesmo comportamento da curva simulada, porém apresentam valores sistematicamente menores. O fabricante dos detectores fornece um esquema da geometria que não contém todas as informações como, por exemplo, os materiais entre o cristal cintilador e a capa de alumínio. A perda ocasionada por esses materiais é pequena comparada à perda ocasionada pela eletrônica.

A simulação MC indica que é possível substituir calibrações experimentais por simulações utilizando uma geometria simplificada do detector de NaI(Tl) mas é necessário conhecer com detalhes as grandezas relevantes como a fonte, o detector e o sistema

eletrônico com a finalidade de diminuir as fontes de erros sistemáticos. Se as curvas de calibração em eficiência simuladas fossem utilizadas, a atividade do radionuclídeo incorporado seria menor que a real, o que influenciaria no cálculo final de dose.

## 9 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

ATANACKOVIC, J.; KRAMER, G.H.; HOGUE, M. **Monte Carlo model of HPGe detectors used in routine lung counting**. Applied Radiation and Isotopes, v.79, p.94–102, 2013.

ATTIX, F.H. **Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry**. 1.ed. Madison, W.I., 1986.

BACCOUCHE, S.; AI-AZMI, D.; KARUNAKARA, N.; TRABELSI, A. **Application of the Monte Carlo method for the efficiency calibration of CsI and NaI detectors for gamma-ray measurements from terrestrial samples**. Applied Radiation and Isotopes, v.70, n.1, p.227–232, 2012.

BOSON, J.; GÖRAN, Á.; JOHANSSON L. **A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research , v.587, n.2-3, p.304–314, 2008. Section A.

CAMBERRA, **Spectroscopy Software Operations**. Genie 2000, Software Version 3.1.1.

CARDOSO, J.C.S.; BERTI, E.A.R.; XAVIER, M. **Whole-Body Measurements at IPEN, Brazil**. Cellular and Molecular Biology, v.55, n.3, p.13-14, 2009.

CASANOVAS, R.; MORANT, J.J.; SALVADÓ, M. **Energy and resolution calibration of NaI(Tl) and LaBr<sub>3</sub>(Ce) scintillators and validation of an EGS5 Monte Carlo user code for efficiency calculations**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, v.675, p.78–83, 2012. Section A.

CASTRO, M.C. **Interpretação de resultados de monitoração individual interna de trabalhadores da Fábrica de Combustível Nuclear**. 2005. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Radioproteção e Dosimetria, Rio de Janeiro.

CHERRY, S.R.; SORENSON, J.A.; PHELPS, M.E. **Physics in Nuclear Medicine**. 3.ed., Pennsylvania, P.A.: Philadelphia, 2003.

ECKERT & ZIEGLER, Isotrak Calibration Sources, **Isotope Products Reference & Calibration Source Product Information**. California, C.A.: Valencia, C.A. Disponível em: <<http://www.ezag.com/home/products/isotope-products/isotrak-calibration-sources.html>>. Acesso em 23 ago. 2013.

GARCÍA-TORAÑO, E.; POZUELO, M.; SALVAT, F. **Monte Carlo calculations of coincidence-summing corrections for volume sources in gamma-ray spectrometry with Ge detectors**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, v.544, n.3, p.577–583, 2005. Section A.

IAEA, INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, **X-ray and Gamma-ray Decay Data, Standards for Detector Calibration and Other Applications**. Disponível em: <[http://www-nds.iaea.org/xgamma\\_standards/genenerg1.htm](http://www-nds.iaea.org/xgamma_standards/genenerg1.htm)>. Acesso em 06 ago. 2013.

INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION. **Determination of the Detection Limit and Decision Threshold for Ionizing Radiation Measurements — Part 1: Fundamentals and Application to Counting Measurements without the Influence of Sample Treatment**. ISO 11929-1:2000, Geneva, 2000.

INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION, **Radiation Protection — Performance Criteria for Radiobioassay**, Final Draft International Standard ISO/FDIS 28218:2010. ISO 28218:2010, Geneva, 2010.

INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION, **Quality Management Systems — Fundamentals and Vocabulary**. ISO 9000:2005, Geneva, 2005.

KNOLL, G.F. **Radiation Detections and Measurement**. 3.ed. Michigan, M.I.: Ann Arbor, 2000.

KUMAR, G.A.; MAZUMDAR I., GOTHE D.A. **Experimental measurements and GEANT4 simulations for a comparative study of efficiencies of LaBr<sub>3</sub>:Ce, NaI(Tl), and BaF<sub>2</sub>**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, v.610, n.2, p.522–529, 2009. Section A.

MORALLES, M. **Introdução aos Métodos de Monte Carlo**, apresentação de minicurso, XV Congresso Brasileiro de Física Médica, Aracaju- Sergipe, 2010.

NIST- National Institute of Standards and Technology, Physical Measurement Laboratory, Physical Reference Data, **X-Ray and Gamma-Ray Data: XCOM: Photon Cross Sections Database**. Disponível em: <<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>>. Acesso em 30 jan. 2014.

ORTEC, **Software User's Manual, MAESTRO- 32, MCA Emulator for Microsoft Windows 2000 Professional and XP Professional**, Software Version 6.0.

PÉREZ, C.; GASCÓ, C.; LÓPEZ, M.A. **Umbral de Decisión y Límite de Detección en Medidas Espectrométricas. Parte 1: Aplicación a la Espectrometría Gamma**. Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas- Ciemat 1194. Madrid, 2010. (Informes Técnicos Ciemat).

PIANOSCHI, T.A. **Avaliação do código de simulação Monte Carlo PENELOPE para aplicações em geometrias delgadas e feixes de radiodiagnóstico**. 2008. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade de São Paulo, São Paulo.

POTTER, C.A. **Internal dosimetry: a review**. Health Physics, v.88, n.6, p.565-78, 2005.

SAINT-GOBAIN Crystals, **Model: 8H4/ (3) 3AL**, 12345 Kinsman Rd. Newbury, OH 44065, 2006.

SALGADO, C.M.; BRANDÃO, L.E.B.; SCHIRRU, R.; PEREIRA, C.M.N.A.; CONTI, C.C. **Validation of a NaI(Tl) detector's model developed with MCNP-X code**. Progress in Nuclear Energy, v.59, p.19-25, 2012.

SALGADO, C.M.; CONTI, C.C.; CONTI; BECKER, P.H.B. **Determination of HPGe detector response using MCNP5 for 20–150 keV X-rays**. Applied Radiation and Isotopes, v.64, n.6, p.700–705, 2006.

SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA, J.M.; SEMP AU, J. **PENELOPE, a Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport**. Facultat de Física (ECM), Universitat de Barcelona, Spain, 2008.

SANTOS, L.R. **Monitoração *in vivo*- Análise de Incertezas**. 2012. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.

SANTOS, M.M. **Estudo de uma câmara de ionização tipo poço através de simulação Monte Carlo**. 2009. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade de São Paulo, São Paulo.

SEMP AU, J.; BADAL, A.; BRUALLA, L. **PENELOPE-based system for the automated Monte Carlo simulation of clinacs and voxelized geometries--application to far-from-axis fields**. Medical Physics, v.38, n.11, p.5887-5895, 2011.

SHOJI, M.; KONDO, T.; HONOKI, H.; NAKAJIMA, T.; MURAGUSHI, A.; SAITO, M. **A case study of the estimation of occupational internal dose using urinary excretion data obtained in a biomedical research facility**. Health Physics, v.89, n.6, p.618-27, 2005.

TAUHATA, L.; SALATI, I.P.A.; DI PRINZIO R., DI PRINZIO, A. **Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos**. 3ª Revisão, IRD/CNEN, Rio de Janeiro, R.J.: Rio de Janeiro, 2001.

VENTURINI, L. **Estudo de Incertezas no Monitoramento *In Vivo* Utilizando a Técnica de Monte Carlo**. 2004. Tese (Doutorado) - Instituto de Pesquisas energéticas e Nucleares, São Paulo.

VITORELLI, J.C.; SILVA, A.X.; CRISPIM,V.R FONSECA, E.S.; PEREIRA, W.W. **Monte Carlo simulation of response function for a NaI(Tl) detector for gamma rays from 241Am/Be source**. Applied Radiation and Isotopes, v.62, n.4, p.619–622, 2005.

YORIYAZ, H. **Método de Monte Carlo: princípios e aplicações em Física Médica**. Revista Brasileira de Física Médica, n. 3(1), p. 141-149, 2009.

YOSHIMURA, E.M. **Física das Radiações: interação da radiação com a matéria**. Revista Brasileira de Física Médica, n. 3(1), p. 57-67, 2009.