INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO CONTADOR DE CORPO INTEIRO(CCI) PELO MÉTODO DE MONTE CARLO, UTILIZANDO UM MICROCOMPUTADOR

José Maria Fernandes Neto

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Tecnologia Nuclear".

Orientador: Dr. Sudernaique Fernandes Deus

São Paulo
1996

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO CONTADOR DE CORPO INTEIRO(CCI) PELO MÉTODO DE MONTE CARLO, UTILIZANDO UM MICRO COMPUTADOR

JOSÉ MARIA FERNANDES NETO

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Tecnologia Nuclear.

Orientador: Dr. Sudernalque Fernandes Deus

São Paulo
1986

Aos meus pais

À minha esposa Mariana

Aos meus filhos Acácio e Paulo

Ao M.Sc. Carlos Henrique de Mesquita, pelo incentivo, amizade e valiosa colaboração.

Ao Dr. Sudernaique Fernandes Deus por sua orientação.

Ao Dr. Edwaldo Eduardo Camargo, pela amizade e facilidades oferecidas

meu especial agradecimento

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Dr. Júlio Kieffer, meu primeiro orientador.

Ao Dr. Laércio Antonio Vinhas, Chefe do Departamento de Proteção Radiológica.

Ao Dr. Roberto Fulfaro, Diretor da Diretoria de Segurança Nuclear.

Ao Dr. Gian-Maria A.A. Sordi, Chefe da Divisão de Monitoração Pessoal.

À Dra. Constância Pagano Gonçalves da Silva, Chefe do Departamento de Processamento.

Ao Prof. Thomaz Bitelli, Responsável por minha formação.

Ao Dr. Alcídio Abrão, pelo incentivo.

Ao Dr. Achilles Alfonso Suarez, Chefe do Departamento do Ciclo do Combustível.

Ao José Augusto Carrinho Antonio e Rubens de Souza do Departamento de Proteção Radiológica.

À Marycel Figols de Barboza e Haroldo Taurian Gasiglia pelo fornecimento dos radioisótopos.

Ao Dr. Rubens Maiorino, pelas sugestões.

Ao Wilson José Vieira do Centro de Engenharia Nuclear, pela colaboração e discussões.

Aos colegas Ana Célia, Maria, Terezinha, Roberto e Alípio do Centro de Medicina Nuclear pelo constante incentivo.

Ao corpo de professores do IPEN, pela importante contribuição a minha formação.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, pelo apoio material e de pessoal.

DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO CONTADOR DE CORPO INTEIRO (CCI) PELO MÉTODO DE MONTE CARLO, UTILIZANDO UM MICRO COMPUTADOR

JOSÉ MARIA FERNANDES NETO

RESUMO

O objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento de um modelo analítico microcomputacional, para estimar a eficiência de um Contador de Corpo Inteiro. Esse modelo baseia-se no modelo de Snyder com algumas modificações.

A geometria usada foi a do tipo maca, utilizando-se o método de Monte Carlo e um microcomputador do tipo Synclair.

As medidas experimentais foram realizadas com dois simuladores. Um simulando um homem adulto e o outro uma criança de aproximadamente cinco anos. Esses simuladores foram construídos com placas de acrílico e os radioisótopos utilizados foram o ^{99m}Tc, ^{131}I e o ^{42}K.

Os resultados mostram estreita relação entre os dados experimentais e simulados na faixa de energia de 250 keV a 2 MeV, e apresentam discrepâncias para baixas energias.

JOSÉ MARIA FERNANDES NETO

A B S T R A C T

The purpose of this investigation was the development of an analytical microcomputer model to evaluate a whole body counter efficiency. The model is based on a modified Snyder's model.

A stretcher type geometry along with the Monte Carlo method and a Synclair type microcomputer were used.

Experimental measurements were performed using two phantoms, one as an adult and the other as a 5 year old child. The phantoms were made in acrylic and ^{99m}Tc, ^{131}I and ^{42}K were the radioisotopes utilized.

Results showed a close relationship between experimental and predicted data for energies ranging from 250 keV to 2 MeV, but some discrepancies were found for lower energies.

I N D I C E

1. INTRODUÇÃO

A tecnologia nuclear, na atualidade, tem sido marcante em diversos setores da sociedade e consequentemente um número maior de pessoas manipulam diariamente substâncias radioativas. Em contrapartida, é reconhecido que os critérios e os cuidados com as atividades nucleares alcançam os melhores níveis de segurança profissional e coletiva[3,19,21,31,35].

Dentre os procedimentos de monitoração de profissionais da área nuclear, a medida da radioatividade corpórea é essencial. Para esse fim foram desenvolvidos sistemas de medidas denominados de "Contador de Corpo Inteiro (CCI)"[6,16,20,22,23,27,28,30,35,36,37,39].

Um dos modelos de CCI consta de uma cela feita de vários materiais, sendo predominante o aço. Este aço em alguns casos é obtido de carcaças de navios de antes da segunda guerra mundial, para garantir baixa radiação de fundo[20].

Nos CCI pode-se utilizar um único cristal de NaI(Tl) de grandes dimensões ou arranjos geométricos com vários cristais[8,20,22,23,28,30]. Os cristais plásticos de grande volume também podem ser usados, possibilitando usar geometrias de 2π ou 4π; contudo apresentam o inconveniente de não poderem identificar radioisótopos de energias muito próximas[28,8]. Porém apresentam alta eficiência de contagens.

As soluções cintiladoras são outros tipos de detectores que possibilitam a utilização de geometrias 2π ou 4π, aumentando em muito a eficiência de contagem como nos detectores plásticos acima mencionados[20].

O grande problema que surge na aplicação dos CCI é a sua calibração e consequentemente a determinação da radioatividade com precisão aceitável para uma decisão no campo da Proteção Radiológica[37,1,11,12]. Na calibração de um CCI deve-se considerar vários aspectos técnicos[28] a saber:

a. Efeito do ângulo de incidência da radiação no detector.

b. Efeito da massa do corpo e da energia do radioisótopo.

c. Efeito da distribuição do radioisótopo.

O efeito do ângulo de incidência da radiação em relação ao eixo do cristal, sobre a resolução e a eficiência de contagem, tem sido investigado com fontes puntiformes para várias energias e para cristais de vários tamanhos podendo atingir até 8 x 4 polegadas[7]. Este efeito é de máxima importância para geometrias que utilizam grandes ângulos sólidos, como por exemplo, nos arranjos estacionários de cristal único e nos cristais fixos com fonte móvel. Dependendo da angulação fonte-detector muitos raios gama não atingem o detector. A figura 1, adaptada de Rehani[36], ilustra o fenômeno.

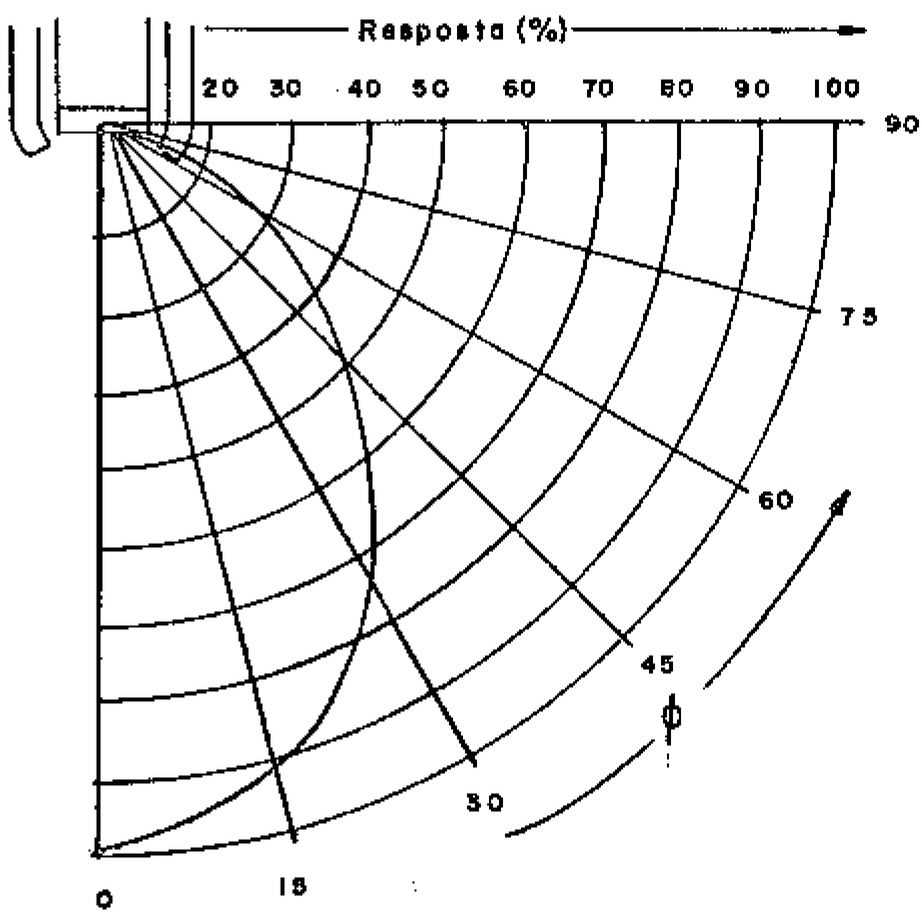

Figura 1 - Eficiência do detector como função do ângulo de incidência da radiação (Baseado em Rehani, M.M. e Col[36])

Outros autores[28] também conseguiram experimentalmente a correlação entre o ângulo sólido de incidência da radiação e a eficiência de contagem em contadores de corpo inteiro com cristal de NaI(Tl).

Mehl[28] afirma que o problema se torna crítico para energias superiores a 0,6 MeV, considerando o feixe não colimado, onde, para ângulos entre 0^{o} e 45^{o}, a eficiência de medição no fotopico diminui cerca de 15% para energias de 1,3 MeV. Nos sistemas móveis ou estacionários de múltiplos cristais este efeito é de menor importância.

Para organismos de massa corporal maior, observa-se uma redução nas taxas de contagem para todos os sistemas empregados[4], embora o efeito da massa e da forma do corpo sobre a eficiência da contagem tenha relação com cada sistema de detecção.

Várias tentativas foram feitas para se relacionar a eficiência de contagem com a massa e formato do corpo. A equação encontrada por Mehl, para se corrigir as diferenças entre as formas físicas é:

$$T = K(W/H)^{1/2}$$

onde,

T = espessura eficaz do corpo

W = massa do corpo (kg)

H = altura do corpo (cm)

K = constante própria para cada sistema

Outro fator que interfere na eficiência de contagem é a energia do radioisótopo em estudo. O gráfico da figura 2 mostra este efeito.

Nota-se que a eficiência máxima está no intervalo de 0,2 a 0,3 Mev. Para raios gama de energia inferior a 0,2 MeV, uma diminuição da eficiência é explicada pela baixa energia dos fótons para vencer a absorção pelos tecidos e consequentemente atingir o detector. Para fótons acima deste limite, uma diminuição da deteção é explicada pelo rendimento intrínsico do cristal, que varia com a energia do radioisótopo.

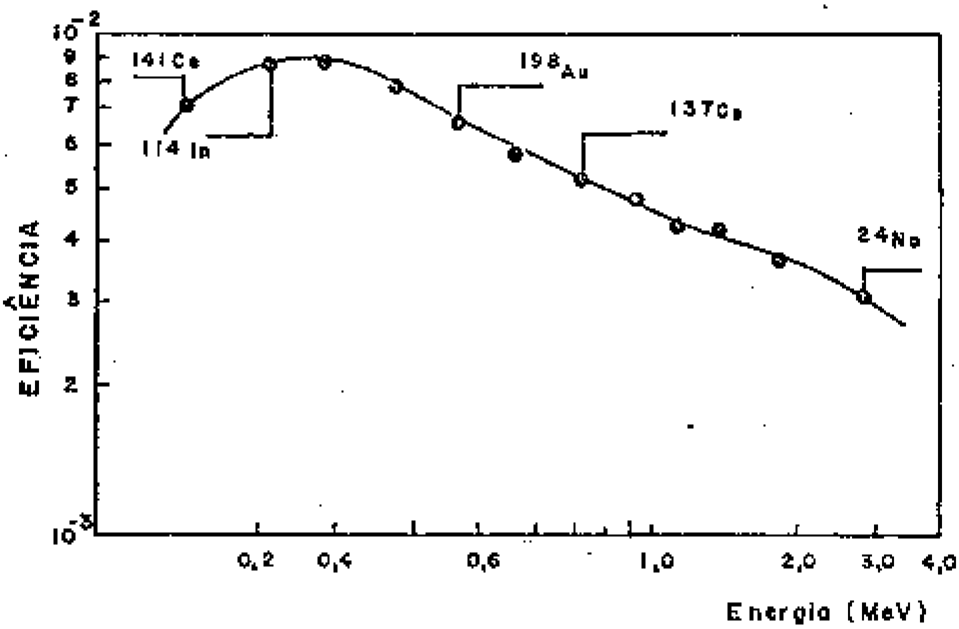

Figura 2 - Efeito da energia do foton γ sobre a eficiência de contagem. (Dados abtidos com cristal de NaI(Tl) de 5 x 4 polegadas adaptado por Mehl, J.G.[28])

Sempre que possível as medidas devem ser efetuadas após ser atingido o equilíbrio de distribuição do radioisótopo no organismo, o que demanda intervalos diferentes de tempo para cada radioisótopo. A não observância deste detalhe leva à variação das taxas de contagem que decorre das diferentes distâncias efetivas fonte-detector, da absorção e espalhamento de fótons, e das alterações das atividades acumuladas.

É importante observar que a influência da distribuição do radiotraçador no corpo tem importância em estudos clínicos. Miller e Marinelli[31] encontraram resultados discrepantes quando acompanharam com um contador de corpo inteiro de cadeira reclinável, todas as excreções de um paciente ao qual foram administrados 74 kBq (2 uCi) de ^{42}K. As discrepâncias dos resultados foram atribuidas pelos autores à distribuição do radioisótopo no corpo. A taxa total de medição varia, por conseguinte, em função da localização do material radioativo no corpo, mesmo considerando que o organismo apresenta a mesma forma, espessura e tamanho.

Se o sistema empregado for de cristal único, o comprimento do corpo terá influência, devido à maior distância do detector às extremidades.

A determinação da eficiência de contagem de um CCI, como se observa, apresenta vários problemas que nem sempre podem ser contornados. Nos casos em que não é possível a calibração de um CCI utilizando-se o próprio indivíduo, ela é feita com o uso de um simulador[4,6,36]. Se o radiotraçador distribui-se uniformemente, o uso de simuladores contendo água constitui-se numa boa aproximação da situação real; mas se a distribuição do radioisótopo não é uniforme é necessário distribuir o radioisótopo simulando a distribuição do corpo.

A figura 3 mostra o efeito da posição longitudinal do detector em relação ao corpo na taxa de contagem de um simulador, na medida de dois indivíduos contaminados.

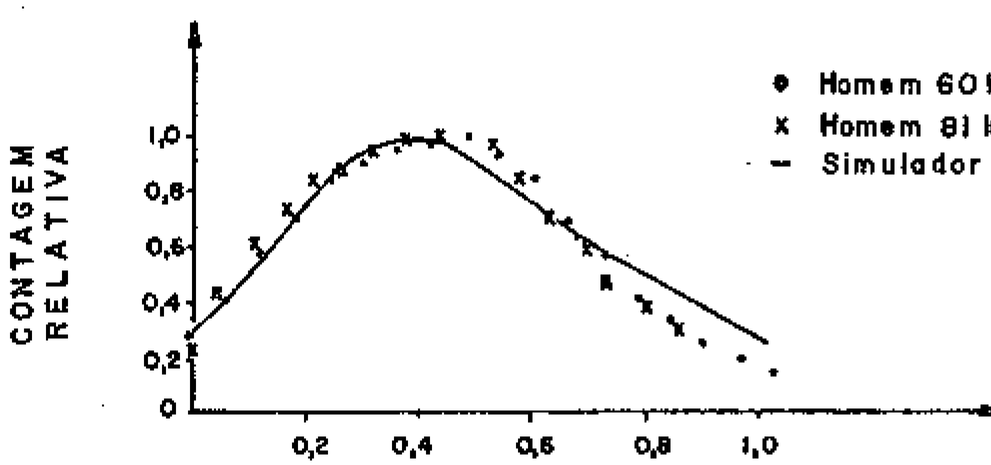

Figura 3 - Comparação relativa de contagem para um simulador preenchido com ^{137}Cs e de duas pessoas contaminadas com ^{137}Cs. (Adaptado de Rajewsky, B.[35])

Embora a utilização dos simuladores humanos seja adequada para certas circunstâncias, há sempre o inconveniente de atender somente aquelas dimensões corpóreas específicas para as quais foram projetados, isto é, um determinado simulador poderá não ser útil para toda a gama de dimensões humanas. Portanto, é impraticável a construção de simuladores para todas as situações geométricas possíveis.

Da mesma forma, a adoção de modelos teóricos determinísticos seria impraticável dada a complexidade dos parâmetros antropométricos associados às dificuldades do sistema detector(27).

Para fontes radioativas não humanas e contidas em distribuições geométricas conhecidas como fontes puntiformes cilíndricas e mais complexas como os reatores, a determinação da eficiência de contagem dessas amostras tem sido feitas pela aplicação de modelos estocásticos (probabilísticos)(2, 13,14,34,42,43,44). Nestes cálculos utilizam-se o método denominado de Monte Carlo.

2. OBJETIVO

O objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento de um modelo analítico microcomputacional para estimar a eficiência de um contador de corpo inteiro (CCI). Esse modelo foi baseado no modelo de Snyder com algumas modificações.

3. TEORIA

3.1. ALGUMAS CONSIDERAÇÕES SOBRE O EFEITO FOTOELÉTRICO E COMPTON

No presente trabalho iremos considerar somente as interações do tipo fotoelétrico e Compton, pois na faixa de energia considerada, a probabilidade de ocorrência de outros tipos de interações são desprezíveis(7,10,26,34).

3.1.1. EFEITO FOTOELÉTRICO

No efeito fotoelétrico, toda a energia $h\nu$ do fóton incidente é absorvida por um elétron orbital, que sai com energia cinética $T = h\nu - B_e$, sendo B_e a energia de ligação do elétron ao orbital. O fotoelétron é expelido e reabsorvido devido ao seu pequeno alcance no material. O efeito fotoelétrico é predominante para as energias baixas.

Se a energia $h\nu$ do fóton for suficientemente pequena para não se levar em conta os efeitos relativísticos evitando-se, assim, o uso da equação de Dirac, que torna o cálculo complexo, e grande suficiente para que a energia de ligação B_e dos elétrons à camada K possa ser desprezada, a secção de choque por átomo $\Gamma_f(k)$ é dada por:

$$\Gamma_f(K) = \phi_o \frac{Z^5}{(137)^4} 4\sqrt{2} \left(\frac{\mu}{k}\right)^{7/2} = \phi_o\, 64 \frac{(137)^3}{Z^2} \cdot \left(\frac{B_e}{k}\right)^{7/2} \text{ cm}^2/\text{elétron}$$

$$\text{onde} \quad \phi_o = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_o c^2}\right)^2 = 6{,}651 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \qquad (51)$$

e ϕ_o denominado secção de choque de espalhamento Thomson na região de baixa energia.

$m_o c^2$ = energia de repouso do elétron

Z = número atômico do absorvedor

μ = massa reduzida do elétron

k = energia cinética transferida pelo fóton

A equação (51) só é aplicada à ejeção de elétrons da camada K, o que ocorre quase sempre.

De acordo com a dependência de Z na equação (51) podemos observar que o efeito fotoelétrico aumenta de importância para elementos pesados.

Para o cálculo da transmissão de fótons através de um absorvedor é útil usar o coeficiente de atenuação linear que é definido como o número de fótons primários de um feixe colimado incidente de n fótons/s, tendo cada fóton energia $h\nu_o$ que são removidos do feixe por segundo. O coeficiente de atenuação linear τ para o efeito fotoelétrico é dado pelo produto da secção de choque atômica $\tau_f(K)$ pelo número N de átomos por cm^3 do absorvedor

$$\tau = N\ \tau_f(K)\ cm^{-1} \tag{52}$$

3.1.2. EFEITO COMPTON

Quando a energia da radiação gama cresce, o espalhamento Compton predomina em relação ao efeito fotoelétrico. No efeito Compton o fóton incidente é espalhado por um elétron do átomo, que é arrancado sem, contudo absorver completamente o fóton, que sai numa direção diferente da inicial, com energia menor.

O efeito Compton ocorre principalmente para energias intermediárias, e a interação do fóton é descrita como um espalhamento por elétrons livres inicialmente em repouso. A relação entre a energia do fóton espalhado $h\nu'$ e a energia do fóton incidente $h\nu_o$ é:

$$h\nu' = \frac{h\nu_o}{1 + \alpha\ (1 - \cos\theta)} \tag{53}$$

$$\text{onde} \quad \alpha = \frac{h\nu_o}{m_o c^2} \tag{54}$$

Pela análise da equação (53) podemos observar que:

$$\text{para } \theta = 0^o \Longrightarrow h\nu' = h\nu_{máx} = h\nu_o \tag{55}$$

$$\text{e para } \theta = 180^o \Longrightarrow h\nu' = h\nu_{min} = \frac{h\nu_o}{1 + 2\ \alpha} \tag{56}$$

A energia cinética do elétron ejetado é:

$$T = h\nu_o - h\nu' = \frac{h\nu_o\ \alpha\ (1 - \cos\theta)}{1 + \alpha\ (1 - \cos\theta)} \tag{57}$$

analizando a expressão (57) veremos que a energia máxima transferida ocorre para $\theta = 180^o$

$$T = T_{máx} = \frac{h\nu_o}{1 + (\frac{1}{2\ \alpha})} \tag{58}$$

O cálculo da seção de choque de espalhamento Compton envolve o formalismo quântico de Dirac e o modelo de Klein-Nishina, que descreve o evento como resultado de dois processos com diferentes estados intermediários:

a. O fóton incidente $h\nu_o$ é totalmente absorvido pelo elétron, que então atinge um estado intermediário de momento $\frac{h\nu_o}{c}$. Na transição para o estado final, o elétron emite o fóton $h\nu'$.

b. O elétron primeiro emite um fóton $h\nu'$ e atinge um estado intermediário com momento $\frac{h\nu'}{c}$, ficando presentes dois fótons $h\nu_o$ e $h\nu'$. Na transição para o estado final, o fóton $h\nu_o$ é absorvido pelo elétron.

Tendo em mente este mecanismo do espalhamento, e sabendo-se que cada elétron tem possibilidade independente de espalhar o fóton, podemos calcular a secção de choque total de colisão, que é então proporcional à secção de choque de cada evento.

$$\sigma_c = \frac{3}{4} \phi_o \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln (1+2\alpha) \right] +$$

$$+ \frac{1}{2\alpha} \ln (1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \ \text{cm}^2/\text{elétron} \qquad (59)$$

onde $\alpha = \dfrac{h\nu_o}{m_o c^2}$ e ϕ_o é a secção de choque de espalhamento Thomson.

Podemos ver pela expressão (59) que σ_c é função da energia do fóton incidente e decresce quando $h\nu_o$ cresce. Podemos também definir o coeficiente de atenuação linear para o espalhamento Compton como:

$$\sigma = NZ\sigma_c \ \text{cm}^{-1} \qquad (60)$$

3.2. <u>O MÉTODO DE MONTE CARLO</u>

Os modernos computadores digitais tornaram possível a simulação de complicados problemas matemáticos utilizando o método de Monte Carlo.

Embora este método seja tipicamente usado para simular processos aleatórios ou randômicos, é também frequentemente aplicado em problemas que não tem uma interpretação probabilística imediata. Por isto tem-se tornado um método de cálculo muito útil em todas as áreas científicas. O têrmo Monte Carlo apareceu na literatura pela primeira vez na obra de Metro polis e Ulan em 1949[29], e desde então verificou-se uma rápida difusão deste método particularmente no campo da física e da engenharia.

O método de Monte Carlos é uma técnica de análise numérica que utiliza a amostragem estatística para a solução de problemas físicos ou matemáticos. Um modelo estocástico constitui na utilização de uma função de distribuição probabilística apropriada, que representa o sistema a ser simulado e estimando-se as respostas requeridas por intermédio de seus parâmetros estatísticos[5,9,11,12,13,25,33,41,42,43,44].

Particularmente, no tratamento do problema do transporte de partículas através de meios materiais, os métodos probabilísticos utilizados podem necessitar de uma análise estatística bastante rigorosa para justificá-los. Entretanto, o método de Monte Carlo é bastante intuitivo e requer apenas conhecimentos básicos da teoria de probabilidades.

Um exemplo de aplicação do método de Monte Carlo, pode ser a simulação da emissão e o transporte da radiação através de meios materiais. Estes fenômenos podem ser considerados probabilísticos, ou seja, na emissão de radiação por uma fonte deve-se conhecer a probabilidade da radiação ser emitida com um determinado ângulo e energia, e o processo de transporte envolve o conceito de secção de choque que é a probabilidade da radiação interagir com o meio de uma determinada maneira. Na aplicação do método de Monte Carlo na solução deste processo de transporte, simula-se desde o processo de "nascimento" da radiação, a trajetória percorrida por esta radiação, até sua "morte" por absorção ou fuga do sistema.

4. MATERIAIS E MÉTODOS

Para a comprovação da estimativa da eficiência fornecida pelo método de Monte Carlo utilizou-se dois simuladores (Phantom). O primeiro simulador representa um homem de 1,70 metros de altura e 70 kilogramas de massa e o segundo representa uma criança de 0,66 metros de altura e 9,70 kilogramas de massa.

Os simuladores foram confeccionados com placas de acrílico de 0,8 cm de espessura conforme as figuras 4 e 5.

4.1. SIMULADOR ADULTO

O simulador adulto representado na figura 4 abaixo, tem as seguintes especificações:

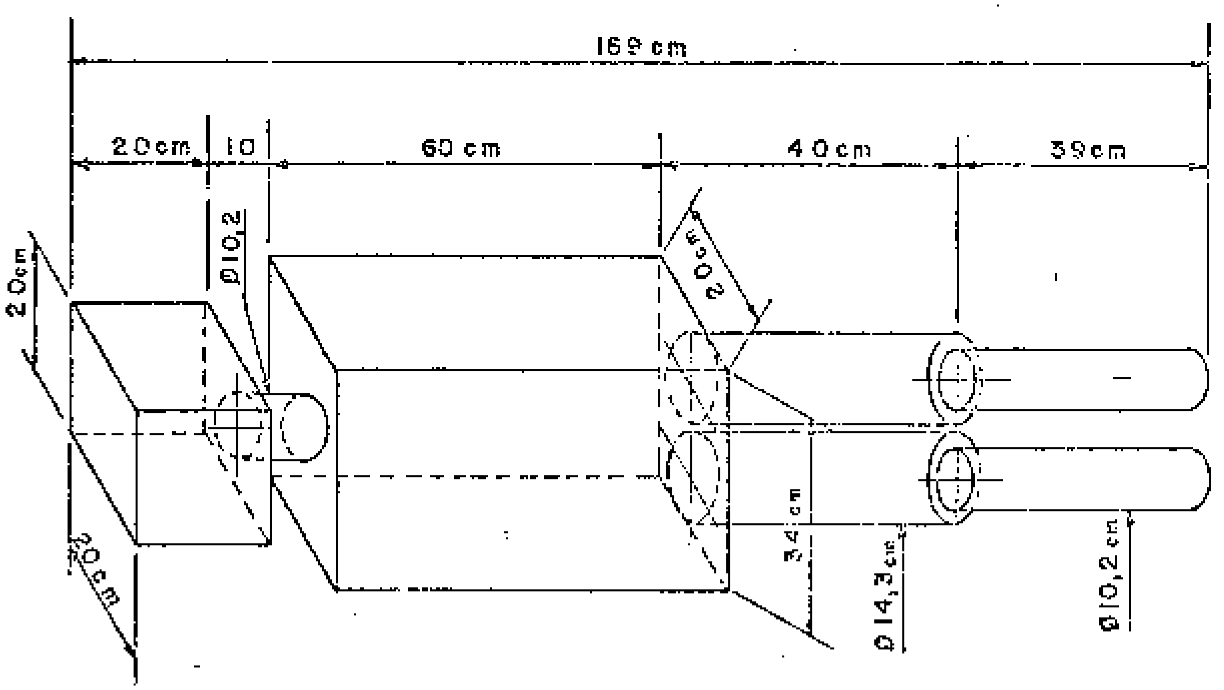

Figura 4 - Esquema do simulador adulto

A cabeça é equivalente a um cubo de 20 x 20 x 20 cm, o pescoço corresponde a um cilindro de 10,19 cm de diâmetro de 10 cm de comprimen to. O tronco é constituído por um paralelepípedo de 34 cm de altura, 60 cm de comprimento e 20 cm de largura. Cada perna é constituída de dois cilindros. A parte que representa a coxa tem diâmetro de 14,33 cm e 40 cm de comprimento. A parte inferior que representa o membro inferior tem 10,19 cm de diâmetro e 39 cm de comprimento.

4.2. SIMULADOR CRIANÇA DE CINCO ANOS DE IDADE

O simulador criança representado na figura 5 abaixo tem as seguintes especificações:

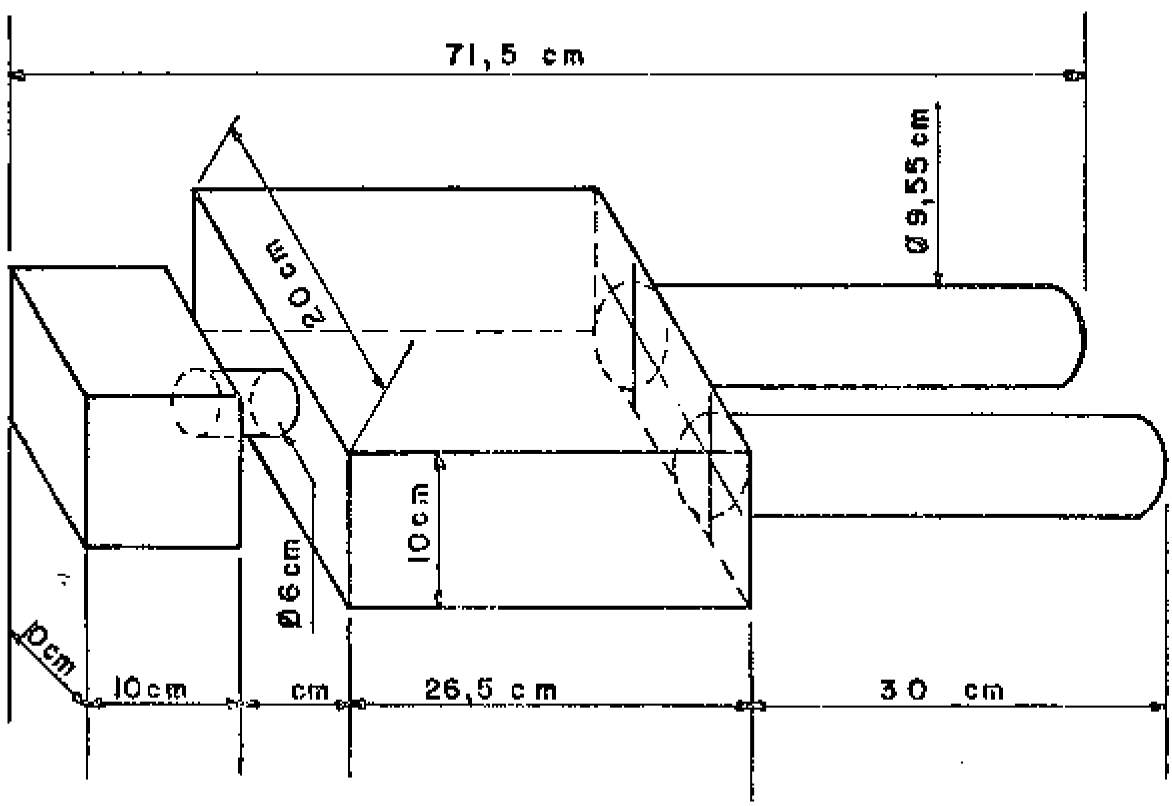

Figura 5 - Esquema do simulador criança de cinco anos de idade

A cabeça é um cubo de 10 x 10 x 10 cm, o pescoço corresponde a um cilindro de 6 cm de diâmetro e 5 cm de comprimento, o tronco é um paralelepípedo de 26,5 cm de comprimento, 20 cm de largura e 10 cm de altura. O tronco de uma criança é mais roliço que do adulto e a cabeça é maior em relação ao corpo do adulto. A perna é um cilindro de 9,55 cm de diâmetro e 30 cm de comprimento.

4.3. RADIOISÓTOPOS UTILIZADOS

Os simuladores foram preenchidos com água contendo os radioisótopos selecionados.

No experimento foram utilizados os radioisótopos ^{99m}Tc (0,140 MeV), ^{131}I (0,364 MeV) e o ^{42}K (1,52 MeV) [24]. Estes radioisótopos foram produzidos pela Divisão de Técnicas de Processamento do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da CNEN/SP. As atividades dos radioisótopos foram determinadas por meio de uma câmara de ionização marca Capintec--Radioisotope Calibrator modelo CRC-10BC. Estas atividades foram aferidas em um contador usando solução cintiladora da Beckman modelo LS-150, previamente calibrado para os respectivos radioisótopos.

Os simuladores foram posicionados na geometria de contagem tipo maca, efetuando-se as medidas a 1 m e 1,45 m da linha média dos mesmos.

4.4. CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA DE MEDIDA DE CORPO INTEIRO

O contador de corpo inteiro do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da CNEN/SP possui um detector de NaI(Tl) de 20 x 8 cm acoplado a quatro fotomultiplicadoras RCA 8054, alimentadas por uma fonte de tensão marca TMC modelo 520 P. Os dados foram acumulados e posteriormente processados em um analisador multicanal TMC modelo 401. O conjunto detector mais fotomultiplicadoras está acondicionado dentro de uma sala de 3 x 3 x 3 m, com paredes de espessura 12,5 cm de aço de baixa radiação de fundo , revestido internamente com 3 mm de chumbo e 5 mm de cádmio.

4.5. DESCRIÇÃO DAS ROTINAS DE CÁLCULOS DO PROGRAMA DESCRITO

O programa desenvolvido utiliza um simulador analítico baseado no modelo desenvolvido por Snyder e col [38]. Com o intúito de tornar exequível a elaboração do programa com os recursos do computador utilizado e torná-lo eficientemente rápido nas etapas de cálculo foi necessário incluir algumas simplificações no modelo analítico de Snyder, a saber:

a. região da cabeça é um cilindro elíptico

b. região das pernas é composta de dois cilindros circulares cujo raio médio é proporcional ao modelo proposto por Snyder.

A figura 6 ilustra as equivalências entre o modelo de Snyder e o aqui adotado.

O programa foi redigido em linguagem "BASIC" usando-se um micro computador CP-200 da linha Synclair com 16 k de memória.

4.6. SIMULADOR ANALÍTICO DOS COMPARTIMENTOS HUMANOS

O simulador humano analítico utilizado foi convenientemente simplificado constando-se somente de três partes, isto é, cabeça, tronco e membros inferiores. Na cabeça é incluído a região do pescoço, e os braços constituem parte do tronco.

O esquema geométrico do simulador é mostrado na figura 7.

A cabeça ou parte superior do simulador analítico é adotada como um cilindro elíptico de altura VC, semi-eixo maior AC e semi-eixo menor BC. O volume da cabeça é determinado pela expressão (1)

$$Vol(cab) = \pi \; AC \times BC \times VC \tag{1}$$

De modo semelhante, o tronco foi adotado como um cilindro elíptico de altura VT, semi-eixo maior da elipse BT e semi-eixo menor igual a AT. O volume deste componente é determinado por:

$$Vol(tronco) = \pi \; AT \times BT \times VT \tag{2}$$

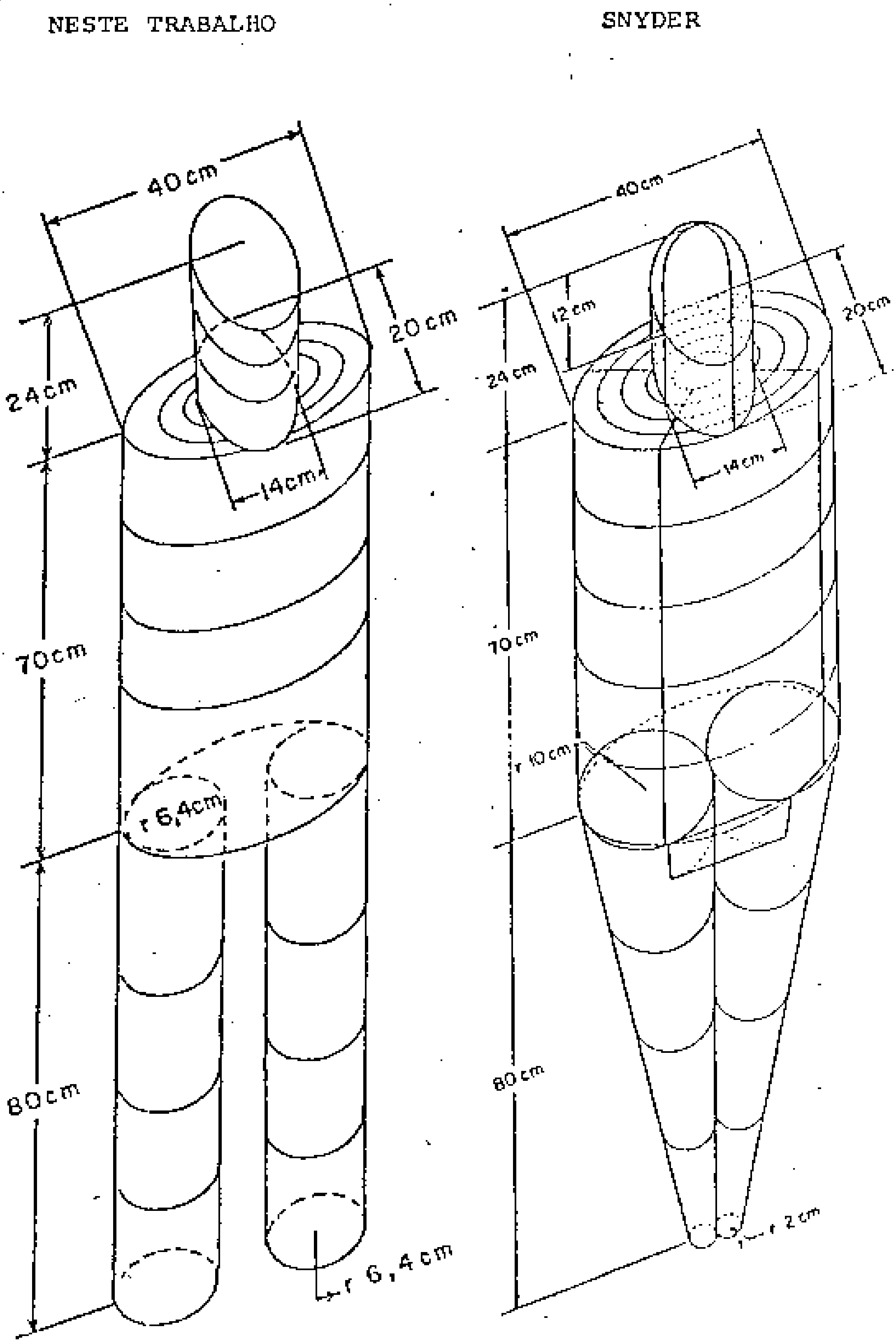

Figura 6 - O Modelo analítico de Snyder e o utilizado neste trabalho

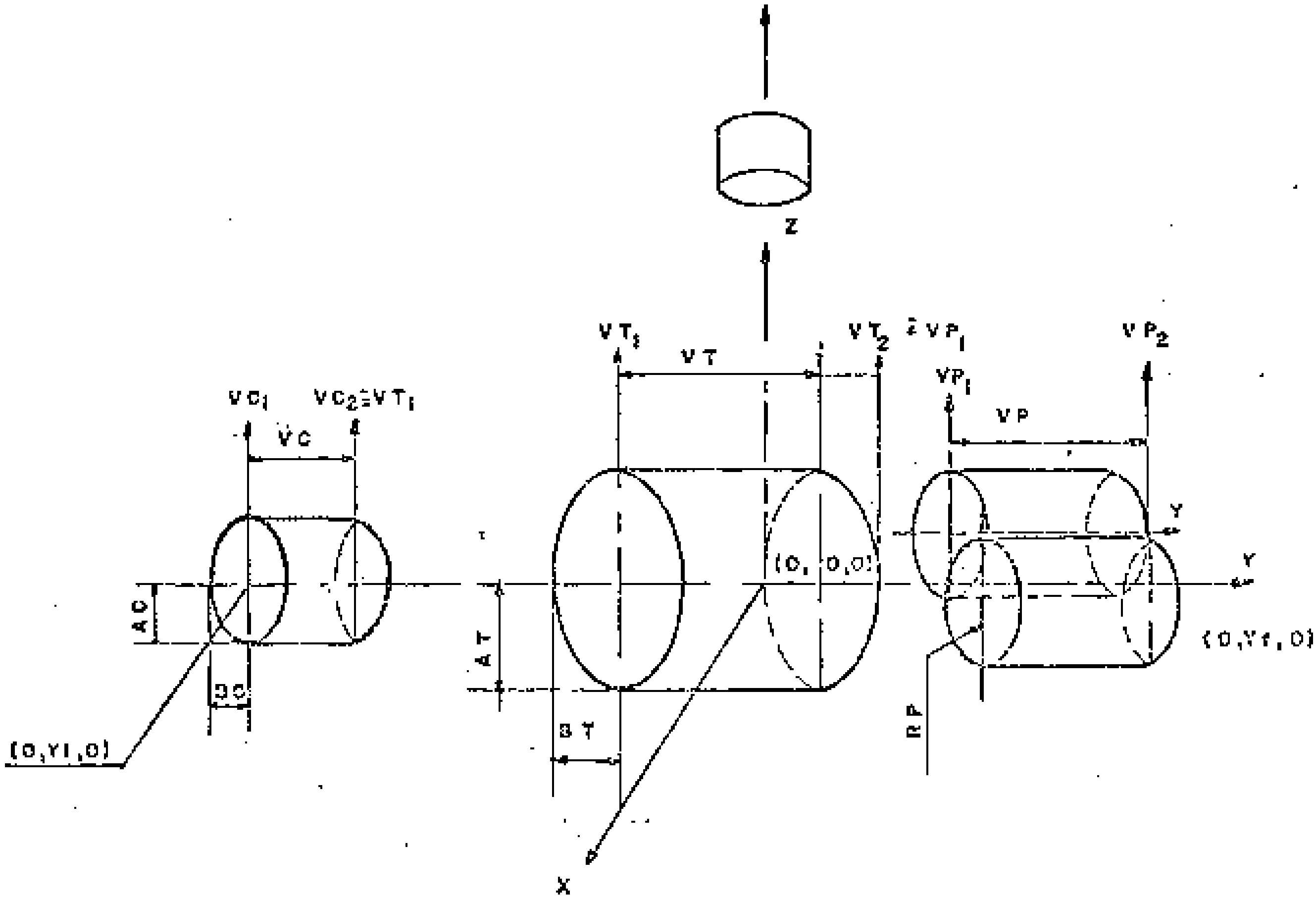

Figura 7 - Esquema do simulador analítico adotado neste trabalho

Quanto aos membros inferiores (pernas) as mesmas foram consideradas como cilindros de comprimento VP e raio médio RP. Este é calculado pela expressão:

$$RP = \sqrt{\frac{R^2 + Rr + r^2}{3}} \tag{3}$$

onde R, r e P são os parâmetros utilizados por Snyder[38]. RP é um valor que torna o volume das pernas do modelo de Snyder iguais ao volume das pernas do modelo analítico adotado neste trabalho. A figura 8 ilustra geometricamente essas equivalências.

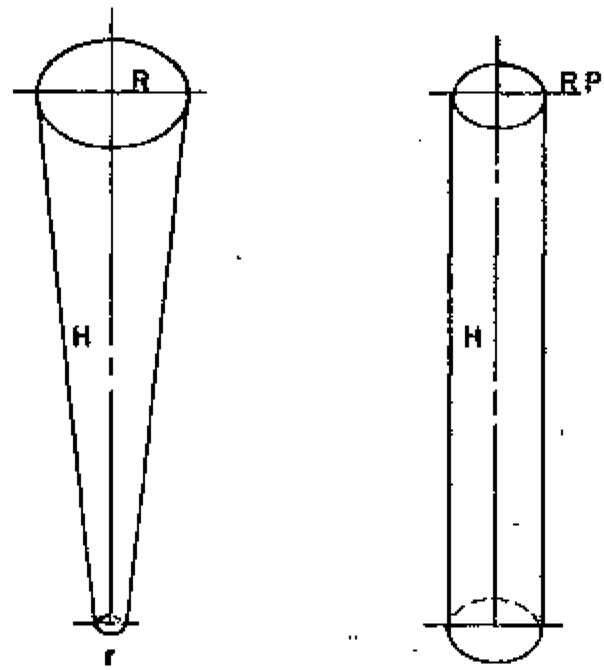

Figura 8 - Equivalência do Volume das pernas do modelo analítico de Snyder e do modelo analítico adotado neste trabalho

A adoção destas simplificações mostrou-se justificáveis em vista de facilitarem enormemente as expressões matemáticas do processo de geração de eventos aleatórios que ocorrem nessas regiões.

4.7. DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS GEOMÉTRICOS ρ, h, α e θ

Conforme o esquema de cálculo para a determinação da eficiência de contagem descrita por Beam e col.[2] os parâmetros ρ, h, α e θ são fundamentais. A figura 9a. e 9b. mostram geometricamente o significado de cada um desses parâmetros.

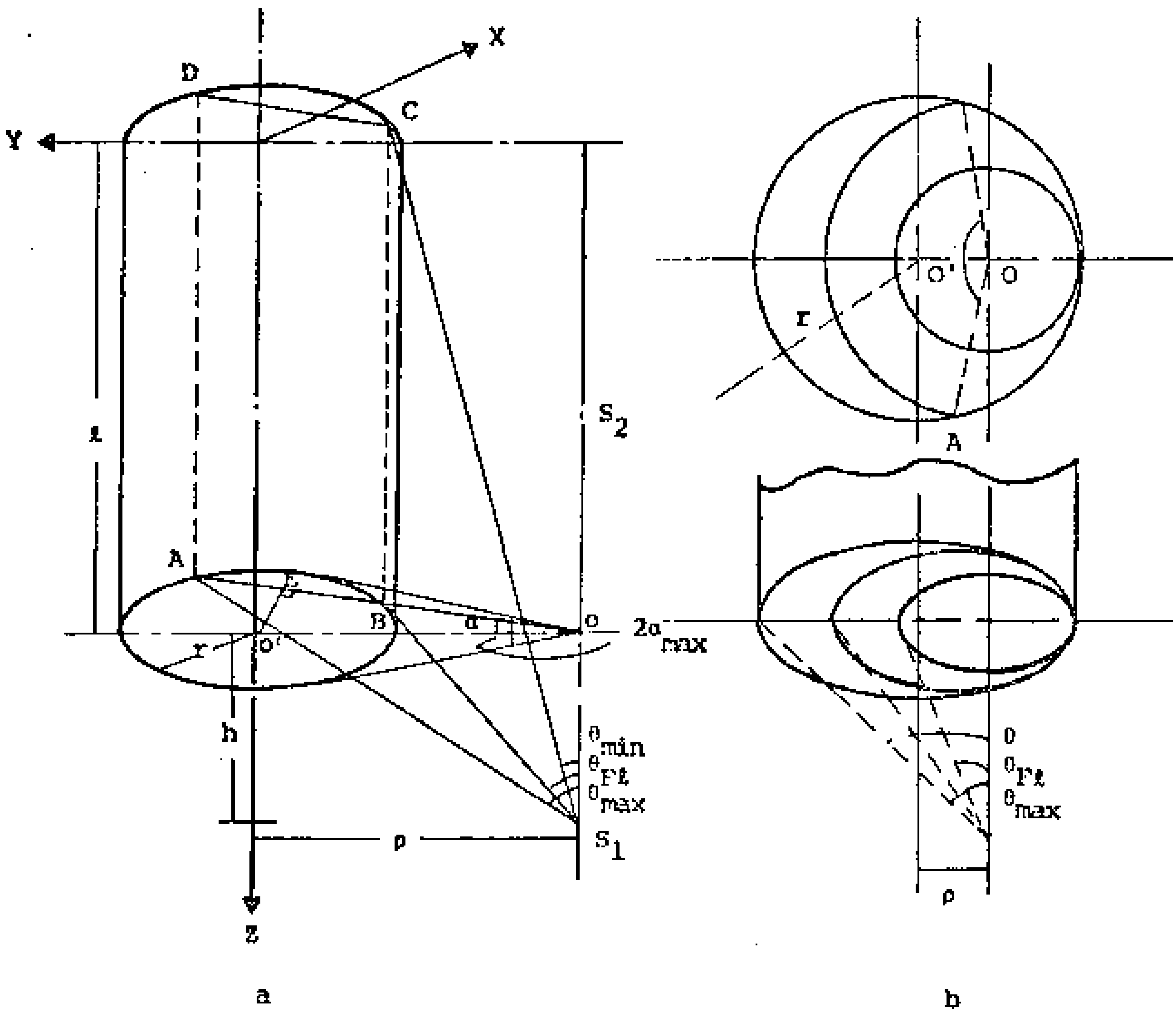

Figura 9 - Casos possíveis para fontes puntiformes (adaptado de Beam[2])

A seguir serão descritas as sequências de cálculos para a determinação desses parâmetros.

4.7.1. TÉCNICAS DE REJEIÇÃO

Para o conjunto de dados antropométricos, isto é, dimensões da cabeça, tronco e pernas, calcula-se a fração da massa de cada uma daquelas partes usando-se as expressões seguintes, onde 1 g/cm^3 é a densidade do tecido mole.

$$PC = \pi\ AC \times BC \times VC \times 1.09 \times 1 \qquad (4)$$

$$PT = \pi\ AT \times BT \times VT \times 1.03 \times 1 \qquad (5)$$

$$PP = 2(\pi\ RP^2 \times VP) \times 1 \qquad (6)$$

$$PTOT = PC + PT + PP \qquad (7)$$

onde PC é a massa da cabeça, PT do tronco, PP das pernas e PTOT massa total. Os parâmetros AC, BC, VC, AT, BT, VT, RP e VP são aqueles já definidos na figura 7. As constantes 1.09 e 1.03 foram utilizadas para igualar os volumes da cabeça e do tronco do modelo analítico de Snyder com o deste trabalho.

A fração ponderal dos respectivos compartimentos são calculadas por:

$$F_c = \frac{PC}{PTOT} \qquad (8)$$

$$F_{c+t} = \frac{PC + PT}{PTOT} \qquad (9)$$

Dispondo-se de um número aleatório ε entre 0 e 1 (*), adota-se o critério seguinte:

Se $\varepsilon \leqslant F_c$ então o evento ocorre na região da cabeça

Se $F_c < \varepsilon \leqslant F_{c+t}$ então o evento ocorre na região do tronco

Se $\varepsilon > F_{c+t}$ então o evento ocorre na região das pernas

4.7.2. DISTÂNCIA ρ DO PONTO DE EMISSÃO DO FÓTON, NO CORPO, AO EIXO CENTRAL DAS FACES PARALELAS DO DETECTOR

Para cada evento a determinação de ρ segue as seguintes considerações:

a. Adota-se um eixo central denominado Y que passa pelo

(*) No computador utilizado existe uma rotina disponível (RND) na qual ε é gerado.

centro do simulador no sentido da cabeça aos pés.

b. Para localizar a região do evento no eixo Y utiliza-se a "técnica da rejeição", tendo em vista que as probabilidades da emissão do fóton nas três partes do corpo são distintas em função dos seus volumes diferentes.

c. Sendo as três regiões do simulador considerados cilindros-elípticos na direção do eixo Y e o material radioativo estando uniformemente distribuído, então a probabilidade da ocorrência da emissão do fóton na mesma região (cabeça ou tronco ou pernas) é função do seu volume.

Após o conhecimento da região selecionada aleatoriamente pelo critério da rejeição, a coordenada ρ é calculada por:

$$Y = Y_i + (Y_f - Y_i) \times \varepsilon \tag{10}$$

onde Y_i e Y_f são as coordenadas iniciais e finais da região selecionada, isto é, $Y_i = VC_1$ ou $Y_i = VT_1$ ou $Y_i = VP_1$ e $Y_f = VC_2$ ou $Y_f = VT_2$ ou $Y_f = VP_2$ e ε um número entre zero e um aleatoriamente gerado.

Se $\rho = Y$ acima determinado, mantêm-se a identidade com a nomenclatura do texto de Beam e col[2].

4.7.3. DISTÂNCIA h ENTRE O PONTO DE EMISSÃO DO FÓTON NO CORPO E O PLANO DA FACE PARALELA DO DETECTOR

Na figura 10 a distância h corresponde à distância z_o do plano da face do detector ao eixo Y, menos a componente δ sen η, ou seja:

$$h = z_o - \delta \text{ sen } \eta$$

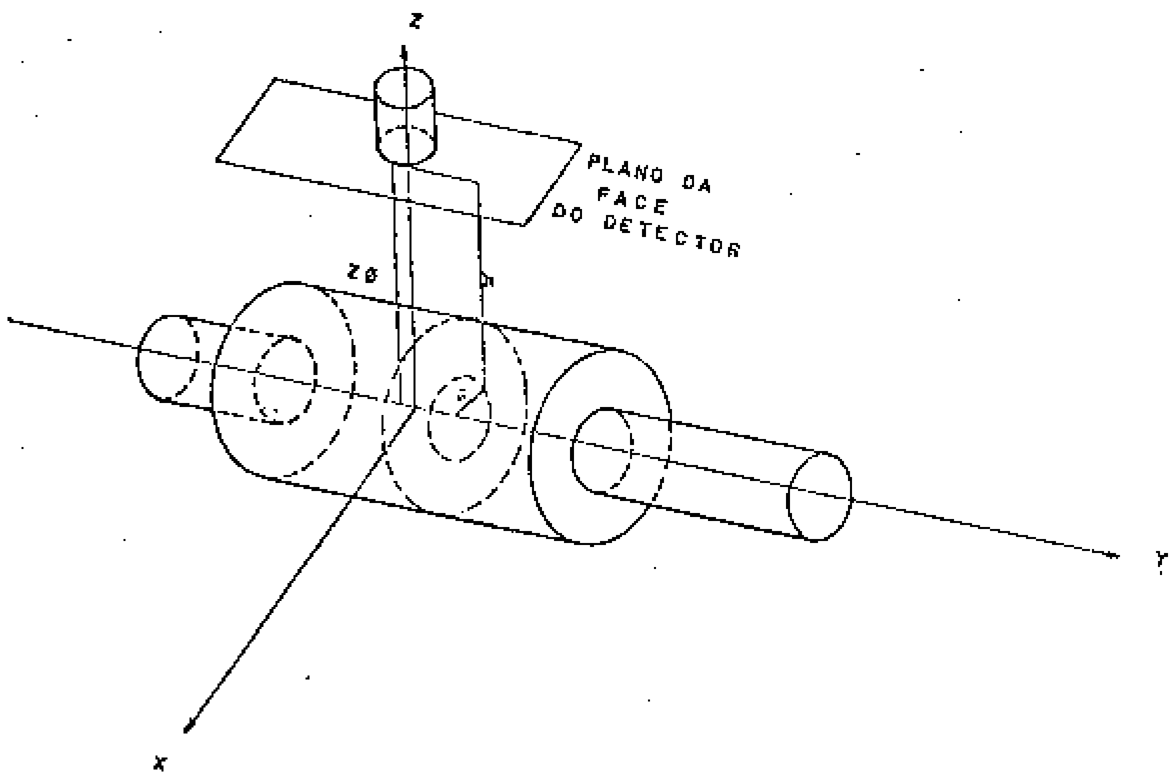

Figura 10 - Esquema dos parâmetros geométricos h, ρ, δ que definem o ponto de emissão do fóton γ em relação ao detector

4.7.3.1. CÁLCULO DA COMPONENTE δ

A distância δ do ponto de emissão ao eixo Y é determinada por:

$$\delta = \frac{b}{\sqrt{1 - e^2 \times \cos^2 \eta}} \cdot \operatorname{sen} \eta \qquad (11)$$

onde η é um ângulo gerado aleatoriamente por $\eta = 2\pi\epsilon$ e as variáveis b e e determinadas para cada região por:

	Variável	
Região	b	e (ecentricidade)
Cabeça	$AC \times \epsilon$	$\dfrac{\sqrt{AC^2 - BC^2}}{AC}$
Tronco	$BT \times \epsilon$	$\dfrac{\sqrt{BT^2 - AT^2}}{BT}$
Perna	$RP \times \epsilon$	0

4.7.4. DETERMINAÇÃO DO ÂNGULO SÓLIDO E DO PONTO DE ENTRADA DO FÓTON NO DETECTOR

Para cada fóton originado em qualquer ponto (ρ, h, η), no corpo, a probabilidade do mesmo atingir o detector e o ponto de entrada no detector devem ser conhecidas. Para isto calcula-se primeiramente o ângulo sólido subentendido pelo detector cilíndrico e o ponto de origem do fóton (ρ, h, η). Pode-se considerar dois casos a serem descritos com relação à origem do fóton e ao ponto de sua entrada no detector:

a. A origem do fóton é localizada de modo que o mesmo pode entrar pela face voltada para o simulador ou alternativamente pelos lados do detector (figura 9a.).

b. A origem do fóton é localizada na região da projeção cilíndrica do detector (figura 9b.).

Considerando o primeiro caso, o ângulo α_{max} da figura 9a. é definido por:

$$\alpha_{max} = \text{arc sen } (r/\rho) \tag{13}$$

onde r é o raio do detector e ρ a distância já definida no ítem 4.7.2. O ângulo α é calculado a partir das seguintes considerações:

a. α deve estar contido no intervalo entre

$$-\alpha_{max} \leq \alpha \leq + \alpha_{max} \tag{14}$$

b. a razão entre

$$\varepsilon = \frac{\int_{-\alpha_{max}}^{\alpha} \frac{d\,\alpha}{2\,\pi}}{\int_{-\alpha_{max}}^{\alpha_{max}} \frac{d\,\alpha}{2\,\pi}} \tag{15}$$

onde ε é um número aleatório entre zero e um.

Consequentemente podemos calcular α segundo a solução da equação (15):

$$\alpha = \alpha_{max} (2\,\varepsilon - 1) \tag{16}$$

Devido aos aspectos da restrição estabelecida para o intervalo de variação de α o fator peso a ser aplicado será:

$$W(\alpha) = \frac{\int_{-\alpha_{max}}^{\alpha_{max}} \frac{d\,\alpha}{2\,\pi}}{\int_{o}^{2\,\pi} \frac{d\,\alpha}{2\,\pi}} = \frac{\alpha_{max}}{\pi} \tag{17}$$

Conforme a figura 9a. os pontos A, B, C e D definem um plano pelo qual o fóton poderá entrar no detector a partir da origem S_1.

Para determinar a posição no plano A B C D pelo qual o fóton penetra, os ângulos θ_{max}, θ_{FL} e θ_{min} devem ser definidos.

Na figura 9a. os segmentos OB e OA são determinados por:

$$\overline{OB} = \rho \cos \alpha - (r^2 - \rho^2 \operatorname{sen}^2 \alpha)^{1/2} \tag{18}$$

e

$$\overline{OA} = \rho \cos \alpha + (r^2 - \rho^2 \operatorname{sen}^2 \alpha)^{1/2} \tag{19}$$

Quanto aos cálculos de θ_{max}, θ_{FL} e θ_{min} temos:

$$\theta_{max} = \text{arc tan } (\overline{OA}/h) \tag{20}$$

$$\theta_{FL} = \text{arc tan } (\overline{OB}/h) \tag{21}$$

$$\theta_{min} = \text{arc tan } \left[(\overline{OB}/(h + \ell)\right] \tag{22}$$

Particularmente quando h = 0 então

$$\theta_{max} = \theta_{FL} = \pi/2 \tag{23}$$

e

$$\theta_{min} = \text{arc tan } (\overline{OB}/\ell) \tag{24}$$

A magnitude do ângulo θ_{FL} caracteriza se o fóton entra pela face plana ou face lateral do detector ou somente pela sua face lateral ou face plana.

Da mesma forma como foi amostrado o ângulo α, também é estabelecida uma função de distribuição modificada (amostragem por importância), que é utilizada para a amostragem do ângulo θ no intervalo $(\theta_{min}, \theta_{max})$ ou seja,

$$\epsilon = \frac{\int_{\theta_{min}}^{\theta} \frac{1}{2} \text{ sen } \theta \text{ d } \theta}{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{1}{2} \text{ sen } \theta \text{ d } \theta} \tag{25}$$

resolvendo a equação acima e invertendo a função, teremos,

$$\theta = \text{arc cos } \left[\cos\ (\theta_{min}) - \epsilon\ \left[(\cos\ \theta_{min} - \cos\ \theta_{max})\right]\right. \tag{26}$$

o ângulo θ deve ser comparado com θ_{FL}, para saber se o fóton entrou por baixo ou pelo lado do detector. O peso associado à seleção do ângulo θ é dado por:

$$W(\theta) = \frac{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{1}{2} \operatorname{sen} \theta \, d\,\theta}{\int_{o}^{\pi} \frac{1}{2} \operatorname{sen} \theta \, d\,\theta} \tag{27}$$

ou

$$W(\theta) = \frac{\left[\cos\,(\theta_{min}) - \cos\,(\theta_{max})\right]}{2} \tag{28}$$

Para fontes localizadas em S_3 (figura 9b.) pode-se notar que θ_{max} permanece constante. Portanto, calcula-se θ inicialmente e α é determinado conhecendo-se o valor de θ. Neste caso, o ângulo crítico, θ_{FL}, define um ângulo abaixo do qual o ângulo α poderá assumir valores entre 0 e 2 π e, quando θ for maior que θ_{FL} a variação de α é limitada ao intervalo $(-\alpha_{max}, \alpha_{min})$.

De acôrdo com a figura 9b. pode-se deduzir que:

$$\theta_{max} = \text{arc tan} \left[\frac{(r + \rho)}{h}\right] \tag{29}$$

$$\theta_{FL} = \text{arc tan} \left[\frac{(r - \rho)}{h}\right] \tag{30}$$

e

$$\theta_{min} = 0$$

O ângulo θ é amostrado de acôrdo com a equação (26)

$$\theta = \text{arc cos} \left[\cos\,\theta_{min} - \varepsilon \left[\cos\,\theta_{min} - \cos\,\theta_{max}\right]\right. \tag{31}$$

Uma vez mais θ é comparado com o ângulo θ_{FL} (eq. 30) e temos duas possibilidades: a) Caso θ for menor do que θ_{FL} então α varia entre 0 e 2 π e não se utiliza amostragem por importância, ou seja,

$$\varepsilon = \int_{o}^{\alpha} \frac{d\,\alpha}{2\,\pi} \tag{32}$$

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{2\,\pi} \tag{33}$$

consequentemente $\alpha = 2\pi\varepsilon \qquad 0 \leq \alpha \leq 2\pi$ (34)

com $W(\alpha) = 1.0$ (35)

b) Quando θ for maior que θ_{FL}, α irá variar entre $-\alpha_{max}$ e α_{max} e de acordo com a figura 9b.

$$\alpha_{max} = \text{arc cos}\left[\frac{\rho^2 + h^2\tan^2\theta - r^2}{2\,h\,\rho\tan\theta}\right] \tag{36}$$

e α será amostrado pela equação (16) onde teremos

$$\alpha = \alpha_{max}\,(2\varepsilon - 1) \tag{37}$$

e

$$W(\alpha) = \frac{\alpha_{max}}{\pi} \tag{38}$$

O peso total associado a uma seleção dos ângulos α e θ inferido das figuras 9a. e 9b. é dado por $W_i = W(\theta)\,.\,W(\alpha)$ (39)
onde W_i representa o ângulo sólido subentendido para a seleção particular i de α e θ.

4.7.5. DETERMINAÇÃO DOS COSSENOS DIRETORES INICIAIS

Conhecendo-se o ponto de entrada do fóton no detector, conforme considerações acima, o ponto de saída do detector e a distância entre esses dois pontos pode ser calculada. Recorrendo as figura 9a. e 9b. podemos notar que, se o fóton entrou por baixo do detector então as coordenadas de entrada são determinadas por:

$$X_e = h\tan\theta\,\text{sen}\,\alpha \tag{40}$$

$$Y_e = h\tan\theta\cos\alpha - \rho \tag{41}$$

$$Z_e = \ell \tag{42}$$

e se o fóton entrou pelo lado do detector, então:

$$X_e = \overline{OB}\,\text{sen}\,\alpha \tag{43}$$

$$Y_e = \overline{OB} \cos \alpha - \rho \tag{44}$$

$$Z_e = h + \ell - \frac{\overline{OB}}{\tan \theta} \tag{45}$$

Analogamente, se o fóton sair pelo topo do detector, as coordenadas de saída serão:

$$X_S = (h + \ell) \tan \theta \operatorname{sen} \alpha \tag{46}$$

$$Y_S = (h + \ell) \tan \theta \cos \alpha - \rho \tag{47}$$

$$Z_S = 0 \tag{48}$$

e se o fóton sair pelo lado,

$$X_S = \overline{OA} \operatorname{sen} \alpha \tag{49}$$

$$Y_S = \overline{OA} \cos \alpha - \rho \tag{50}$$

$$Z_S = h + \ell - \overline{OA} \tan \theta \tag{51}$$

Considerando-se a figura 11 as relações básicas de trigonometria podem ser usadas para calcular o caminho percorrido no detector pelo fóton adotando-se que não tenha ocorrido interação entre o fóton e o material do detector.

Teremos dois casos a considerar, cada um deles tendo dois sub-ítens. O fóton pode entrar pela face ou pelo lado do detector e poderá sair pelo topo ou pelo lado do detector. A figura 11 ilustra estas quatro diferentes situações. Conhecendo-se os pontos de entrada e de saída do fóton, a distância linear percorrida pelo mesmo, dentro do detector, está implícita nas expressões dos cossenos diretores do trajeto.

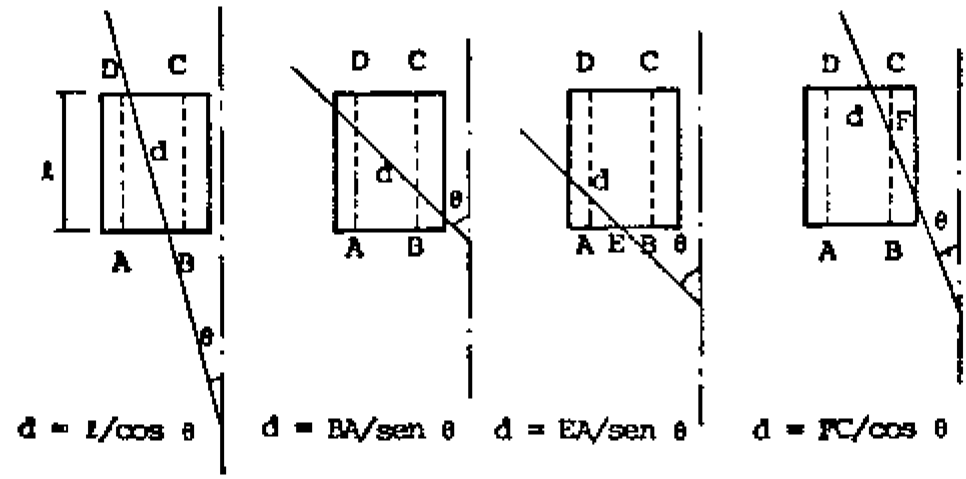

Figura 11 - Possíveis trajetórias dos fótons, e expressões para a distância máxima (adaptada de Beam[2]).

4.8. AJUSTE PARA O NaI(Tl)

Para calcular o coeficiente de atenuação em função da energia para os efeitos fotoelétricos e Compton, teríamos que lançar mão das fórmulas teóricas o que levaria a um trabalho dispendioso; para contornar esta dificuldade recorremos ao processo de ajuste polinomiais.

Os valores dos coeficientes de atenuação para o NaI(Tl) e para o tecido foram tirados da tabela de J.H. Hubbell[18]. No caso do tecido, usamos os valores tabelados para a água ($d = 1\ g/cm^3$), pois, para fins práticos, esta tem idêntico comportamento do tecido em geral.

Particularmente no caso do NaI(Tl), o mesmo apresenta descontinuidade para o efeito fotoelétrico na região de 32 keV, como podemos observar pela figura 12.

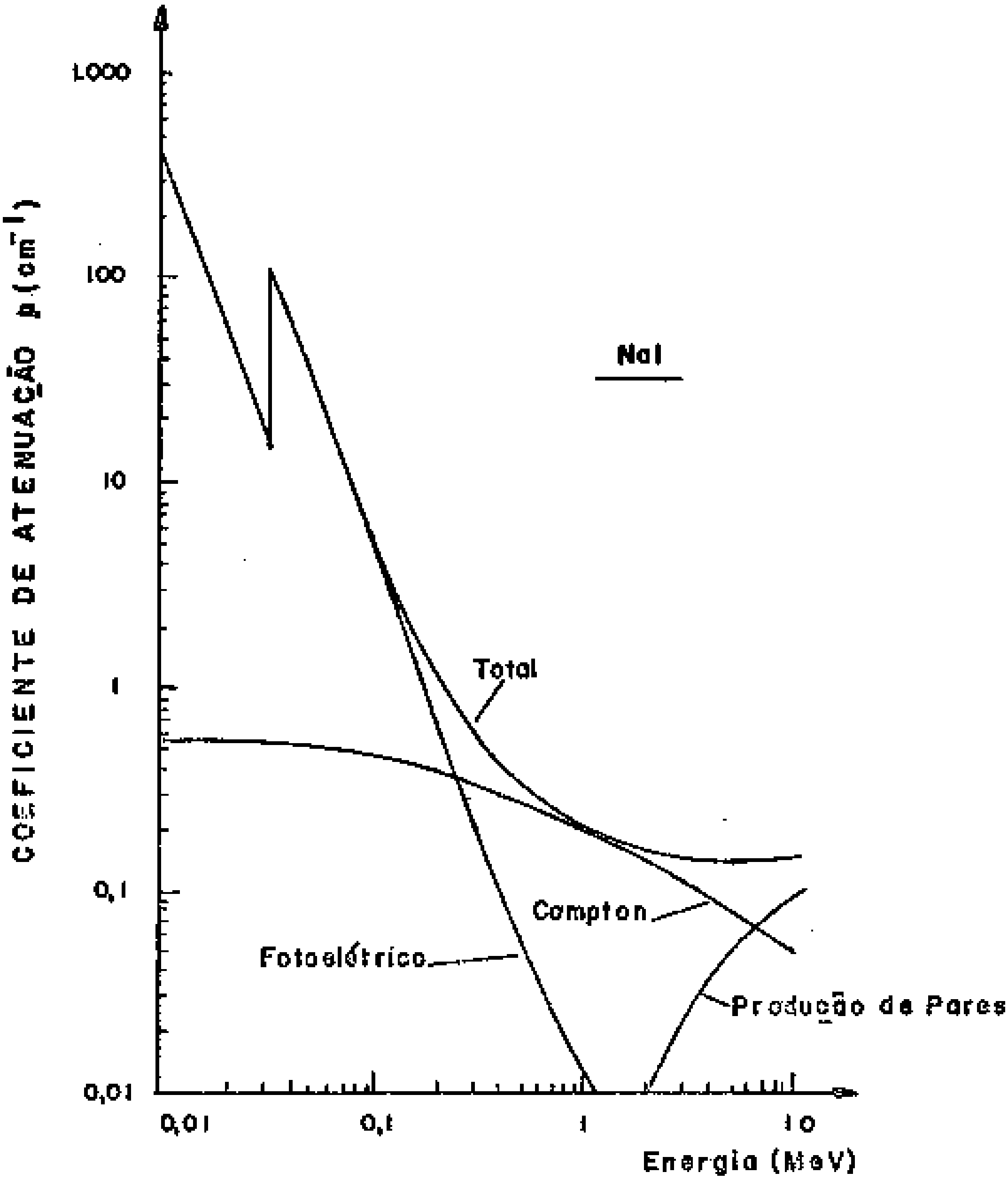

Figura 12 - Secções de Choque para o Iodeto de Sódio para Raios Gama (Adaptada do Price[40]).

Em virtude desta descontinuidade procedemos a dois ajustes, um de 0 até 32 keV e outro de 32 keV a 3 MeV.

4.8.1. AJUSTE DE 0 A 32 keV

Energia (MeV)	Coeficiente de atenuação μ (cm^2/g)
$1,00 \times 10^{-2}$	136

$1,50 \times 10^{-2}$	45,7
$2,00 \times 10^{-2}$	21,1
$3,00 \times 10^{-2}$	6,7
$3,32 \times 10^{-2}$	5,03

A equação resultante do ajuste é:

$$\ln \mu_F = -7,736534 - 2,75027531 \cdot \ln E \ (\pm\ 0,0204) \qquad (61)$$

Fonte	S.Q.	G.L.	Q.M.
Regressão	7,439	1	7,4395
Resíduo	0,001	3	0,0004171
Total	7,440	4	

F = 17834,944

r^2 = 0,9999 coef. de determinação

r = 0,9999 coef. de correlação

Erro padrão = 0,0204

4.8.2. AJUSTE DE 32 KeV a 3 MeV

Energia (MeV)	Coeficiente de atenuação (cm^2/g)
$3,32 \times 10^{-2}$	30,3
$4,00 \times 10^{-2}$	18,8
$5,00 \times 10^{-2}$	10,3
$6,00 \times 10^{-2}$	6,28
$8,00 \times 10^{-2}$	2,87
$1,00 \times 10^{-1}$	1,52
$1,50 \times 10^{-1}$	0,476
$2,00 \times 10^{-1}$	0,209
$3,00 \times 10^{-1}$	0,0668
$4,00 \times 10^{-1}$	0,0310

$5,00 \times 10^{-1}$	0,0177
$6,00 \times 10^{-1}$	0,0114
$8,00 \times 10^{-1}$	0,00588
1,00	0,00366
1,50	0,00166
2,00	0,00102
3,00	0,000546

A equação resultante do ajuste é:

$$\ln \mu_F = -5,6296162 - 2,117992 \ln E + 0,33908671 (\ln E)^2 + + 0,052922469 (\ln E)^3 \pm (0,0127)$$

Fonte	S.Q.	G.L.	Q.M.
Regressão	213,1270	3	71,0423
Resíduo	0,006485	12	0,0004983
Total	213,1335	15	

F = 142421,46

$r^2 = 0,9999$

r = 0,9999

Erro padrão = 0,0127

No caso do efeito Compton para o NaI(Tl), fizemos o ajuste de 0,01 MeV a 3 MeV

Energia (MeV)	Coeficiente de atenuação (cm^2/g)
$1,00 \times 10^{-2}$	0,165
$1,50 \times 10^{-2}$	0,162
$2,00 \times 10^{-2}$	0,159
$3,00 \times 10^{-2}$	0,154
$3,32 \times 10^{-2}$	0,152
$4,00 \times 10^{-2}$	0,149

$5,00 \times 10^{-2}$	0,144
$6,00 \times 10^{-2}$	0,140
$8,00 \times 10^{-2}$	0,133
$1,00 \times 10^{-1}$	0,127
$1,50 \times 10^{-1}$	0,114
$2,00 \times 10^{-1}$	0,105
$3,00 \times 10^{-1}$	0,0909
$4,00 \times 10^{-1}$	0,0815
$5,00 \times 10^{-1}$	0,0744
$6,00 \times 10^{-1}$	0,0688
8.00×10^{-1}	0,0605
1,00	0,0543
1,50	0,0442
2,00	0,0377
3,00	0,0297

A equação resultante do ajuste é:

$$\ln \mu_C = -2,9108 - 0,4912 \cdot \ln E - 0,05503 (\ln E)^2 \pm (0,0059) \quad (63)$$

Fonte	S.Q.	G.L.	Q.M.
Regressão	5,5722	2	2,7861
Resíduo	0,000592	18	0,00003288
Total	5,5728	20	

F = 84728,156

r^2 = 0,9998

r = 0,9999

Erro padrão = 0,0059

Para o tecido levamos em conta o coeficiente de atenuação total, procedendo o seu ajuste de 0,01 a 3 MeV

Energia	Coeficiente de atenuação (cm^2/g)
$1,00 \times 10^{-2}$	4,99
$1,50 \times 10^{-2}$	1,48
$2,00 \times 10^{-2}$	0,711
$3,00 \times 10^{-2}$	0,338
$4,00 \times 10^{-2}$	0,248
$5,00 \times 10^{-2}$	0,214
$6,00 \times 10^{-2}$	0,197
$8,00 \times 10^{-2}$	0,179
$1,00 \times 10^{-1}$	0,168
$1,50 \times 10^{-1}$	0,149
$2,00 \times 10^{-1}$	0,136
$3,00 \times 10^{-1}$	0,118
$4,00 \times 10^{-1}$	0,106
$5,00 \times 10^{-1}$	0,0967
$6,00 \times 10^{-1}$	0,0895
$8,00 \times 10^{-1}$	0,0786
1,00	0,0707
1,50	0,0575
2,00	0,0494
3,00	0,0397

A equação resultante do ajuste é:

$$\ln \mu_T = -2{,}6599 - 0{,}5596 \cdot (\ln E) - 0{,}03711 \cdot (\ln E)^2 + 0{,}06922 \cdot (\ln E)^3 + 0{,}02060 \, (\ln E)^4 \pm (0{,}1186) \qquad (64)$$

Fonte	S.Q.	G.L.	Q.M.
Regressão	26,1345	4	6,5336
Resíduo	0,02455	15	0,0016370
Total	26,1590	19	

F = 3991,0832

r^2 = 0,9990

r = 0,0995

Erro padrão = 0,1186

4.9. DETERMINAÇÃO DA PROBABILIDADE DE INTERAÇÃO

Fótons que entram no detector têm uma probabilidade de existência associada a um peso igual a 1,0, ou seja, nesta fase de cálculos não é necessário considerar o fator geométrico. Este peso é reduzido, após cada interação, pela razão entre as secções de choque de espalhamento e a total, e pela probabilidade da interação ocorrer dentro do cristal. A história de um fóton é considerada terminada quando,

I - o peso cair abaixo do valor préestabelecido, 10^{-8} ou

II - a sua energia cair abaixo do valor préestabelecido de 0,01 MeV. Estes valores indicam que um fóton com probabilidade de existência de aproximadamente 10^{-8}, pode ser considerado absorvido e, da mesma forma, fótons com energias menores que 0,01 MeV possuem uma probabilidade de absorção, através do efeito fotoelétrico, praticamente igual a 1. A probabilidade de uma interação dentro do detector foi definida como,

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\ell} \sigma_t \, e^{-\sigma_t x} \, dx}{\int_0^{d} \sigma_t \, e^{-\sigma_t x} \, dx} \tag{65}$$

onde d é a distância que o fóton percorreria para fugir do cristal e σ_t é o coeficiente de atenuação linear total[9,41].

Resolvendo esta equação e invertendo a função obteremos,

$$\ell = - \frac{1}{\sigma_t} \ln \left[1 - \varepsilon \, (1 - e^{-\sigma_t d})\right] \tag{66}$$

onde ℓ representa a distância entre duas interações subsequentes. O peso associado com esta escolha será,

$$W_\ell = \frac{\int_0^d \sigma_t e^{-\sigma_t x} \, dx}{\int_0^\infty \sigma_t e^{-\sigma_t x} \, dx} \tag{67}$$

resolvendo teremos,

$$W_\ell = 1 - e^{-\sigma_t \cdot d} \tag{68}$$

Para forçar o fóton a sofrer somente colisões de espalhamento, também deve-se utilizar o mesmo raciocínio anterior, ou seja,

$$\epsilon = \frac{\int_0^{\sigma_c} \frac{dx}{\sigma_t}}{\int_0^{\sigma_c} \frac{dx}{\sigma_t}} = 1 \tag{69}$$

onde σ_c é o coeficiente de atenuação linear para o espalhamento Compton. Portanto o fóton foi obrigado a espalhar com o peso associado

$$W_c = \frac{\int_0^{\sigma_c} \frac{dx}{\sigma_t}}{\int_0^{\sigma_t} \frac{dx}{\sigma_t}} \tag{70}$$

resolvendo teremos,

$$W_c = \frac{\sigma_c}{\sigma_t} \tag{71}$$

4.10. DETERMINAÇÃO DA NOVA DIREÇÃO E ENERGIA APÓS O ESPALHAMENTO

Quando um fóton sofre uma interação Compton, a nova energia e a nova direção do fóton devem ser calculadas. Os locais de interação $P_{(n)}$ e $P_{(n+1)}$ são definidos por (X_n, Y_n, Z_n) e $(X_{n+1}, Y_{n+1}, Z_{n+1})$ respectivamente, onde n caracteriza a n-ésima interação.

Assim, as coordenadas da (n + 1)-ésima interação são dadas por,

$$
\begin{aligned}
X_{n+1} &= \ell \cos \alpha + X_n , \\
Y_{n+1} &= \ell \cos \beta + Y_n , \\
Z_{n+1} &= \ell \cos \gamma + Z_n ,
\end{aligned}
\tag{72}
$$

onde $\cos \alpha$, $\cos \beta$ e $\cos \gamma$ são os cossenos diretores da n-ésima interação.

A energia do fóton é reduzida de acôrdo com a seção de choque diferencial de Klein-Nishina, que é amostrada de acôrdo com a técnica de rejeição.

O ângulo de espalhamento é calculado utilizando a lei do espalhamento Compton,

$$
\cos \theta = 1 + \frac{0{,}511}{E_o} - \frac{0{,}511}{E_s} \tag{73}
$$

onde E_o é a energia do fóton antes do espalhamento e E_s a energia do fóton depois do espalhamento. O ângulo azimutal relativo a direção anterior é amostrado entre 0 e 2π, uma vez que o espalhamento Compton é azimutalmente simétrico, ou seja,

$$
\phi = 2 \pi \varepsilon \tag{74}
$$

os novos cossenos diretores após o espalhamento são,

$$\cos \alpha' = \frac{\cos \alpha \cos \theta + (\cos \gamma \cos \alpha \operatorname{sen} \theta \cos \phi - \cos \beta \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \phi)}{(1 - \cos^2 \gamma)^{1/2}} \quad (75)$$

$$\cos \beta' = \frac{\cos \beta \cos \theta + (\cos \gamma \cos \beta \operatorname{sen} \theta \cos \phi + \cos \alpha \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \phi)}{(1 - \cos^2 \gamma)^{1/2}} \quad (76)$$

$$\cos \gamma' = \cos \gamma \cos \theta - (1 - \cos^2 \gamma)^{1/2} \operatorname{sen} \theta \cos \phi \quad (77)$$

e quando $(1 - \cos^2 \gamma)$ aproxima-se de zero estas equações são simplificadas,

$$\cos \alpha' = \operatorname{sen} \theta \cos \phi \quad (78)$$

$$\cos \beta' = \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \phi \quad (79)$$

e

$$\cos \gamma' = \cos \gamma \cos \phi \quad (80)$$

Calculada a nova direção, deve-se calcular em seguida a nova distância que o fóton pode percorrer dentro do cristal. Considerando o caso em que o fóton tende a sair pelo lado do detector, esta distância pode ser encontrada resolvendo a equação para o círculo do cilindro circular reto acoplado com a equação da trajetória do fóton, isto é,

$$X_c^2 + Y_c^2 = R^2 \quad (81)$$

$$d = \frac{X_c - X}{\cos \alpha} = \frac{Y_c - Y}{\cos \beta} = \frac{Z_c - Z}{\cos \gamma} \quad (82)$$

onde X_c, Y_c e Z_c são as coordenadas do ponto de saída lateral e (X, Y, Z) as coordenadas da última interação, R é o raio do detector e d é a distância efetiva que se quer calcular. Portanto,

$$X_c = d \cos \alpha + X \quad (83)$$

$$Y_c = d \cos \beta + Y \quad (84)$$

e substituindo na equação (81) obtém-se

$$d^2(\cos^2\alpha + \cos^2\beta) + 2\,d(X\cos\alpha + Y\cos\beta) + (X^2 + Y^2 - R^2) = 0 \qquad (85)$$

a qual pode ser resolvida para d. Esta equação possui uma raiz positiva que é aceita, uma raiz negativa que não é aceita, e é indefinida quando $\cos\gamma = \pm 1$, o que é pouco provável. Para saber se o fóton saiu pelas laterais, ou não, deve-se calcular Z_c e comparar com a altura do cristal, isto é,

$$Z_c = d\cos\gamma + Z \qquad (86)$$

Se Z_c não estiver dentro dos limites do detector, isto é, $0 \leq Z_c \leq \ell$, então o fóton se dirige para a superfície superior ou para o fundo do cristal. A distância efetiva neste caso é dada por:

$$d = -(\ell - Z)/\cos\gamma \qquad (87)$$

ou

$$d = -Z/\cos\gamma \qquad (88)$$

Se a nova direção for positiva o fóton caminha em direção ao topo do cristal, se negativa o fóton dirigir-se-a ao fundo do cristal.

Com a determinação desta nova distância d repetem-se os cálculos anteriores até que o peso ou energia do fóton caia abaixo dos limites estabelecidos.

5. RESULTADOS

Para verificarmos a exatidão dos resultados fornecidos pelo programa desenvolvido, utilizamos dois simuladores, um representando um homem adulto e o outro uma criança de aproximadamente cinco anos.

Para o experimento, utilizamos os seguintes radioisótopos: tecnécio 99 m, Iodo 131 e o potássio 42, cujas energias são respectivamente 140 keV, 364 keV e 1,52 MeV. O simulador adulto foi preenchido com água e carregado com radioisótopo. As medidas foram efetuadas em geometria tipo maca, e à distância detector-simulador de 100 cm e 145 cm. Após cada experimento foi preenchido o simulador criança, tirando-se a água, com o radioisótopo, do simulador adulto. Para a determinação da atividade colocada no simulador criança fizemos a relação entre as massas de água contida no simulador adulto e na criança. O simulador criança foi também medido na posição tipo maca a 100 cm e 145 cm.

Os resultados experimentais dos dois simuladores para os radioisótopos utilizados e os resultados fornecidos pelo programa estão nas tabelas nº 1 e 2.

Para estudar o comportamento dos dados fornecidos pelo programa foram feitas simulações para as seguintes energias: 0,05, 0,10, 0,140, 0,2, 0,364, 0,5, 0,662, 1, 1,52 e 2 MeV, para os dois simuladores.

Nas tabelas 3 e 4 temos os valores das eficiências simuladas para as distâncias de 100 cm e 145 cm, para os dois simuladores.

	Radioisótopo	Nível de Energia (MeV)	Eficiência de Contagem no Fotopico			
			Experimental	[Simulado	σ	CV (%)]
d = 100 cm	^{99m}Tc	0,140	0,000490	[0,00108	$3,5 \times 10^{-5}$	3,24]
	^{131}I	0,364	0,00110	[0,00100	$3,4 \times 10^{-5}$	3,4]
	^{42}K	1,52	0,00088	[0,00083	$1,8 \times 10^{-5}$	2,3]
d = 145 cm	^{99m}Tc	0,140	0,00030	[0,00060	$3,7 \times 10^{-5}$	6,2]
	^{131}I	0,364	0,00063	[0,00054	$3,1 \times 10^{-5}$	5,7]
	^{42}K	1,52	0,00046	[0,00045	$1,9 \times 10^{-5}$	4,2]

Tabela 1 - Eficiências Experimentais e Simuladas para os Níveis de Energia Utilizadas para o Simulador Adulto

Distância do Detector	Radioisótopo	Nível de Energia (MeV)	Eficiência de Contagem no Fotopico			
			Experimental	[Simulado	σ	CV (%)]
d = 100 cm	^{99m}Tc	0,140	0,000905	[0,0015	$4,4 \times 10^{-5}$	3,1]
	^{131}I	0,364	0,0014	[0,0013	$1,2 \times 10^{-5}$	0,9]
	^{42}K	1,52	0,0012	[0,0011	$2,4 \times 10^{-5}$	2,2]
d = 145 cm	^{99m}Tc	0,140	0,000457	[0,00073	$4,5 \times 10^{-5}$	6,4]
	^{131}I	0,364	0,00069	[0,00069	$4,1 \times 10^{-5}$	6,0]
	^{42}K	1,52	0,00054	[0,00055	$2,5 \times 10^{-5}$	4,5]

Tabela 2 - Eficiências Experimentais e Simuladas para os Níveis de Energia Utilizadas para o Simulador Criança

Energia (MeV)	[Eficiências Simuladas ± σ] x 10^{-5}	
	d = 100 cm	d = 145 cm
0,05	105 ± 4	56 ± 4
0,1	107 ± 4	58 ± 4
0,140	108 ± 4	60 ± 4
0,2	100 ± 4	53 ± 4
0,364	100 ± 3	54 ± 3
0,5	91 ± 3	48 ± 3
0,662	89 ± 3	48 ± 3
1	89 ± 3	47 ± 3
1,52	83 ± 2	45 ± 2
2	77 ± 2	42 ± 2

Tabela 3 - Valores das eficiências para o simulador adulto, para 100 cm e 145 cm, gerados pelo programa

Energia (MeV)	[Eficiências Simuladas ± σ] x 10^{-5}	
	d = 100 cm	d = 145 cm
0,05	126 ± 4	66 ± 5
0,1	141 ± 4	73 ± 5
0,140	148 ± 4	73 ± 5
0,2	145 ± 4	80 ± 5
0,364	136 ± 2	69 ± 4
0,5	134 ± 4	63 ± 4
0,662	126 ± 4	64 ± 4
1	121 ± 4	58 ± 4
1,52	113 ± 3	55 ± 3
2	102 ± 3	52 ± 3

Tabela 4 - Valores das eficiências para o simulador criança, para 100 cm e 145 cm, gerados pelo programa

Para observarmos o comportamento da eficiência versus distância colocamos os dados em gráfico onde nas abcissas temos os valores das energias e nas ordenadas os valores das eficiências simuladas para os dois simuladores, conforme figuras 13 e 14.

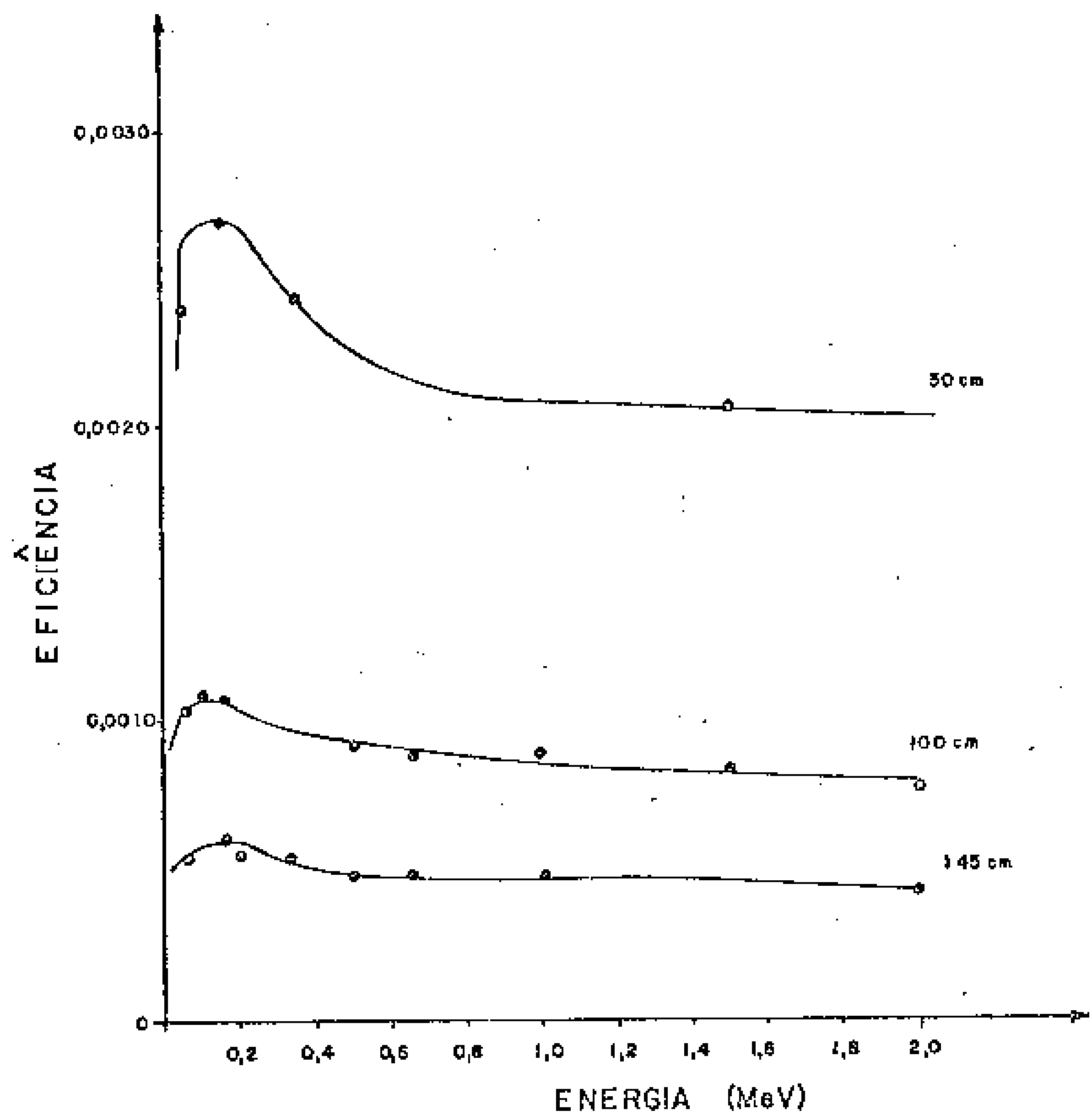

Figura 13 - Eficiência versus energia, para o simulador adulto, para as distâncias de 50 cm, 100 cm e 145 cm em relação ao detector

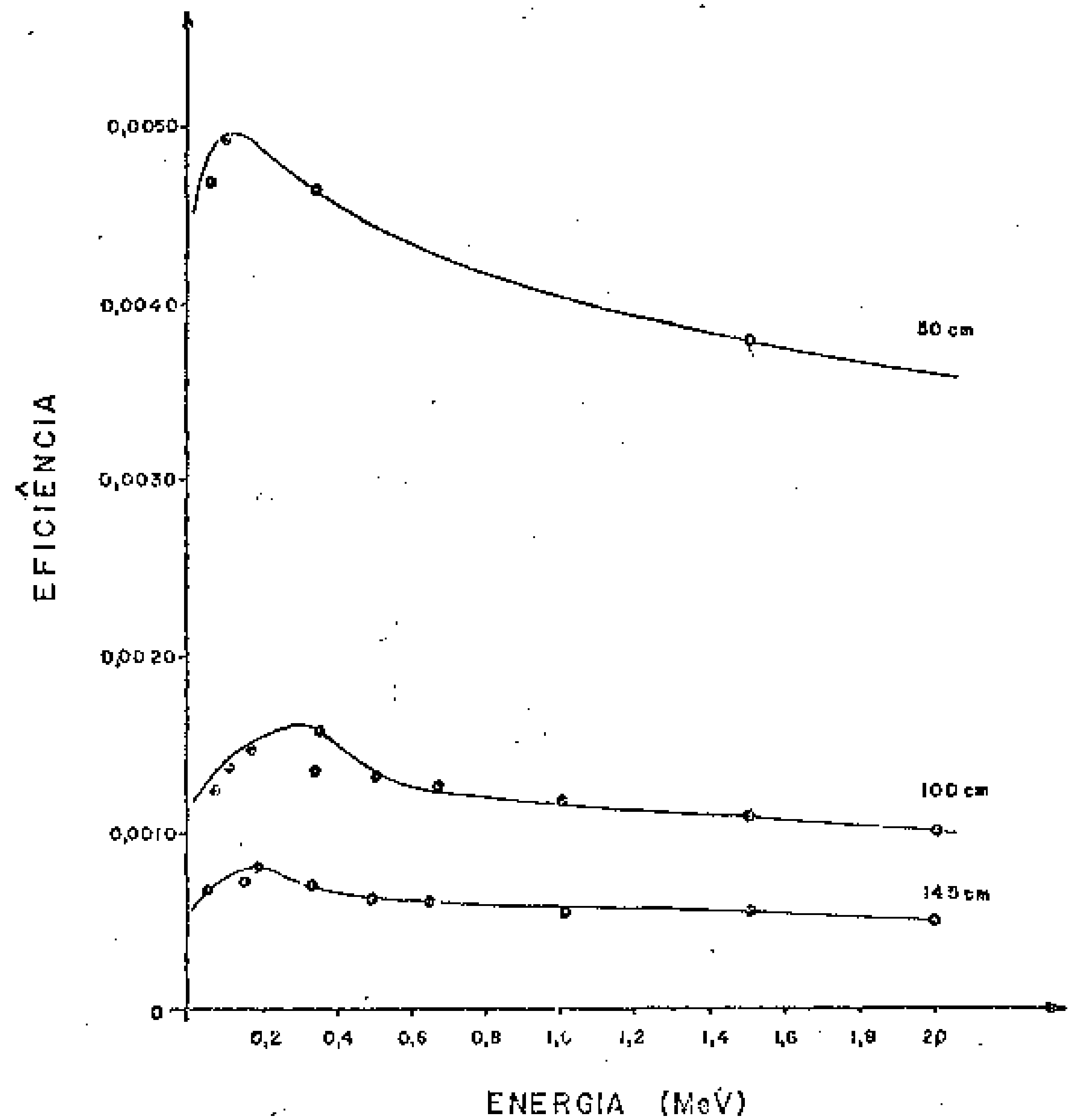

Figura 14 - Eficiência versus energia, para o simulador criança para as distâncias de 50 cm, 100 cm e 145 cm em relação ao detector

Estudou-se a eficiência de contagem de fotopico variando-se os parâmetros antropométricos do simulador adulto. Para este simulador variamos as suas proporções, simulando-se três tipos de indivíduos:

I - homem magro de aproximadamente 50 kg

II - homem normal de aproximadamente 70 kg

III - homem gordo de aproximadamente 100 kg

Nos três casos a distância de medida foi de 100 cm. A eficiência de contagem geradas pelo programa em função da energia são mostrados na figura 15.

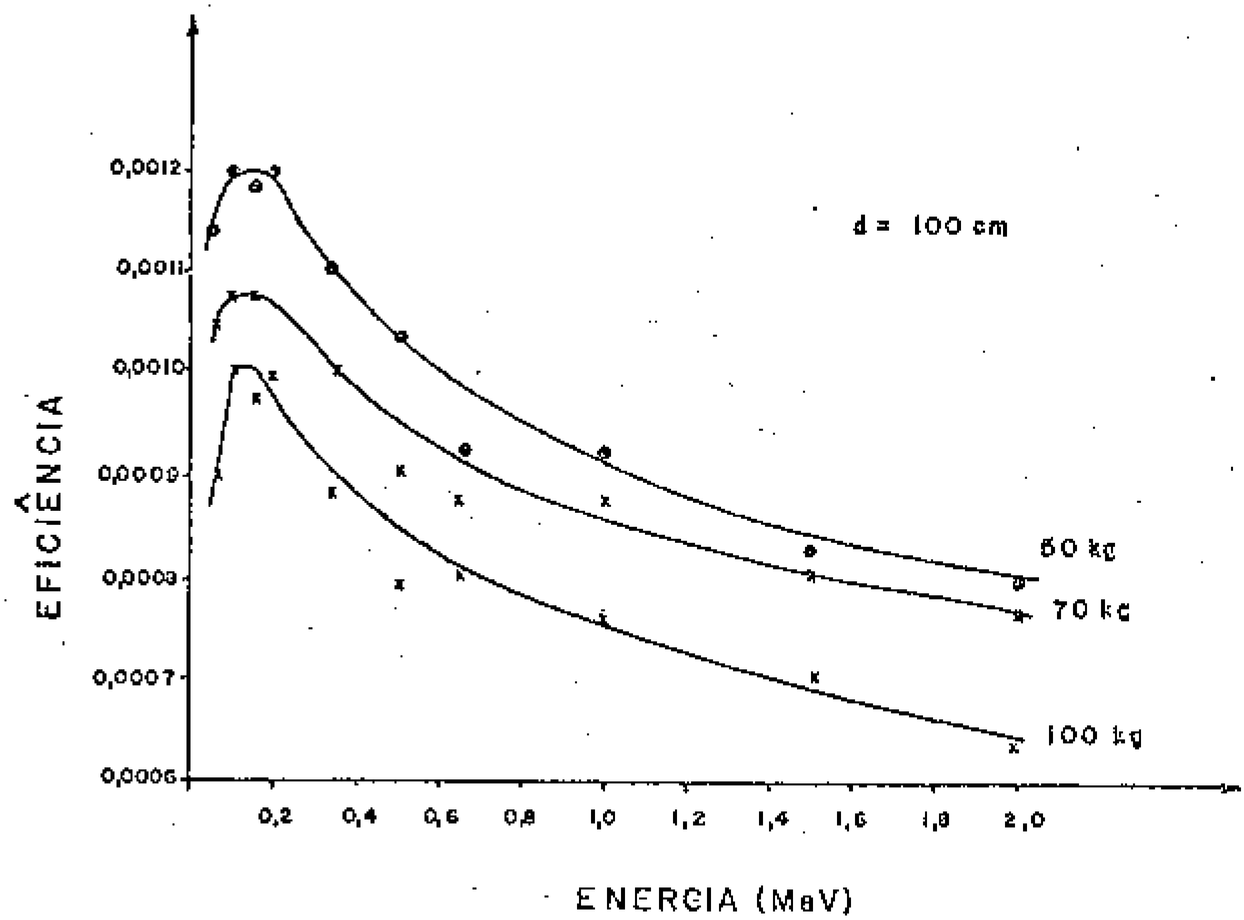

Figura 15 - Efeito da massa corporal na eficiência de contagem do fotopico

Nos três casos adotou-se a mesma altura de 170 cm como parâmetro antropométrico.

O programa desenvolvido apresenta discrepâncias no cálculo da eficiência para baixas energias. Para caracterizar este fato colocou-se em gráfico as eficiências experimentais e as simuladas para os simuladores adulto e criança para as distâncias do 100 cm e 145 cm, que podem ser vistas nas figuras 16, 17, 18 e 19.

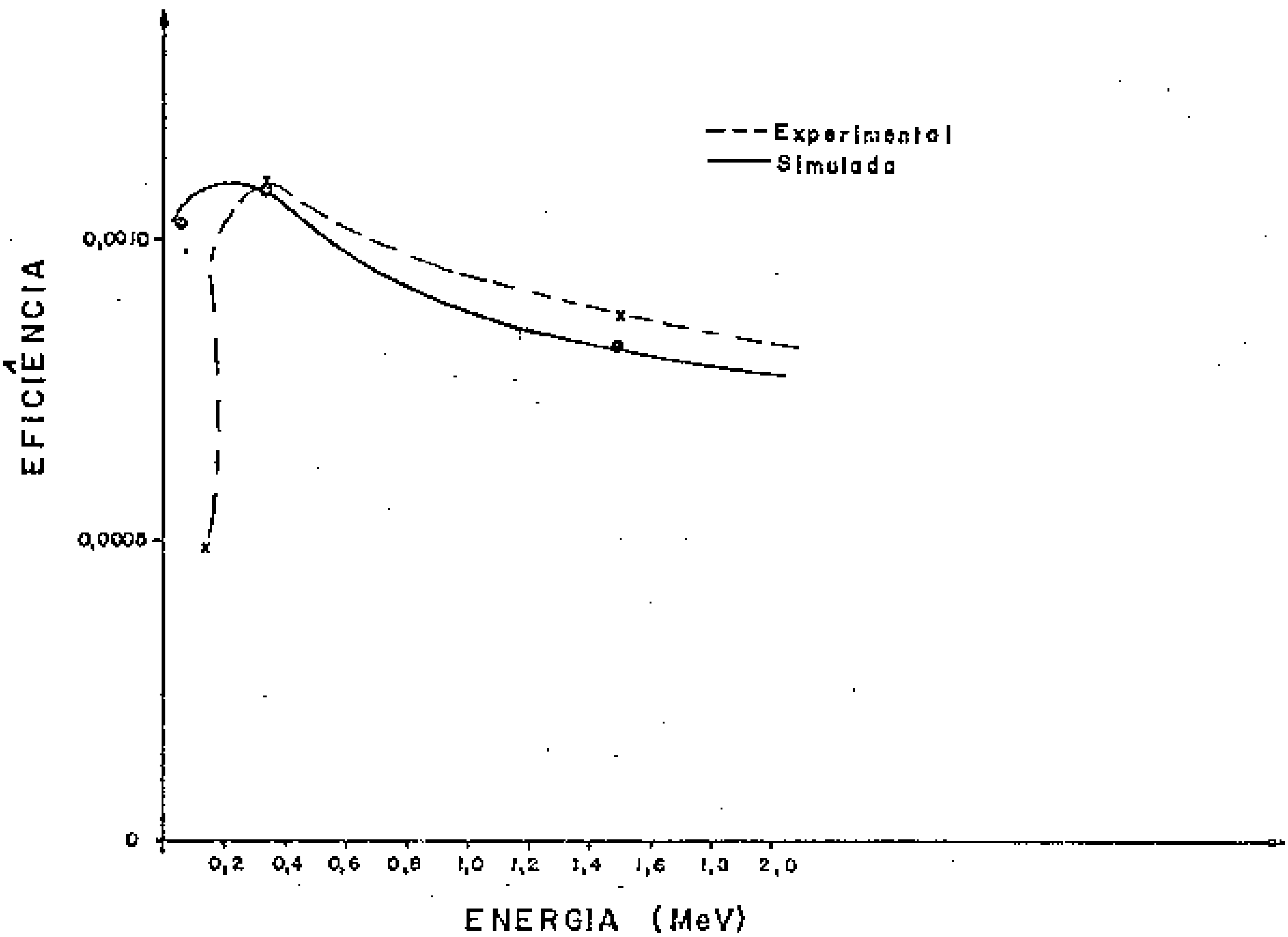

Figura 16 - Discrepância entre as eficiência experimentais e simuladas para o simulador adulto a 100 cm de distância do detector

Analisando a variação dos dados experimentais e simulados para os níveis de energia de 0,140 MeV, 0,364 MeV e 1,52 MeV, estabeleceu-se a relação entre os dados experimentais e simulados para os níveis de energias citados. Os valores desta relação normalizada foram colocados em gráfico, sendo que na ordenada os dados normalizados da eficiência e na abcissa a energia. Pode-se verificar na figura 20 que os valores das eficiências experimentais e simuladas apresentam discrepância para energias baixas

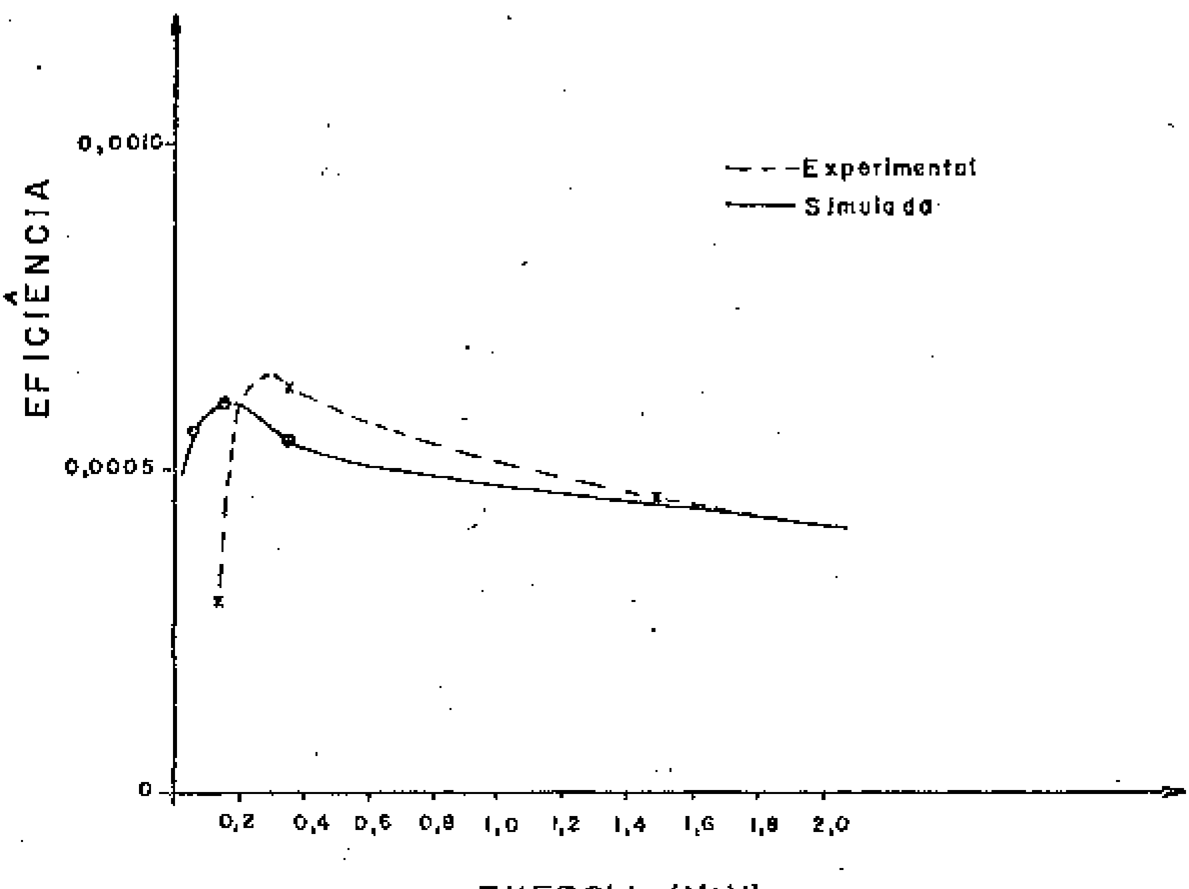

Figura 17 - Discrepância entre as eficiências experimentais e simuladas para o simulador adulto a 145 cm de distância do detector

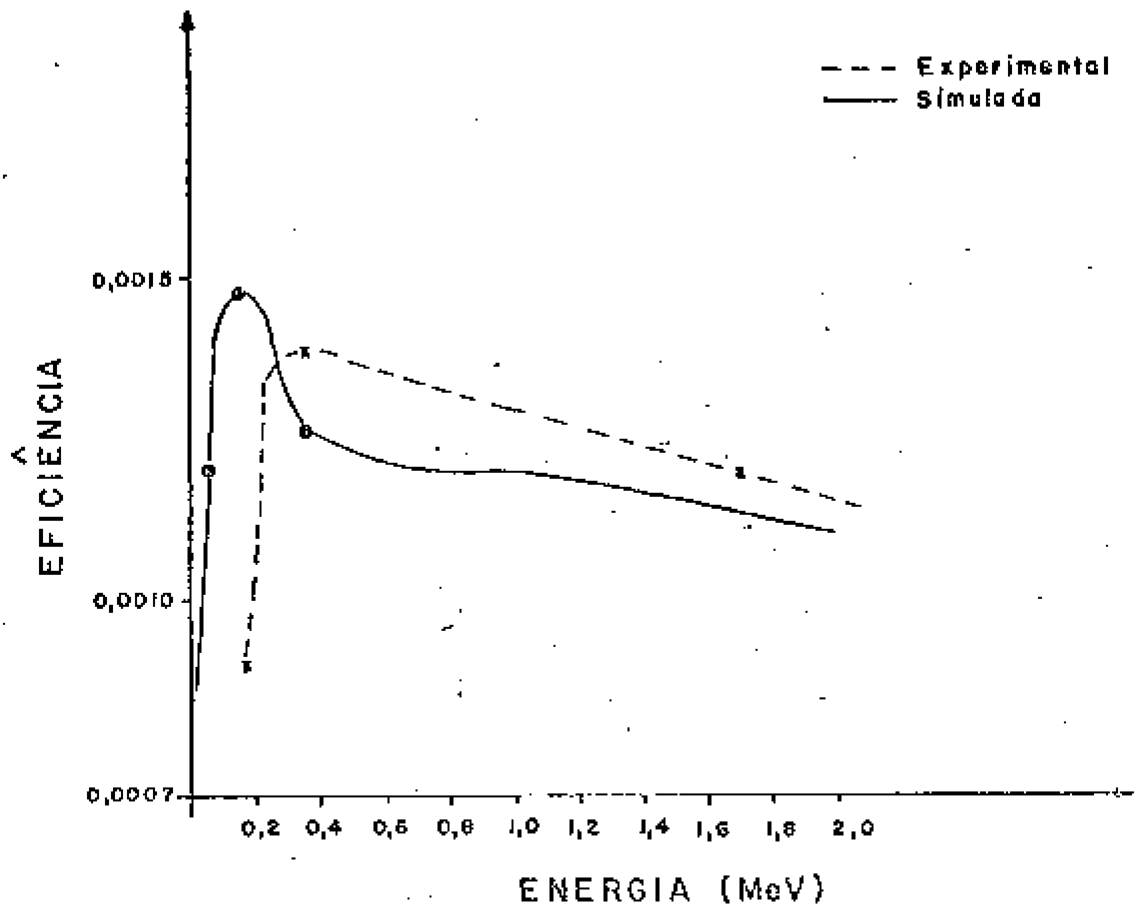

Figura 18 - Discrepância entre as eficiências experimentais e simuladas para o simulador criança a 100 cm de distância do detector

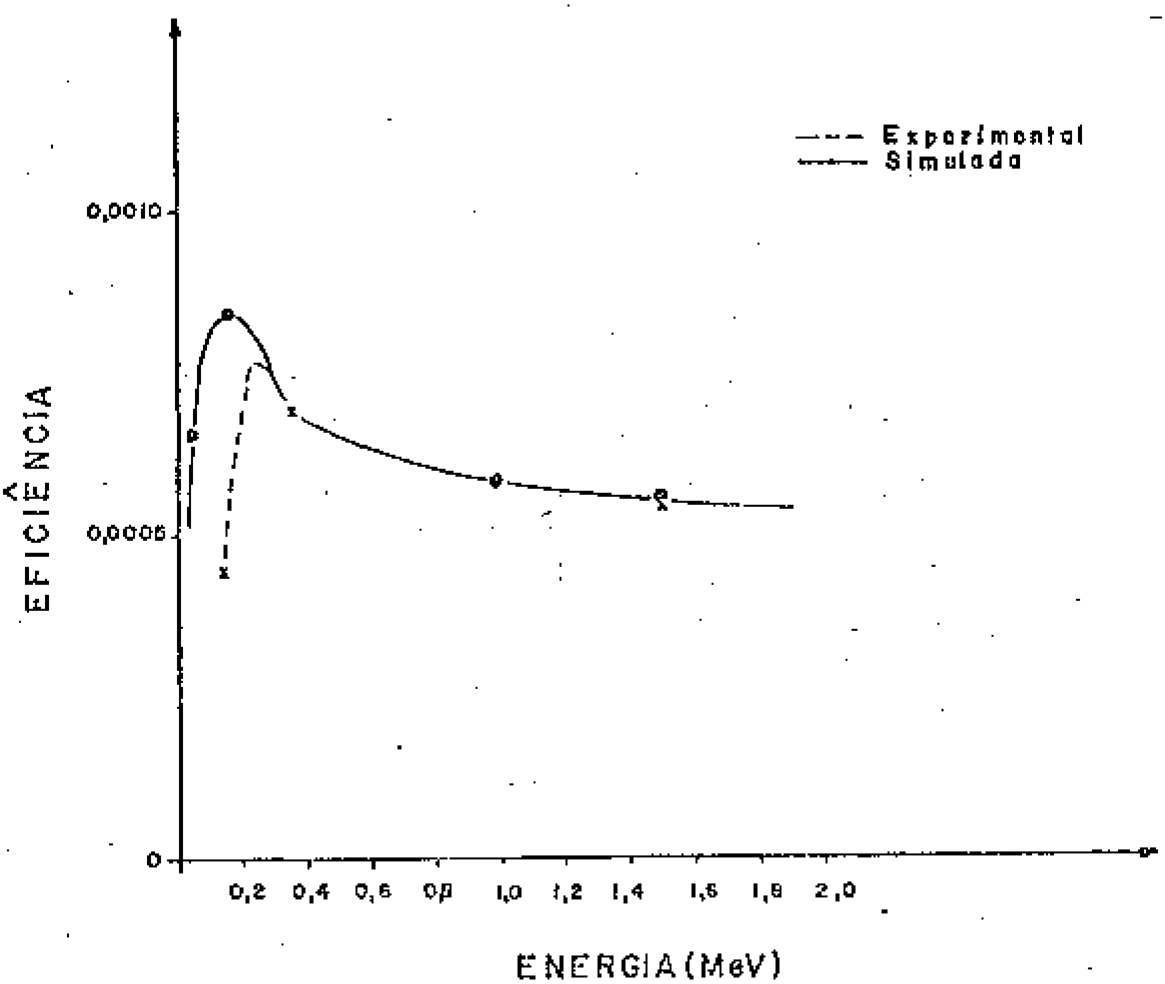

Figura 19 - Discrepância entre as eficiências experimentais e simuladas para o simulador criança a 145 cm de distância do detector e concordância para energias acima de 0,280 MeV até 2 MeV.

A figura 20 sugere que o êrro experimental das medidas foi aproximadamente 6% e que os resultados gerados pelo programa subestimam a eficiência de contagem ao nível médio de 6%.

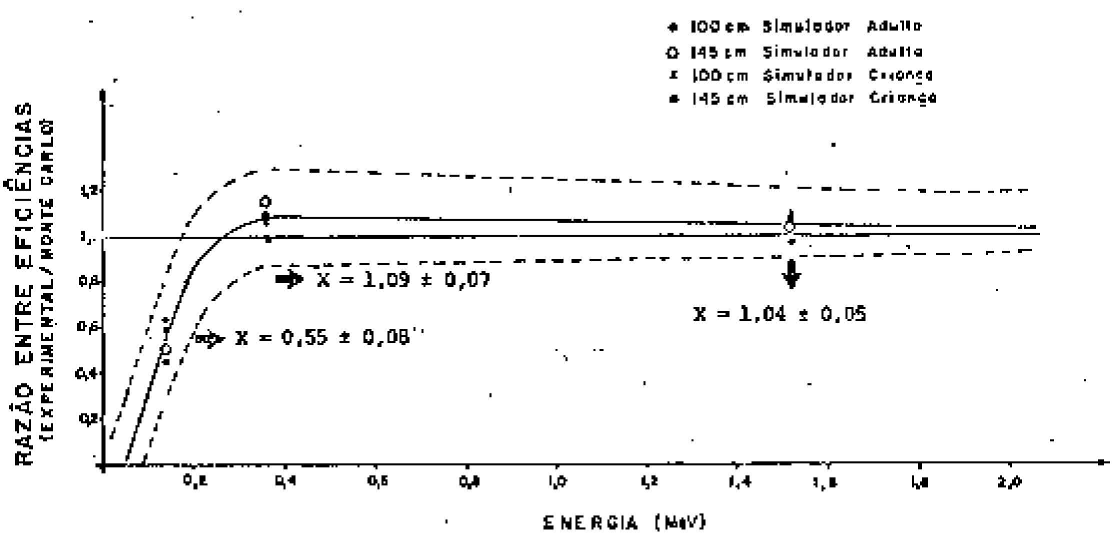

Figura 20 - Razão entre as eficiências experimentais, simuladas e normalizadas

Finalmente levantamos os espectros de cada medida experimental efetuada, para o simulador adulto e para o simulador criança para os radioisótopos ^{99m}Tc, ^{131}I, ^{42}K. As figuras 21 a 32 mostram os espectros.

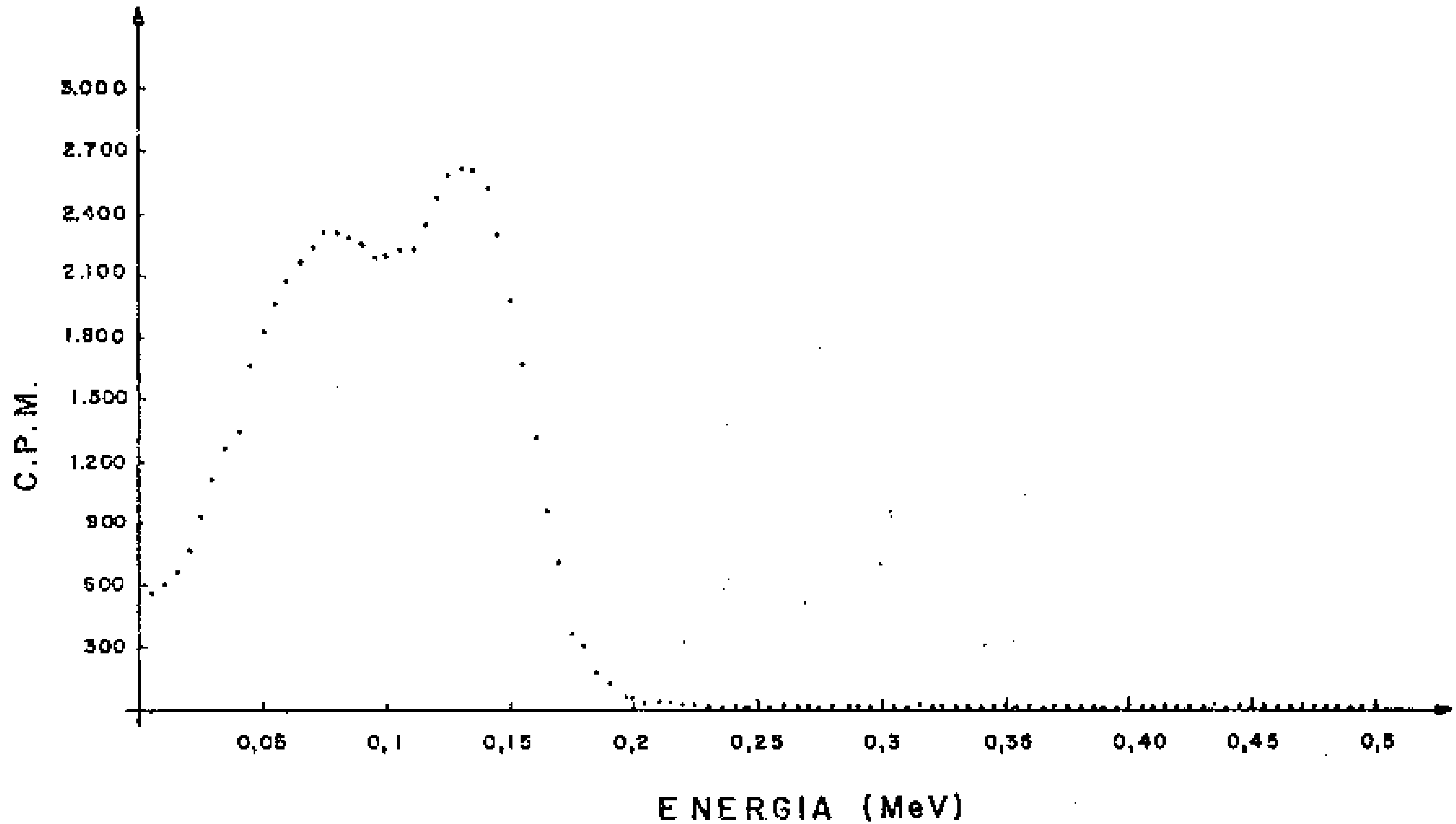

Figura 21 - Espectro do simulador adulto preenchido com ^{99m}Tc a 100 cm

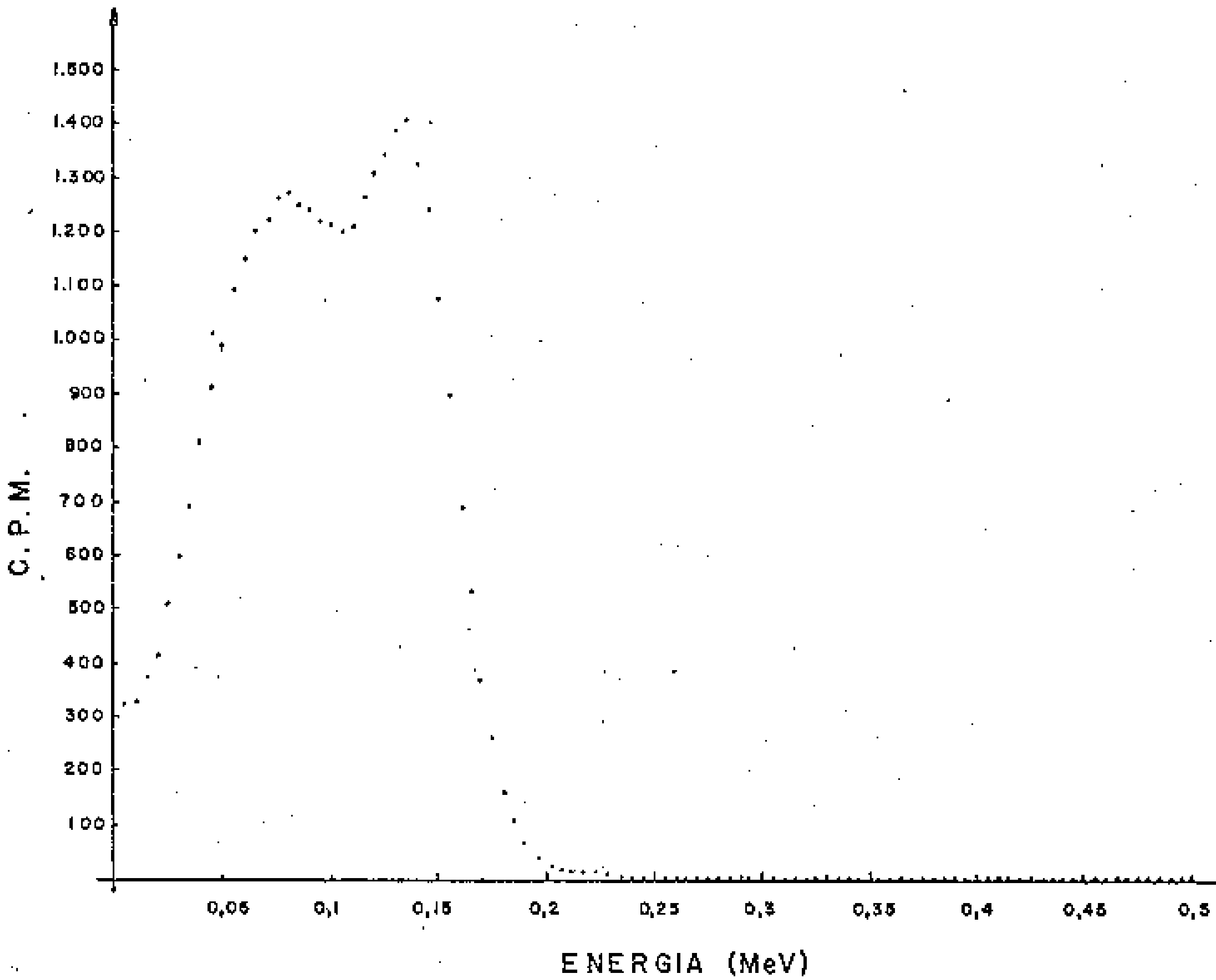

Figura 22 - Espectro do simulador adulto preenchido com ^{99m}Tc a 145 cm

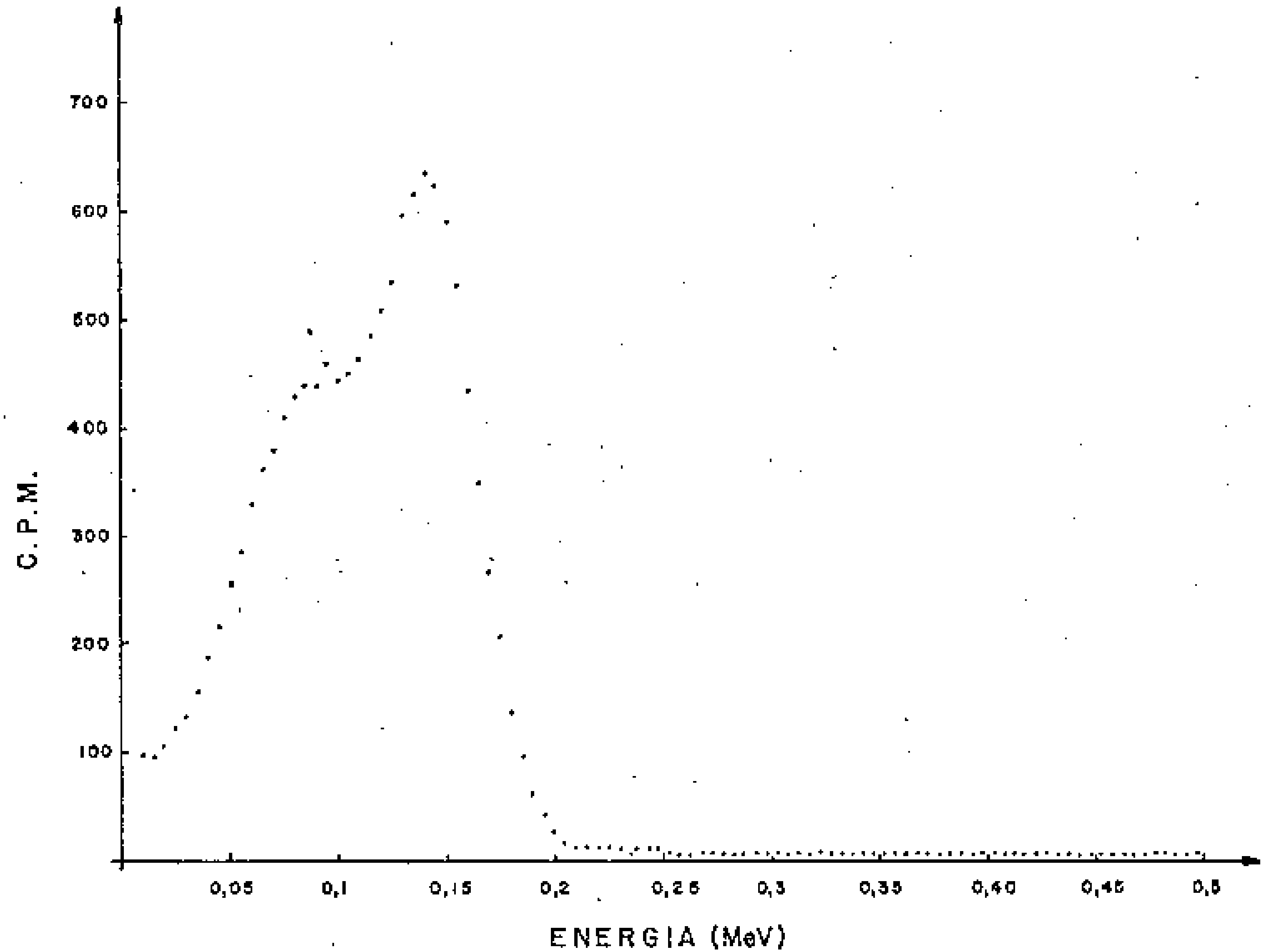

Figura 23 - Espectro do simulador criança preenchido com ^{99m}Tc a 100 cm

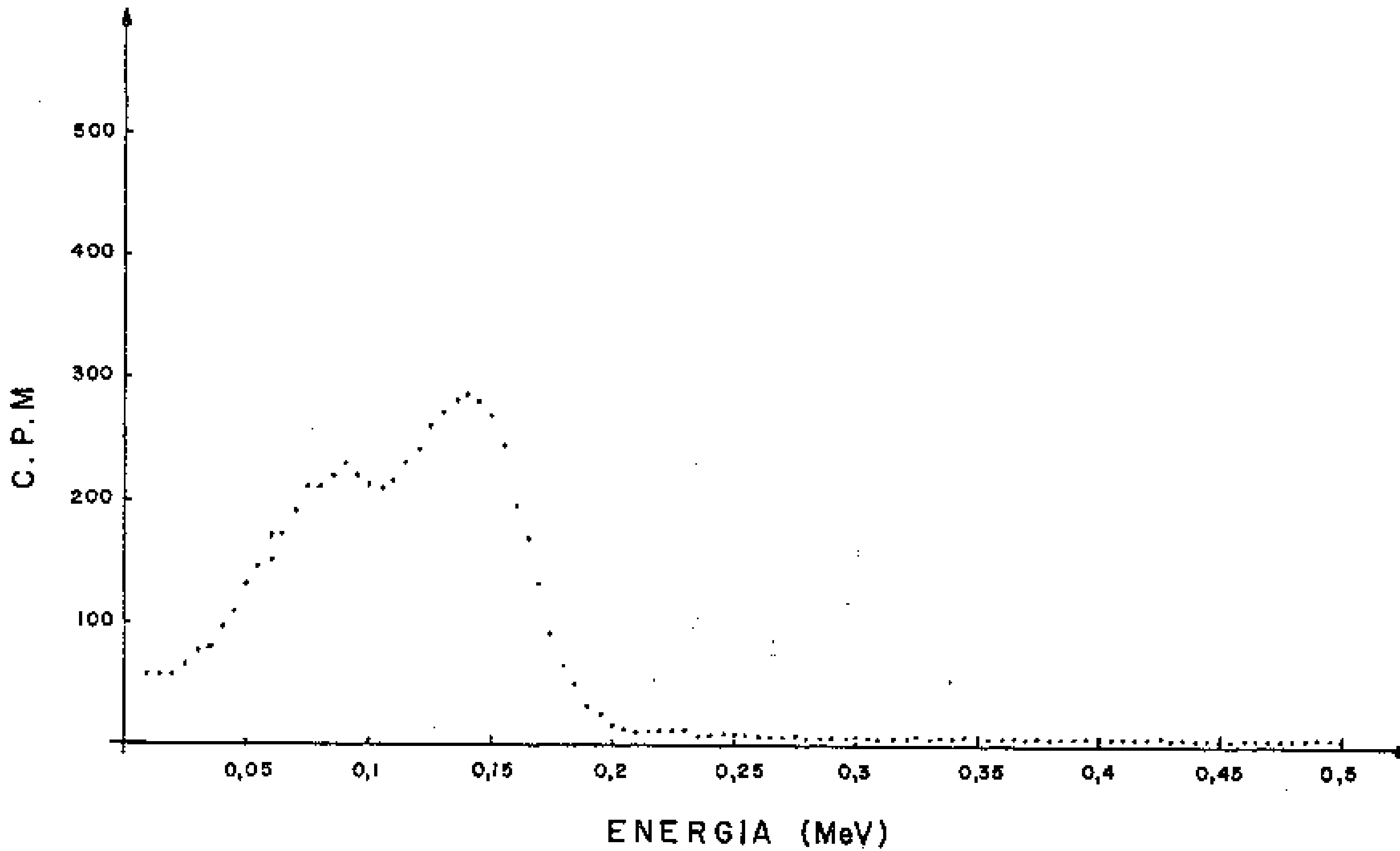

Figura 24 - Espectro do simulador criança preenchido com ^{99m}Tc a 145 cm

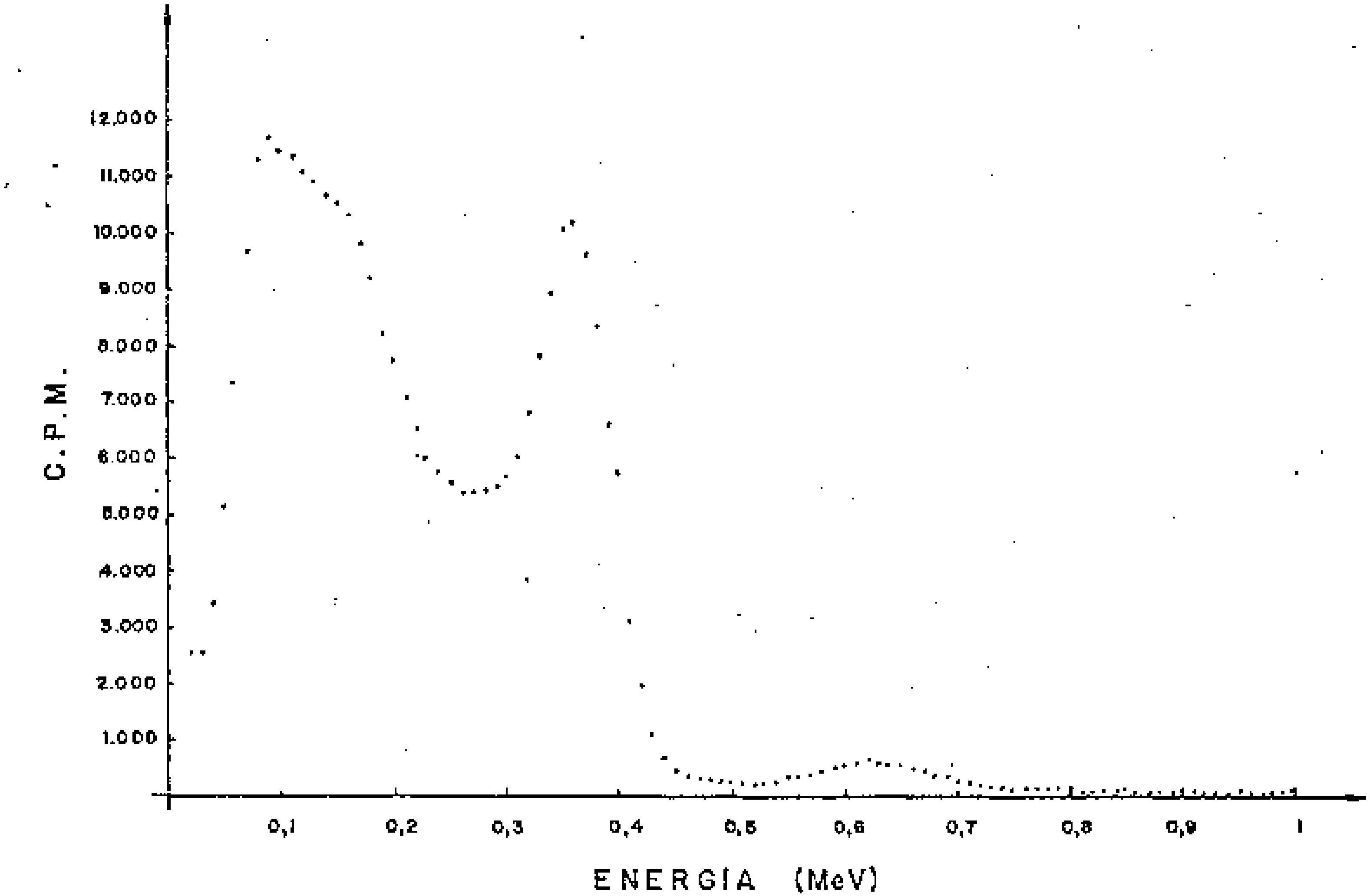

Figura 25 - Espectro do simulador adulto preenchido com ^{131}I a 100 cm

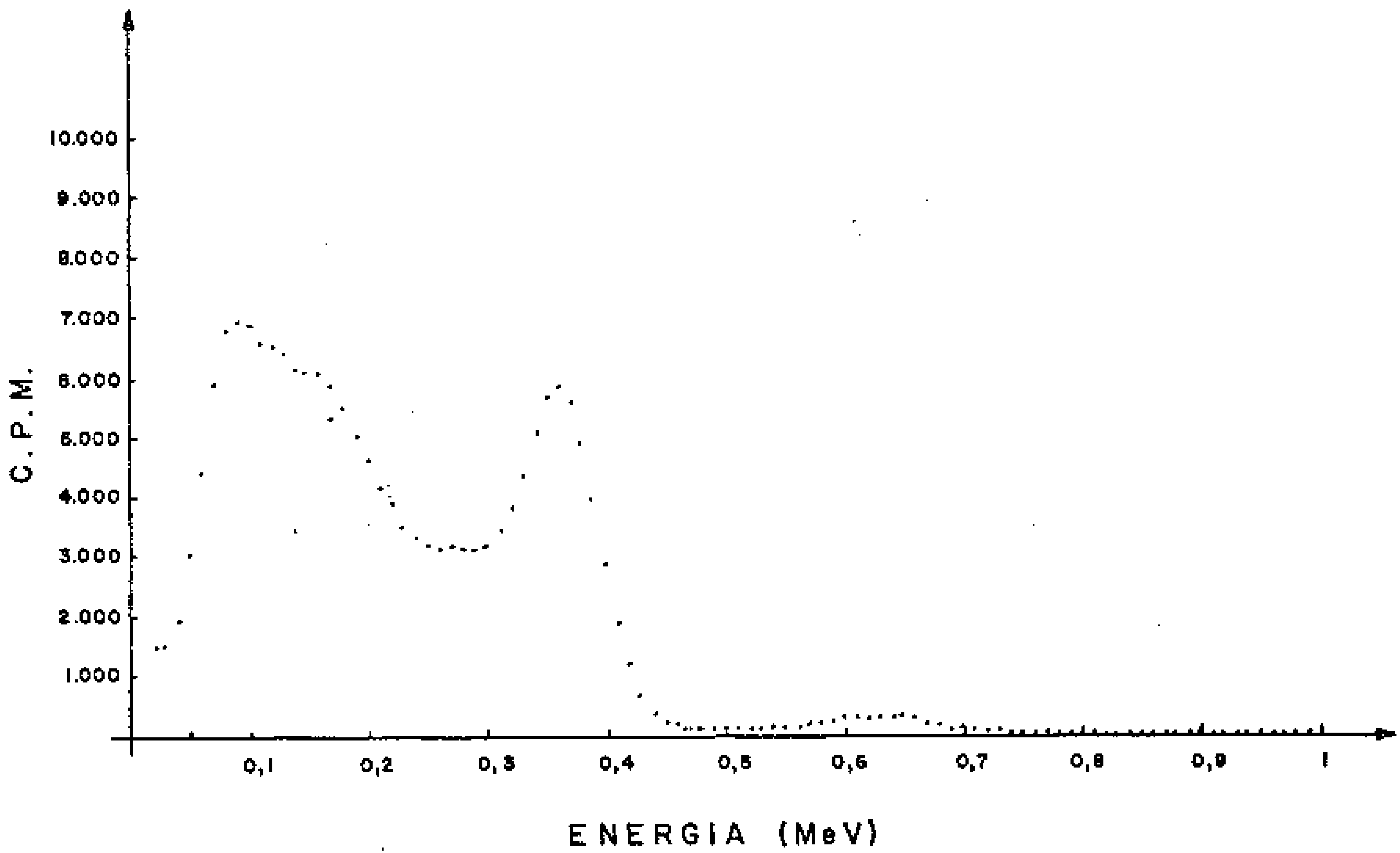

Figura 26 - Espectro do simulador adulto preenchido com ^{131}I a 145 cm

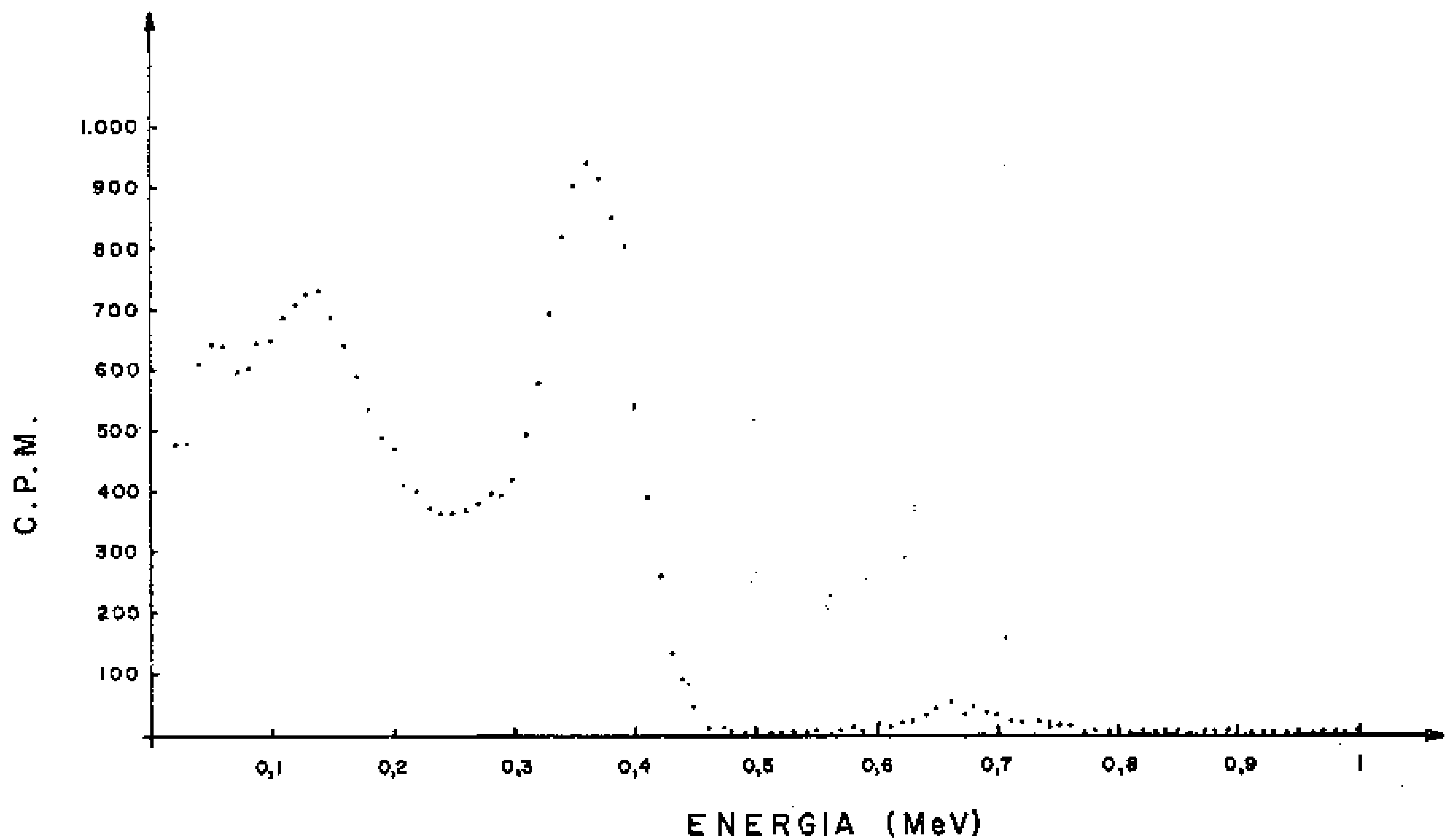

Figura 27 - Espectro do simulador criança preenchido com ^{131}I a 100 cm

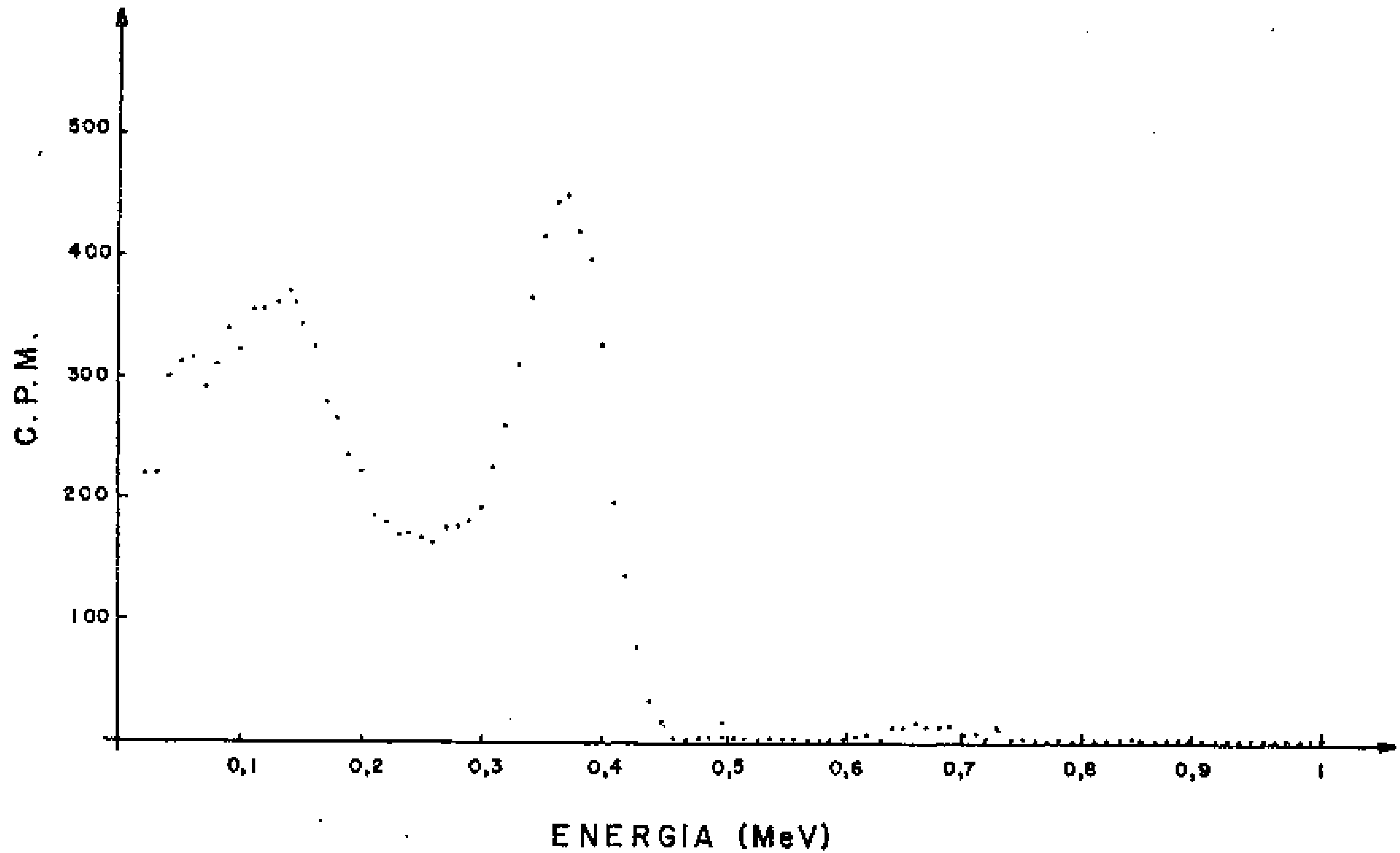

Figura 28 - Espectro do simulador criança preenchido com ^{131}I a 145 cm

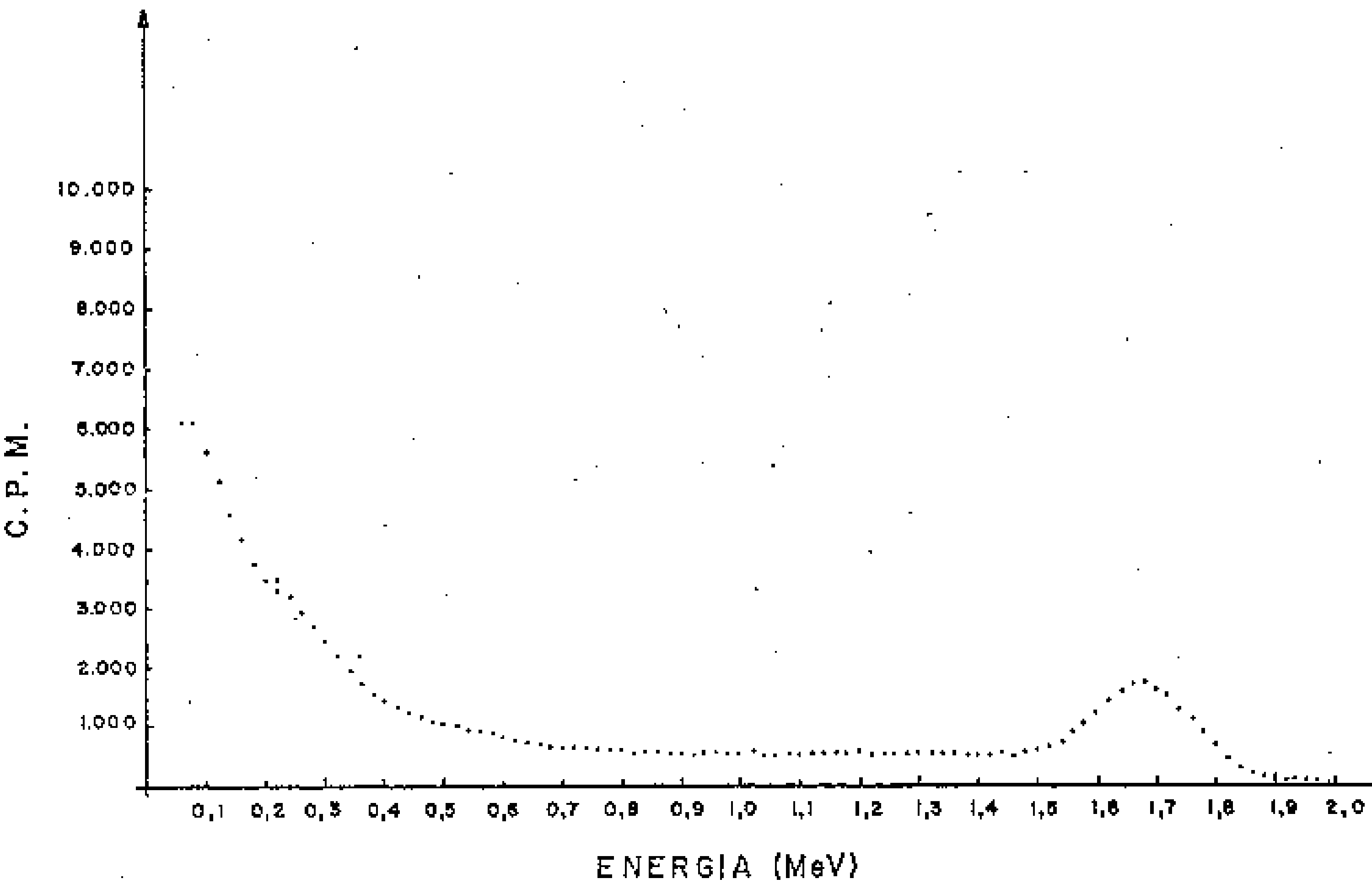

Figura 29 - Espectro do simulador adulto preenchido com ^{42}K a 10 cm

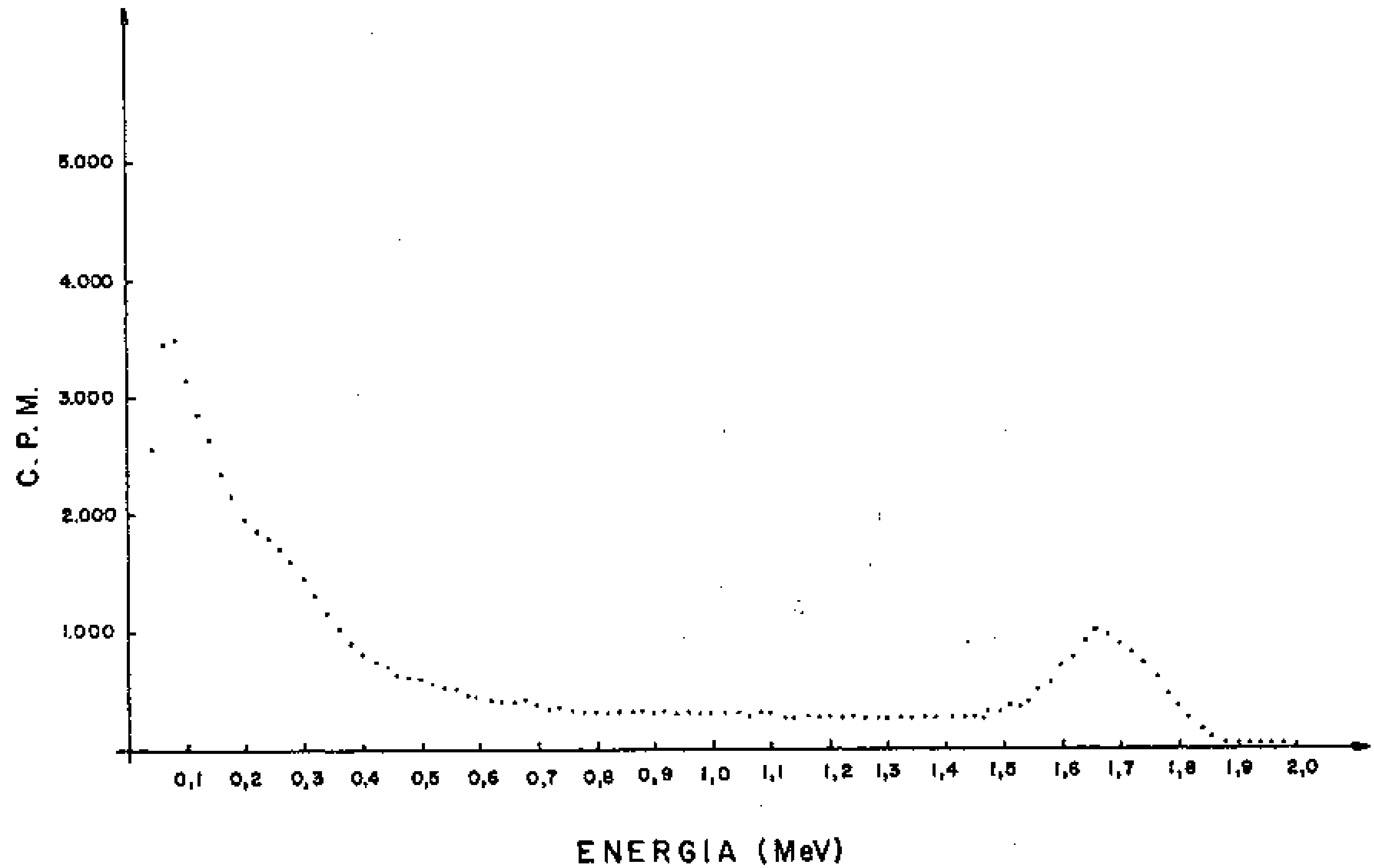

Figura 30 – Espectro do simulador adulto preenchido com ^{42}K a 145 cm

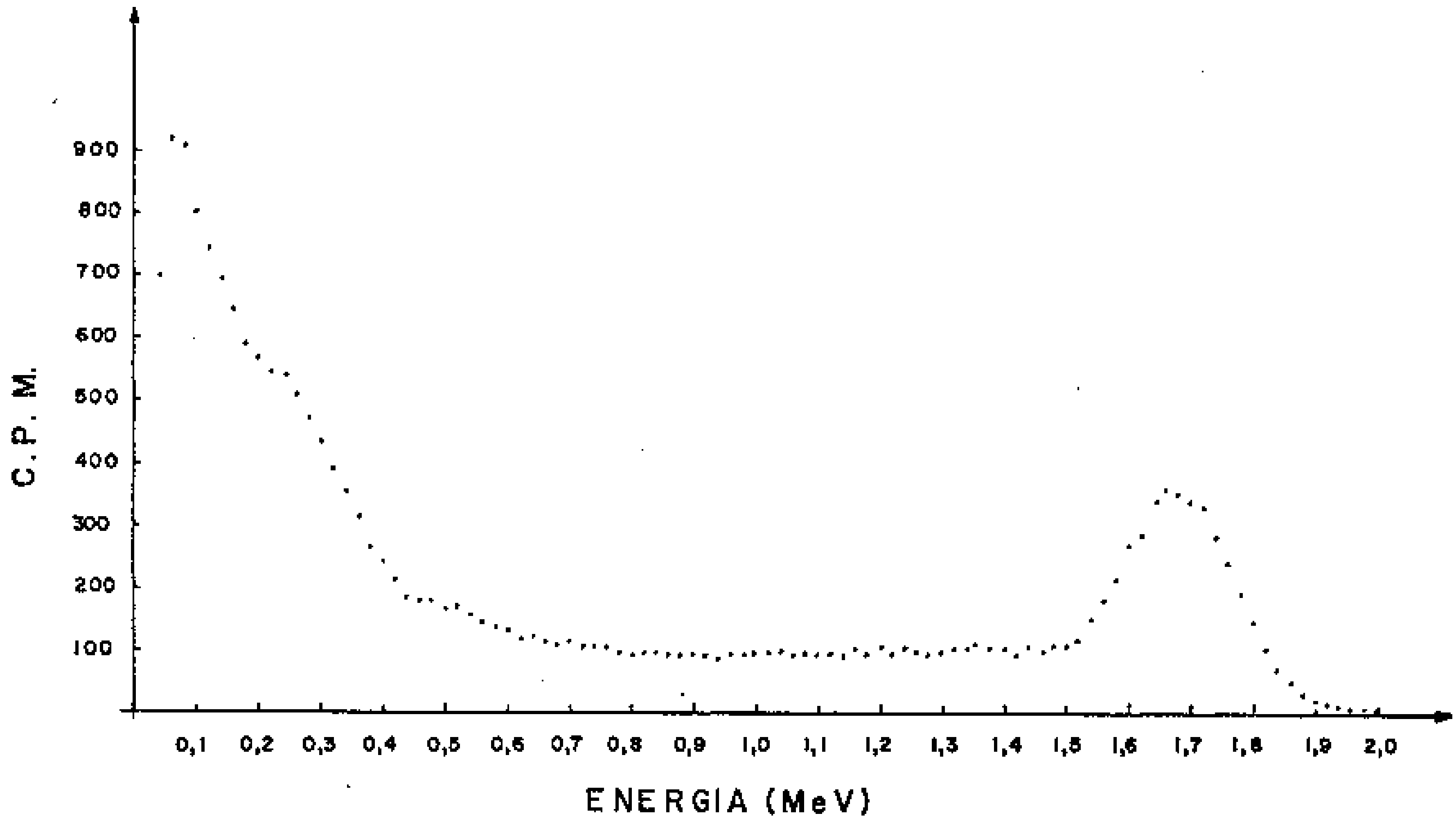

Figura 31 - Espectro do simulador criança preenchido com ^{42}K a 100 cm

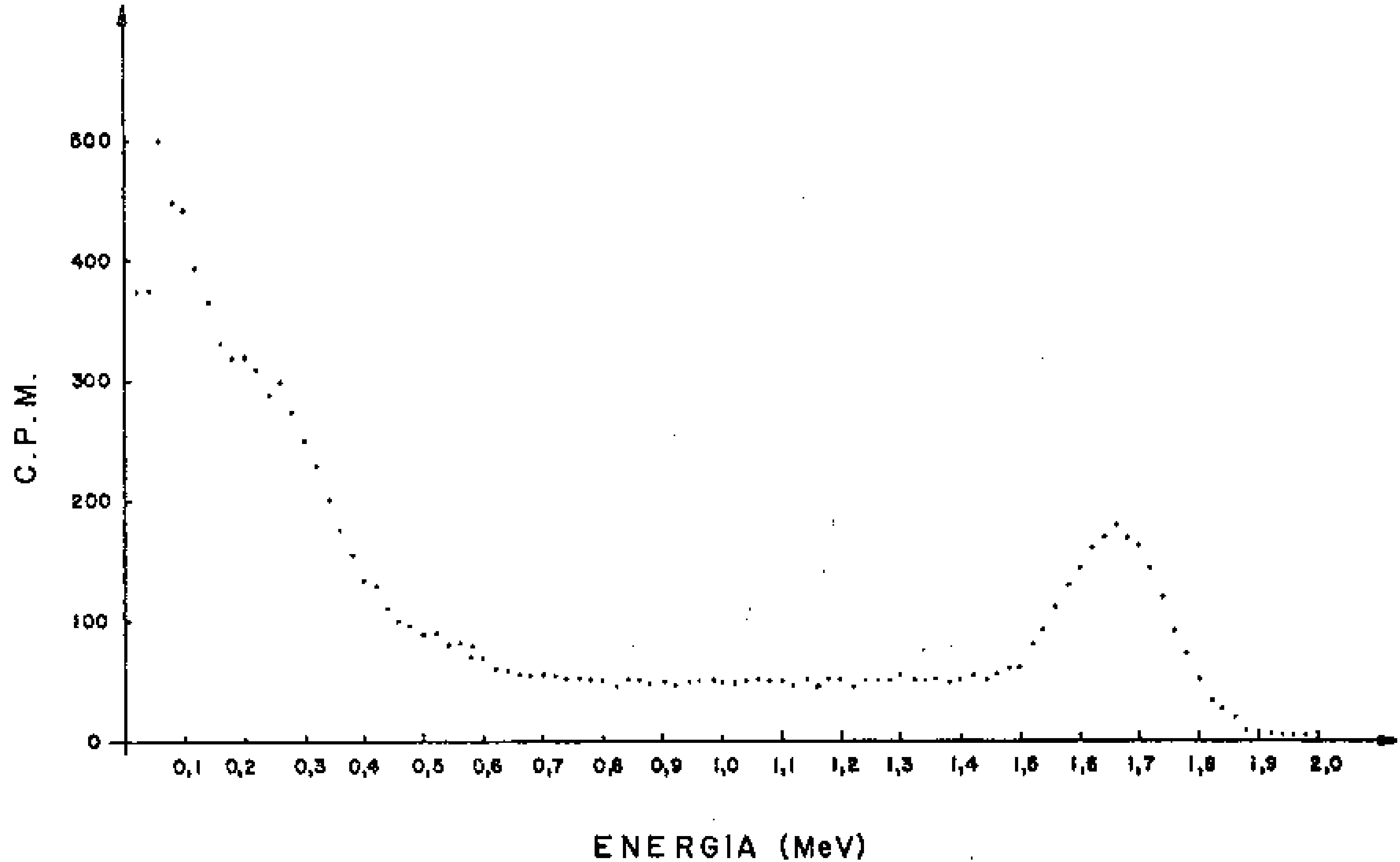

Figura 32 - Espectro do simulador criança preenchido com ^{42}K a 145 cm

6. DISCUSSÃO

A função primordial da medida da radiação de corpo inteiro é fornecer a quantidade de radioisótopo incorporada no indivíduo. Embora pareça simples alcançar esse objetivo, na prática surgem diversos problemas. Estas dificuldades incluem, a determinação da eficiência de contagem (que envolve a auto-absorção de radiação na própria massa corporal) e o fato de a maioria dos instrumentos de medidas serem constituídos de detectores pequenos que conseguem "ver" o fluxo de radiação somente por um ângulo sólido exíguo. Quanto a esta última limitação, já foram desenvolvidos detectores denominados de geometria 4 π, que em princípio detectariam todo o fluxo de radiação corporal. Esses arranjos não são comuns na maioria dos laboratórios, tendo em vista o seu alto custo. São geralmente construídos de detectores plásticos cintiladores ou de soluções líquidas cintiladoras que apresentam baixa resolução energética não permitindo a identificação de radioisótopos múltiplos com perfís espectrométricos semelhantes.

Mesmo com o recurso da técnica de medida com geometria 4 π, o cálculo da eficiência de contagem permanece praticamente com o mesmo grau de complexidade. Isto se deve ao efeito da auto-absorção da radiação na massa corporal e à eficiência intrínseca do sistema de detecção, tendo em vista que uma parcela da radiação escapa do próprio detector em função do alto poder de penetração das radiações eletromagnéticas gama e X.

Na prática, a determinação da eficiência de contagem tem sido estimada por dois processos básicos, a saber:

a. Com simuladores humanos (por exemplo simuladores devidamente preenchido com material radioativo).

b. Avaliando os resultados de pacientes que receberam radio isótopos para fins diagnósticos ou terapêuticos.

Com estas informações pode-se esquematizar os resultados, por exemplo, em gráficos e tabelas e daí estimar a eficiência de contagem para os radioisótopos estudados.

Estes procedimentos para estimar a eficiência de contagem tem-se mostrado confiáveis de modo que não constituiu propósito deste trabalho contestar a exatidão dos resultados até então descritos. Contudo, estes procedimentos, embora confiáveis, carecem de certa unidade. Assim, imaginemos um serviço de monitoração que substituiu o seu sistema de detecção. Certamente as tabelas ou funções gráficas do detector anterior não se aplicam à nova instrumentação. Muitas adaptações terão que ser feitas ou mesmo a repetição de toda a experimentação por meio de simuladores, e a da coleção de pacientes.

Neste trabalho propõe-se oferecer uma alternativa para a determinação da eficiência de contagem utilizando-se de uma metodologia estatística denominada genericamente de "Método de Monte Carlo". A seguir descreve-se a experiência com esse método relatando suas vantagens, precisão, exatidão e suas limitações inerentes.

O programa descrito, por ter características pioneiras no campo dos contadores de Corpo Inteiro, ainda está restrito a algumas situações particulares. A geometria de contagem considerada é a de "maca" considerando-se a existência de um único detector de configuração cilíndrica.

Na eventualidade da existência de detectores múltiplos deve-se calcular pelo programa proposto a eficiência de contagem para cada um dêles e posteriormente, à parte, conjugar seus resultados no cálculo da eficiência global. Quanto à configuração geométrica do detector, trata-se de problema mais complexo, pois envolveria muitas modificações no programa. Faz parte do nosso propósito criar uma futura versão incluindo esta situação e outras geometrias de contagem.

O programa computacional foi redigido em linguagem "BASIC", pois tem sido a de maior aplicação nos modernos microcomputadores; é rica em rotinas de cálculos no tratamento de dados alfanuméricos ("strings") e de fácil aprendizado.

Para demonstrar a utilização do método, o programa foi desenvolvido propositadamente em um microcomputador de baixo custo (computador da linha Synclair). É evidente que computadores com melhores recursos "Hardware" ou "Sofware" teriam plenas condições de executar o programa aqui proposto, com nenhuma ou pequenas adaptações.

Como em qualquer empreendimento, a relação custo/benefício deve ser avaliada. Neste caso particular o objetivo foi desenvolver um sistema computacional que fosse aplicado à maioria dos computadores. Uma das soluções para alcançar este objetivo foi desenvolver o programa em um computador de pequeno recurso; como consequência, o mesmo será mais facilmente adaptado aos computadores de maiores recursos. O computador utilizado nestas demonstrações processa os dados em um sistema operacional conhecido como "interpretativo". Este sistema, embora confira muita versatilidade, impõe lentidão à execução do programa. Na estimativa da eficiência de contagem, a precisão dos resultados é aumentada progressivamente com o número de eventos (estórias). Na experiência aqui acumulada é preciso que um mínimo de 3000 estórias sejam processadas. No computador utilizado demora-se aproximadamente 4 a 5 horas por 1000 estórias e consequentemente 3000 estórias geradas demorariam aproximadamente 12 a 15 horas. Este tempo, quando não se tem urgência, é compatível com a rotina de levantamento de dados de um serviço de monitoração de corpo inteiro, principalmente levando-se em conta o tempo ocioso desses serviços.

Os computadores mais onerosos, com recursos de compilação para converter o programa em linguagem de máquina, poderão reduzir este tempo tornando-o da ordem de algumas dezenas de minutos. Levando-se em conta estas avaliações, o computador utilizado parece ter atendido satisfatoriamente a relação custo/benefício.

O Método de Monte Carlo é todo baseado em modelos analíticos que se imaginam refletir a realidade. A título de exemplo, neste trabalho utilizou-se o modelo de Snyder[46] das dimensões humanas com algumas modificações, usando algorítmos para simular os processos físicos dos efeitos fotoelétrico e Compton conforme relatados em capítulo anterior.

Para comprovar a validade dos modelos adotados foram utilizados dois simuladores físicos já descritos no ítem 4.1 e 4.2 de MATERIAIS E MÉTODOS, contendo os radioisótopos ^{99m}Tc, ^{131}I e ^{42}K. Estes três radioisótopos abrangem a faixa de energia dos radioisótopos de maior interesse na área de Proteção Radiológica. Foram usados somente estes radioisótopos por não serem disponíveis outros na faixa de 0,1 a 3 MeV e de meia-vida física curta para a execução das experiências.

Para os dois simuladores medidos a 100 e 145 cm de distância do detector os perfís espectrométricos experimentais estão reunidos nas figuras 21 a 32.

Para cada um desses resultados foi calculada a contagem integrada na região do fotopico e subsequentemente a eficiência de contagem. As tabelas 1 e 2 reunem os resultados relativos às eficiências obtidas experimentalmente e previstas pelo método de Monte Carlo com as suas respectivas precisões (σ). As tabelas 3 e 4 mostram as eficiências de contagem no fotopico nos três níveis de energia estudados juntamente com outros níveis.

Os resultados das tabelas 1 e 2 mostram estreita correlação entre os resultados na faixa de energia do ^{131}I (0,364 MeV) e ^{42}K (1,52 MeV) e apresenta razoável discrepância entre os resultados pertinentes ao ^{99m}Tc (0,140 MeV).

A fim de apreciar melhor essas relações, foi lançado todos os resultados experimentais e simulados em gráfico normalizado (Fig. 20), isto é, utilizando-se da razão entre os valores experimentais e calculados.

Esta figura sugere que a indeterminação das medidas experimentais foi aproximadamente de 6%. Da figura conclui-se que o programa proposto é adequado para prever a eficiência de contagem de fotopico no intervalo de aproximadamente 250 keV a 2000 keV.

Os valores da eficiência de contagem estimados pelo método de Monte Carlo, segundo o programa aqui proposto, parece subestimar os valores experimentais com um erro da ordem de 6%. Entretanto, esta observação carece de sustentação estatística tendo em vista o erro de 6% na medida experimental como foi mostrado na figura 20. Em adição temos que considerar uma pequena diferença na configuração geométrica do modelo analítico adotado (modelo de Snyder, com pequenas modificações) e o simulador experimental utilizado. A diferença básica é que o simulador analítico é constituído de componentes geométricos do tipo cilindro elípticos, enquanto o simulador experimental é constituído de paralelepípedos.

As figuras 16 a 19 evidenciam uma discrepância entre os resultados experimentais e os estimados pelo programa ao nível das baixas energias. Essa discrepância também foi verificada por Vieira[51] em trabalho assemelhado. Vários componentes que contribuem no erro podem justificar a referida discrepância, tais como a não consideração dos fenômenos do tipo Rayleigh e Thomson que descrevem as interações inelásticas entre o fóton gama e o meio absorvedor e a provável limitação do sistema de deteção.

Todos esses componentes que levam à discrepância dos resultados, na faixa das baixas energias, podem ser contornados mediante soluções complexas. No momento, a tentativa de considerá-los privaria por um longo tempo a disponibilidade dos recursos que o programa atualmente oferece.

A dependência da eficiência de contagem em função da energia e de parâmetros antropométricos mostrou-se coerente com o esperado, conforme podemos inferir da figura 15. Como evidencia a figura 15, a eficiência de contagem para indivíduos de mesma altura, porém com massa corporal distintas, pode variar de aproximadamente 15 a 20% (para indivíduos com massas corporais variando de 50 a 100 kg) e esta diferença torna-se mais crítica ao nível das baixas energias.

A dependência da eficiência de contagem para um mesmo indivíduo, medido em diferentes distâncias estão mostradas nas figuras 13 e 14, onde podemos inferir que a variação da eficiência é da ordem de 0,002 para a distância de 50 cm, e cai para 0,0005 (no mesmo intervalo de energia) para a distância de 145 cm, ou seja, cai por um fator 4.

Para um indivíduo de menor estatura, por exemplo, uma criança, a figura 14, mostra que a eficiência de contagem varia de aproximadamente 0,004 para a distância de 50 cm e cai a 0,0005 para a distância de 145 cm, ou seja, cai por um fator 8.

A diferença da queda da eficiência de contagem (em função da distância) de 4 para 8 vezes, pode ser explicada pelo fato de que ao se aproximar o detector de um indivíduo de grande estatura as suas extremidades permanecem praticamente distantes do detector, e consequentemente será medido com eficiência relativa menor, conforme já se descreveu na introdução deste trabalho.

7. CONCLUSÃO

1- O programa desenvolvido estima a eficiência de contagem do Contador de Corpo Inteiro com geometria tipo maca na faixa de energia de 0,250 a 2 MeV, com exatidão da ordem de 6%.

2- Para baixas energias (tabelas 1 e 2) o programa desenvolvido superestima a eficiência de contagem por um fator de aproximadamente dois.

3- A precisão dos resultados preditos pelo método proposto depende do número de estórias geradas, sendo da ordem de 3% quando acumuladas 3000 estórias (tabela 1 - 4).

4- É possível estimar a eficiência de contagem de um Contador de Corpo Inteiro, com geometria tipo maca, em função dos parâmetros antropométricos do indivíduo a ser medido.

5- O perfil de eficiência de contagem gerado pelo programa é semelhante ao encontrado na literatura (34).

8. SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

1- Otimizar o programa desenvolvido para estimar a eficiência em baixas energias.

2- Adaptar o programa para outros tipos de geometrias, tais como, cadeira reclinável, arco e maca móvel.

APÊNDICE

O programa está escrito em linguagem "BASIC" e foi desenvolvido em um computador da linha Synclair ZX-81 (CP-200 da Prológica). As entradas no programa são os parâmetros do detector, distância do detector ao corpo e os parâmetros antropométricos.

Os parâmetros do detector de NaI(Tl) são:

a. Altura

b. Diâmetro

As coordenadas do corpo em relação ao detector são:

c. A distância da cabeça em relação ao eixo que passa pelo centro do detector (fig. 7).

d. Distância da face do detector ao plano que passa pelo meio do corpo longitudinalmente (da cabeça aos pés).

Os parâmetros antropométricos de entrada no programa são:

e. Coordenadas do corpo em relação ao detector

f. Semi eixo maior da cabeça

g. Semi eixo menor da cabeça

h. Comprimento da cabeça + pescoço

i. Semi eixo maior do tronco

j. Semi eixo menor do tronco

k. Comprimento do tronco

l. Raio médio da perna

m. Comprimento da perna

A saída fornecida pelo programa é a eficiência de contagem no fotopico e o respectivo erro padrão percentual.

A seguir temos a listagem do programa.

```
 1 PRINT AT 1,Ø;.ENERGIA............;TAB 29;.MEV.
 2 INPUT EF
 3 PRINT AT 1,24;EF;AT 1,29;.MEV.
 4 PRINT AT 2,Ø;.DISTANCIA DETECTOR CORPO     CM.;
 5 INPUT ZØ
 6 PRINT AT 2,25;ZØ;AT 2,29;.CM.
 7 PRINT AT 3,Ø;.NUMERO DE HISTORIAS.
 8 INPUT N
 9 PRINT AT 3,19;...... .;N
 10 LET RD=1Ø
 11 LET AD=7.62
 12 LET T=LN EF
 13 LET MIT=-EXP (-2.6599Ø92-.55964106*T-.Ø37116312*T*T+.Ø69216467*T*T*T+.Ø2Ø643865*T*T*T*T)
 14 PRINT AT 4,Ø;.COORDENADA DA CABECA         CM.;
 15 INPUT VC1
 16 PRINT AT 4,25;VC1;TAB 29;.CM.
 18 REM ------------
 2Ø PRINT AT 5,Ø;.EIXO MAIOR DA CABECA....     CM.
 21 INPUT AC
 22 PRINT AT 5,25;AC;TAB 29;.CM.
 25 PRINT AT 6,Ø;.EIXO MENOR DA CABECA....     CM.
 26 INPUT BC
 27 PRINT AT 6,25;BC;TAB 29;.CM.
 28 PRINT AT 7,Ø;.COMPRIMENTO DA CABECA...     CM.
 29 INPUT T
 3Ø LET VC2=VC1+T
 31 PRINT AT 7,25;T;TAB 29;.CM.
 35 PRINT AT 8,Ø;.EIXO MAIOR DO TRONCO......   CM.
 36 INPUT AT
 37 PRINT AT 8,25;AT;TAB 29;.CM.
 38 PRINT AT 9,Ø;.EIXO MENOR DØ TRONCO....     CM.
 39 INPUT BT
 4Ø PRINT AT 9,25;BT;TAB 29;.CM.
 41 PRINT AT 10,Ø;.COMPRIMENTO DO TRONCO.....   CM.
 42 INPUT T
 43 PRINT AT 10,25;T;TAB 29;.CM.
 44 LET VT1=VC2
 45 LET VT2=VT1+T
 46 PRINT AT 11,Ø;.RAIO MEDIO DA PERNA......    CM.
 47 INPUT RP
 48 PRINT AT 11,25;RP;TAB 29;.CM.
 49 PRINT AT 12,Ø;.COMPRIMENTO DA PERNA......   CM.
 5Ø INPUT T
 51 PRINT AT 12,25;T;TAB 29;.CM.
 52 LET VP1=VT2
 53 LET VP2=T+VP1
 55 PRINT AT 13,Ø;.DATA DA GERACAO... .;
 56 INPUT D$
 57 PRINT D$
 58 FAST
 6Ø REM ---------
 62 LET PC=PI
```

```
64 LET PCT=PI*AT*BT*(VT2-VT1)*1.03+PC
66 LET PTOT=2*PI*RP*RP*(VP2-VP1)+PCT
122 LET S1=0
123 LET S2=S1
124 LET S3=S1
125 LET S4=S1
126 LET S5=S1
127 LET S6=S1
128 FOR I=1 TO N
129 GOSUB 4000
130 GOSUB 530
131 GOSUB 5230
133 LET PROD=1
134 LET E0=EF
135 LET WZ=0
136 LET WY=WZ
137 LET WP1=WZ
138 GOSUB 2110
140 GOSUB 2030
141 LET XN=L*ACOS+XE
142 LET YN=L*BCOS+YE
143 LET ZN=L*GCOS+ZE
146 LET WV=WT*SGF/SGT*WB
166 LET WU=WT*WB
167 LET WT=WT*WB
168 REM TESTE P/TERM HIST
169 IF PROD<=1E-8 THEN GOTO 266
170 LET WX=WT*SGC/SGT
173 LET PROD=PROD*WX
174 REM SELECAO DO ANG ESPALH E ENERG FOTON ESPALH
176 GOSUB 2210
177 LET W=1+.511/E0-.511/ES
178 IF W<-1 THEN GOTO 266
179 LET TETA=ACS W
180 LET E0=ES
182 REM TESTE P/TERM HIST
184 IF E0<.01 THEN GOTO 266
186 LET FI=2*PI*RND
188 LET CT=COS TETA
189 LET ST=SIN TETA
190 LET CF=COS FI
191 LET SF=SIN FI
192 REM COS DIRETORES EMERG
193 LET T=SQR (1-GCOS*GCOS)
194 IF T<=0 THEN GOTO 208
195 LET K=ST*SF
197 LET H=GCOS*T*CF
198 LET ACOSI=ACOS*CT+(H*ACOS-BCOS*K)/T
200 LET BCOSI=BCOS*CT+(H*BCOS-ACOS*K)/T
202 LET GCOSI=GCOS*CT-T*ST*CF
203 LET ACOS=ACOSI
204 LET BCOS=BCOSI
205 LET GCOS=GCOSI
```

```
206 GOTO 215
208 LET ACOS=ST*CF
210 LET BCOS=ST*SF
212 LET GCOS=GCOS*CF
214 REM SELEC NOVA DIST A PERCOR NO NAI
215 LET T=ACOS*ACOS+BCOS*BCOS
217 LET W=2*(XN*ACOS+YN*BCOS)
218 LET K=W*W-4*T*(XN*XN+YN*YN-RD*RD)
220 LET DE=(-W+SQR K)/(2*T)
221 LET ZR=DE*GCOS+ZN
222 IF ZR<=0 THEN GOTO 225
223 IF (ZR-AD)>=0 THEN GOTO 227
224 GOTO 230
225 LET DE=-ZN/GCOS
226 GOTO 230
227 LET DE=(AD-ZN)/GCOS
229 REM SELEC NOVO PTO INTERACA
230 GOSUB 2110
231 GOSUB 2030
232 LET XN=L*ACOS+XN
233 LET YN=L*BCOS+YN
234 LET ZN=L*GCOS+ZN
235 REM PERDA DE ENERG DEVIDO EFEITO FOTOEL.
236 LET WF=WT*SGF/SGT
250 LET WZ=WZ+WF*PROD
254 REM PERDA ENRGIA DEVIDO FUGA FOTON
263 GOTO 169
264 REM FIM DA HIST
266 LET S1=S1+WU*WP
267 LET S2=S2+WP
268 LET S3=S3+WU*WU*WP*WP
269 LET S4=S4+WP*WP
270 LET T=WP*(WV+WZ+WP)+WY)
272 LET S5=S5+T
274 LET S6=S6+T*T
280 NEXT I
282 REM CALC FATOR GEOM
284 LET OM=S2/N
285 LET K=(1/(N-1))*(S4-(S2*S2)/N)/N
286 LET SGOM=SQR ABS (K)
288 REM CALC EFIC INTRINS TOTAL
290 LET EIT=(1/N)*S1/OM
292 LET T=OM*OM
293 LET I=(1/(N-1))*(S3/T-S1*S1/N/T)/N
294 LET SGE=SQR (ABS (I))
296 REM CALC EFIC FOTOPICO
298 LET EFP=(1/N)*S5/OM
299 LET W=(1/(N-1))*(S6/T-(S5*S5)/N/T)/N
300 LET SGEFP=SQR (ABS (W))
302 REM CALC RAZAO PICO/TOTAL
304 LET R=EFP/EIT
306 LET SGR=R*SQR ((W/(EFP*EFP)+I/(EIT*EIT)))
308 REM CALC EFICI INTRIN TOTAL DA FONTE(ETG)
310 LET ETG=OM*EIT
312 LET SGETG=SQR (OM*OM*K+EIT*EIT*I)
314 REM CALC EFICEN DE FOTOPICO DA FONTE(EFG)
316 LET EFG=OM*EFP
```

```
316 LET EFG=OM*EFP
318 LET SGEFG=SQR (OM*OM*K+EFP*EFP*N)
320 REM
322 REM subrotina de impressao
323 REM
325 PRINT
330 PRINT TAB 5;.----- RESULTADO -----.
332 PRINT
333 PRINT .EFICIENCIA DE CONTAGEM FOTOPICO.
334 PRINT
335 PRINT EFG;. (+-) .;SGEFP
340 STOP
500 REM
510 REM SUBROTINA  GEOETRICA
520 REM
530 IF H<=0 THEN GOTO 1738
550 IF (RO-RD)>0 THEN GOTO 860
630 REM
640 REM SELECAO DA DIRECAO INICIAL
650 REM FONTE NA REGIAO CILIND.ACIMA FACE CIRC.DETETOR
660 REM
670 LET TETMX=ATN ((RD+RO)/H)
680 LET TETC=ATN ((RD-RO)/H)
690 LET TETMN=0
700 LET TETA=ACS (1-RND*(1-COS (TETMX)))
710 LET WTET=.5*(COS (TETMN)-COS TETMX)
720 IF (TETA-TETC)>0 THEN GOTO 780
730 LET ALFA=PI*RND*2
740 LET WALF=1
750 LET WP=WALF*WTET
755 GOSUB 2000
760 LET OA=T
770 GOTO 1470
780 LET T=TAN TETA
790 LET ALFMX=ACS ((RO*RO+H*H*T*T-RD*RD)/(2*H*RO*T))
800 LET ALFA=ALFMX*(2*RND-1)
805 GOSUB 2000
810 LET OA=T
820 LET WALF=ALFMX/PI
830 LET WP=WALF*WTET
835 GOTO 1470
840 REM
850 REM FONTE FORA DA REGIAO CILINDRICA E COM H > 0
851 REM
860 LET ALFMX=ASN (RD/RO)
872 LET ALFA=ALFMX*(2*RND-1)
874 LET WALF=ALFMX/PI
875 GOSUB 2000
876 LET OA=T
878 LET TETMX=ATN (OA/H)
880 GOSUB 2010
882 LET OB=T
884 LET TETC=ATN (OB/H)
886 LET TETMN=ATN (OB/(H+AD))
888 LET T=COS TETMN
890 LET W=COS TETMX
892 LET TETA=ACS (T-RND*(T-W))
```

```
894 LET WTET=.5*(T-W)
896 LET WP=WALF*WTET
898 LET ZE=H+AD-(OB/TAN TETA)
900 IF (AD-ZE)<=0 THEN GOTO 1470
1170 REM
1210 REM   FOTON ENTROU PELO LADO DO DETETOR
1220 REM
1230 LET XE=OB*SIN (ALFA)
1240 LET YE=OB*COS (ALFA)-RO
1250 LET ZS=H+AD-OA/TAN (TETA)
1260 IF ZS>0 THEN GOTO 1390
1270 REM
1280 REM   O FOTON SE DIRIGE AO FUNDO DO DETETOR
1290 REM
1300 LET ZS=0
1310 LET T=(H+AD)*TAN (TETA)
1320 LET XS=T*SIN (ALFA)
1330 LET YS=T*COS (ALFA)-RO
1340 LET DE=ZE/COS (TETA)
1350 GOTO 1822
1360 REM
1370 REM   O FOTON SE DIRIGE AO LADO DO DETETOR
1380 REM
1390 LET XS=OA*SIN (ALFA)
1400 LET YS=OA*COS (ALFA)-RO
1420 LET DE=(OA-OB)/SIN (TETA)
1430 GOTO 1822
1440 REM
1450 REM O FOTON ENTROU POR CIMA DO DETETOR
1460 REM
1470 LET W=OA-H*TAN (TETA)
1480 LET ZS=AD-W/TAN (TETA)
1490 IF ZS>=0 THEN GOTO 1660
1500 REM
1510 REM O FOTON SE DIRIGE AO FUNDO DO DETETOR
1520 REM
1530 LET T=H*TAN (TETA)
1540 LET XE=T*SIN (ALFA)
1550 LET YE=T*COS (ALFA)-RO
1560 LET ZE=AD
1570 LET T=(H+AD)*TAN (TETA)
1580 LET XS=T*SIN (ALFA)
1590 LET YS=T*COS (ALFA)-RO
1600 LET ZS=0
1610 LET DE=AD/COS (TETA)
1620 GOTO 1822
1630 REM
1640 REM  O FOTON SE DIRIGE AO LDO DO DETETOR
1650 REM
1660 LET T=H*TAN (TETA)
1670 LET XE=T*SIN (ALFA)
1680 LET YE=T*COS (ALFA)-RO
1690 LET ZE=AD
1700 LET YS=OA*COS (ALFA)-RO
1710 LET XS=OA*SIN (ALFA)
1720 LET DE=W/SIN (TETA)
1730 GOTO 1822
1732 REM
```

```
1734 REM FONTE FORA DA REGIAO CILINDRICA E COM H <= 0
1736 REM
1738 LET ALFMX=ASN (RD/RO)
1740 LET ALFA=ALFMX*(2*RND-1)
1742 LET WALF=ALFMX/PI
1744 GOSUB 2000
1746 LET OA=T
1748 GOSUB 2010
1750 LET OB=T
1752 LET TETMX=PI/2+ATN (ABS (H)/OB)
1754 LET TETMN=ATN (OB/(AD-ABS (H)))
1756 LET T=COS TETMN
1758 LET W=COS TETMX
1760 LET TETA=ACS (T-RND*(T-W))
1762 LET WTET=.5*(T-W)
1764 LET WP=WALF*WTET
1768 REM O FOTON TEM DIRECAO INICIAL DESCENDENTE
1770 IF (TETA-PI/2)>=0 THEN GOTO 1790
1772 LET ZE=H+AD-OB/TAN TETA
1774 LET YE=OB*COS (ALFA)-RO
1776 LET XE=OB*SIN ALFA
1778 LET ZS=H+AD-OA/TAN TETA
1780 IF ZS<=0 THEN GOTO 1300
1782 GOTO 1390
1784 REM
1785 REM O FOTON TEM DIRECAO INICIAL ASCENDNTE
1786 REM
1790 LET ZE=H+AD+OB*TAN (TETA-PI/2)
1792 LET YE=OB*COS (ALFA)-RO
1794 LET XE=OB*SIN ALFA
1796 LET ZS=H+AD+OA*TAN (TETA-PI/2)
1798 IF (ZS-AD)<0 THEN GOTO 1390
1800 REM
1802 REM O FOTON SE DIRIGE A SUPERFICIE CIRCULAR SUPERIOR DO DET.

1804 REM
1806 LET ZS=AD
1808 LET T=ABS (H)/TAN (TETA-PI/2)
1810 LET XS=T*SIN ALFA
1812 LET YS=T*COS (ALFA)-RO
1814 LET DE=ZE/COS TETA
1818 REM
1819 REM   COSSENOS DIRETORES
1820 REM
1822 LET ACOS=(XS-XE)/DE
1824 LET BCOS=(YS-YE)/DE
1826 LET CCOS=(ZS-ZE)/DE
1828 RETURN
2000 LET T=RO*COS (ALFA)+SQR (RD*RD-RO*RO*(SIN ALFA)*(SIN ALFA))
2005 RETURN
2010 LET T=RO*COS (ALFA)-SQR (RD*RD-RO*RO*(SIN ALFA)*(SIN ALFA))
2015 RETURN
2020 REM -------------------
2030 LET L=-1/SCT*(LN (1-RND*(1-EXP (-SCT*DE))))
2060 LET WF=1-EXP (-SCT*DE)
2065 RETURN
2100 REM calc ef. fotonl
```

```
2110 LET T=LN EØ
2115 LET W=T*T
212Ø LET SGC=3.67*EXP (-2.91Ø79Ø2-.4912Ø119*T-.Ø5542726 3*W)
2121 REM LET SGC=3.67*EXP (-2.93295 16-.44318319*T+.3942Ø94*W)
213Ø IF EØ>.Ø332 THEN GOTO 216Ø
214Ø LET SGF=3.67*EXP (-7.736534-2.7502753*T)
215Ø GOTO 217Ø
216Ø LET SGF=3.67*EXP (-5.6296162-2.117992*T+.339Ø8671*W+.25Ø22169*W*T)

217Ø LET SGT=SGF+SGC
219Ø RETURN
22ØØ REM scatt energy
221Ø LET T=EØ/(1+EØ/.511*.5625)
222Ø LET W=RND
223Ø LET ES=EØ/(1+T*W+2*EØ+T*W*W*W)
224Ø RETURN
4ØØØ LET T=PTOT*RND
4Ø1Ø IF T>PCT THEN GOTO 514Ø
4Ø9Ø REM -----CAB/TRONC
5ØØØ LET W=RND
5ØØ5 LET R=1
5Ø1Ø IF T>PC THEN GOTO 5Ø5Ø
5Ø2Ø LET T=AC*W
5Ø3Ø LET W=BC*W
5Ø32 LET V1=VC1
5Ø34 LET V2=VC2
5Ø35 LET A=T*T
5Ø36 LET B=W*W
5Ø4Ø GOTO 5Ø7Ø
5Ø5Ø LET T=AT*W
5Ø6Ø LET W=BT*W
5Ø62 LET V1=VT1
5Ø64 LET V2=VT2
5Ø65 LET A=AT*AT
5Ø66 LET B=BT*BT
5Ø7Ø LET K=2*PI*RND
5Ø8Ø LET U=COS K
5Ø9Ø LET Q=SIN K
5Ø92 LET T=1/SQR (Q*Q/A+U*U/B)
5Ø94 LET Q=T*Q
5Ø96 LET U=T*U
5Ø98 LET W=Ø
51ØØ GOTO 52ØØ
5135 REM -----PERNA
514Ø LET A=1
5142 LET B=A
5146 LET R=RP*RP
5148 LET V1=VP1
515Ø LET V2=VP2
516Ø LET K=2*PI*RND
517Ø LET T=RP*RND
518Ø LET Q=T*SIN K
519Ø LET U=T*COS K
5195 LET W=Ø
52ØØ LET K=V1+(V2-V1)*RND
521Ø LET W=ZØ-W
522Ø LET RØ=SQR ((Q+U)*(Q+U)+K*K)
5225 RETURN
```

```
5230 LET V1=ACOS*ACOS/A+GCOS*GCOS/B
5240 LET V2=2*(ACOS*O/A+GCOS*U/B)
5250 LET T=(-V2+SQR (V2*V2-4*V1*(O*O/A+U*U/B-R)))/(2*V1)
5260 LET V3=EXP (MIT*T)
5550 RETURN
6000 SAVE "P"
6010 RUN
7000 CLS
7010 PRINT "INDIQUE A LINHA"
7020 INPUT I
7030 LET J=I/256
7040 LET K=INT J
7050 LET I=(J-K)*256
7060 POKE 16507,I
7070 POKE 16508,K
7080 RAND USR LLIST
```

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1 - ANDERSON, E.C. & ALSON, C.C. A solutional technique for assessing-quantity and distribution of body radioactivity. Health Phys., 13:719-32, 1967.

2 - BEAM, G.B.; WIELOPOLSKI, L.; GARDNER, R.; VERGHESE, K. Monte Carlo calculation of efficiences of right circular cylindrical NaI detectors for arbitrarily located point sources. Nucl. Instrum. Methods, 154:501-8, 1978.

3 - BREUER, D.D.; FRITTELLI, L.; TRENTA, G. Reference levels for the assessment of internal contamination. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Assessment of radioactive contamination in man: proceedings of an international symposiym on...held in Paris, 19-23 Nov. 1984. Vienna, 1985.

4 - BURKINSHAW, L. Sex-dependent calibration factor of a whole-body radiation counter. Int. J. Appl. Radiat. Isot., 29(6):387-90, 1978.

5 - CASHWELL, E.D. & EVERETT, C.J. A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems. New York, Pergamon, 1959.

6 - COHN, S.H. & PALMER, H.E. Recent advances in whole-body counting. J. Nucl. Med. Biol., 1:155-65, 1974.

7 - CROUTHAMEL, C.E. Applied gamma-ray spectrometry. Oxford, Pergamon, 1970. (International series of monographs in analytical chemistry, 41).

8 - DELWAIDE, P. A 4 π plastifluor whole-body counter for clinical use calibration. Int. J. Appl. Radiat. Isot., 20(9):623, 1969.

9 - ELLET, W.H.; BROWNELL, G.L.; REDDY, A.R. Assessment of Monte Carlo calculations to determine gamma-ray dose from internal emitters. Phys. Med. Biol., 13:219-30, 1968.

10 - EVANS, R.D. The atomic nucleus. New York, McGraw-Hill, 1955.

11 - FERNANDES NETO, J.M.; MESQUITA, C.H. e DEUS, S.F. Determination of photoelectric counting efficiency in a whole Body counter using Monte Carlo Method and a swall Microcomputer sindair type (16 k). In: Associação Brasileira de Energia Nuclear: Anais do I Congresso Geral de Energia Nuclear, realizado no Rio de Janeiro, 359-361, Vol 2, março de 1986. Rio de Janeiro 1986.

12 - FERNANDES NETO, J.M.; MESQUITA, C.H. e DEUS, S.F. Determination of photoelectric counting efficiency in a whole Body Counter using Monte Carlo Method and a swall microcomputer type sindair (16 k). In: Asociacion Latino Americana de Sociedades de Biologia y Medicina Nuclear (ALASBIMN): Conferências paneles y resumenes do IX Congresso Latino Americano ..., realizado em Montevideo, 313, 9-13 diciembre 1984. Uruguay 1984.

13 - FRANZEN, H.R.; MAFRA, O.Y.; BIANCHINI, F.G. Monte Carlo calculation of monochromatic gamma-rays energy loss application for NaI(Tl) crystals. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, ago. 1968. 127p. (IEA-Pub-171).

14 - GIANNINI, M.; OLICA, P.R.; RAMORINO, M.C. Monte Carlo calculation of the energy loss spectra for gamma-rays in cylindrical NaI(Tl) crystals. Nucl. Instrum. Methods, 81:104-8, 1970.

15 - GREEN, R.M. & FINN, R.J. Photopeak efficiencies of NaI(Tl) crystals. Nucl. Instrum. Methods, 34:72-6, 1965.

16 - HAYWAR, L.C. Whole body counters. Ann. N.Y. Acad. Sci., 26(2):808 1965.

17 - HINE, G.J. Sodium iodide scintillators. In: HINE, G.J. Instrumentation in nuclear medicine. New York, Academic, 1967.

18 - HUBBEL, J.H. Photon cross sections, attenuation coefficients and energy absorption coefficient from 10 keV to 100 Gev. Washington, D.C., National Bureau of Standards, 1969. (NSRDS-NBS-29).

19 - INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Diagnosis and treatment incorporated radionuclides: proceedings of a seminar on... held in Vienna, 8-12 Dec. 1975. Vienna, 1976.

20 - JALES, R.L.C. Contadores de corpo inteiro: tipo, desempenho e aplicações. Rio de Janeiro, 1983. (Dissertação de Mestrado, Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

21 - JOHNS, H.E. & CUNNINGHAM, J.R. The physics of radiology. Springfield, Ill., Charles C. Thomas, 1969.

22 - KIEFFER, J. Contadores de corpo inteiro. In: ROCHA, F.G. Medicina Nuclear. Rio de Janeiro, Guanabara Koogan, 1976. p. 220-8.

23 - KIEFFER, J. Descrição, características e desempenho de um protótipo de contador de corpo inteiro para uso clínico. São Paulo, 1970. (Tese de doutoramento, Faculdade de Medicina, Universidade de São Paulo).

24 - LEDERER, C.M.; HOLLANDER, J.M.; PERLMAN, I. Table of isotopes. 6 ed. New York, John Wiley, 1967.

25 - MAIORINO, J.R. Blindagem para reatores nucleares. São Paulo, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 1984. (Notas de aula).

26 - MAMIER, P. & SHELDON, E. Physics of nuclear and particles. New York, Academic, 1969. v.1.

27 - MEHL, J.G. Assessment of whole-body counter efficiencies and geometrical characteristics. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Clinical uses of whole-body counting: proceedings of a panel on... held in Vienna, 28 June-2 July 1965. Vienna, 1966.

28 - MEHL, J.G. Single and multiple detector systems for whole body counting. In: HINE, G.J. (ed). Instrumentation in nuclear medicine. New York, Academic, 1967. v.1. p. 553-83.

29 - METROPOLIS, N. & ULAN, S. The Monte Carlo method. J. Am. Stat. Assoc., 44(247):335-41, 1949.

30 - MILLER, C.E. An experimental evaluation of multiple-crystal arrays and single crystal techniques. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Whole-body counting: proceedings of the symposium on... at the Neue Hofburg, Vienna, 12-16 June, 1961. Vienna, 1962. p. 81-120.

31 - MILLER, C.E. & MARINELLI, L.D. Gamma-ray activity of contemporary man. Science. 124:122, 1956.

32 - MORGAN, K.Z. & TURNER, J.E. Principles of radiation protection. New York, John Wiley, 1967.

33 - NARDI, E. A note on Monte Carlo calculations in NaI crystals. Nucl. Instrum. Methods, 83:331, 1970.

34 - PRICE, J. Nuclear radiation detection. 2.ed. New York, McGraw-Hill, 1964.

35 - RAJEWSKY, B.; KAUL, A.; HEYDER, J. On the development of devices for the determination of total-body radioactivity in man: a historical and critical review. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Assessment of radioactivity in man: proceedings of a symposium held in Heidelber, 11-16 May, 1964. Vienna, 1964

36 - REHANI, M.M.; BASU, A.K.; GUBA, S.K.; TANDON, B,N,; GUPTA, M.M. A simples and inexpensivel clinical whole-body counter. Nucl. Med., Stuttgart, 15(5):248-55, Nov. 1976.

37 - RUNDO, J. Some calibration problems of whole-body gamma-ray spectrometers. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Whole-body counting: proceedings of the symposium on... at the Neue Hofburg, Vienna, 12-16 June 1961. Vienna, 1962. p. 121-37.

38 - SNYDER, W.S.; FORD, M.R.; WARNER, G.G.; WARSON, S.B. A tabulation of dose equivalent per microcurie-day for source and target organs of an adult for various radionuclides. Tennessee, Oak Ridge National Laboratory, Nov. 1974. (ORNL-5000 part. 1)

39 - SPIERS, F.W. Whole-body counting: an introductory review. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Whole-body counting: proceedings of the symposium on... at the Neue Hofburg, Vienna, 12-16 June 1961. Vienna, 1962. p. 3-12.

40 - TURNER, J.E.; WRIGHT, H.S.; HAMM, R.N. A Monte Carlo primer for health physicist. Health Phys., 48:717-33, 1985.

41 - UMIASTOWSKI, K. Monte Carlo programs for the calculation of gamma-photons transport through inhomogeneous media. Cracov, Institute of Nuclear Techniques, 1973. 58p. (ITJ nº 17/PL).

42 - VIEIRA, W.J. Simulação do espectro de deposição de energia de raios gama em detectores de NaI utilizando o método de Monte Carlo. São Paulo, 1982. (Dissertação de Mestrado, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).

43 - WETTKAMP, C. Monte Carlo calculation of photofractions and intrinsic efficiencies of cylindrical NaI(Tl) scintillation detectors. Nucl. Instrum. Methods, 23:13-8, 1963.

44 - ZERBY, C.D. A Monte Carlo calculation of the response of gamma-ray scintillation counters. Methods Comput. Phys., 1:89-134, 1963.