



FRENAI
UM PROGRAMA PARA CÁLCULO DE FUNÇÃO DE
RESPOSTA DE UM CRISTAL DE IODETO DE SÓDIO
PARA RAIOS GAMA MONOENERGÉTICOS

WILMA SONIA CAIAFFA HEHL

PUBLICAÇÃO IEA N.º 151
Outubro — 1967

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SÃO PAULO — BRASIL

F R E N A I

UM PROGRAMA PARA CÁLCULO DE FUNÇÃO DE RESPOSTA DE UM CRISTAL

DE IODETO DE SÓDIO PARA RAIOS GAMA MONOENERGÉTICOS

Wilma Sonia Caiaffa Hehl

Divisão de Física de Reatores
Instituto de Energia Atômica
São Paulo - Brasil

Publicação IEA nº 151

Outubro - 1967

Comissão Nacional de Energia Nuclear

Presidente: Prof. Uriel da Costa Ribeiro

Universidade de São Paulo

Reitor: Prof. Dr. Luis Antonio da Gama e Silva

Instituto de Energia Atômica

Diretor: Prof. Rômulo Ribeiro Pieroni

Conselho Técnico-Científico do IEA

Prof. Dr. José Moura Gonçalves	}	pela USP
Prof. Dr. José Augusto Martins		
Prof. Dr. Rui Ribeiro Franco	}	pela CNEN
Prof. Dr. Theodoretto H.I. de Arruda Souto		

Divisões Didático-Científicas

Divisão de Física Nuclear -
Chefe: Prof. Dr. Marcello D.S. Santos

Divisão de Radioquímica -
Chefe: Prof. Dr. Fausto Walter de Lima

Divisão de Radiobiologia -
Chefe: Prof. Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

Divisão de Metalurgia Nuclear -
Chefe: Prof. Dr. Tharcísio D.S. Santos

Divisão de Engenharia Química -
Chefe: Lic. Alcidio Abrão

Divisão de Engenharia Nuclear -
Chefe: Eng^o Pedro Bento de Camargo

Divisão de Operação e Manutenção de Reatores -
Chefe: Eng^o Azor Camargo Penteado Filho

Divisão de Física de Reatores -
Chefe: Prof. Paulo Saraiva de Toledo

Divisão de Ensino e Formação -

F R E N A I

UM PROGRAMA PARA CÁLCULO DE FUNÇÃO DE RESPOSTA DE UM CRISTAL
DE IODETO DE SÓDIO PARA RAIOS GAMA MONOENERGÉTICOS

Wilma Sonia Caiaffa Hehl

RESUMO

Este trabalho descreve um programa digital para o cálculo da função de resposta de um cristal de iodeto de sódio para raios gama monoenergéticos.

Os cálculos são feitos usando-se o Método de Monte Carlo.

O programa é desenvolvido em Fortran II-D para o computador IBM-1620, mod. II do Instituto de Energia Atômica de São Paulo.

RÉSUMÉ

Ce travail donne le programme pour le calcul de la fonction de reponse d'un cristal de iode de sodium pour des rayons gamma monoenergetiques.

Les calculs sont effectués en utilisant la Methode de Monte Carlo. Le programme est écrit en langage Fortran II-D pour la ordinateur IBM-1620-Mod. II do Instituto de Energia Atômica de São Paulo.

ABSTRACT

This report describes a digital computer code which calculates the energy loss spectra for monoenergetic gamma rays in sodium iodide.

The calculations are performed using the Monte Carlo Method. The code is written in Fortran-II-D language and designed for use on the IBM-1620 mod. II of the Instituto de Energia Atômica de São Paulo.

I. INTRODUÇÃO

Neste trabalho é apresentado um programa para o cálculo da função de resposta de um cristal de iodeto de sódio, para raios gama monoenergéticos, escrito em Fortran II-D para o computador IBM 1620 - Mod. II do Instituto de Energia Atômica de São Paulo.

Este programa foi desenvolvido atendendo a uma solicitação da Divisão de Física Nuclear, deste referido Instituto. Em certas experiências desta Divisão, as energias dos raios gama e as dimensões dos cristais utilizados num determinado arranjo experimental eram tais que não havia possibilidade de se valer das tabelas de Miller e Snow do ANL-6318.

O método utilizado é o de Monte Carlo.

Neste método a história de cada raio gama que penetra no cristal, paralelamente ao seu eixo longitudinal, é seguida através de escolhas "ao acaso" de ocorrências de um dos seguintes processos de interação; Espalhamento Rayleigh, Espalhamento Compton, Efeito Fotoelétrico e Produção de Pares, que podem sofrer os gamas (inicial e secundários) e os eletrons e positrons.

Para executar esta escolha, utiliza-se constantemente uma sub-rotina de geração de números ao acaso.

A seleção da ocorrência de um dado processo é feita de maneira tal, que considerado um número grande de histórias, as probabilidades relativas dos diversos processos são preservadas.

Expressões analíticas foram desenvolvidas para a obtenção das secções de choque macroscópicas dos processos considerados, em função da energia do gama.

Uma vez selecionado um dado tipo de interação, sub-programas especiais selecionam ângulos de desvios de maneira tal a preservar a dependência energética e angular da secção de choque diferencial da interação considerada.

Para reduzir o tempo de cálculo e por limitação da memória do computador, foi feita a aproximação de que, quando o caminho em linha reta percorrido por qualquer eletrão produzido ou emitido, estiver totalmente contido no cristal, sua energia é considerada transferida para êsse cristal e, em caso contrário, totalmente perdida. Assim o efeito da radiação de Bremsstrahlung não foi tomada explicitamente em consideração.

Esta aproximação não introduz grande distorção na curva de resposta do cristal, e ainda é mantida com boa aproximação a relação entre a altura do pico de absorção total (foto-pico) e de cada um dos picos de escape dos gamas de aniquilação de positrons. Os resultados de aplicação desse programa a vários casos foram comparados com os apresentados no trabalho de Miller e Snow (USAEC Report: ANL-6318, 1961). A concordância observada é bastante satisfatória.

Êste programa porém, prevê somente a possibilidade de um feixe colimado estreito, cuja relação raio do feixe para raio do cristal seja da ordem de 0,6.

Ainda por limitação da memória do computador não foi possível ser feita uma opção para feixe colimado, cuja relação raio do feixe para raio do cristal seja maior que a mencionada acima, e/ou uma opção para fonte pontual.

II. TEORIA

Neste item são dadas as expressões analíticas para a solução do problema. Tais expressões em vários casos são substituídas por conjunto de instruções em Fortran que, muitas vezes apresentam vantagens quanto a tempo de cálculo do computador.

a) Secção de Choque

Foi feito um ajuste por polinômios das secções de choque para espalhamento Compton, efeito foto-elétrico, espalhamento

Rayleigh e produção de pares. Também foi feito o mesmo tipo de ajuste para a secção de choque total e para as relações entre as secções de choque para cada evento e a total.

A FUNÇÃO POLSC calcula as secções de choque total em cada energia.

A SUBROTINA REPOL calcula as relações, em cada energia, entre as secções de choque para cada evento acima citado e a total.

- b) Ponto de entrada, direção e ponto de colisão do raio gama inicial.

O ponto de entrada do raio gama no cristal depende da largura do feixe de gamas. Qualquer ponto pertencente no círculo, cujo diâmetro é a referida largura, é escolhido "ao acaso" através da FUNÇÃO RANUM.

A direção do raio gama inicial é fixada por cossenos diretores que o obrigam a ser paralelo ao eixo longitudinal do cristal.

Uma vez determinados o ponto de entrada e a direção do raio gama, a seleção do ponto da primeira colisão é feita pela expressão (1):

$$x = \frac{1}{\lambda} \ln UR \quad (1)$$

onde

λ = secção de choque total de atenuação do gama

UR = número ao acaso entre 0 e 1

- c) Contagem do número de histórias, interação e absorções totais.

Tendo sido determinado o ponto de uma colisão do raio gama, é feita uma verificação se este ponto está dentro ou fora do

cristal, através de:

$$r^2 (1 - \gamma^2) \leq R^2 \quad (2)$$

$$r\gamma \leq H \quad (3)$$

onde r e R são respectivamente o raio vetor do ponto de colisão e o raio do cristal, H é a altura do cristal, e γ o cosseno diretor correspondente ao ângulo entre a direção de propagação do raio gama e o eixo do cristal.

Se o raio gama escapa do cristal sem qualquer interação, apenas uma história é contada.

Se o raio gama não é totalmente absorvido são contadas uma história e uma interação.

Quando o gama é totalmente absorvido dentro do cristal são contadas, uma história, uma interação e uma absorção total.

Dessa maneira, o número de histórias é controlado, e a relação entre o número de absorções totais e o número de pelo menos uma interação é a foto-fração do cristal.

A SUBROTINA TRIG prevê todos os cálculos trigonométricos necessários.

d) Espalhamento Compton

No espalhamento Compton, o foton que interage com um eletron do átomo inicialmente em repouso, transmite ao eletron parte de sua energia e é defletido. Os efeitos de ligação do eletron no núcleo são desprezíveis. Eventuais efeitos de polarização no espalhamento Compton são completamente ignorados neste cálculo.

A energia e quantidade de movimentos do foton incidente variam e as energias do foton defletido e do eletron ejetado, para cada ângulo de espalhamento, são determinadas pelas leis de conservação.

Como sômente fôtons nãõ polarizados sãõ considerados, a distribuiçãõ angular dos fôtons defletidos é independente do ângulo azimutal. A secçãõ de choque diferencial é dada pela fórmula de Klein-Nishina⁽²⁾.

$$\frac{d\sigma}{d\mu} = 2\pi r_e^2 \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2 \left[\frac{\alpha}{\alpha} + \frac{\alpha'}{\alpha} - 1 + \mu^2 \right] \quad (4)$$

onde

r_e é o raio clãssico do eletrôn.

μ = cosseno do ângulo polar de espalhamento θ ; $\mu = \cos \theta$

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1 + \alpha(1 - \mu)} \quad (5)$$

onde

α é a energia do fôton antes da colisãõ, medida em unidades mc^2 e

α' é a energia do fôton depois da colisãõ

Integrando-se a equaçãõ (4) para todos os valôres de μ obtem-se a secçãõ de choque total para o espalhamento Compton⁽²⁾:

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

O ângulo polar θ do fôton espalhado é determinado por uma escolha ao acaso da distribuiçãõ de Klein-Nishina.

e) Efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é significativo principalmente para baixas energias, tornando-se mais importante com o decréscimo desta; para energias muito baixas é a reaçãõ mais provável.

Nesta interação considera-se que o foton cede t \hat{o} da sua energia a um eletr \tilde{o} n ligado ao \hat{a} tomo; tal eletr \tilde{o} n \hat{e} espalhado com uma energia cin \hat{e} tica igual \hat{a} diferen \hat{c} a entre a energia do foton antes da colis \hat{a} o e a energia de liga \hat{c} o do eletr \tilde{o} n.

Neste c \hat{a} lculo considerou-se desprez \hat{i} vel a energia de liga \hat{c} o do eletr \tilde{o} n. Isto porque:

- 1) Se $h\nu \gg E_B$, a dist \hat{a} ncia do processo \hat{e} a mesma que se o eletr \tilde{o} n f \hat{o} sse livre.
- 2) $h\nu \sim E_B$, o eletr \tilde{o} n espalhado sai com energia baixa e portanto seu caminho \hat{e} pequeno o que significa que sua energia \hat{e} pr \hat{a} ticamente totalmente absorvida no cristal.

O \hat{a} ngulo azimutal ψ para o eletr \tilde{o} n espalhado \hat{e} distribui \hat{d} o uniformemente. O \hat{a} ngulo polar θ \hat{e} distribuido segundo a express \hat{a} o:

$$dn_{\sim} \sin\theta \left[1 + 2\beta \left[1 + \frac{E_B}{E_e} \right] \cos\theta \right] \sin\theta d\theta \quad (7)$$

onde

E_B = energia de liga \hat{c} o da camada K para o iodeto de s \hat{o} dio;

E_e = energia do foto-eletr \tilde{o} n;

β = raz \hat{a} o da velocidade do eletr \tilde{o} n para a velocidade da luz;

θ = \hat{a} ngulo polar do foto-eletr \tilde{o} n;

$E_e = E_o - E_B$; (8)

E_o = energia do foton antes da colis \hat{a} o

Entretanto, existe uma probabilidade muito grande do eletr \tilde{o} n emitido sair numa dire \hat{c} o perpendicular \hat{a} dire \hat{c} o do gama incidente. Devido \hat{a} pequena capacidade de mem \hat{o} ria do computador, f \hat{e} z-se, portanto, a aproxima \hat{c} o de que o foto-eletr \tilde{o} n sai sempre num

ângulo de 90° com a direção inicial do foton.

f) Espalhamento Rayleigh

O espalhamento Rayleigh é importante para baixas energias.

É um tipo de interação do foton com um átomo como um todo e não há espalhamento de eletrons. Além disso, o átomo absorve apenas uma quantidade de energia muito pequena e o foton inicial é desviado de um pequeno ângulo.

Neste trabalho, considerou-se que o foton, após a colisão, continuasse na mesma direção inicial e com toda a energia de antes da colisão.

g) Produção de pares

A produção de pares é possível para foton de energias acima de 1.02 Mev ($2 m_0 c^2$) e se torna mais importante com o aumento de energia.

Um foton, com energia maior que $2 m_0 c^2$, nas vizinhanças de um núcleo, pode desaparecer dando origem a um par eletrôn-positron. O excesso de energia do foton (energia inicial - $2 m_0 c^2$) é distribuída como energia cinética entre o positron e o eletrôn.

Então:

$$E^+ = E^- = \frac{1}{2} (E_0 - 2 m_0 c^2) \quad (9)$$

onde:

E^+ = energia cinética do positron

E^- = energia cinética do eletrôn

E_0 = energia do gama antes da colisão

O excesso de energia do foton (energia inicial - $2 m_0 c^2$) se distribui.

O ângulo polar θ de espalhamento é o ângulo médio en

tre o gama incidente e a direção de movimento do eletron e do positron e do positron e é dado por:

$$\theta_{\pm} \sim \frac{m_0 c^2}{E_{\pm}} \quad (10)$$

Porém há uma grande probabilidade da direção do eletron ou do positron fazer um ângulo muito pequeno com a direção do foton incidente. Foi feita então a aproximação de que o positron e o eletron saem com a mesma direção do gama incidente e em sentidos

Isto significa dizer que os ângulos azimutais do eletron e do positron têm uma distribuição uniforme, mas diferindo de 180° .

Supôs-se também que a aniquilação do positron com um eletron se desse depois de êle estar totalmente parado.

Os dois gamas de energias $m_0 c^2$ originados da aniquilação do positron saem em ângulos com distribuição uniforme e em sentidos opostos.

h) Eletrons e positrons

A teoria de Wilson⁽³⁾ é usada neste trabalho para determinar o caminho médio percorrido pelos eletrons e positrons.

O caminho médio percorrido por um eletron ou positron é dado por:

$$r_{\pm} = (\ln 2) \ln \left[\frac{E_0}{E_c \ln 2} + 1 \right] \quad (11)$$

onde

- E_0 = energia inicial do positron ou do eletron
- E_c = energia crítica
- r_{\pm} = é medido em comprimentos de radiação
- $E_c = \frac{1600 mc^2}{Z}$

A partícula carregada percorre esta distância, numa direção e num sentido determinados pelas distribuições convenientes já mostradas.

Por limitação da memória do computador, fêz-se a seguinte aproximação:

- 1) se o eletrón sofrer uma colisão no cristal, toda sua energia é considerada transferida para o cristal, em caso contrário, toda a energia é considerada perdida.
- 2) se o positron sofrer uma colisão no cristal, então há produção dos dois gamas de aniquilação de pares e a história de cada gama é seguida da maneira usual; e se o positron não sofrer colisão no cristal, sua energia é considerada toda perdida.

Isto significa dizer que a radiação de Bremsstrahlung não foi considerada.

Verificou-se, entretanto, que isto acarreta apenas uma pequena distorção no espectro de resposta e ainda é mantida com boa aproximação a relação entre a altura do pico de absorção total, isto é, o foto-pico, e de cada um dos picos de escape dos gamas de aniquilação dos positrons.

III. COMPARAÇÃO COM RESULTADOS DO ANL-6318

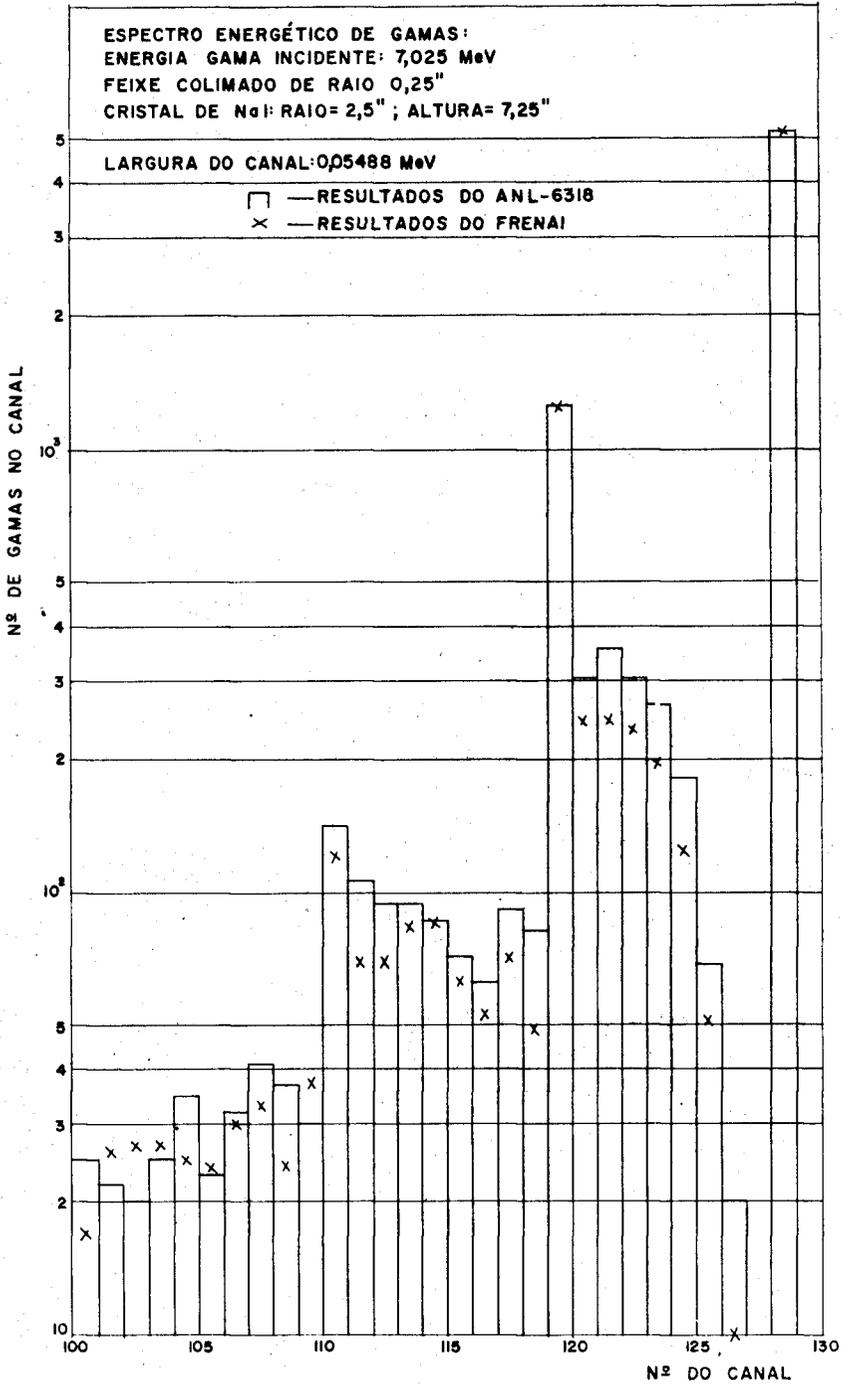
Tanto para testar o programa como para verificar a importância das simplificações introduzidas no programa FRENAL, foi feita uma comparação entre os resultados obtidos por este programa e os apresentados em tabelas do ANL-6318, tomando-se para esta comparação o mesmo número de interações (10.000), a mesma energia do gama inicial e o mesmo tamanho de cristal e de largura do feixe de gamas de entrada.

Foram considerados os seguintes cristais, energias dos gamas e aberturas do feixe de gamas de entrada:

CASO	A	B
Raio do Cristal	2,5"	2,5"
Altura do Cristal	5,0"	7,25"
Energia inicial dos gamas	2.76 Mev	7.025 Mev
Raio do feixe de gamas	1,693"	0,25"

Caso	Foto-Fração ANL-6318	Foto-Fração FRENAI	Diferença Absoluta	Diferença Relativa	Eficiência Intrínseca ANL-6318	Eficiência Intrínseca FRENAI
A	0,5044	0,5133	0,0109	2,16%	0,83	0,83
B	0,5230	0,5272	0,0042	0,80	0,91	0,90

A eficiência intrínseca do cristal foi calculada pela fórmula usual.



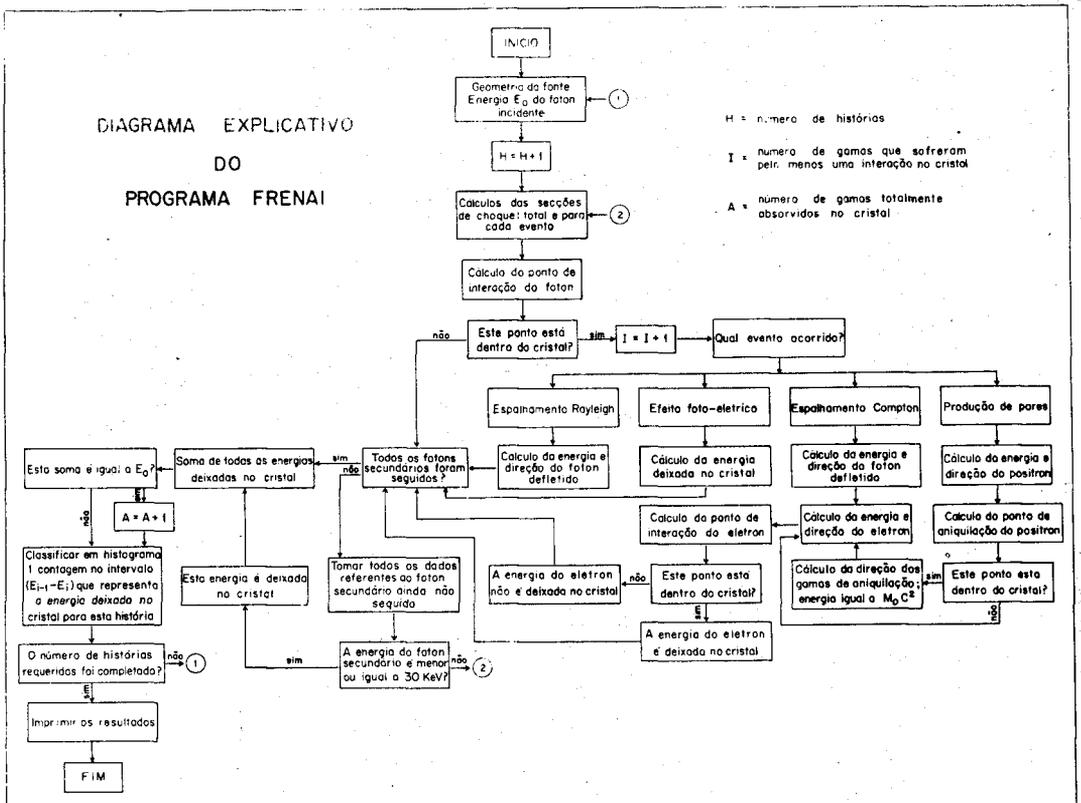
IV. ESTIMATIVA DO ERRO ESTATÍSTICO DA FOTO FRAÇÃO

O caráter aleatório do Método de Monte Carlo autoriza a que se considere, em primeira aproximação, os valores A (número de absorções totais) e I (número de gamas que sofreram pelo menos uma interação) como resultados de "medidas" sujeitas às flutuações estatísticas usuais.

Admitido isto, o erro relativo percentual na foto-fração é calculado ser aproximadamente 2% em ambos os casos A e B.

$$\frac{\Delta f}{f} \approx 2\%$$

V. DIAGRAMA EXPLICATIVO DO PROGRAMA FRENAI



VI. O PROGRAMA

a) Descrição geral

O programa digital para os cálculos já descritos, é escrito em Fortran II-D para o computador IBM-1620 mod. II do Instituto de Energia Atômica de São Paulo.

Este computador tem as seguintes características:

- 1 - memória diretamente endereçável de 40 K posições
- 2 - modalidade de entrada de dados: cartões de 80 colunas
- 3 - modalidade de saída de resultados:
 - a) pela impressora com 120 caracteres por linha;
 - b) por cartões de 80 colunas.

Observação: os resultados do FRENAI saem pelas modalidades 3a. e 3b.

Pelas próprias características do Método de Monte Carlo, um número bastante grande de interações deve ser contado, para que o espectro energético dos gamas seja reproduzido corretamente.

Para comparação com os resultados do ANL-6318, foram contadas 10.000 interações. Entretanto, o número desejado de interações é optativo, uma vez que, no programa Fortran, aquêle é previsto como dado de entrada.

Além disso, se o usuário desejar conhecer a evolução estatística dos resultados, para teste do tamanho do cristal, ou outra finalidade, pode recorrer a opções de chaves do computador, as quais estão descritas a seguir:

- Resultados intermediários, em qualquer número de interações, por comando manual.
- Resultados intermediários (automaticamente), em intervalos iguais, Δ de número de interações.

- Resultados intermediários, automaticamente, em intervalos iguais, Δ de número de interações + resultados intermediários, em qualquer número de interações, por comando manual.

b) Instruções para o usuário

- 1) Resultado automático com número total de interações previsto.
 - 1.1 - Ligar chave 3 desde o início da "compilação" ou da "execução" se o programa estiver gravado em disco.
- 2) Resultados intermediários, em qualquer número de interações por comando manual.
 - 2.1 - Ligar chave 3 desde o início da "compilação" ou da "execução" se o programa estiver gravado em disco.
 - 2.2 - Desligar chave 3 e ligar chave 1 no momento em que se deseja conhecer os resultados.
 - 2.3 - Desligar chave 1 no instante em que a PRINTER começar a escrever.
 - 2.4 - Ligar chave 3 imediatamente após o computador recomeçar o cálculo.
- 3) Resultados intermediários (automaticamente), em intervalos iguais, Δ de número de interações.
 - 3.1 - Ligar chave 2 desde o início da "compilação" ou da "execução" se o programa estiver gravado em disco.
- 4) Resultados intermediários (automaticamente), em intervalos iguais, Δ de número de interações + resultados intermediários, em qualquer número de interações por comando manual.

4.1 - Ligar chave 2 desde o início da "compilação", ou da "execução" se o programa estiver gravado em disco.

4.2 - Ligar chave 1 no momento em que se deseja conhecer os resultados.

4.3 - Desligar chave 1 no instante em que a PRINTER começar a escrever.

O intervalo, Δ , de número de interações é previsto como dado de entrada. O usuário, entretanto, deve escolhê-lo de tal maneira que o número total de interações estabelecido seja um múltiplo inteiro do número de interações do intervalo.

Para exemplificar, suponhamos que o usuário deseja que seu cálculo seja feito com 10.000 interações. Neste caso, o intervalo Δ , que no cartão de leitura do programa é representado por NINTER, pode ser por exemplo, 200, 500, 1000, 5000. Evidentemente, os divisores menores de 10000 não foram citados, pois num cálculo estatístico, conhecer-se resultados com número de histórias muito pequeno, tem significado dúbio.

Nos dados de entrada, além de outros, estão previstos também, os valores das energias correspondentes em cada intervalo (representativo de cada canal de um "multicanal"). Para o início de um cálculo da função de resposta de um cristal e da sua fotofração, todos os intervalos, representados por $M(I)$ devem conter zeros. I é uma variável que varre o número de intervalos, o qual também é previsto como dado de entrada, sendo no máximo $I=128$, por limitação da memória do computador.

Tanto os resultados intermediários para teste, que o usuário possa desejar, como os resultados finais têm saída pela PRINTER e pela perfuradora.

Os resultados das energias depositadas nos intervalos saem, pela PRINTER a partir do intervalo desejado pelo usuário, e

pela perfuradora automaticamente a partir de $I = 1$.

A saída pela perfuradora é na mesma ordem que a entrada pela leitora. Isto porque o usuário pode desejar parar o cálculo e recomeçá-lo numa outra ocasião qualquer.

c) Dados de entrada

São em número de $18 +$ o número de intervalos de energia desejado pelo usuário, e dispostos da seguinte maneira:

<u>CARTÕES</u>	<u>DADOS</u>	<u>FORMATO</u>
1	N, NCMP, J, NH, NI, NA, IU	6I6 , I10
2	EO, EL, RAO, HALT, R BEAM	5E14.8
3	NCOMP, NFOTO, NPROD, NRAYL, NPARC, NINTER	6I6
4	M (1), M (2), M (12)	12I6
5	M (13),, M (24)	12I6
N M (N)	

- N = número de intervalos
- NCMP = número total de interações desejado
- J = número do canal a partir do qual, todos os outros devem ser escritos pela PRINTER
- NH = número de histórias; inicialmente deve ser zero
- NI = número de interações; inicialmente deve ser zero
- NA = número de absorções; inicialmente deve ser zero
- IU = número inteiro ao acaso com 10 algarismos
- EO = energia inicial do raio gama (MeV)
- E1 = $EO - 30$ KeV
- RAIO = raio do cristal (cm)
- HALT = altura do cristal (cm)
- RBEAM = raio do feixe de gamas (cm)
- NCOMP = número de interações Compton; inicialmente deve ser zero

- NFOTO = número de interações de fotoelétrico; inicialmente deve ser zero
- NPROD = número de produção de pares; inicialmente deve ser zero
- NRAYL = número de interações Rayleigh; inicialmente deve ser zero
- NPARC = intervalo parcial; deve ser igual a NINTER
- NINTER = intervalo Δ ; deve ser divisor inteiro de NCMP
- M (I) = intervalos para as energias depositadas, onde os M(I) inicialmente devem ser zero

Cópias das listagens do programa, subrotinas e funções podem ser fornecidas mediante pedido dirigido ao Instituto de Energia Atômica.

BIBLIOGRAFIA

- 1 - W.F. Miller and William J. Snow - Monte Carlo Calculation of the Energy Loss Spectra for Gamma Rays in Sodium Iodide and Cesium Iodide, ANL-6318, 1961.
- 2 - Methods in Computational Physics, volume 1, 1963, Academic Press, Inc.
- 3 - Kai Siegbahn - Alpha, Beta and Gamma - Ray Spectroscopy , volume 1, 1965.

AGRADECIMENTOS

O autor aproveita a oportunidade para agradecer ao Professor Paulo Saraiva de Toledo pela orientação e discussões dos problemas teóricos e ao Sr. Maximilian Emil Hehl pelo desenvolvimento de programas para o cálculo das secções de choque e para testes de X^2 para o programa de escolha de números ao acaso.