

MIOCO FOSHINA

Serviço de Cálculo Analógico e Digital
INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA

UMA APLICAÇÃO DO MÉTODO DE MONTE CARLO
À FÍSICA DE NÊUTRONS

Orientador

Ir. Leo R. Borges Vieira



Dissertação de Mestrado Apresentada à
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
Dezembro de 1970

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA

a memória do Prof. Dr. Abrahão de Moraes

a meus pais

AGRADECIMENTOS

Agradeço especialmente ao Prof. Dr. Leo R. Borges Vieira que, num gesto de colaboração e com o intuito de homenagem à memória de seu amigo e meu orientador, Prof. Dr. Abrahão de Moraes, aceitou a responsabilidade desta dissertação, sem mesmo a lêr, na véspera de sua entrega à Escola Politécnica da Universidade de S. Paulo.

Ao Dr. Achilles A. Suarez pela constante colaboração no decorrer deste trabalho.

À direção do Instituto de Energia Atômica na pessoa do seu Diretor Prof. Dr. Rômulo R. Pieroni, pelas possibilidades oferecidas, a realização deste trabalho.

À Engª Marisa V. Ballariny por seu interesse, incentivo e dedicação que me dispensou.

Ao colega Antônio S. de Gouvêa pelas valiosas discussões.

À Bel. Olga Y. M. Guidichini pelos dados experimentais fornecidos.

Às colegas Helena K. Suzuki, Maria Ilse V. Bobadilha, Odette Guedes e especialmente à Maria Luiza Cruz pela espontânea colaboração.

Ao Engº H.R. Franzen pelas sugestões.

Ao SEMA do Instituto de Física, pela utilização do sistema IBM/360, Mod 44.

Sinceramente agradeço.

ÍNDICE

	Pág.
Introdução.....	1
Capítulo I Considerações Preliminares	
I.1 O Contador "Long-Counter".....	3
I.2 Descrição do "Long-Counter" da DFN do IEA.	4
I.3 Generalidades sobre o Método de Monte Carlo	6
Capítulo II Estabelecimento de Programa de Computador para Cálculo da Eficiência de um "Long-Counter"	
II.1 Considerações sobre o Problema Abordado....	8
II.2 Organização do Cálculo.....	
II.2.1 Determinação da Direção Isotrópica.	11
II.2.2 Distância entre Duas Colisões.....	12
II.2.3 Escolha do Átomo Alvo.....	13
II.2.4 Tipo de Interação.....	14
II.2.5 Cálculo da energia do nêutron após a colisão e a determinação da nova direção de espalhamento	14
II.2.6 Verificação se o nêutron encontra algum detetor.....	23
II.2.7 Cálculo da Eficiência	29
Conclusões	31
Apêndices	
1 Programa Principal	
a) Diagrama de Bloco.....	33
b) Equivalência das variáveis.....	35
c) Listagem.....	36
2 Subrotina RANDU.....	39
3 Subrotina DIRISO.....	40
4 Subrotina SIGPAR.....	41
5 Função SIGABS.....	42
6 Subrotina CONDIF.....	43
Bibliografia.....	

INTRODUÇÃO

Um dos requisitos de maior importância para o estudo de reações nucleares, assim como para a análise do comportamento de reatores nucleares, é conhecer o valor do fluxo de nêutrons com um alto grau de precisão. Para que isto seja conseguido em medidas experimentais, um dos fatores principais é a adequabilidade do tipo de detetor a ser empregado, bem como sua precisão e eficiência. O refinamento da análise, do projeto e da construção de detetores constitui, por conseguinte, um dos problemas mais importantes da Engenharia Nuclear.

Um detetor de grande utilidade na medida de fluxo de nêutrons rápidos é o constituído por um conjunto integrado detetor BF₃ - moderador, denominado " Long Counter ", desenvolvido inicialmente por Hanson e Mc Kibben (1).

Uma de suas características fundamentais é apresentar a curva de variação da eficiência em função da energia do nêutron de forma achatada, quase independente da energia, em intervalos da ordem de alguns kev a alguns Mev. Esta característica é conseguida através da escolha conveniente de um conjunto de parâmetros tais como: número e disposição geométricas dos detetores BF₃, ^{DISTÂNCIA} detetor BF₃-fonte, quantidade e características do moderador, etc., dos quais depende o comportamento dos nêutrons no sistema.

O ajuste final destes parâmetros pode ser feito experimentalmente, com os inconvenientes usuais de tal procedimento. Um ajuste teórico é obviamente de grande interesse. Neste caso, a utilização de uma técnica computacional parece preferível à de uma técnica analítica, devido à complexidade do problema e à natureza estatística dos fenômenos envolvidos.

O objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento de um programa de computador para o estudo paramétrico dos constituintes de um sistema detetor " Long Counter ", visando a otimização do projeto segundo o critério de máxima constância da eficiência para dada região energética.

O método de análise empregado foi o de tentativas estatísticas ou de Monte Carlo, que permite determinar propriedades de um sis-

tal (SCAD) do Instituto de Energia Atômica e posteriormente adaptado para o computador IBM/360-modêlo 44 do S.E.M.A. do Instituto de Física da U.S.P.

A motivação do trabalho foi a existência de um " Long Counter " na Divisão de Física Nuclear (DFN) do IEA, montado e em utilização pela pesquisadora Olga Guidichini, tendo o programa se baseado em linhas traçadas pelos pesquisadores H. Franzen e W. Sader em trabalhos apenas iniciados em anos anteriores.

Com finalidade de teste do programa foi êle utilizado no cálculo da eficiência do citado " Long Counter ", com resultados satisfatórios.

CAPÍTULO I - CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

I.1 - O CONTADOR

Sendo o nêutron uma partícula destituída de carga elétrica, a sua detecção é usualmente feita através dos efeitos secundários, produzidos por sua interação com a matéria. O contador de BF_3 , baseado na reação $\text{B}^{10} (n, \alpha) \text{Li}$, é amplamente utilizado na detecção de nêutrons lentos por apresentar muitas vantagens, entre as quais se distingue uma relativa insensibilidade à radiação γ que geralmente acompanha a emissão de nêutrons e uma alta eficiência devida à elevada secção de choque do B^{10} para nêutrons térmicos. O alto valor de ionização específica e a alta energia das partículas α produzidas nas reações com B^{10} são as responsáveis por esta facilidade de detecção de nêutrons em presença de intensa radiação de fundo γ .

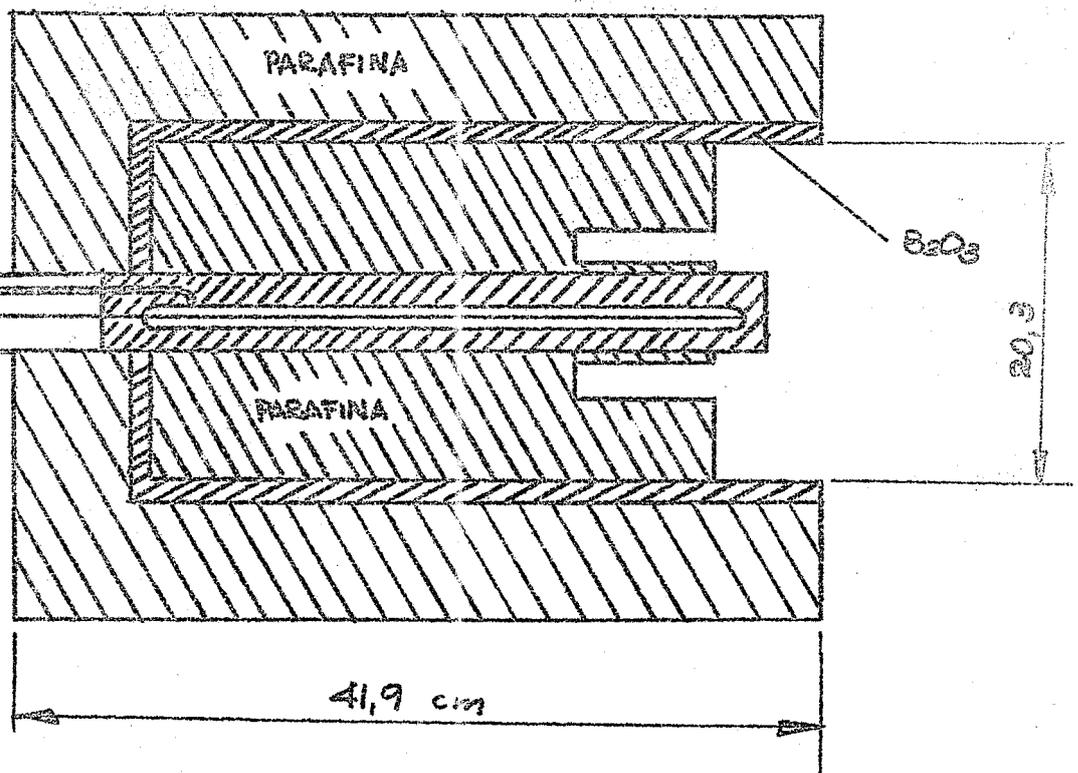
A secção de choque do boro obedece a lei $\frac{1}{v}$ e, em consequência disso, a sensibilidade do contador BF_3 para nêutrons rápidos é muito baixa, mas pode ser aumentada envolvendo-se-o com um material moderador de nêutrons, onde os nêutrons rápidos perdem energia antes de chegar ao detector. Isto faz com que a resposta de tais arranjos seja dependente da energia dos nêutrons da fonte e da distância fonte-detector, o que torna a inter-

CILINDRO DE AL.

COM TUBO DE BF_3

ALTA VOLTAGEM

P/ PREAMPLIFICADOR



proteção da medida bastante elaborada, principalmente quando a fonte de nêutrons é polienergética.

Um sistema que integra moderador-detector inventado por Hanson & Mc Kibben em 1947, apresenta a eficiência praticamente independente da energia dos nêutrons da fonte ou seja, uma resposta plana num intervalo de energia bem grande, d'onde ser conhecido como "Long Counter".

O sistema de Hanson e Mc Kibben, para contagem de nêutrons rápidos, era constituído por uma câmara proporcional BF_3 envolvida por um cilindro moderador de parafina co-axial, na qual os nêutrons penetravam pela extremidade aberta. A parafina era recoberta por uma camada de B_2O_3 para reduzir a radiação de fundo, devido aos nêutrons vindos de outras direções, como representado esquematicamente na fig. 1.

Este sistema conservava a principal vantagem da detecção de nêutrons térmicos pela câmara de BF_3 , isto é, relativa insensibilidade aos raios γ e contornava o problema da relativa ineficiência na detecção de nêutrons rápidos por meio de sua moderação na parafina.

Várias modificações foram introduzidas neste projeto base por Hanson e Mc Kibben, bem como por outros pesquisadores, com a finalidade de aperfeiçoar e ampliar o patamar da função resposta do sistema, bem como para deslocá-lo para a região de conveniência do problema em estudo. As modificações mais frequentes têm sido no material e na espessura do moderador no número e na posição das câmaras BF_3 e na posição relativa fonte-detectores.

1.2 - DESCRIÇÃO DO "LONG-COUNTER" DA D.F.N. DO I.E.A.

O "Long Counter" da D.F.N. do I.E.A., pode ser representado esquematicamente como na fig. 1-b

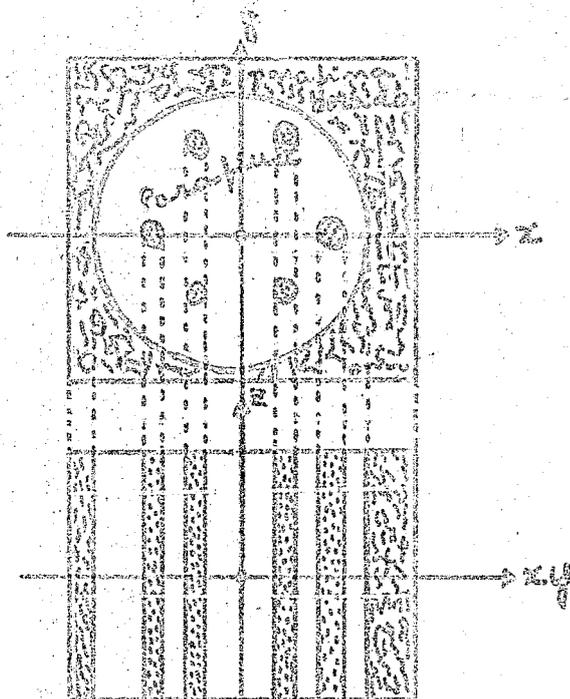


Figura 1-b

O Sistema contador é formado por seis detetores de BF_3 , colocados conforme a disposição geométrica indicada na figura 1-b, no interior de um cilindro de parafina cuja densidade é de $0,890 \text{ g/cm}^3$ e cujas dimensões são: 60 cm de comprimento e 60 cm de diâmetro.

Os detetores são de forma cilíndrica com 5,08 cm de diâmetro e 60 cm de comprimento e enriquecidos à 96% de B^{10} , sob pressão de 40 cm de Hg. Seus eixos, paralelos ao eixo do sistema, se distribuem uniformemente sobre uma circunferência de 12,54 cm de raio em torno daquele eixo.

A localização da fonte é no centro geométrico do sistema.

Há uma blindagem de parafina borada envolvendo o cilindro de parafina para proteção contra a radiação de fundo e definição do meio.

I.3 - Generalidades sobre o Método de Monte Carlo

O Método de Monte Carlo ou de tentativas estatísticas é um método computacional versátil desenvolvido primordialmente para determinar propriedades macroscópicas de um sistema no qual a interação de muitos componentes microscópicos, geralmente regidos por leis de probabilidade conhecidas, tornam o problema tão complexo que não pode ser expresso de uma forma simples.

Este Método encontrou um campo propício de aplicação na Física de Nêutrons onde, a determinação de uma característica de um sistema, nem sempre pode ser feita, pelo Método Clássico, no qual a solução do problema é baseada na equação macroscópica que satisfaz a requerida característica, devido a dificuldade em conseguir essa equação por causa da natureza estatística dos fenômenos envolvidos.

Com o Método de Monte Carlo é possível solucionar o problema sem recorrer a tal equação, dando somente de leis microscópicas, isto é, leis de interações elementares, conhecidas experimentalmente ou previstas teoricamente.

O ponto crítico da aplicação do Método de Monte Carlo é a geração de números ou quantidades ao acaso distribuídas uniformemente no intervalo $(0,1)$ ou segundo uma outra lei, os quais são utilizados na escolha de eventos que ocorrem com probabilidades determinadas.

Existem vários métodos para a geração desses números e a escolha do método a ser adotado é de grande importância, pois de seu sucesso depende o da completa solução do problema. A ge-

ração de números ao acaso no computador digital e sua utilização encontram-se explicadas nas referências (16 e ~~17~~¹⁴), constituindo assunto de extensa literatura. Cumpre observar que muitos computadores são equipados para esta finalidade.

O princípio fundamental do Método de Monte Carlo aplicado para o caso discreto de um número finito de eventos pode ser explicado como segue :

Se $E_1, E_2 \dots E_n$ são eventos independentes mutuamente exclusivos, com probabilidades respectivamente $p_1, p_2 \dots p_n$, sendo: $p_1 + p_2 + \dots + p_n = 1$ e se j é um dos componentes de um grupo de N número suficientemente grande, o acontecimento do evento E_1 é determinado pela relação :

$$p_1 + p_2 + \dots + p_{i-1} \leq j < p_1 + p_2 + \dots + p_{i-1} + p_i$$

CAPÍTULO II - ESTABELECIMENTO DO PROGRAMA PARA COMPUTADOR NO CÁLCULO DA EFICIÊNCIA DE UM "LONG COUNTER".

II.1 - Considerações sobre o problema abordado.

Considerando um sistema que integra detetor-moderador de nêutrons para o qual são dados: os parâmetros geométricos, as características nucleares e as distribuições de probabilidade para os vários processos em todos os níveis de energia, propõe-se determinar sua eficiência, através da simulação dos processos físicos de interação sofridos pelos nêutrons com os átomos do sistema.

Estabelecendo para este cálculo que:

- 1- o meio é constituído só de parafina.
- 2- a distribuição direcional é isotrópica para a fonte.
- 3- o espalhamento dos nêutrons é sempre elástico e isotrópico no SCM.

Seja N o número de histórias a serem analisadas.

Um nêutron genérico de energia E emitido pela fonte numa direção segundo a direção isotrópica percorre uma distância $x(E)$ selecionada ao acaso a partir da distribuição exponencial de atenuação,

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\sum(E) x(E)}$$

em que $\sum(E)$ é a secção de choque macroscópica total do meio.

Determina-se as coordenadas de posição do nêutron.

Um átomo alvo é escolhido ao acaso a partir da distribuição das secções de choque macroscópicas,

$$\frac{\sum^H (E)}{\sum_{\text{meio}} (E)} = p(E)$$

A partir da distribuição de processos possíveis seleciona-se ao acaso o tipo de interação que ocorre entre o átomo alvo e o nêutron.

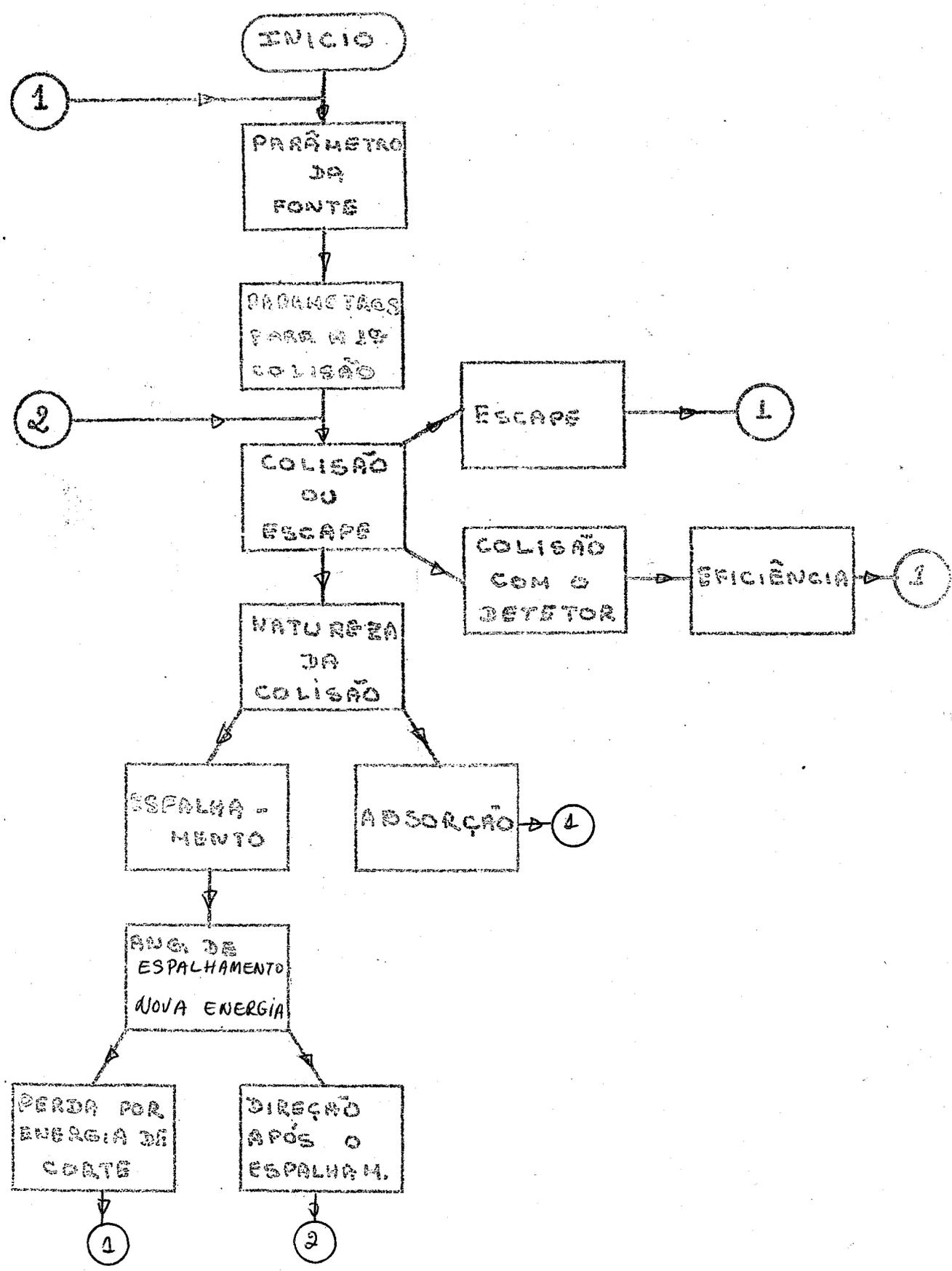
Esta decisão determina o processo subsequente:

No caso de ocorrer um espalhamento, é escolhida ao acaso uma nova energia do nêutron, a partir da distribuição uniforme e uma nova direção é selecionada também ao acaso a partir da distribuição isotrópica e vai continuando as escolhas ao acaso dos átomos, processos, distâncias percorridas e direções até que seja satisfeita uma das condições seguintes:

- absorção
- interação com o detetor
- fuga do meio
- energia de corte

Então, a história deste nêutron está terminada e uma nova história é iniciada.

Após a análise da última história é calculada a eficiência total do sistema e está encerrada a tarefa.



(Fig. 2a) Fluxograma dos processos

II.2 - ORGANIZAÇÃO DO CÁLCULO

II.2.1 - Determinação da direção isotrópica ao acaso

A determinação dos cossenos diretores de uma direção que faz um ângulo α com o eixo x , β com o eixo y e δ com o eixo z , equidistribuídos no intervalo $-\pi \leq \alpha, \beta, \delta \leq \pi$ é equivalente à escolha de um ponto (x, y, z) uniformemente distribuído numa esfera unitária.

Dois métodos são amplamente usados para calcular os cossenos diretores de uma direção isotrópica ao acaso: o de Coveyou e o de Von Neuman. O último apresenta vantagem relativamente ao tempo de cálculo no computador e seu diagrama de bolco é o da figura 2b, onde $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$ são números ao acaso que variam uniformemente no intervalo $0 < \xi_i < 1$.

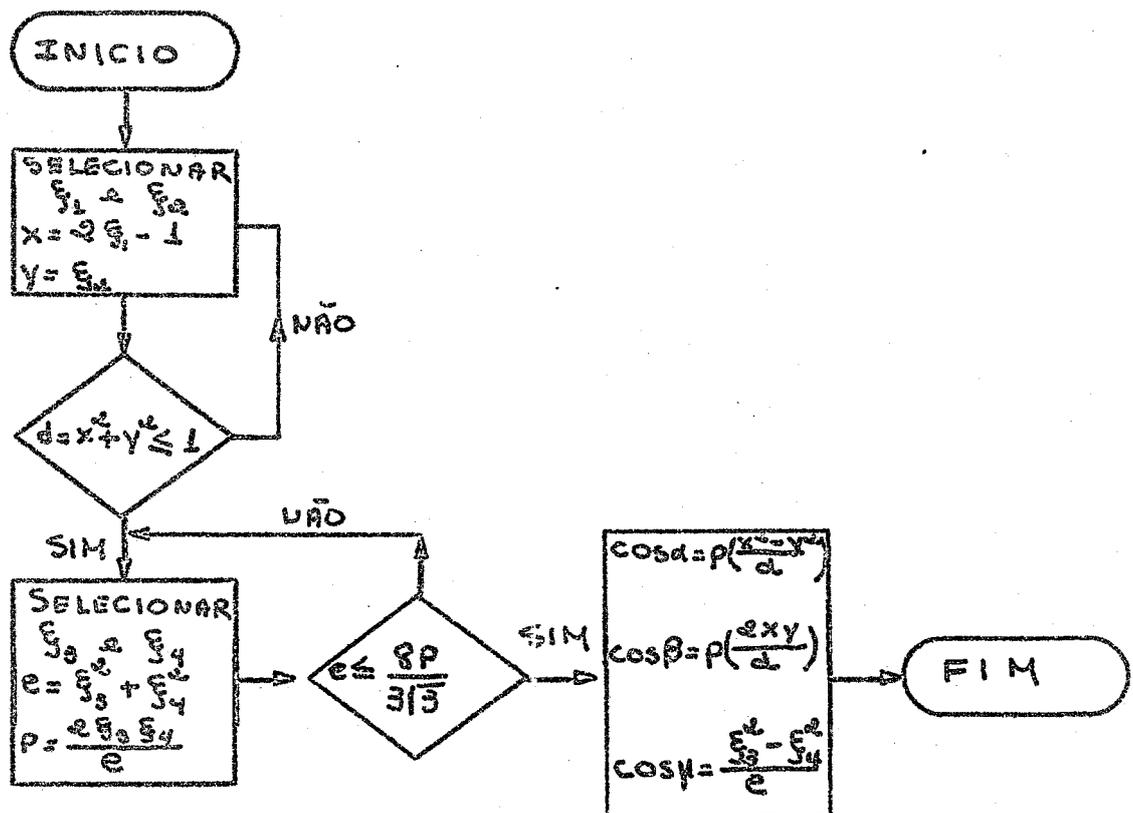


Figura 2b: Um método de selecionar ao acaso os cossenos diretores de uma direção isotrópica. (3)

II.2.2 - Cálculo da distância x que o neutron percorre antes de sofrer uma interação ou distância entre duas interações consecutivas

No cálculo de x, o conceito físico envolvido é o caminho livre médio $\lambda(E)$ para uma dada energia E. $\lambda(E)$ é igual ao inverso da secção de choque macroscópica total $\Sigma_t(E)$ do meio:

$$\lambda(E) = \frac{1}{\Sigma_t(E)}$$

Demonstra-se (4) que $f(x) = \Sigma_t(E) \cdot e^{-\Sigma_t(E)x}$

é uma função densidade de distância que o neutron percorre entre duas interações consecutivas, num meio infinito com secção de choque total $\Sigma_t(E)$.

Então:

$$P(x) = \int_0^x \Sigma_t(E) \cdot e^{-\Sigma_t(E)x} dx = 1 - e^{-\Sigma_t(E)x}$$

é a função distribuição de probabilidade para a primeira interação numa distância menor do que x.

$$P(x) = \begin{cases} 1 - e^{-\Sigma_t(E)x} & \text{para } x \geq 0 \\ 0 & \text{para } x < 0 \end{cases}$$

Sendo a distância x, no processo individual, um valor ao acaso, ela é determinada pela solução da equação:

$$(1) \quad \xi = P(x) = 1 - e^{-\Sigma_t(E)x}, \quad x \geq 0, \quad \text{onde } \xi \text{ é um número}$$

ao acaso.

Obtém-se, então:

$$x = f(\xi) = - \frac{1}{\Sigma_t(E)} \ln(1 - \xi) \quad \text{ou}$$

$$x = f(\xi) = - \lambda(E) \cdot \ln(1 - \xi)$$

O gráfico da relação (1) para todo ξ no intervalo

$0 \leq \xi < 1$, é uma curva exponencial distribuida no intervalo $0 \leq x < \infty$

que coincide com a verdadeira situação física em que a distribuição da distância percorrida é uma exponencial.

Como os números ξ_i são ao acaso, a sequência $(1 - \xi_i)$ também o é, o que permite usar a equação:

$$x = - \lambda(E) \cdot \ln \xi_i$$

Para a determinação do $\lambda(E)$ da parafina, a secção de choque total macroscópica em função da energia é calculada do seguinte modo:

parafina	carbono	Hidrogênio
$\Sigma_t(E)$	$\Sigma_t(E)$	$\Sigma_t(E)$
= N^{parafina}	x 27 ($\sigma_t^{\text{carb}}(E) + 2 \sigma_t^{\text{hidr.}}(E))$	= cm^{-1}

onde as $\sigma_t^{\text{carb}}(E)$ e $\sigma_t^{\text{hidr.}}(E)$ em barns, são obtidas a partir das curvas dadas na referência 5.

N = número de moléculas de parafina por cm^3 , cuja fórmula química é $\text{C}_{27}\text{H}_{54}$

II.2.3 - Escolha do átomo alvo

Considerando a secção de choque macroscópica como uma área oferecida ao neutron incidente animado de energia E , a probabilidade de interação com o átomo de hidrogênio que está na molécula de parafina ($\text{C}_{27}\text{H}_{54}$) é:

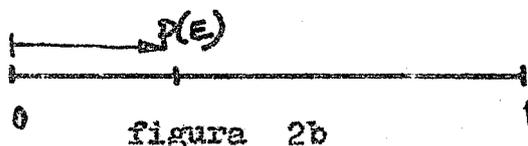
$$\frac{\sum_t^{\text{H}}(E)}{\sum_t^{\text{parafina}}(E)} = p(E)$$

onde

$$\sum_t^H(E) = 54 N \sigma_t^H(E) \quad (\text{cm}^{-1})$$

$$\sum_t^{\text{para f.}}(E) = 27 N (2 \sigma_t^H + \sigma_t^o) \quad (\text{cm}^{-1})$$

que corresponde ao comprimento do intervalo, mostrado na figura 2b



Para determinar qual alvo é selecionado, gera-se um número ao acaso ξ e verifica-se em qual dos dois intervalos ele caiu.

Se $0 \leq \xi \leq p(E)$ o átomo escolhido é o hidrogênio e ao carbono corresponde ξ que cair no intervalo $p(E) \leq \xi < 1$

II.2.4 - Escolha do tipo de interação

Para se determinar o tipo de interação, calcula-se a probabilidade de ocorrência de absorção no átomo selecionado,

$$\frac{\sum (E)_{\text{abs}}}{\sum (E)_t} = p_a(E)$$

e compara-se com um número ao acaso ξ , sendo que $0 \leq \xi < 1$

Para todo $\xi < p_a(E)$, a interação é do tipo absorção e para $\xi \geq p_a(E)$ ocorre um espalhamento.

II.2.5 - Cálculo da energia do nêutron após a colisão e a determinação da nova direção de espalhamento.

A perda de energia dos nêutrons se deve aos espalhamentos em sua maioria elásticos sofridos pelos nêutrons em colisões

com os núcleos do moderador. Estas colisões, podem ser estudadas pela Mecânica Clássica, considerando o neutron e o núcleo como esferas perfeitamente elásticas.

São usados, no estudo de tais colisões, dois sistemas de referência: o sistema laboratório SL , no qual o alvo é considerado parado antes da colisão e o neutron em movimento; e o sistema centro de massa SCM , no qual o centro de massa do sistema neutron-núcleo é considerado em repouso.

O tratamento teórico é feito no SCM por ser mais simples, enquanto que as medidas reais são feitas no SL .

Supondo-se ser o espalhamento do neutron isotrópico no SCM , o ângulo de espalhamento θ e o ângulo azimutal de espalhamento ϕ são tais que $0 \leq \theta \leq \pi$ e $0 \leq \phi \leq 2\pi$

SCM

Sistema centro de massa

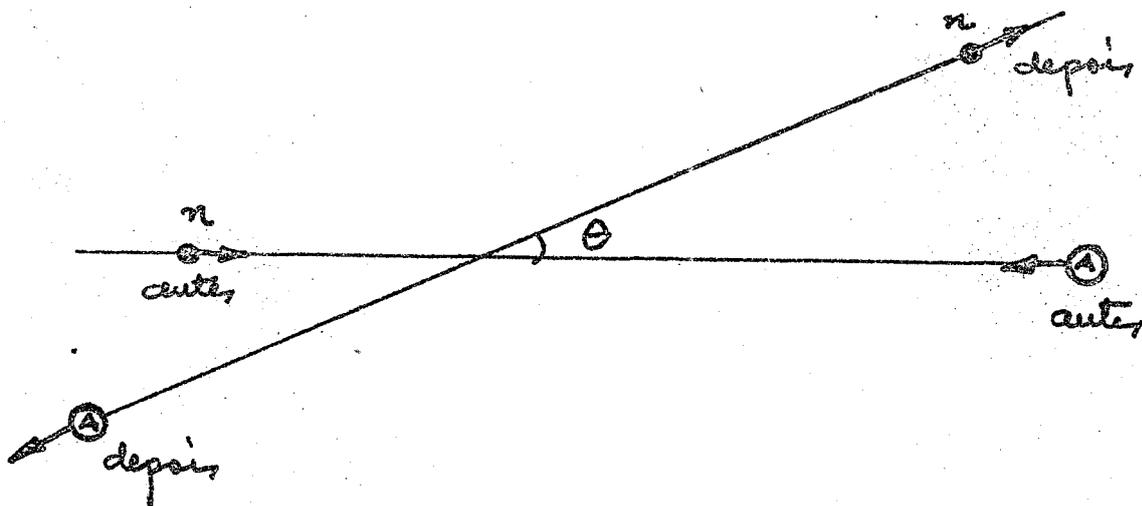


figura 2c

Aplicando o princípio da conservação da energia e do momento, deduz-se (4) o ângulo ψ no qual o neutron é espalhado no SL e a energia final após o choque com um alvo de número de massa A:

sistema laboratório

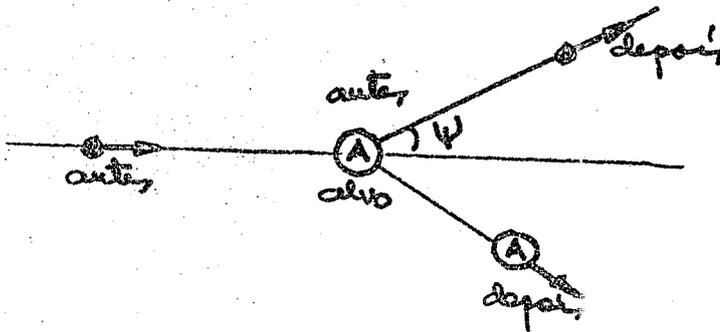


figura 2d

$$\cos \psi = \frac{A \cos \theta + 1}{(A^2 + 2A \cos \theta + 1)^{1/2}} \quad (1) \quad (\text{S.L.})$$

$$E' = E \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A + 1)^2} \quad (2) \quad (\text{S.L.})$$

A energia E' após o choque é uniformemente distribuída no intervalo:

$$\frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} E \leq E' \leq E$$

Para $\theta = 180^\circ$, $\cos \theta = -1$, a mínima energia alcançada após o choque é dada por:

$$E' = E \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2$$

Para $\theta = 0$, $\cos \theta = 1 \implies E' = E$

A energia mínima é igual à inicial, isto é, $E' = E$.

ou seja, não há perda de energia pelo nêutron.

As equações (1) e (2) determinam E' e $\cos \psi$ no SL, em função de $\cos \theta$ (SCM). O $\cos \theta$ é determinado através da secção de choque diferencial microscópica de espalhamento elástico do núcleo, $\sigma_s(\theta)$ (barns/esferoradiano) no SCM.

$\sigma_s(\theta)$ dá a probabilidade de um nêutron com energia E de ser espalhado num ângulo compreendido entre θ e $\theta + d\theta$, formado com a direção inicial de incidência.

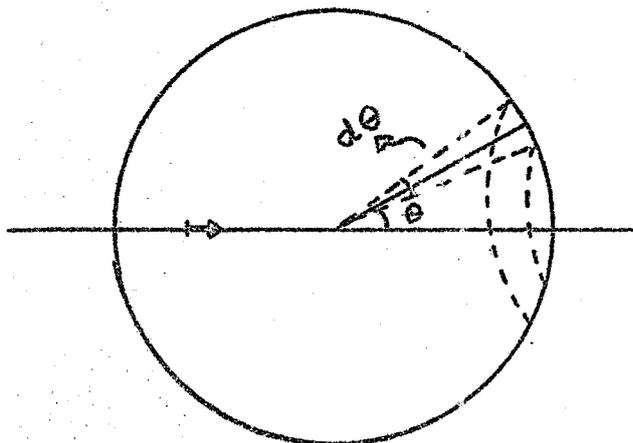


figura 2c

A secção de choque de espalhamento total elástico, então, é a integral sobre a superfície de uma esfera unitária.

$$\sigma_s = \int \sigma_s(\Omega) d\Omega \quad \text{onde,}$$

$d\Omega$ é o ângulo sólido correspondente a zona esférica compreendida entre θ e $\theta + d\theta$.

Em coordenadas polares, tem-se

$$\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \sigma_s(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \sigma_s$$

ϕ = ângulo azimutal

θ = ângulo polar de espalhamento no SCM

Considerando $\sigma_s(\theta)$ independente de ϕ , tem-se

$$2\pi \int_0^\pi \sigma_s(\theta) \sin \theta d\theta = \sigma_s$$

Chamando de $\mu = \cos \theta$, fica

$$2\pi \int_{-1}^1 \sigma_s(\theta) d\mu = \sigma_s$$

Quando tôdas as direções são igualmente prováveis, $\sigma_s(\theta)$

é igual a σ_s total dividido por 4π .

$$\sigma_s(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sigma_s$$

A regra de determinação do $\mu = \cos \theta$ no método de Monte Carlo é :

$$\xi \sigma_s = 2\pi \int_{-1}^{\mu} \sigma_s(\theta) d\mu \quad (5)$$

ξ = número ao acaso entre (0,1)

Para espalhamento isotrópico no SCM, sendo

$\sigma_s(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi}$, substituindo na equação (5) acima tem-se :

$$\xi \sigma_s = 2\pi \int_{-1}^{\mu} \frac{\sigma_s}{4\pi} d\mu$$

Tem-se então $\mu = 2\xi - 1$, donde se vê que o espalhamento no SL é uma distribuição em cosseno.

Os núcleos pesados $A \gg 1$, em geral, dão lugar a espalhamentos anisotrópicos nos nêutrons, então, a rigor, deve-se usar $\sigma_s(\theta)$ para a determinação da direção de espalhamento.

Neste trabalho, foram considerados isotrópicos no SCM os espalhamentos elásticos com átomos de H e C.

Não foi usada a secção de choque diferencial de espalhamento elástico nas interações com os átomos de C, devido a dois

fatôres :

1º) a pequena porcentagem de interações dos nêutrons com os átomos de C evidenciado por testes realizados em computador.

2º) o fato de no intervalo de energia em questão a secção de choque diferencial de espalhamento do C ser quase constante. (6)

No caso do espalhamento com o átomo de hidrogênio, sendo $A = 1$, as fórmulas (1) e (2) ficam :

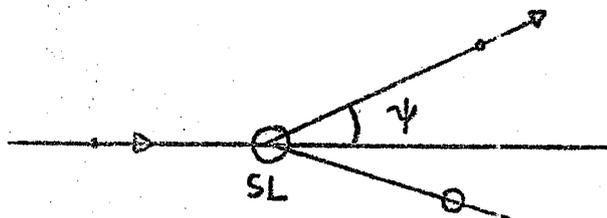
$$E' = \frac{1}{2} E (1 + \cos \theta) \quad (3)$$

$$\cos \psi = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \cos \theta)} \quad (4)$$

De (3) e (4) conclui-se que :

$$a) E' = E \cos^2 \psi \quad (5)$$

b) No SL, o espalhamento com o hidrogênio é sempre "para frente", isto é, $\cos \psi \geq 0$.



$$0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{3\pi}{4} \leq \psi \leq 2\pi$$

figura 2f

c) (4) implica em que $\psi = \frac{\theta}{2}$

d) Para cálculo em computador deve ser usada a equa-

ção (4), ao invés de (1), já que a fórmula geral (1) é indeterminada para $\cos \theta = -1$.

Aplicando o método de Monte Carlo fica :

$$E^i = E \xi \quad 0 \leq \xi \leq 1$$

$$\cos \psi = +\sqrt{\xi}$$

As regras para a determinação dos cossenos da direção final de espalhamento isotrópico no SCM conforme figura 2g, são (7)

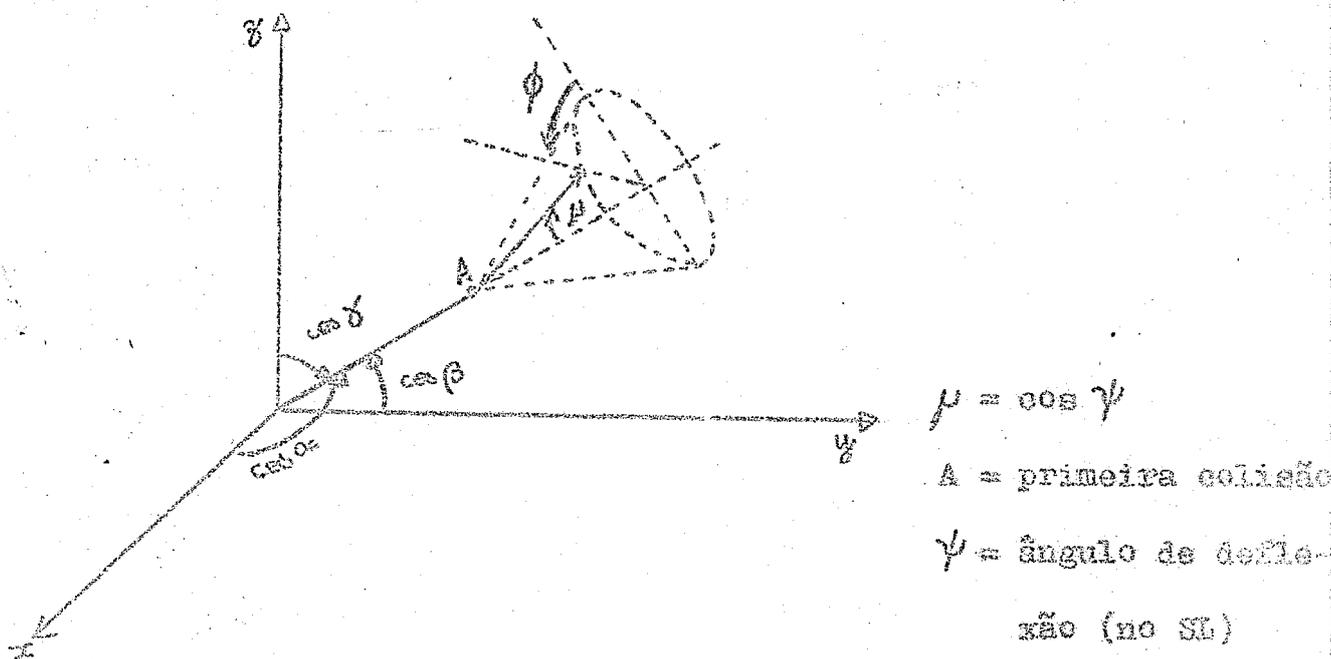


figura 2g

1º) Determina-se o cosseno do ângulo azimutal ϕ , uniformemente distribuído entre $(0, 2\pi)$ no SCM usando, por exemplo a fórmula de von Neumann, conforme o diagrama de bloco da figura 2h, onde ξ_1 e ξ_2 são dois números ao acaso distribuídos uniformemente no intervalo $(0, 1)$.

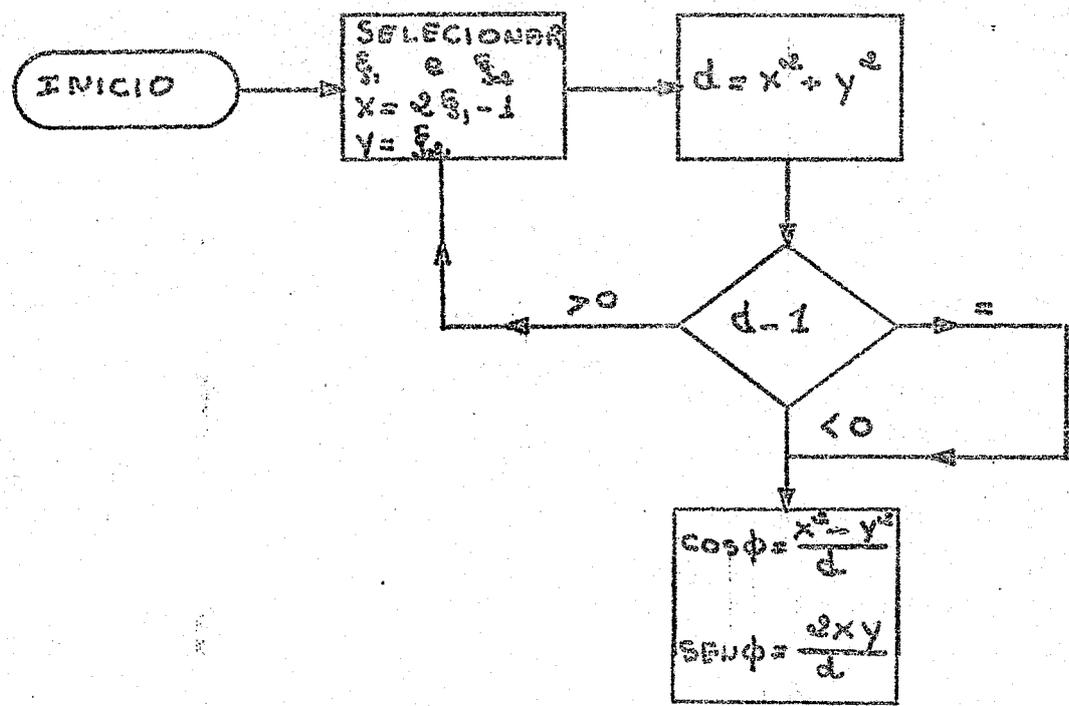


figura 2h

Técnica de von Neumann para seleção de um ângulo azimutal uniformemente distribuído entre (0 , 2 π).

2º) Faz-se a rotação das coordenadas.

Sendo cos α , cos β e cos γ os cossenos diretores do nêutron incidente, a direção de espalhamento é dada pelos novos cossenos diretores cos α' , cos β' e cos γ' .

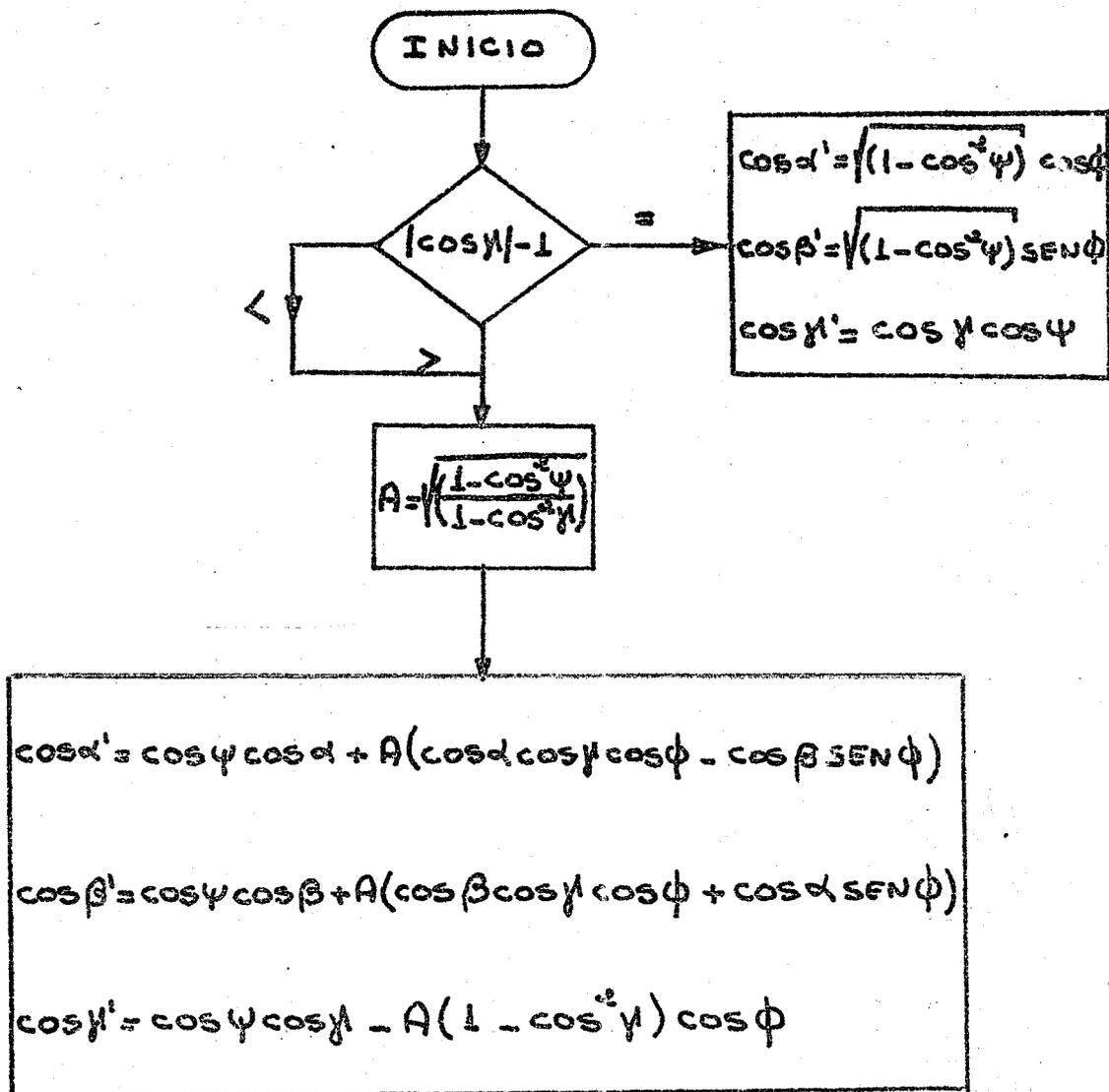


figura 2i

Rotação das coordenadas. Escolha dos novos cossenos diretores (3).

II.2.6 - Verificação se o nêutron encontra algum dete-
tor (2)

No " Long Counter " da DFN do IEA os detetores estão colocados dentro do bloco de parafina segundo a disposição mostrada nas figuras 2j e 2k e (12).

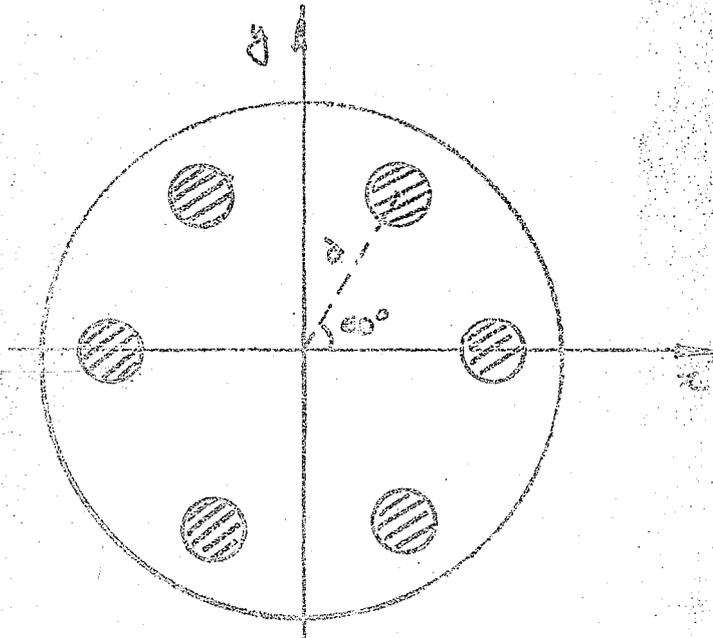


figura 2j

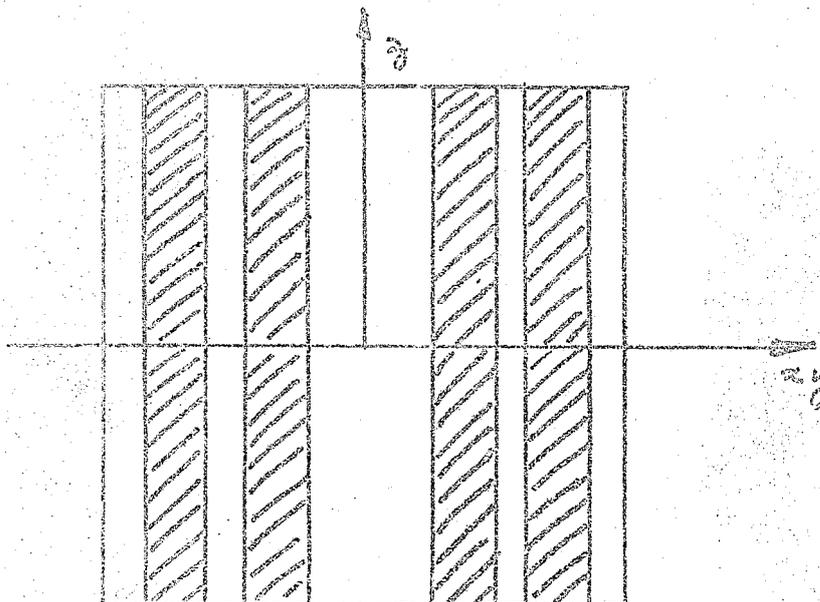


figura 2k

§1. A equação do conjunto de circunferências da figura

(2j) é :

$$(x - d \cos k 60^\circ)^2 + (y - d \operatorname{sen} k 60^\circ)^2 = r^2$$

onde

$$k = 1, 2, \dots, 6$$

d = distância do centro da circunferência a origem do sistema.

r = raio da circunferência.

§2. A equação da reta que passa pelos pontos (x_g, y_g)

e (x_f, y_f) é $y = ax + b$, onde o coeficiente angular a e o coeficiente linear b são dados por :

$$a = \frac{y_f - y_g}{x_f - x_g}$$

$$b = y_f - ax$$

§3. A intersecção da reta com qualquer circunferência

do conjunto definido em (§1), obtém-se resolvendo o sistema :

$$\begin{cases} (x - d \cos k 60^\circ)^2 + (y - d \operatorname{sen} k 60^\circ)^2 = r^2 \\ ax_f + b = y_f \end{cases}$$

Neste

$$\Delta = (2ab - 2d \cos k 60^\circ - 2a d \operatorname{sen} k 60^\circ)^2 - 4(1+a^2)(d^2 - 2bd \operatorname{sen} k 60^\circ + b^2 - r^2)$$

Se $\Delta > 0$ ----> a reta intercepta a circunferência.

$\Delta < 0$ ----> não intercepta a circunferência.

- a) Distância do centro do detector ao ponto onde o nêutron sofreu o último choque

$$d_1 = \sqrt{(\alpha_1 - x_g)^2 + (\beta_1 - y_g)^2} = \sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2}$$

- b) Determinação da semi-corda C (vide figura 2.o)

Seja h a distância do centro da circunferência a reta $y = ax + b$.

$$h = \frac{-a\alpha_1 + \beta_1 - b}{\sqrt{a^2 + 1}}$$

$$c = \sqrt{r^2 - h^2}$$

- c) Determinação de d_2 (fig. 2.o)

$$(d_2 + c)^2 = d_1^2 - h^2$$

$$d_2 = \sqrt{d_1^2 - h^2} - c$$

$$\text{sen } \varphi_1 = \frac{Y - Y_g}{v}$$

$$\text{cos } \varphi_1 = \frac{X - X_g}{v}$$

então,

$$x_e = d_2 \text{cos } \varphi_1 \quad X_e = x_e + X_g$$

$$y_e = d_2 \text{sen } \varphi_1 \quad Y_e = y_e + Y_g$$

$$z_e = d_2 \frac{\text{cos } \gamma}{\text{sen } \gamma} \quad Z_e = z_e + Z_g$$

$$x_s = d_3 \text{cos } \varphi_1$$

$$y_s = d_3 \text{sen } \varphi_1$$

$$z_s = d_3 \frac{\text{cos } \gamma}{\text{sen } \gamma}$$

§5. As considerações desenvolvidas nos itens §1, §2, §3, §4 não são válidas no caso em que $x_f = x_g$ ou $xy_f = y_g$ onde x_g e y_g são as coordenadas da posição inicial do nêutron no último choque e x_f e y_f são as coordenadas da posição final (ponto de parada).

Neste caso a determinação da reta que contém os pontos (x_g, y_g, z_g) e (x_f, y_f, z_f) , os quais estão contidos nos planos xy e yz ou em planos paralelos a êles, é feita do seguinte modo :

$$\text{para } x_f = x_g \longrightarrow \begin{cases} Y = AZ + B \\ A = \frac{y_f - y_g}{z_f - z_g} \\ B = y_f - A \cdot z_f \end{cases}$$

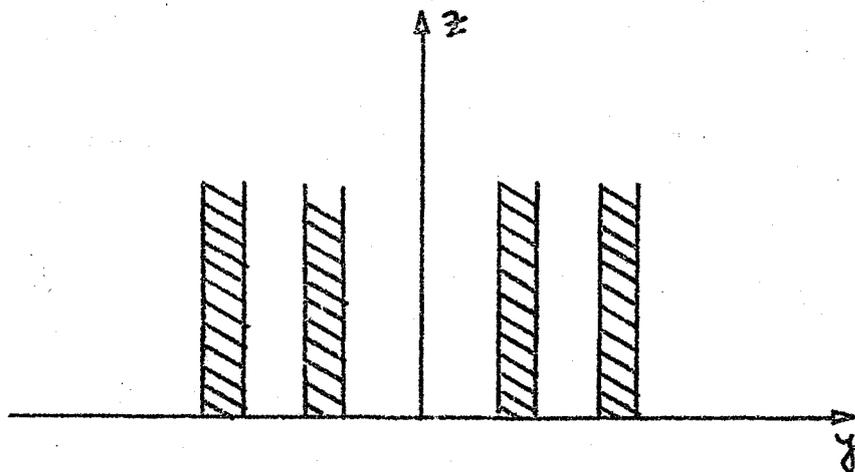


figura 2p

para $y_f = y_g$ →

$$X = AZ + B$$

$$A = \frac{x_f - x_g}{z_f - z_g}$$

$$B = x_f - A \cdot z_f$$

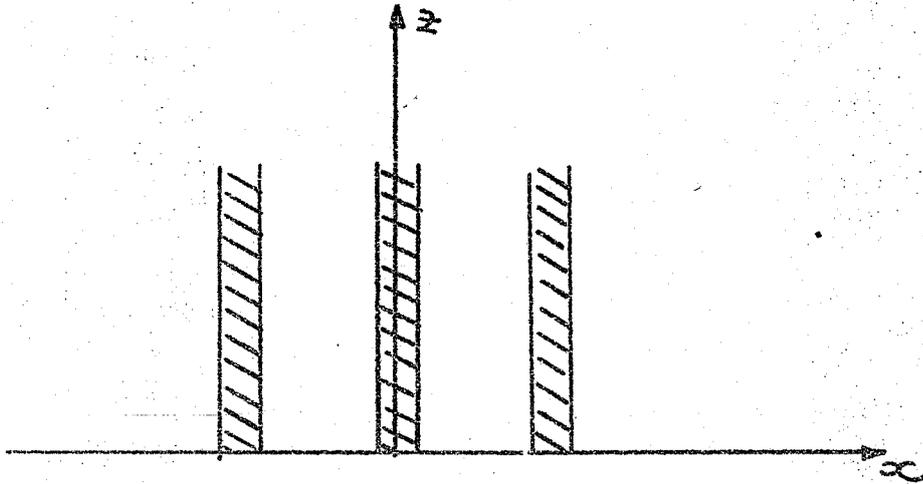


figura 2q

e as coordenadas de intersecção são respectivamente :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_e = \pm d_4 \\ z_e = \pm \frac{d_4 - B}{A} \end{array} \right.$$

onde d_4 distância da origem das coordenadas ao detector.

$$\left\{ \begin{array}{l} y_s = \pm (d_4 - 2r) \\ z_s = \pm \frac{(d_4 - 2r) - B}{A} \end{array} \right.$$

$$e \quad \left\{ \begin{array}{l} x_e = \pm d_4 \\ d_4 = B \\ z_e = \pm \frac{d_4}{A} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y_s = \pm (d_4 + 2r) \\ (d_4 + 2r) = B \\ y_s = \pm \frac{(d_4 + 2r)}{A} \end{array} \right.$$

O caso de $x_f = x_g$ e $y_f = y_g$ não influe no desenrolar dos cálculos porque isto só acontece quando o nêutron ainda não atingiu o detetor (equivale dizer que o nêutron deslocou na direção do eixo z, em que não há detetor, no projeto considerado).

O modo mais correto de determinar todos êstes pontos de intersecção seria em coordenadas espaciais. No entanto no presente trabalho, foi feita uma simplificação que constitui em não considerar os casos dados no item h, porquanto : o tempo de cálculo no computador aumentaria tanto que não compensaria a pequena contribuição da precisão nos cálculos. (Para dez mil nêutrons acontece aproximadamente cinco casos do tipo considerado no item h).

II.2.7. Cálculo da eficiência do detetor

Seja D_4 a distância entre os pontos : (x_e, y_e, z_e)
e (x_s, y_s, z_s)

$$D_4 = \sqrt{(x_e - x_s)^2 + (y_e - y_s)^2 + (z_e - z_s)^2}$$

A eficiência do i-ésimo detetor para um determinado

nêutron j de energia E_j é :

$$ef_j^i = 1 - e^{-N_b \sigma_0 \left(\frac{E_0}{E_j}\right)^{1/2} D_4}$$

onde :

E_0 = energia térmica.

= secção de choque total microscópica do boro correspondente a energia térmica.

N_b = número de átomos do boro/cm³.

A eficiência total do sistema é dada por :

$$ef_t = \frac{\sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^n ef_j^i}{NSF}$$

sendo :

n = nº de nêutrons que atingiram o detetor.

NSF = nº de neutrons que saíram da fonte.

6 = nº de detetores.

Obs: A eficiência do detetor é suposta conhecida neste cálculo. Foi usada a chamada "história condensada".

Eficiência = número de neutrons detetados dividido pelo número de nêutrons que entram nos detetores.

CONCLUSÕES

Embora não se disponha de dados para comparar com outros métodos teóricos, a escolha do Método de Monte Carlo para a solução do problema de otimização do "Long Counter", mostrou-se perfeitamente adequada não só pelos resultados obtidos como também pela sua simplicidade na aplicação e relativa rapidez no tempo de cálculo.

O programa computacional desenvolvido permite o estudo de diferentes geometrias bastando para isto fornecer ao computador, os dados correspondentes às variações desejadas, sem sofrer os inconvenientes do trabalho experimental decorrente da introdução de qualquer mudança dos parâmetros geométricos do sistema.

Para seu teste foi calculada a eficiência do "Long Counter" do IEA para nêutrons com energia de 0,5 MeV, podendo, o resultado obtido, ser considerado como razoavelmente coerente com o valor determinado experimentalmente (2).

O tempo de máquina dispendido pelo computador IBM/360 modelo 44 para o cálculo da eficiência do "Long Counter" do IEA, com precisão correspondente a análise de 5000 nêutrons, foi cerca de 25 minutos.

O programa realizado está satisfatório, porém será interessante esta eleger no mesmo os seguintes melhoramentos:

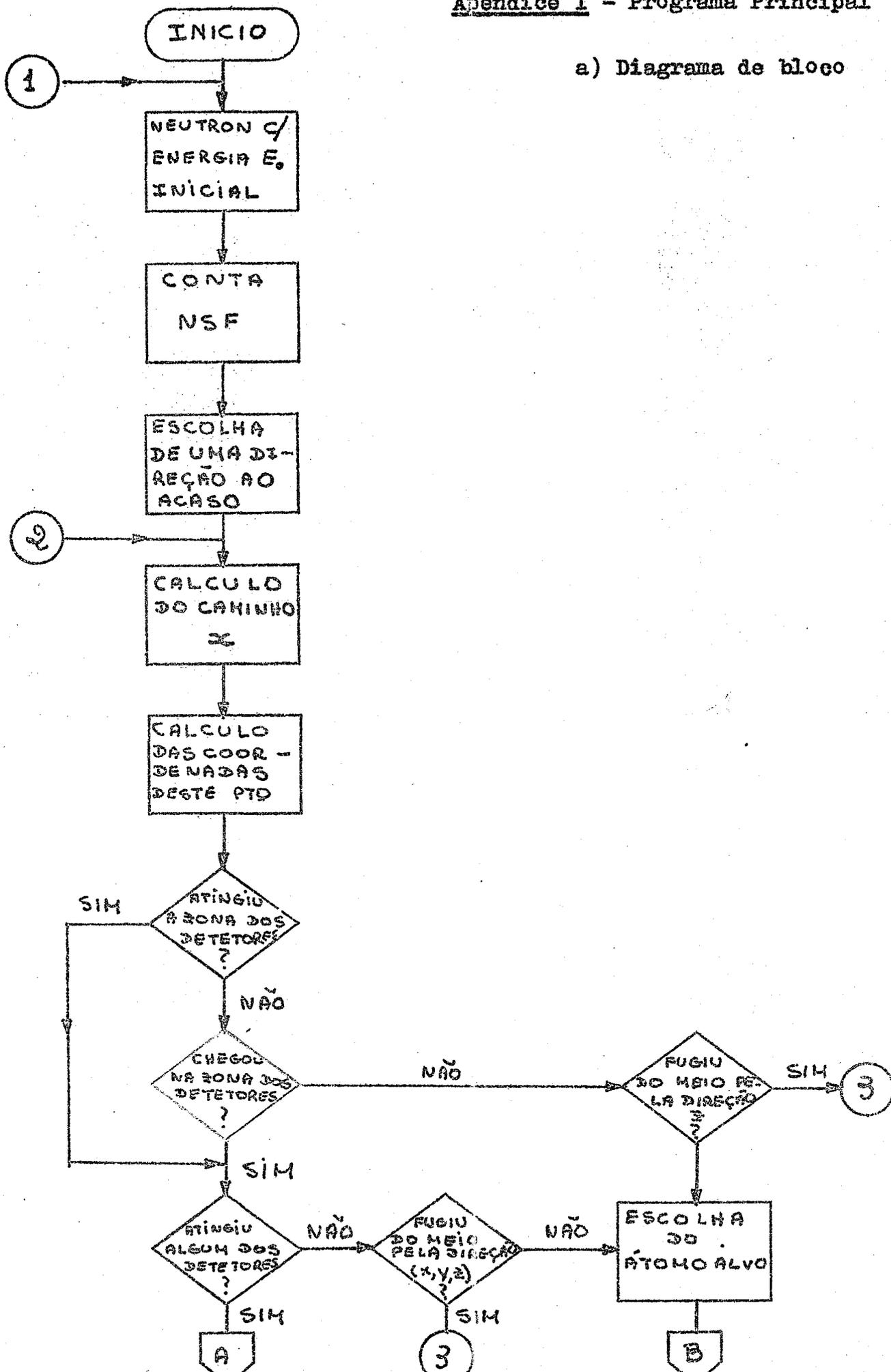
- 1) Introduzir a seção de choque diferencial para a determinação da distribuição angular do nêutron após o choque, em vez de supor uma distribuição isotrópica.

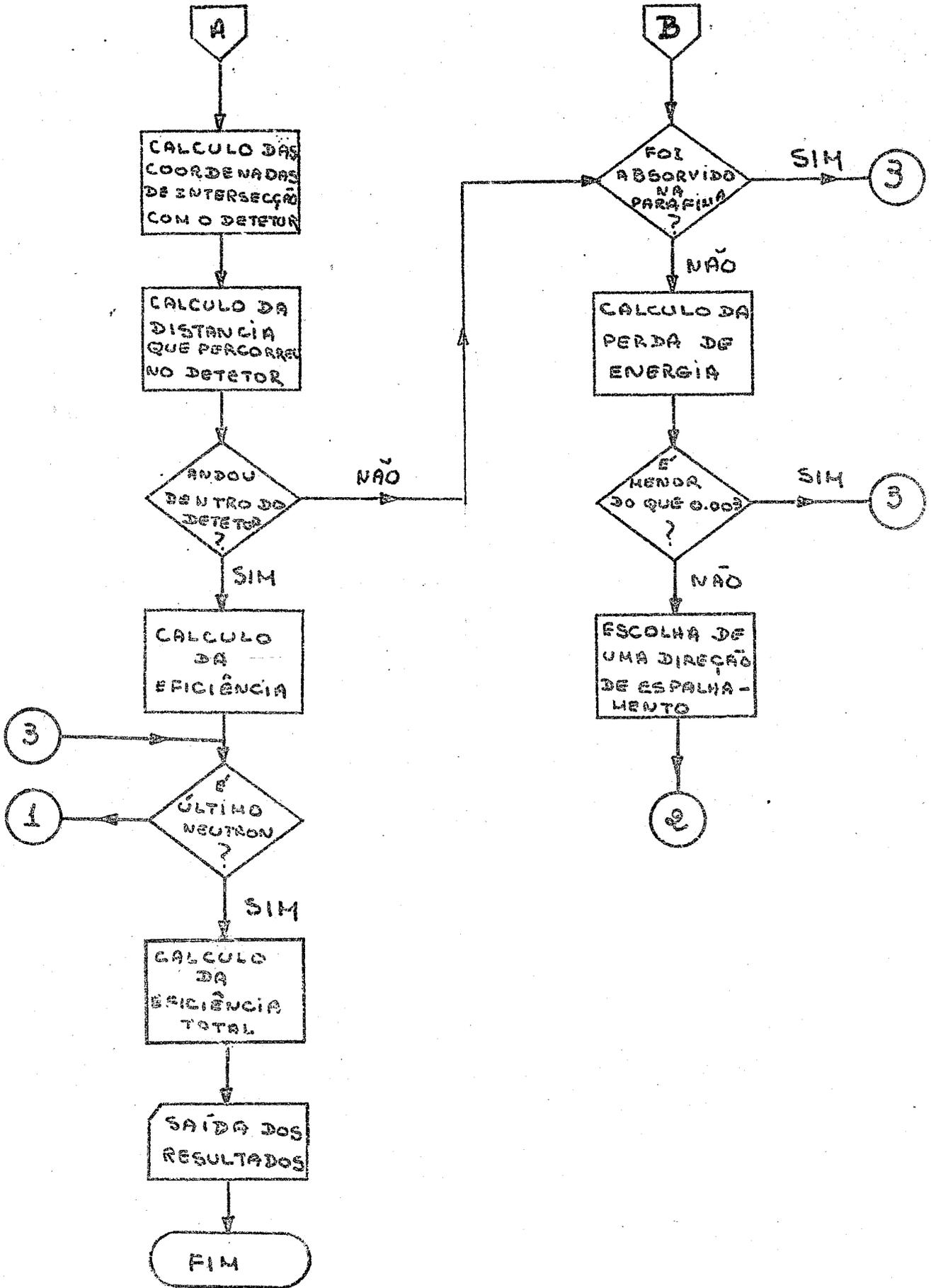
2) Considerar a secção de choque inelástica, ou seja, a probabilidade do nêutron sofrer uma colisão em que uma parte da energia é usada para excitação do núcleo.

Estas modificações estenderão a utilidade do programa para o estudo de neutrons com energias mais altas (~ 14 Mev) para os quais os efeitos desprezados se fazem sentir.

Apêndice I - Programa Principal

a) Diagrama de bloco





b) EQUIVALÊNCIA DAS VARIÁVEISDADOS DE ENTRADA :

		Formato
N	- número de detetores	- I2
NN	- número máximo de histórias	- I6
PHYD	- ângulo entre dois detetores	- F8.4
DD	- distância do centro do detetor à fonte	- E10.4
D	- diâmetro do detetor	- E 9.3
ZP	- altura do bloco de parafina	- E 9.3
P	- pressão do detetor	- E 9.3
ENR	- porcentagem de enriquecimento BF_3	- E 9.3
EINIC	- energia inicial dos nêutrons da fonte	- E 9.3
IX	- número que dá início a geração dos números ao acaso	- I10
NSF	- número de nêutrons que saem da fonte	- I9
EFT	- soma das eficiências de todos os detetores em função da energia	- E 14.8

SAÍDA :

E	- energia dos nêutrons da fonte
D	- distância do detetor à fonte (centro a centro)
IX	- número que gera o próximo número ao acaso
EFT	- eficiência acumulada
EFTS	- eficiência total do sistema

c) Listagem

```

C**PROGRAMA PRINCIPAL
C
COMMON MARCA,IX
C
C
C **** ** START **** **
C
C
READ 24, N, NN, PHYD, DD, D, ZP, P, ENR, EINIC, IX, NSF
, EFT
24 FORMAT(12, I6, F8.4, E10.4, 5E9.3/110, I9, E14.8)
PRINT 1015, EINIC, DD
1015 FORMAT(1H , 16HENERGIA INICIAL=, F10.0, 3H EV, /, 1H , 40HD
ISTANCIA DO C
SENTO DO DETECTOR A ORIGEM=, F10.3, 3H CM//)
PRINT 22
22 FORMAT(1H , 21HD NEUTRON ENCONTRA O , 15X, 10HEFICIENCIA
, 19X, 7HENERGI
1A/7X, 8HDETETOR , 22X, 9HCALCULADA, 20X, 7HFINAL /)
CA=8./(3.*3.**5)
ENE=P*.602E24*ENR/(76.*22.4*10.**3)
AMASSA=.890*.602E24/378.
DIF=(DD-D/2.):**2
NSF=NSF+1
8 IF(NN-NSF)27,12,12
12 E = EINIC
IIX=IX
NSF=NSF+1
PRINT 999, IIX, NSF
999 FORMAT(1H , 4HIIX=, I10, 2X, 4HNSF=, I9)
X=0.
Y=0.
Z=0.
K1=0
CALL DIRISO(CA, COAL, COBE, COGA)
2 XG=X
YG=Y
ZG=Z
CALL SIGPAR(E, AMASSA, SIGTC, SIGTH, SIGP)
C
C *** CALCULO DA DISTANCIA ENTRE 2 INTERACOES SUCESSIVAS
C
CALL RANDU(IX, IY, YFL)
IX=IY
VAMBDA=-ALOG(YFL)/SIGP
C
C**DETERMINACAO DAS COORDENADAS DA NOVA COLISAO
C
Z=Z+VAMBDA*COGA
X=X+VAMBDA*COAL
Y=Y+VAMBDA*COBE
IF(K1)25,25,19
25 QUA=X*X+Y*Y
IF(QUA-DIF)36,36,19
36 IF(ABS(Z)-ZP/Z.)37,37,16
16 PRINT 51, X, Y, Z
51 FORMAT(1H , 39HD NEUTRON FUGIU DO CONJUNTO NO PONTO X=
, E14.8, 4H Y=
, E14.8, 4H Z=, E14.8)

```

GO TO 8

C

C**ESCOLHA DO ATOMO-ALVO

C

```

37 CALL RANDU(IX,IY,R9)
   IX=IY
   NH=AMASSA*SIGTH*.54E2*.1E-23
   IF(R9-(NH/SIGP))3,4,4
4  MARCA = 2
   SIGAT=SIGTC
   GO TO 54
3  MARCA=1
   SIGAT=SIGTH

```

C

C**ESCOLHA DO TIPO DE INTERACAO

C

```

54 CALL RANDU(IX,IY,R10)
   IX=IY
   SIGAB=SIGABS(E)
   RS=SIGAB/SIGAT
   IF(R10-RS)8,17,17

```

C

C*** CALCULO DA NOVA ENERGIA

C

```

17 CALL RANDU(IX,IY,R8)
   IX=IY
   MARCAI=MARCA
   IF(MARCAI-1)70,70,71
71 ALFA=(11./13.)**2
   COSTE=2.*R8-1.
   GAMA=(1.+ALFA+(1.-ALFA)*COSTE)/2.
   E=E*GAMA
   COPSI=(12.*COSTE+1.)/SQRT(144.+24.*COSTE+1.)
   GO TO 72
70 E=E*R8
   CALL RANDU(IX,IY,R20)
   IX=IY
   COPSI=SQRT(R20)
72 IF(E-.3E-02)8,8,18

```

C

C**DETERMINACAO DA NOVA DIRECAO DE ESPALHAMENTO

C

```

18 CALL COSDIR(COPSI,COAL,COBE,COGA)
   GO TO 2

```

C

C**VERIFICACAO SE O NEUTRON ENCONTRA ALGUM DETETOR

C

```

19 IF(X-XG)109,210,109
210 PRINT 224
224 FORMAT(1H ,23HA RETA E // AO PLANO YZ)
   GO TO 8
109 IF(Y-YG)309,310,309
310 PRINT410
410 FORMAT(1H ,23HA RETA E // AO PLANO XZ)
   NSF=NSF-1
   GO TO 8
309 A=(Y-YG)/(X-XG)
   B=Y-A*X
   PHYD1=3.14159*PHYD/180.

```

```

DO 21 I=1,N
F=T
PHYDD=F*PHYDI
ALFA1=GD*CODS(PHYDD)
BETA1=DD*SIN(PHYDD)
DELTA=4.*((A*B-ALFA1-A*BETA1)**2-(1.+A*A)*((B-BETA1)*
*2-(D/2.)**2
1+ALFA1**2))
IF(DELTA)21, 21, 23
21 CONTINUE
K1=K1+1
IF(X*X+Y*Y-30.*30.)5,5,16
5 IF(ABS(Z)-ZP/2.)137,37,16

```

C
C**CALCULO DAS COORDENADAS DA INTERSECCAO COM O DETETOR
C

```

23 ALFA2=ALFA1-XG
BETA2=BETA1-YG
D1=SQRT(ALFA2**2+BETA2**2)
H=(-A*ALFA1+BETA1-B)/SQRT(A*A+1.)
V=SQRT((X-XG)**2+(Y-YG)**2)
COSFY1=(X-XG)/V
SINFY1=(Y-YG)/V
C=SQRT((D/2.)*(D/2.)-H*H)
D2=ABS(SQRT(D1*D1-H*H)-C)
D3=D2+2.*C
XPE=D2*COSFY1
YPE=D2*SINFY1
ZPE=D2*COGA/SQRT(1.-COGA*COGA)
XE=XPE+XG
YE=YPE+YG
ZE=ZPE+ZG
RS=(XE-XG)/(X-XG)
IF(RS-1.)20, 20, 21
20 XPS=D3*COSFY1
YPS=D3*SINFY1
ZPS=ZPE*D3/D2
XS=XPS+XG
YS=YPS+YG
ZS=ZPS+ZG

```

C
C**CALCULO DA EFICIENCIA DO SISTEMA
C

```

D4=SQRT((XE-XS)**2+(YE-YS)**2+(ZE-ZS)**2)
EFF=1.-EXP(-ENE*4.010.*10.E-24*(.025/E)**.5*D4)
EFT=EFT+EFF
PRINT 30, IIX, EFT
30 FORMAT(1H ,3HIX=, I10,2X,E14.8)
GO TO 8
27 NSF=NSF-1
ANSF=NSF
EFTS=EFT/ANSF
PRINT 29, EFTS, NSF
29 FORMAT(1H ,31HA EFICIENCIA TOTAL DO SISTEMA E,E14.8,4
X,4HPARA, I9,
IIX,26HNEUTRONS QUE SAEM DA FONTE/)
7 STOP
END

```

Apêndice II - Subrotina RANDU

```
SUBROUTINE RANDU(IX, IY, YFL)
  IY=IX*65539
  IF(IY)5,6,6
5  IY=IY+2147483647+1
6  YFL=IY
  YFL=YFL*.4656613E-9
  RETURN
  END
```

Esta subrotine é um gerador de números ao acaso (8), que são distribuídos uniformemente ($0 \leq x \leq 1$).

O dado de entrada deve ser um número ímpar, sendo no máximo de 9 algarismos .

Entrada :

IX - número que gera o número ao acaso

Saída :

IY - número que vai gerar o próximo número ao acaso

YFL - número ao acaso .

Apêndice III - Subrotina DIRISO

```

SUBROUTINE DIRISO(CA,COAL,COBE,COGA)
COMMON MARCA,IX
C
C**DETERMINACAO DE UMA DIRECAO (ISOTROPICAMENTE) METODO DE
  VON NEUMANN
C
2 CALL RANDU(IX,IY,R1)
  IX=IY
  X=2.*R1-1.
  CALL RANDU(IX,IY,Y)
  IX=IY
  D=X*X+Y*Y
  IF(D-1.)1,1,2
1 CALL RANDU(IX,IY,R3)
  IX=IY
  CALL RANDU(IX,IY,R4)
  IX=IY
  E=R3*R3+R4*R4
  P=(2.*R3*R4)/E
  IF(E-(CA*P))3,3,1
3 COAL=P*(X*X-Y*Y)/D
  COBE=P*(2.*X*Y)/D
  COGA=(R3*R3-R4*R4)/E
  RETURN
  END

```

Faz a seleção da direção isotrópica, ao acaso, pelo método de Von Neumann.

Entrada :

CA - constante = $\frac{8}{3\sqrt{3}}$

Saída :

$\left. \begin{matrix} \cos \alpha \\ \cos \beta \\ \cos \gamma \end{matrix} \right\}$ cossenos diretores de uma direção isotrópica

Apêndice IV - Subrotina SIGPAR

```

SUBROUTINE SIGPAR(XA,AMASSA,SIGTC,SIGTH,SIGP)
DOUBLE PRECISION D,A
C
C**FUNCAO QUE CALCULA A SECCAO DE CHOQUE TOTAL EM FUNCAO DA
ENERGIA
C
A=.43429448*ALOG(XA)
C
C**CALCULO DA SECCAO DE CHOQUE MICROSCOPICA DO HIDROGENIO
C
IF(XA-1.)3, 3, 4
3 D=((( (-.39428651D-01*A-.28576380D+00)*A-.73898006D+00
)*A-.69933611
$D+00)*A-.28468956D+00)*A+.13178784D+01
GO TO 7
4 IF(XA-10.**4)5, 5, 6
5 D=((-1.6075592D-02*A+.11383266D-01)*A-.26258046D-01)*
A+.1318622D+0
$1
GO TO 7
6 D=((((+.14569368D-03*A-.38769401D-02)*A+.29747281D-0
1)*A+
1.31282591D-01)*A-.15606435D+01)*A+.74300824D+01)*A-.9
7128030D+01
7 SIGTH=10.**D
C
C****CALCULO DA SECCAO DE CHOQUE MICROSCOPICA TOTAL DO C
ARBONO
C
IF(XA-10.**4)1, 1, 2
1 D=(((( (-.19569503D-03*A+.14195571D-02)*A-.20400552D-0
2)*A-.4081204
$1D-02)*A+.79982955D-02)*A+.46465846D-03)*A+.67133546
GO TO 8
2 D=((((+.12887151D-03*A-.52617397D-03)*A-.17957624D-01
)*A+.10708659
1)*A+.45591538)*A-.44795315D+01)*A+.91170493D+01
8 SIGTC=10.**D
C**FUNCAO QUE CALCULA A SECCAO DE CHOQUE TOTAL MACROSCOPICA
DA PARAFINA
C
***** EM FUNCAO DA ENERGIA *****
C
SIGP=AMASSA*27.*.1E-23*(SIGTC+2.*SIGTH)
RETURN
END

```

Os cálculos das seções de choque microscópicas totais do carbono e do hidrogênio em função da energia, foram feitos por meio de polinômios, cujos coeficientes foram obtidos através do ajuste das curvas de seções de choque dadas na referência (5), usando o método de mínimos quadrados (11).

Apêndice V - Função SIGABS

```

FUNCTION SIGABS(XA)
COMMON MARCA,IX
C
C **** FUNCAO QUE CALCULA SECCAO DE CHOQUE
C      MICROSCOPICA DE ABSORCAO EM FUNCAO DA ENERGIA
C
C      IF (MARCA-1)1, 1, 2
C
C **DETERMINACAO DA SECCAO DE CHOQUE DE ABSORCAO DO
C      HIDROGENIO
C
C      1 SIGABS=.330*.025**.5/(XA**.5)
C      RETURN
C
C **DETERMINACAO DA SECCAO DE CHOQUE DE ABSORCAO DO
C      CARBONO
C
C      2 SIGABS=.0032*.025**.5/(XA**.5)
C      RETURN
C      END

```

Calcula as secções de choque microscópicas de absorção do hidrogênio (marca = 1) ou carbono (marca = 2) em função da energia.

A variação da secção de choque segue a lei $\frac{1}{v}$ (9), (10) e (11).

Entrada :

Xa - energia

Saída :

σ_{abs}^C - secção de choque microscópica de absorção do carbono.

σ_{abs}^H - secção de choque microscópica de absorção do hidrogênio.

Apêndice VI - Subrotina COSDIR

```

SUBROUTINE COSDIR(COPSI,COAL,COBE,COGA)
COMMON MARCA,IX
C
C**DETERMINACAO DO ANGULO POLAR DE ESPALHAMENTO, DOS
C   COSSENOS DIRETORES
C****   E DO ANGULO AZIMUTAL   ****
C
6 CALL RANDU(IX,IY,R6)
  IX=IY
  XIS=2.*R6-1.
  CALL RANDU(IX,IY,YIS)
  IX=IY
  DE=XIS*XIS+YIS*YIS
  IF(DE-1.)1, 1, 6
1 COSFI = (XIS*XIS-YIS*YIS)/DE
  SENFI = 2.*XIS*YIS/DE
  A=SQRT(1.-COPSI*COPSI)
  IF(ABS(COGA)-1.)8,7,8
7 COAL=A*COSFI
  COBE=A*SENF
  COGA=COGA*COPSI
  GO TO 9
8 B=A/SQRT(1.-COGA*COGA)
  COAL=COPSI*COAL+B*(COAL*COGA*COSFI-COBE*SENF)
  COBE=COPSI*COBE+B*(COBE*COGA*COSFI +COAL*SENF)
  COGA=COPSI*COGA-B*COSFI *(1.-COGA*COGA)
9 RETURN
END

```

Determina os cossenos da direção final de espalhamento, do seguinte modo:

1) determina o cosseno e seno do ângulo azimutal ϕ .

2) determina os cossenos diretores da nova direção de espalhamento, usando os valores obtidos em 1.

Entrada :

$\cos \psi$ - cosseno do ângulo de espalhamento no S.L.

Saída :

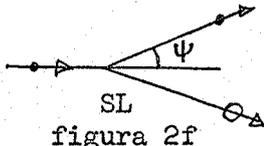
$\left. \begin{array}{l} \cos \alpha' \\ \cos \beta' \\ \cos \gamma' \end{array} \right\}$ cossenos diretores da nova direção de espalhamento.

BIBLIOGRAFIA

- (1) - HANSON, A. D. & MC KIBBEN, J.L. - A neutron detector having uniform sensitivity from 10 kev to 3 Mev. Phys.Rev., 72(8): 673-7, Oct. 1947.
- (2) - GUIDICINI, O.M. - Comunicação pessoal. Dez. 1970.
- (3) - ALDER, Bexni - Methods in computational physics. Academic Press, New York, 1963
- (4) - GLASSTONE, S. & EDLUND, M.C. - The elements of nuclear reactor theory. Princeton, N.J., [c 1952]
- (5) - United States Atomic Energy Commission - Selected reference materials on atomic energy neutron cross section - Reference material on atomic energy. v.5, 1955.
- (6) - GOLDBERG, Murrey D, MAY, Victoria M & STEHN, John R.-Angular distribution in neutron - induced reactions, volume I, - Z=1 to 22. Brookhaven National Laboratory, U.S.A., 1962.(BNL 400)
- (7) - CASHWELL, E.D. & EVERETT, C.J. - A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems. Pergamon Press, New York, 1959.
- (8) - Manual da IBM/360 mod. 44.
- (9) - APEX 467 - Some neutron cross sections for multigroup calculations subcontract AT-70. 1959.
- (10) - HUGUES, Donald J. & SCHWARTZ, Robert B. - Neutron cross sections. Brookhaven National Laboratory, New York, 1957. (BNL 325, supplement 1).
- (11) - AJURE - Subroutine - Biblioteca do SCAD-TEA - S.Paulo
- (12) - FRANZEN, H.R., MAPRA, O.Y. & BIANCHINI, F.G. - Monte Carlo calculation of mono-chromatic gamma-rays energy loss - application for NaI(Tl) crystals. IEA, São Paulo, 1968 (IEA nº 171).
- (13) - MARION, J.B. & FOWLER, J.L. - Fast neutron physics. Part I - techniques. Interscience Publishers, New York, 1960.
- (14) - SHREIDER, Yu A. - Method of statistical testing Monte Carlo method. Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964.
- (15) - MURRAY, Raymond L. - Engenharia nuclear. Livro Técnico, R.Janeiro, 1963.
- (16) - SPANIER, Jerome & GELBARD, Ely M. - Monte Carlo principles and neutron transport problems. Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts [c 1969]
- (17) - CASTRUCCI, Benedito - Curso de geometria analítica, tomo I e II. s.c.p., São Paulo, 1954.
- (18) - MONTE Carlo method. Proceeding. - United States department of Commerce - National Bureau of Standards Applied Mathematics. Series 12. 1951.

- (20) - MORAES, Abrahão de - Notas de aulas de pós-graduação. Funções especiais. 1968.
- (21) - KAPLAN, Irving - Física Nucl-ear. Aguilar, Madrid, 1962.
- (22) - MURRAY, Raymond L. - Nuclear reactor physics. Prentice-Hall, N.J., | e 1957|

ERRATA

Página	Linha	Onde se lê	Lê-se
iv	8		Ao Engº Cíbar Cáceres Aguilera, chefe do SCAD, pelo seu interêsse e incentivo.
1	19	detetores BF ₃ , detetor BF ₃ -fonte	detetores de BF ₃ , distância-detetor de BF ₃ -fonte
3	14	envolvendo-se	envolvendo-se-o
7	2	(16 e 17)	(16 e 14)
7	10	$p_1 p_2 \dots p_n = 1$	$p_1 + p_2 + \dots + p_n = 1$
7	11	número suficientemente	números ao acaso, sendo N um número suficientemente
7	13	$p_1 p_2 \dots p_{i-1} p_i$	$p_1 + p_2 + \dots + p_{i-1} \leq \xi < p_1 + p_2 + \dots + p_{i-1} + p_i$
10	abaixo da fig	figura 2c	figura 2a
11	10	bolco é o da figura 2a	bloco é o da figura 2b
11	12	$0 < \xi_i < 1$	$0 \leq \xi_i < 1$
11	abaixo da fig.	figura 2a	figura 2b
12	19	onde é	onde ξ é
12	24	todo no	todo ξ no
12	25	$0 < x < \infty$	$0 \leq x \leq \infty$
13	18	(C ₂₇ H ₅₄) é	é :
14	4	figura 2b	figura 2c
14	6	figura 2b	figura 2c
14	9	$0 \leq \xi \leq p(E)$	$0 \leq \xi < p(E)$
14	14	$\frac{\sum (E)_{abs}}{\sum (E)t}$	$\frac{\sum_{abs} (E)}{\sum_t (E)}$
15	abaixo da fig.	figura 2e	figura 2d
16	" " "	figura 2d	figura 2e
17	" " "	figura 2e	figura 2f
19	16	 figura 2f	

23	5	e (12).	
24	13	$b = y_f - ax$	$b = y_f - ax_f$
24	17	$ax_f + b = y_f$	$ax + b = y$
24	22	$\Delta < 0$	$\Delta \leq 0$
25		trocar a pág. pela fôlha anexa	
26	"	"	"
27	2	$xy_f = y_g$	$y_f = y_g$
27	9	$Y = AZ + B$	$y = Az + B$
27	abaixo da fig.	2p	2n
28	1	$X = AZ + B$	$x = Az + B$
28	abaixo da fig.	figura 2q	figura 2o
28	penúltima	$y_s = \pm (d_4 - 2r)$	$y_s = \pm (d_4 + 2r)$
28	última	$z_s = \pm \frac{(d_4 - 2r) - B}{A}$	$z_s = \pm \frac{(d_4 + 2r) - B}{A}$
29	4	$y_s = \pm \dots$	$z_s = \pm \dots$
29	5	$y_f = x_g$	$y_f = y_g$
29	12	ítem h	ítem § 5
29	15	ítem h	ítem § 5
30	5	= secção	$\sigma_o = \text{secção}$
35	23		NSF - número de nêutrons que saíram da fonte - I9
36	12,13, 14,15, 25 e 26	Não considerar estas linhas.	
37	entre a 9ª e 10ª linha		NSF = NSF - 1
39	11	$(0 \leq \xi \leq 1)$	$(0 \leq \xi < 1)$
42	penúltima	σ_{abs}^C	σ_{abs}^H
44	(6)	Goldemberg	Goldberg
44	(8)	Manual da IBM/360 mod44	System /360 Scientific Subroutine Package (360 A-CM-03X) Version II. -Programmer's Manual, 1967
44	(18)	Bireau	Bureau
45	(21)	Nucl-ar	Nuclear

§ 4 - Cálculo das coordenadas de intersecção com o detetor

- a) Distância do centro do detetor ao ponto onde o nêutron sofreu o último choque

$$d_1 = \sqrt{(\alpha_1 - x_g)^2 + (\beta_1 - y_g)^2} = \sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2}$$

- b) Determinação da semi-corda c (vide figura 2m)

Seja h a distância do centro da circunferência a reta $y = ax + b$.

$$h = \frac{-a\alpha_1 + \beta_1 - b}{\sqrt{a^2 + 1}}$$

$$c = \sqrt{r^2 - h^2}$$

- c) Determinação de d_2 (figura 2m)

$$(d_2 + c)^2 = d_1^2 - h^2$$

$$d_2 = \sqrt{d_1^2 - h^2} - c$$

$$\text{sen } \psi_1 = \frac{y_f - y_g}{V}$$

$$\text{cos } \psi_1 = \frac{x_f - x_g}{V}$$

$$\text{onde } V = \sqrt{(x_f - x_g)^2 + (y_f - y_g)^2}$$

então,

$$X_E = d_2 \text{ cos } \psi_1 \longrightarrow x_e = X_E + x_g$$

$$Y_E = d_2 \text{ sen } \psi_1 \longrightarrow y_e = Y_E + y_g$$

$$Z_E = d_2 \frac{\text{cos } \chi}{\text{sen } \gamma} \longrightarrow z_e = Z_E + z_g$$

$$X_S = d_3 \text{ cos } \psi_1 \longrightarrow x_s = X_S + x_g$$

$$Y_S = d_3 \text{ sen } \psi_1 \longrightarrow y_s = Y_S + y_g$$

$$Z_S = d_3 \frac{\text{cos } \chi}{\text{sen } \gamma} \longrightarrow z_s = Z_S + z_g$$