



**GERAÇÃO DE FUNÇÕES RESPOSTA DE CINTILADORES ORGÂNICOS, PARA  
NÊUTRONS RÁPIDOS, UTILIZANDO O MÉTODO DE MONTE CARLO**

**Antonio Carlos Mazzaro**

**DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 129  
IEA - DT - 129**

**MARÇO/1979**

**CONSELHO DELIBERATIVO**

**MEMBROS**

Klaus Reinach -- Presidente  
Roberto D'Utra Vaz  
Helcio Modesto da Costa  
Ivano Humbert Marchesi  
Admar Cervellini

**PARTICIPANTES**

Regina Elisabete Azevedo Beretta  
Flávio Gori

**SUPERINTENDENTE**

Rômulo Ribeiro Pieroni

**GERAÇÃO DE FUNÇÕES RESPOSTA DE CINTILADORES ORGÂNICOS, PARA  
NÉUTRONS RÁPIDOS, UTILIZANDO O MÉTODO DE MONTE CARLO**

**Antonio Carlos Mazzaro**

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em  
"Ciências e Tecnologia Nucleares" – Orientador Dr.  
Achilles Alfonso Suarez. Apresentada e defendida em  
7 de junho de 1978, à Escola Politécnica da  
Universidade de São Paulo.**

Série DISSERTAÇÃO E TESE IEA

**INIS Categories and Descriptors**

**E41**

**F51**

**Fast neutrons**

**Organic crystal phosphors**

**Monte Carlo method**

**Neutron detection**

**Computer calculations**

---

**Nota** A redação ortografia e conceitos são de responsabilidade dos autores

## SUMÁRIO

	Página
<b>1 – INTRODUÇÃO</b> .....	<b>1</b>
1.1 – Dosimetria de Nêutrons .....	1
1.2 – Construção de Espectros de Nêutrons .....	4
1.3 – O Detector .....	6
1.4 – Método Utilizado para Gerar Funções Resposta .....	7
<b>2 – CONSIDERAÇÕES GERAIS</b> .....	<b>9</b>
2.1 – Sistema Cintilador Fonte de Nêutrons .....	9
2.2 – História do Nêutron .....	10
<b>3 – MÉTODOS DE CÁLCULO</b> .....	<b>12</b>
3.1 – Amostragem da Fonte e Determinação das Coordenadas na Face de Entrada do Detector .....	12
3.1.1 – Sistema Fonte Puntiforme – Cintilador .....	12
3.1.2 – Sistema Fonte Ambiental – Cintilador .....	14
3.2 – Cálculo da Distância X que o Nêutron Percorreu Antes de Sofrer a Primeira Interação ou Distância entre Duas Interações Consecutivas .....	18
3.3 – Escolha do Átomo com o Qual o Nêutron Interage .....	20
3.4 – Escolha do Tipo de Interação .....	21
3.5 – Determinação das Coordenadas do Ponto de Interação e Verificação se Ocorreu Dentro ou Fora da Região Delimitada pelas Dimensões do Detector .....	22
3.6 – Cálculo da Energia do Nêutron Espalhado Elasticamente pelo Hidrogênio .....	24
3.7 – Rotação de Coordenadas – Escolha dos Novos Cossenos Diretores .....	29
3.8 – Cálculo da Energia e Direção do Próton Espalhado .....	29
3.9 – Cálculo da Energia do Próton Dissipada no Detector .....	32
3.9.1 – Cálculo de $dE/dx$ , para o Cintilador Líquido NE-213, em Função da Energia do Próton .....	32
3.9.2 – Cálculo do Alcance de Próton, em Função de sua Energia, no Cintilador Orgânico Líquido NE-213 .....	34
3.9.3 – Cálculo da Distância que o Próton Percorreu Dentro do Cintilador .....	34
3.10 – Cálculo da Energia e Direção dos Produtos da Reação e do Nêutron Oriundo da Interação Nêutron Carbono .....	37
3.10.1 – Espalhamento Elástico do Nêutron com o Núcleo do Carbono .....	38
3.10.2 – Espalhamento Inelástico do Nêutron com o Núcleo do Carbono .....	38
3.10.3 – Reação $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ .....	39
3.10.4 – Reação $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$ .....	40

	Página
3.11 – Cálculo da Emissão de Luz .....	41
3.12 – Efeitos de Resolução .....	43
4 – RESULTADOS OBTIDOS E CONCLUSÕES .....	43
5 – INFORMAÇÃO E LISTAGEM DO PROGRAMA DE COMPUTADOR QUE FAZ A CONSTRUÇÃO DE FUNÇÕES RESPOSTA.....	61
5.1 – Dados de Entrada do Programa Principal .....	61
5.2 – Saída do Programa .....	62
5.3 – Equivalência de Variáveis do Programa .....	62
5.4 – Listagem do Programa Principal .....	66
5.5 – Sub-Rotina RANDU .....	70
5.6 – Sub-Rotina AZIMUT .....	70
5.7 – Sub-Rotina DIRIZO .....	71
5.8 – Sub-Rotina SIGDET .....	72
5.9 – Sub-Rotina COSDI .....	73
5.10 – Sub-Rotina EDIDET .....	74
5.11 – Sub-Rotina ELAST .....	76
5.12 – Sub-Rotina INELAST .....	76
5.13 – Sub-Rotina NALFA .....	77
5.14 – Sub-Rotina N3ALFA .....	78
5.15 – Sub-Rotina SMOOTH .....	80
APÊNDICE I .....	81
APÊNDICE II .....	84
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	87

## LISTA DAS TABELAS

	Página
I.1 – Fatores de Conversão, Fluência-Dose Equivalente, e Fatores de Qualidades Efetivos . . . . .	3
II.2 – Reações, Possíveis de Ocorrer Dentro do Cintilador com Nêutrons Incidentes de Energia entre 15 KeV e 14 MeV . . . . .	11
III.1 – Valores de $(dE/dx)$ em Função da Energia do Próton ( $E_p$ ) para o Hidrogênio (H), Carbono (C) e NE-213 . . . . .	33
III.2 – Alcance de Próton em Função da Energia no Cintilador Orgânico Líquido NE-213 . . . . .	35
IV.1 – Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons (de Energia Igual a 2 MeV e 4 MeV) Interagem com o Cintilador NE-213 de 2" x 2" . . . . .	44
IV.2 – Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons (de Energia Igual a 5 MeV e 6 MeV) Interagem com o Cintilador NE-213 de 2" x 2" . . . . .	45
IV.3 – Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons (de Energia Igual a 8 MeV e 10 MeV) Interagem com o Cintilador NE-213 de 2" x 2" . . . . .	47
I.1 – Seções de Choque Microscópicas Totais do Hidrogênio ( $\sigma_t$ ) . . . . .	81
I.2 – Seções de Choque Microscópicas do Carbono . . . . .	82

## LISTA DAS FIGURAS

	Página
1.1 – Fatores de Conversão para Nêutrons .....	5
1.2 – Relacionamento entre Luz Emitida e Energia de Elétrons, Fótons, Partículas Alfa e Núcleo de Carbono .....	8
2.1 – Sistema Cintilador-Fonte Puntiforme de Nêutrons Separados por uma Distância D e com os Nêutrons Incidentes na Superfície Plana do Cintilador .....	9
2.2 – Sistema Cintilador-Fonte Ambiental de Nêutrons com Nêutrons Incidentes em Qualquer Face Plana ou Curva do Cintilador .....	10
3.1 – Representa o Sistema Fonte de Nêutrons Puntiforme-Detector .....	12
3.2 – Método de Von Neumann para Selecionar os Cossenos Diretores de Uma Direção ao Acaso Segundo uma Distribuição Uniforme .....	15
3.3 – Método de Von Neumann para Selecionar ao Acaso $\sin \phi$ e $\cos \phi$ , onde $\phi$ é uniformemente Distribuído no Intervalo $(0, 2\pi)$ .....	16
3.4 – Representa o Sistema Fonte Ambiental de Nêutrons-Cintilador .....	17
3.5 – Representa o Sistema Fonte de Nêutrons Puntiforme-Detector .....	23
3.6 – Espalhamento do Nêutron no Sistema de Laboratório .....	25
3.7 – Espalhamento do Nêutron no Sistema Centro de Massa .....	25
3.8 – Representação do Ângulo Azimutal ( $\phi$ ) e do Ângulo Polar de Espalhamento ( $\theta$ ) .....	27
3.9 – Rotação de Coordenadas para Obter os Cossenos Diretores de um Nêutron Espalhado ...	30
3.10 – Representação dos Novos Cossenos Diretores do Nêutron Espalhado .....	31
3.11 – Representação Geral da Direção de Espalhamento do Próton .....	36
4.1 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes de Energia Igual a 2 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental.	52
4.2 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes de Energia Igual a 4 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental .	53



4.3 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 5 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental.	54
4.4 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 6 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental.	55
4.5 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 8 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental.	56
4.6 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 10 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental.	57
4.7 – Distribuição de Alturas de Pulsos Levando em Conta o Efeito de Resolução do Sistema de Detecção para Nêutrons com Energia de 4 MeV e Fonte-Puntiforme .....	58
4.8 – Distribuição de Alturas de Pulsos Levando em Conta o Efeito de Resolução do Sistema de Detecção para Nêutrons com Energia de 5 MeV e Fonte Puntiforme .....	59
4.9 – Distribuição de Alturas de Pulsos Levando em Conta o Efeito de Resolução do Sistema de Detecção para Nêutrons com Energia de 10 MeV e Fonte Puntiforme .....	60

# GERAÇÃO DE FUNÇÕES RESPOSTA DE CINTILADORES ORGÂNICOS, PARA NÊUTRONS RÁPIDOS, UTILIZANDO O MÉTODO DE MONTE CARLO

Antonio Carlos Mazzaro

## RESUMO

~~Neste trabalho~~ Foi desenvolvido o programa DALP escrito em Fortran-4-G que usa o Método de Monte Carlo para simular as técnicas experimentais que possibilitam a obtenção de distribuição de alturas de pulso devido a nêutrons monoenergéticos incidentes em um cintilador orgânico.)

O cálculo da distribuição de altura de pulso é feito para dois sistemas distintos, a saber:

- 1) Nêutrons monoenergéticos, oriundos de uma fonte puntiforme que incidem na face plana de um cintilador orgânico cilíndrico.
- 2) Nêutrons monoenergéticos, oriundos aleatoriamente do ambiente que incidem em qualquer das faces plana ou curva do cintilador orgânico cilíndrico.

O programa foi desenvolvido visando o uso do cintilador orgânico líquido NE-213, mas pode ser facilmente adaptado para qualquer outro tipo de cintilador orgânico. Ele é capaz de calcular a distribuição de altura de pulso para nêutrons com energia no intervalo de 15 KeV a 10 MeV.

## 1 – INTRODUÇÃO

### 1.1 – Dosimetria de Nêutrons

O uso de fontes radioativas no mundo atualmente é um fato que nos traz muitos benefícios quando efetuado apropriadamente.

Sabe-se, por meio de grande quantidade de pesquisas efetuadas anteriormente, que quando radiação direta ou indiretamente ionizante atingem seres humanos, produzem nos mesmos certos efeitos biológicos. Esses efeitos podem ser benéficos ou danosos dependendo de certos fatores tais como quantidade de radiação, do tipo da mesma, de energia que esta possui e ainda da susceptibilidade do organismo exposto.

Por isso, a determinação da dose a ser recebida por pessoas que entram em contato com fontes radioativas é de importância primordial em termos de proteção radiológica preventiva.

A dosimetria normalmente é feita por meio da dosimetria de área ou ambiental e dosimetria pessoal.

Os principais propósitos da dosimetria de área são verificar se os níveis de radiação na área de trabalho são significantes e mapear o campo existente de tal maneira que a dose esperada para uma

pessoa ocupando a área, por um período determinado de tempo, pode ser estimada previamente. Normalmente estas medidas são feitas com o auxílio de instrumentos portáteis indicadores de taxa de dose ou taxa de exposição.

A dosimetria pessoal é feita por meio do uso de pequenos dosímetros individuais calibrados adequadamente ao campo que a pessoa ficará exposta.

A dosimetria neutrônica é particularmente difícil porque a dose equivalente recebida pelo indivíduo é grandemente dependente da energia do nêutron incidente.

A dose equivalente é representada<sup>(8,9)</sup> pelo produto de três fatores obtidos no ponto de interesse no tecido, a saber:

dose absorvida, D;

fator de qualidade, Q e

produto de outros fatores modificantes, N.

$$H = D \cdot Q \cdot N$$

Anteriormente a junho de 1975 a unidade especial de dose equivalente era o rem. A partir desta data, esta unidade foi substituída por sievert (Sv), mas existe um prazo de 10 anos para que a nova nomenclatura seja adotada em definitivo.

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ Jkg}^{-1} (= 100 \text{ rem})$$

A dose absorvida (D) é o quociente de dE por dm, onde dE é a energia média cedida por radiação ionizante à matéria em um elemento de volume e dm é a massa da matéria nesse elemento de volume.

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm}$$

A unidade especial de dose, absorvida é o Gray (Gy)

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ Jkg}^{-1}$$

O fator de qualidade (Q) é um fator modificante de importância substancial. Ele é usado para levar em conta a dependência do efeito biológico com a transferência linear de energia (L-) da partícula carregada dentro do meio irradiado. Em muitas ocasiões quando um órgão é irradiado, há uma distribuição de valores de L- e é portanto necessário usar um valor médio do fator de qualidade (Q).

A Tabela 1.1 lista os valores de Q recomendados pela "International Commission on Radiological Protection (ICRP)", para nêutrons monoenergéticos com energias na faixa de térmicos até 3 GeV.

Tabela I.1

Fatores de Conversão, Fluência – Dose Equivalente,  
e Fatores de Qualidades Efetivos

energia dos nêutrons (MeV)	fator de conversão (nêutrons/cm <sup>2</sup> . seg por mrem/h)	fator de qualidade efetivo ( $\bar{Q}$ )
$2.5 \times 10^{-8}$ (térmico)	260	2.3
$1 \times 10^{-7}$	240	2
$1 \times 10^{-6}$	220	2
$1 \times 10^{-5}$	230	2
$1 \times 10^{-4}$	240	2
$1 \times 10^{-3}$	270	2
$1 \times 10^{-2}$	280	2
$1 \times 10^{-1}$	48	7.4
$5 \times 10^{-1}$	14	11
1	8.5	10.6
2	7.0	9.3
5	6.8	7.8
10	6.8	6.8
20	6.5	6.0
50	6.1	5.0
$1 \times 10^2$	5.6	4.4
$2 \times 10^2$	5.1	3.8
$5 \times 10^2$	3.6	3.2
$1 \times 10^3$	2.2	2.8
$2 \times 10^3$	1.6	2.6
$3 \times 10^3$	1.4	2.5

O fator modificante N é o produto de fatores modificantes tais como aqueles responsáveis pela distribuição de dose absorvida no espaço e tempo. Para fontes externas esse fator recebe o valor unitário.

Das maneiras usadas para se obter dose equivalente, duas são muito utilizadas e serão descritas aqui brevemente:

- A – Consiste de uma técnica que utiliza um detector apropriado para medir a densidade de fluxo de nêutrons incidentes independentemente de suas energias. Em seguida determina-se uma energia efetiva desses nêutrons incidentes e usa-se um fator de conversão<sup>(10)</sup> adequado (que converte taxa de fluência para taxa de dose equivalente) para calcular-se a dose equivalente. Estes fatores de conversão para nêutrons, que são recomendados pela ICRP, estão listados na Tabela I.1 e representados pela curva da Figura 1.1.
- B – Uma outra maneira de se obter a dose equivalente é diretamente por meio do uso de um "rem counter". O "rem counter" consiste de um instrumento cuja sensibilidade a nêutrons, medida em contagens por nêutrons por centímetro quadrado, varia com a energia dos nêutrons da mesma maneira como a dose equivalente em rems.

Qualquer das maneiras para se obter dose equivalente citadas acima requer o conhecimento do espectro em energia da fonte emissora de nêutrons.

Na técnica citada no item A por exemplo, o conhecimento do espectro real é importante para se calcular a energia efetiva dos nêutrons incidentes. Se resultados mais realísticos são pretendidos, o cálculo da energia efetiva não pode ser baseado em espectros encontrados na literatura, pois as medidas experimentais, na maior parte das vezes, são realizadas na presença de objetos espalhantes que distorcem o espectro teórico.

Portanto a construção de espectro em energia de fontes neutrônicas é importante pois possibilita determinar a taxa de fluência de nêutrons em função da energia levando em conta a influência dos objetos espalhantes do local onde estão sendo feitas as medidas.

A determinação do espectro real também pode ser usado para calcular a dose equivalente a uma certa distância da fonte fazendo-se uso da Tabela I.1.

O resultado destes cálculos é de grande importância pois possibilita a calibração mais precisa de dosímetros ambientais como por exemplo o "rem counter", e de dosímetros pessoais.

## 1.2 – Construção de Espectros de Fontes de Nêutrons

O objetivo deste trabalho é desenvolver os requisitos básicos que possibilitam a construção de espectros de fontes emissoras de nêutrons polienergéticos. Consta basicamente da obtenção, por um método teórico, de funções respostas de um detector para várias energias de nêutrons incidentes.

Estas funções respostas são distribuições de alturas de pulsos para nêutrons monoenergéticos de determinada energia  $E_n$ . Um conjunto dessas distribuições de alturas de pulsos para um determinado número de valores de  $E_n$  é chamada de matriz resposta.

Essa matriz resposta será usada mais tarde como entrada de um programa de computador que por um processo de "unfolding" transforma a distribuição de altura de pulso, de uma fonte de nêutrons polienergéticos medida experimentalmente, em espectro de nêutrons em energia ou seja fluxo de nêutrons em função da energia do campo de radiação. Esse processo de "unfolding" será feito com o auxílio de um programa de computador intitulado FERDOR que foi desenvolvido por Burrus et alii<sup>(11)</sup>.

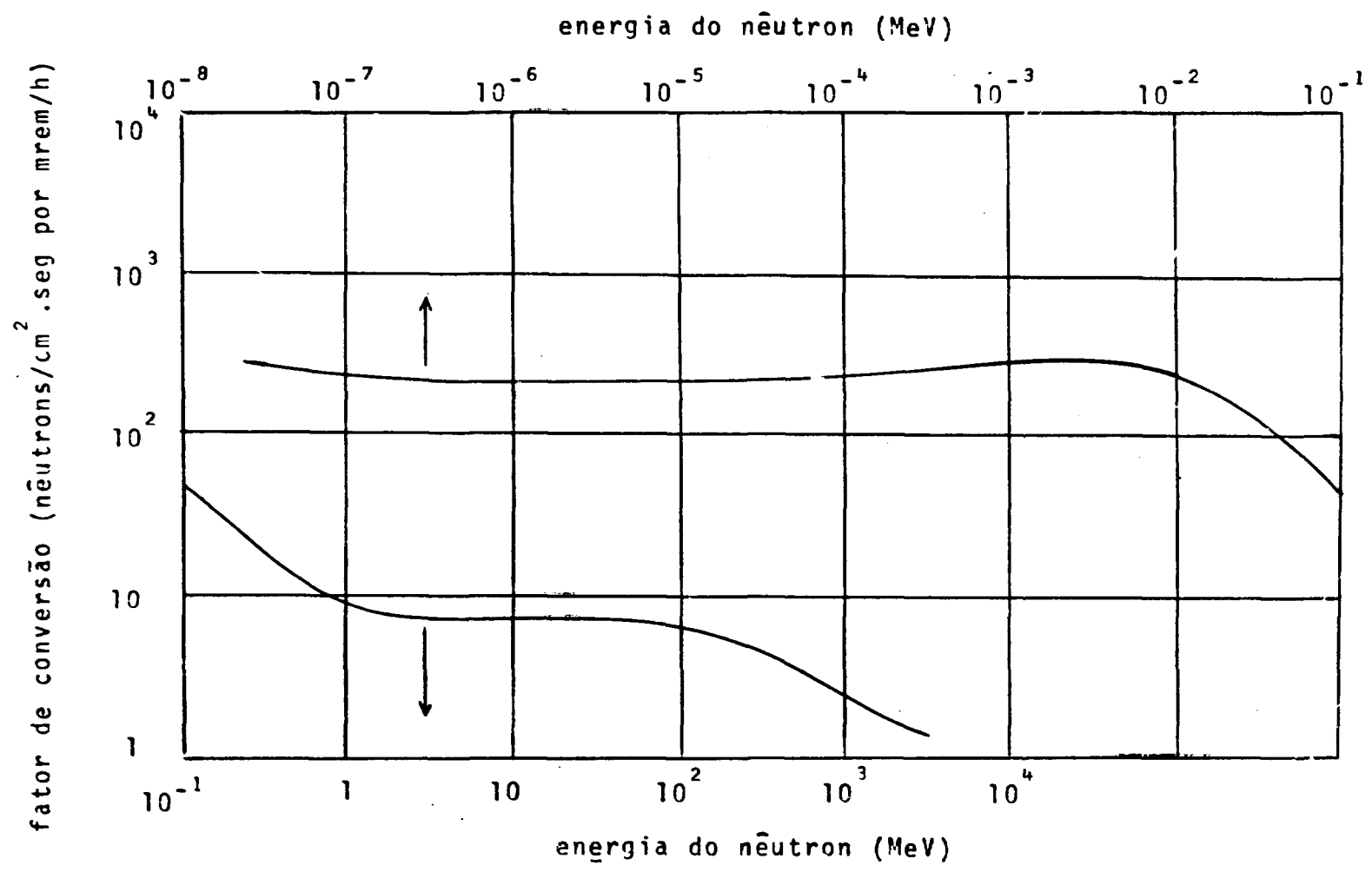


Figura 1.1 – Fatores de Conversão para Nêutrons

A obtenção dessas funções respostas foram feitas para duas geometrias diferentes. Uma delas considera nêutrons provenientes de fontes puntiformes e a outra considera nêutrons provenientes de fontes ambientais ou seja nêutrons oriundos de diversos pontos aleatórios do espaço.

O interesse em se obter as funções respostas para as duas geometrias vem do fato de no Instituto de Energia Atômica (IEA), devido a existência do reator e de outras fontes de nêutrons, existirem os dois campos neutrônicos citados acima nos quais necessita-se efetuar medidas para efeitos de proteção radiológica.

Um outro objetivo foi também verificar as diferenças apresentadas entre as funções respostas obtidas nas duas geometrias com a finalidade de se avaliar a possibilidade de usar funções respostas obtidas para uma geometria padrão em outros tipos de geometria.

Essa verificação é importante pois sabe-se que o uso de matriz resposta inadequada ou com pequeno erro pode resultar em um grande erro no espectro conseguido por meio do processo de "unfolding".

O conjunto de funções resposta ou matriz resposta também pode ser usado no cálculo direto da dose equivalente sem necessidade de passar pela fase intermediária da construção de espectros quando estes não são necessários<sup>(22)</sup>. Este processo também é feito por meio de cálculo computacional e uma descrição simplificada do método seria a seguinte:

Se supusermos que o espectro de nêutrons desconhecido pode ser representado por  $X_j$  ( $j = 1, 2, \dots, m$ ), onde  $X_j$  é o fluxo de nêutrons entre o intervalo de energia  $E_j$  e  $E_{j+1}$ , então a distribuição de altura de pulsos  $C_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) do cintilador pode ser representada por:

$$C_i = \sum_j A_{ij} X_j$$

onde:  $A_{ij}$  é a probabilidade que um nêutron de energia entre  $E_j$  e  $E_{j+1}$  produzirá uma contagem no canal  $i$ . Para um determinado  $j$  fixado,  $A_{ij}$  é uma das funções respostas.

A dose equivalente desejada é então calculada por:

$$H = \sum_i U_i C_i$$

onde  $U_i$  é dado por:

$$U_i = \sum_j d_j^{-1} (A^{-1})_{ij}$$

e  $d_j$  é o fator de conversão de fluxo para dose equivalente para nêutrons no intervalo de energia entre  $E_j$  e  $E_{j+1}$ .

### 1.3 – O Detector

O detector usado como base do trabalho é o cintilador orgânico líquido NE.213 encapsulado em vidro e desoxigenado. Ele é uma mistura de xileno, naftaleno, ativadores e POPOP que funciona como um deslocador do comprimento de onda emitido.

A escolha do NE-213 foi feita por causa das vantagens oferecidas por ele na detecção de nêutrons comparativamente a outros detectores existentes. O estilbeno, por exemplo e contrariamente ao NE-213, tem alta sensibilidade a choque térmico ou mecânico, apresenta resposta dependente da direção do nêutron incidente e um preço relativamente alto comparado ao NE-213. Uma variação de 10 a 15% na emissão de luz ocorre para nêutrons de 3 MeV incidentes em várias direções<sup>(2,23)</sup>.

O NE-213 tem propriedades de cintilação que tornam possível seu uso em campo misto de radiação pois possibilita a discriminação de raios gama por meio da análise da forma de pulso. Nêutrons e raios gama produzem cintilação luminosa neste detector com características de decaimento significativamente diferentes. Quando o NE-213 é excitado por meio da incidência de nêutrons, o tempo que existe entre o surgimento de 10% e 90% da luz integrada é de 130 nseg. Enquanto que este tempo é de apenas 10 nseg quando o cintilador é excitado por meio da incidência de radiação gama.

Talvez a maior dificuldade em se trabalhar com cintiladores orgânicos está no relacionamento não linear existente entre a saída de luz e a energia da partícula secundária gerada. A resposta é extremamente não linear para prótons e íons pesados e é aproximadamente linear para elétrons.

Verbinski et alij<sup>(23)</sup>, por meio de um trabalho de calibração relacionou a energia dissipada pela partícula no cintilador com a luz emitida para as partículas alfa, próton e núcleo de carbono. Estes resultados foram usados neste trabalho para cálculo das funções respostas e estão representados na Figura 1.2.

Para uma primeira aproximação, a distribuição de altura de pulsos dos prótons de recuo, oriundos da interação de nêutrons monoenergéticos com átomos de hidrogênio do cintilador, é suposta ter forma retangular, estendendo-se da altura de pulso zero até a borda superior que corresponde a energia máxima do próton de recuo.

Entretanto, por causa do relacionamento não linear entre a energia do próton de recuo ou íons pesados e a quantidade de luz emitida no processo de cintilação, a estatística da fotomultiplicadora, o múltiplo espalhamento do nêutron com os núcleos dos átomos do cintilador e o espalhamento com átomos de carbono, essa distribuição ideal é distorcida.

#### 1.4 – Método Utilizado para Gerar Funções Respostas

A construção de funções respostas analiticamente é complicada em consequência das várias reações que podem ocorrer dentro do cintilador. A construção experimental dessas funções também oferece muitas dificuldades, pois haveria necessidade de se obter fontes de nêutrons monoenergéticos com energia diversas.

Optou-se então pela geração de funções respostas usando-se o método de Monte Carlo. Este método foi escolhido por causa das dificuldades encontradas nos outros existentes.

O Método de Monte Carlo, 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 probabilidades conhecidas, tornam o problema tão complexo que não pode ser expresso de uma forma compacta.

Esse método encontrou um campo propício de aplicação física de nêutrons, onde a determinação de uma característica de um sistema nem sempre pode ser feita pelo método clássico.

No método clássico, a solução de problemas é baseada em equações macroscópicas que satisfazem certas características requeridas. Na física de nêutron as vezes existe a dificuldade em se conseguir tais equações por causa da natureza estatística dos fenômenos envolvidos.



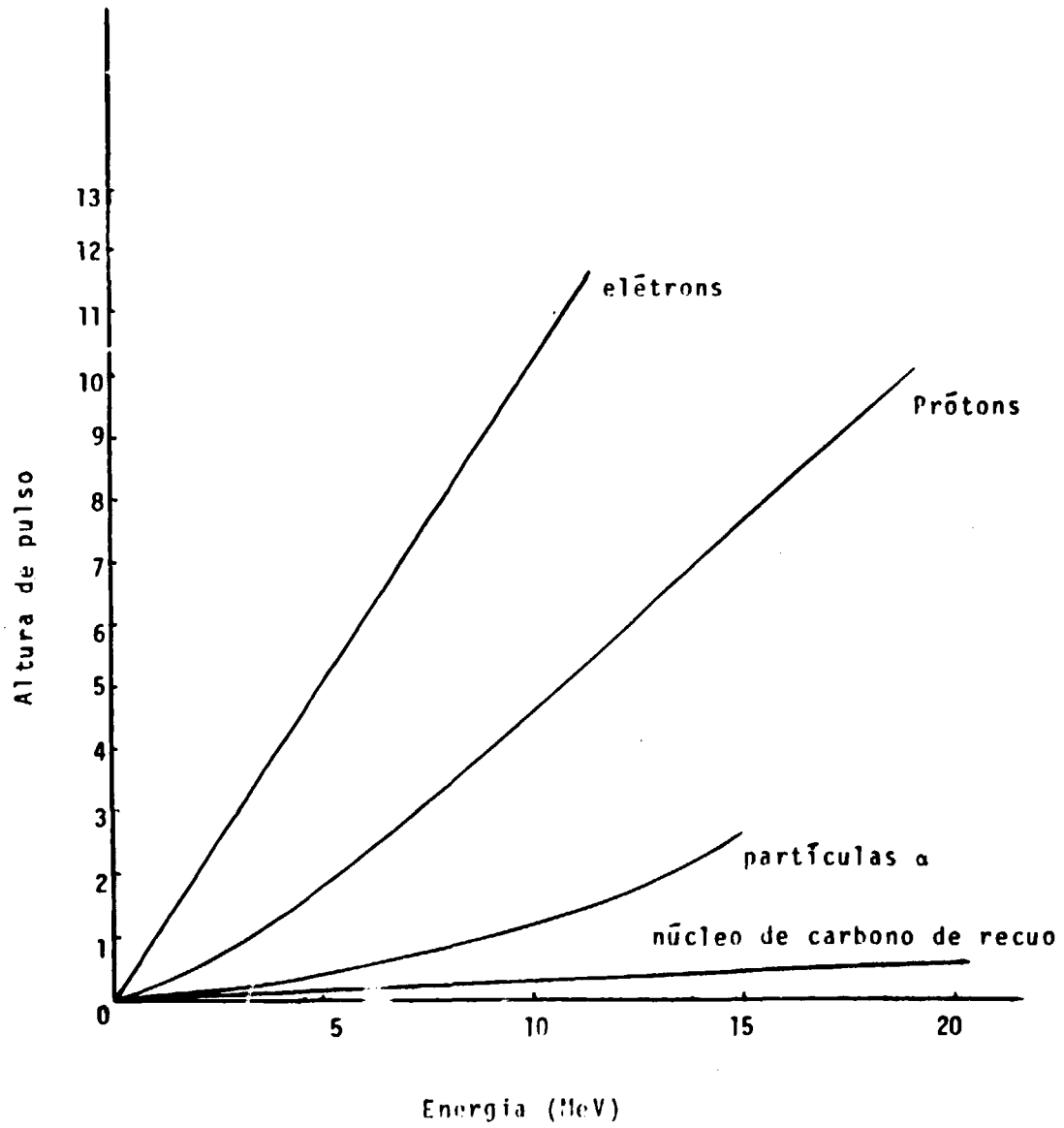


Figura 1.2 - Relacionamento entre Luz Emitida e Energia de Elétrons, Prótons, Partículas Alfa e Núcleo de Carbono

Com o Método de Monte Carlo, é possível solucionar o problema sem recorrer a tais equações dispondo 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 distribuídos uniformemente no intervalo (0,1) ou segundo uma outra lei, os quais são utilizados na escolha de eventos que ocorrerem com leis de probabilidades determinadas. Neste trabalho a geração dos números ao acaso foi feita usando-se o método congruencial multiplicativo descrito na referência<sup>(7)</sup>.

A distribuição de altura de pulsos para nêutrons monoenergéticos é obtida por meio da simulação teórica de um sistema constituído de fontes de nêutrons monoenergéticos e cintilador orgânico.

Usando o Método de Monte Carlo, é possível seguir passo a passo o caminho do nêutron dentro do cintilador e obter a energia depositada pelos íons produzidos por espalhamento elástico ou qualquer outro tipo de reação possível. O pulso de luz produzido pelo nêutron é obtido somando-se a contribuição dos vários íons com o uso apropriado da tabela luz versus energia do íon.

## 2 – CONSIDERAÇÕES GERAIS

### 2.1 – Sistema Cintilador Fonte de Nêutrons

O cálculo da distribuição de alturas de pulsos, como explicado no capítulo 1.2, foi feito para dois sistemas distintos.

O sistema 1 consta de uma fonte puntiforme emissora de nêutrons monoenergéticos que incidem na face plana de um cintilador de forma cilíndrica. A Figura 2.1 representa esquematicamente este sistema.

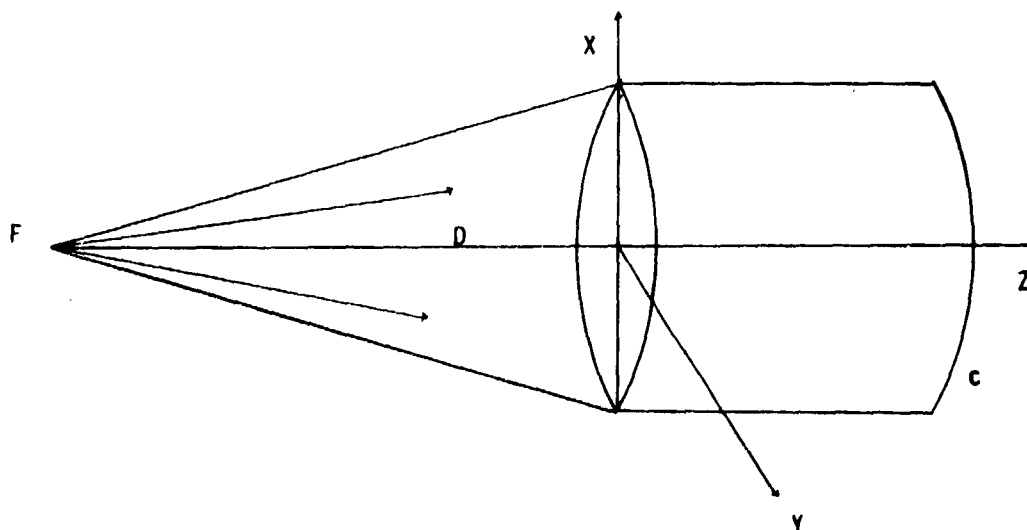


Figura 2.1 – Sistema Cintilador (c) e Fonte Puntiforme de Nêutrons (F), Separados por uma Distância D e com os Nêutrons Incidentes na Face Plana do Cintilador

O sistema 2 consta de uma fonte ambiental emissora de nêutrons monoenergéticos que incidem aleatoriamente em qualquer das faces, plana ou curva, de um cintilador de forma cilíndrica. A Figura 2.2 representa esquematicamente este sistema.

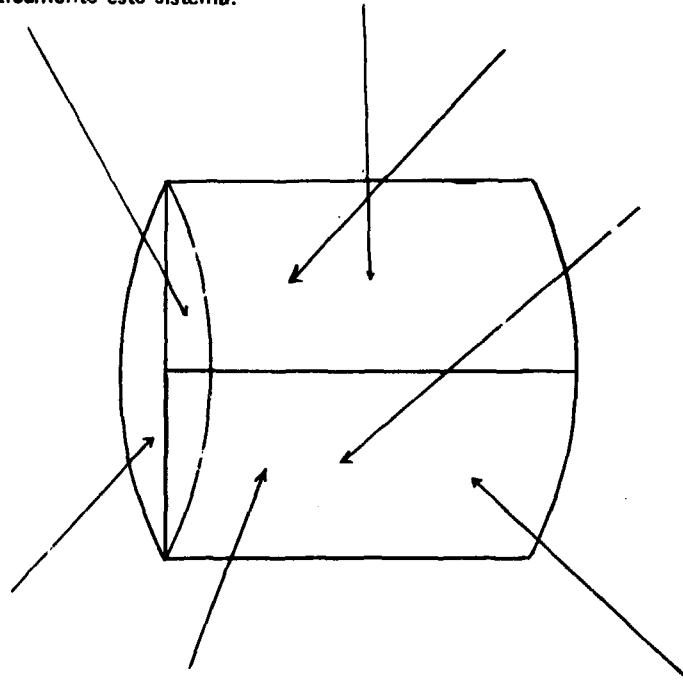


Figura 2.2 – Sistema Cintilador (c) e Fonte Ambiental de Nêutrons Incidentes em Qualquer Face Plana ou Curva do Cintilador

## 2.2 – História do Nêutron

A história completa de um nêutron que incide no detector e sua radiação secundária é simulada.

Considerando um sistema constituído de fontes de nêutrons e detector para o qual são dados os parâmetros geométricos, as características nucleares e a distribuição de probabilidades em todos os níveis de energia para os vários processos, são geradas funções respostas por meio da simulação dos processos físicos de interação sofridos pelos nêutrons com os átomos do detector.

Para um nêutron incidente de energia conhecida, são escolhidos aleatoriamente a direção inicial e as coordenadas do ponto onde ele penetra no detector levando em conta a geometria da fonte emissora.

A distância  $X$  que o nêutron percorre antes de sofrer a primeira interação ou distância entre duas interações consecutivas é selecionada ao acaso a partir da distribuição exponencial de atenuação  $N = N_0 \exp(-\Sigma(E)x)$ , onde  $\Sigma(E)$  é a secção de choque macroscópica total do detector.

As coordenadas do ponto de colisão são determinadas e comparadas com as coordenadas das bordas do cintilador. Quanto o ponto de colisão não está no volume delimitado pelas bordas do mesmo, o nêutron escapou e sua história terminou.

Se o ponto de colisão está no volume delimitado pelas bordas do cintilador, um átomo alvo é escolhido ao acaso a partir da distribuição da relação das secções de choque macroscópicas.

O tipo de reação que ocorre é escolhido por um processo ao acaso levando em conta as secções de choque parciais. As reações possíveis de ocorrer são as listadas na Tabela II.1.

Tabela II.1

Reações Possíveis de Ocorrer Dentro do Cintilador com Nêutrons Incidentes de Energia entre 15 KeV e 14 MeV

Reação	Valor de Q da reação (MeV)	Limiar de reação (MeV)
H(n,n)H	0	0
$^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{C}$	0	0
$^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$	4.43	4.8
$^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$	5.71	6.18
$^{12}\text{C}(n,n'3\alpha)$	12.73 (56.93%)	13.8
	11.1 (5.14%)	12.01
	9.53 (37.93%)	10.42

No caso de colisão do nêutron com o átomo de hidrogênio o tipo de interação escolhido é o espalhamento elástico, pois no intervalo de energia de interesse é o único possível.

No caso de colisão do nêutron com o átomo de carbono, o tipo de interação é determinado comparando um número selecionado ao acaso uniformemente distribuído no intervalo entre 0 e 1 com a razão entre a secção de choque do espalhamento elástico e a secção de choque total do carbono. Se o número ao acaso for menor que essa razão, ocorreu um espalhamento elástico, caso contrário o número ao acaso é comparado com a razão da soma da secção de choque de espalhamento elástico mais secção de choque de espalhamento inelástico para a secção de choque total do carbono. Se o número ao acaso é menor que essa razão, ocorreu um espalhamento inelástico, caso contrário, o número ao acaso é comparado com a razão da soma da secção de choque de espalhamento elástico mais a secção de choque de espalhamento inelástico mais a secção de choque da reação  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  para a secção de choque total do carbono. Se o número ao acaso for menor que essa razão, ocorreu a reação  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ , caso contrário ocorreu a reação  $^{12}\text{C}(n,n'3\alpha)$ .

Esse processo de escolha do tipo de interação tem sua validade fundamentada nos valores das secções de choques que são usados pois, esses traduzem as probabilidades de ocorrência das várias interações possíveis.

A partir de uma distribuição isotrópica, uma sub-rotina apropriada calcula os parâmetros, tais como energia e direção associadas ao nêutron espalhado (quando não ocorreu absorção) e aos produtos das reações.

Por meio da energia e direção dos produtos das reações, é determinada a energia dissipada no detector e subsequentemente é calculada a emissão de luz associada.

Para o nêutron, com sua nova direção e energia, continua-se o processo de escolha ao acaso de distância percorrida, átomo alvo, e tipo de interação.

A história do nêutron termina quando ele é absorvido ou quando escapa do volume delimitado pelas bordas do detector ou, quando sua energia é degradada a um valor menor que 15 KeV. Então a luz, associada a energia dissipada pelos produtos das reações oriundos desse nêutron, é somada e acumulada em um canal correspondente. Estes canais correspondem a intervalos constantes cujo valor é

expresso em unidades padrão de luz. Uma unidade padrão de luz é baseada na medida de distribuição de altura de pulso de radiação gama de 1.28 MeV do  $^{22}\text{Na}$  no cintilador NE-213.

Quando o último de uma série de nêutrons monoenergéticos interagir com o detector e a luz associada à sua energia dissipada for computada, teremos uma distribuição de alturas de pulsos nos diversos canais ou seja teremos a função resposta daquele detector para nêutrons daquela energia.

### 3 – MÉTODOS DE CÁLCULOS

#### 3.1 – Amostragem da Fonte de Determinação das Coordenadas na Face de Entrada do Detector

##### 3.1.1 – Sistema Fonte Puntiforme-Cintilador

A fonte considerada é puntiforme com emissão isotrópica de nêutrons e está localizada na prolongação do eixo do cintilador cilíndrico.

Foi escolhido um sistema de coordenadas onde o eixo do cintilador coincide com o eixo Z do sistema de coordenadas e a origem está na face plana do cintilador mais próxima da fonte.

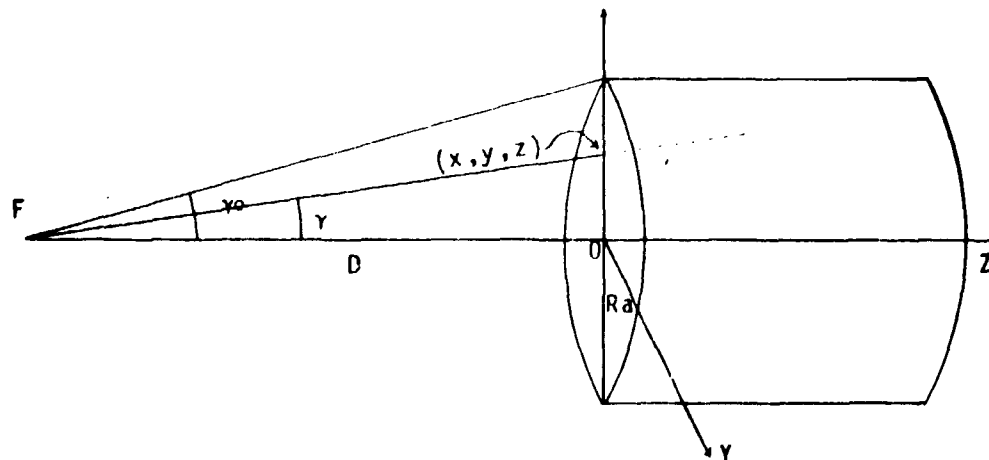
A direção inicial do nêutron incidente é escolhida ao acaso e uniformemente distribuída em um ângulo sólido subtendido pela fonte e o diâmetro do cintilador da seguinte forma

A função densidade de probabilidade<sup>(24)</sup> para o cosseno do ângulo formado entre a direção do nêutron incidente e o eixo Z é:

$$f(\cos \gamma) = \frac{1}{1 - \cos \gamma_0} (\cos \gamma_0 \leq \cos \gamma \leq 1) \quad (3.1)$$

onde  $\gamma$  é o ângulo que a direção do nêutron incidente faz com o eixo z do sistema de coordenadas;  $\gamma_0$  é o valor máximo de  $\gamma$ .

A Figura 3.1 ajuda a elucidar os cálculos que serão desenvolvidos.



**Figura 3.1** – Representa o Sistema Fonte de Nêutrons Puntiforme-Detector. F = Fonte de Nêutrons Puntiforme;  $(x,y,z)$  = Coordenadas do Ponto de Entrada do Nêutron no Detector;  $R_a$  = Raio do Detector; L = Altura do Detector; D = Distância Fonte-Face Plana do Detector

Da Figura 3.1 pode-se escrever:

$$\cos \gamma_0 = \frac{D}{(D^2 + R_0^2)^{1/2}} \quad (3.2)$$

Usando-se o Método de Monte Carlo pode-se escrever:

$$R = \int_{\gamma_0}^{\gamma} f(\cos \gamma) d \cos \gamma \quad (3.3)$$

onde R é um número escolhido ao acaso e uniformemente distribuído no intervalo (0,1).

Portanto substituindo a equação 3.1 na equação 3.3 tem-se:

$$R = \int_{\gamma_0}^{\gamma} \frac{1}{1 - \cos \gamma_0} d \cos \gamma$$

$$R = \frac{1}{1 - \cos \gamma_0} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)$$

Portanto

$$\cos \gamma = R(1 - \cos \gamma_0) + \cos \gamma_0 \quad (3.4)$$

Supondo-se o nêutron interceptar o cintilador apenas ao longo do eixo x tem-se:

$$x = \frac{D}{\cos \gamma} (1 - \cos^2 \gamma)^{1/2} \quad (3.5)$$

$$y = 0 \quad (3.6)$$

$$z = 0 \quad (3.7)$$

Esta consideração pode ser feita por causa da existência da simetria azimutal.

Os cossenos diretores dos ângulos alfa e beta que a direção do nêutron incidente faz respectivamente com os eixos x e y do sistema de coordenadas nesse caso são:

$$\cos \alpha = \pm (1 - \cos^2 \gamma)^{1/2} \quad (3.8)$$

$$\cos \beta = 0 \quad (3.9)$$

Na equação 3.8 o sinal positivo ou negativo é escolhido ao acaso por meio da geração de um número  $R$  uniformemente distribuído no intervalo  $(0,1)$ . Se  $0 \leq R \leq 0,5$  o sinal positivo é o escolhido, mas se  $0,5 \leq R \leq 1$  o sinal escolhido é o negativo.

### 3.1.2 – Sistema Fonte Ambiental-Cintilador

A fonte considerada é uma fonte isotrópica distribuída no meio onde se encontra o cintilador. Nêutrons monoenergéticos provenientes dessa fonte podem adentrar o cintilador em um ponto qualquer nas faces planas ou cilíndrica.

A determinação das coordenadas na face de entrada do cintilador cilíndrico foi feita da seguinte maneira:

- 1) Foi gerado um ponto ao acaso no interior do cintilador cujas coordenadas cilíndricas são:

$$\phi = 2 \pi R_1 \quad (3.10)$$

$$r = R_a \sqrt{R_2} \quad (3.11)$$

$$z = L R_3 \quad (3.12)$$

onde  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$  são números ao acaso distribuídos uniformemente entre 0 e 1.

$L$  e  $R_a$  são respectivamente o comprimento e o raio da superfície cilíndrica do cintilador.

$\phi$ ,  $r$ ,  $z$  são as coordenadas cilíndricas do ponto gerado.

- 2) Foram escolhido ao acaso os cossenos diretores de uma direção que faz um ângulo alfa com o eixo  $x$ , beta com o eixo  $y$  e gama com o eixo  $z$  por meio do diagrama desenvolvido por Von Neumann e mostrado na Figura 3.2.

- 3) O relacionamento entre as coordenadas cartesianas e cilíndricas é:

$$x_0 = r \cos \phi \quad (3.13)$$

$$y_0 = r \sin \phi \quad (3.14)$$

$$z_0 = z \quad (3.15)$$

onde:  $(x_0, y_0, z_0)$  é o ponto gerado ao acaso dentro do cintilador.

$\cos \phi$  e  $\sin \phi$  são selecionados por meio de um método desenvolvido por Von Neumann<sup>(24)</sup>. Sendo  $\phi$  o ângulo azimutal e  $R_1$  e  $R_2$  dois números ao acaso distribuídos uniformemente no intervalo  $(0,1)$ , pode-se selecionar  $\sin \phi$  e  $\cos \phi$  por meio do diagrama mostrado na Figura 3.3.

Portanto usando-se os resultados dos itens 1 e 2 e tendo como referência a Figura 3.4 pode-se escrever:

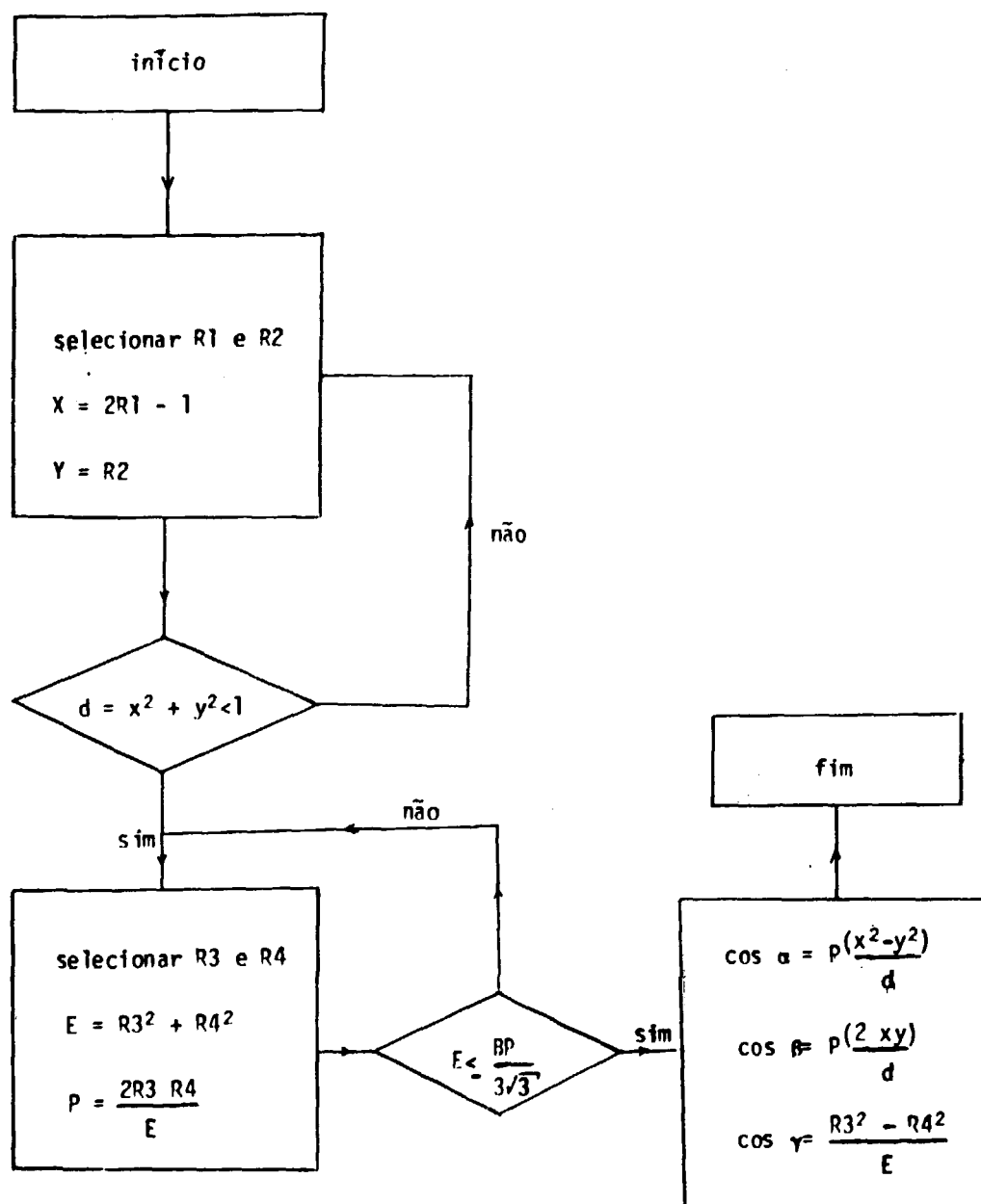


Figura 3.2 – Método de Von Neumann para Selecionar os Cossenos Diretores de uma Direção ao Acaso Segundo uma Distribuição Uniforme.  $R_1, R_2, R_3, R_4$  são Números ao Acaso Distribuídos Uniformemente no Intervalo entre 0 e 1



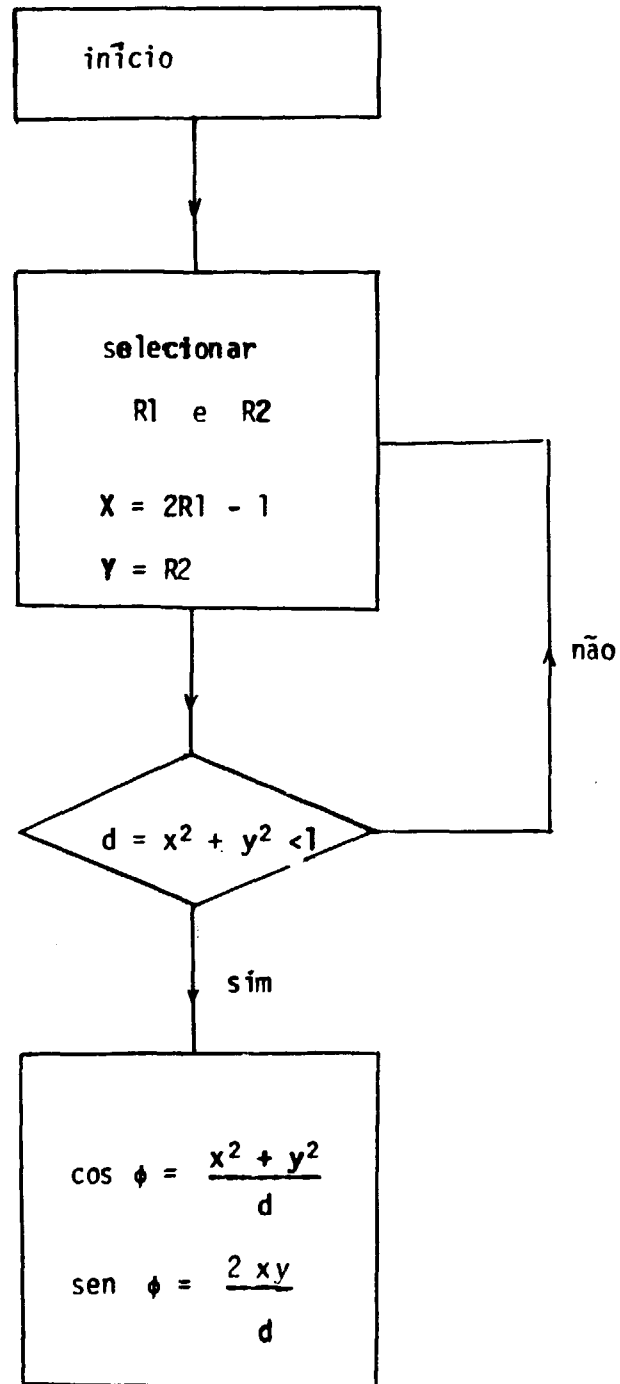


Figura 3.3 – Método de Von Neumann para Seleccionar ao Acaso  $\text{sen } \phi$  e  $\cos \phi$ , onde  $\phi$  é Uniformemente Distribuído ao Intervalo  $(0, 2\pi)$

$$x = x_0 + T \cos \alpha \quad (3.16)$$

$$y = y_0 + T \cos \beta \quad (3.17)$$

$$z = z_0 + T \cos \gamma \quad (3.18)$$

$$Ra^2 = x^2 + y^2 \quad (3.19)$$

onde:  $x, y, z$  são as coordenadas do ponto na superfície curva,  $T$  é a distância do ponto  $(x_0, y_0, z_0)$  à borda lateral do cintilador.

$Ra$  é o raio do cintilador

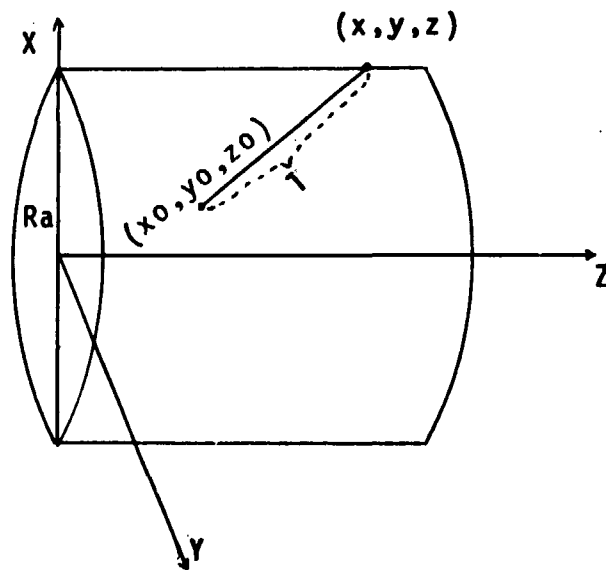


Figura 3.4 - Representa o Sistema Fonte Ambiental de Nêutrons-Cintilador

Substituindo as equações 3.16 e 3.17 em 3.19 tira-se:

$$\Delta = 4r^2 (\cos \phi \cos \alpha + \sin \phi \cos \beta)^2 + 4(\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta) (Ra^2 - r^2)$$

$$T = \frac{-2r(\cos \phi \cos \alpha + \sin \phi \cos \beta) + \sqrt{\Delta}}{2(\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta)} \quad (3.20)$$

Substituindo a equação 3.20 na equação 3.18 tira-se o valor de  $z$ . Se  $z < 0$ , faz-se  $z = 0$  na equação 3.18 e tem-se:

$$T = -z_0 / \cos \gamma \quad (3.21)$$

que substituindo nas equações 3.16 e 3.17 fornece os valores de  $x$  e  $y$ .

Se  $z \geq L$ , faz-se  $z = L$  na equação 3.18 e tem-se:

$$T = (L - z_0) / \cos \gamma \quad (3.22)$$

que substituindo nas equações 3.16 e 3.17 fornece os valores de  $x$  e  $y$ . Se  $0 < z < L$ , o valor de  $T$  é calculado pela equação 3.20 que substituído nas equações 3.16 e 3.17 fornece os valores de  $x$  e  $y$ .

Quando o valor de  $z$  está entre 0 e  $L$ , significa que o nêutron penetrou no cintilador pela borda cilíndrica, e quando  $z < 0$  ou  $z \geq L$ , o nêutron penetrou o cintilador por uma das faces planas.

### 3.2 – Cálculo da Distância $X$ que o Nêutron Percorreu Antes de Sofrer a Primeira Interação ou Distância entre Duas Interações Consecutivas:

A distância  $X$  percorrida pelo nêutron entre duas interações foi selecionada aleatoriamente de uma distribuição de probabilidade exponencial.

Da teoria da interação de nêutrons com a matéria<sup>(12)</sup> sabemos que

$$I(x) = I_0 \exp(-N\sigma_t X) \quad (3.23)$$

onde:  $I(X)$  é a quantidade de nêutrons que não sofreram interação quando atravessam um material de espessura  $X$ .

$I_0$  é a quantidade inicial de nêutrons incidentes no material alvo

$N$  é a densidade de átomos do alvo dado em átomos/cm<sup>3</sup>

$\sigma_t(E)$  representa a secção de choque total microscópica e é função da energia  $E$  do nêutron incidente.

Da equação 3.23 temos que a razão:

$$\frac{I(X)}{I_0} = \exp(-N\sigma_t X) \quad (3.24)$$

representa a probabilidade de nêutron se mover na distância  $X$  sem sofrer interação.

Designando  $f(x)dx$  como sendo a probabilidade do nêutron ter sua primeira interação entre  $x$  e  $x + dx$ , podemos escrever que  $f(x)dx$  é a probabilidade do nêutron sobreviver até a distância  $X$  sem sofrer interação multiplicado pela probabilidade de ele interagir na distância adicional  $dx$ . Portanto:

$$f(x) dx = \exp(-\Sigma_t(E) X) \cdot \Sigma_t dx \quad (3.25)$$

onde  $\Sigma_t(E) = N\sigma_t$  é a probabilidade de interação por unidade de comprimento de caminho.

A probabilidade  $F(X)$  do nêutron ter sua primeira interação entre as distâncias zero e  $X$  é:  $F(x) = \int_0^x f(x) dx$ . Então usando a equação 3.25 temos:

$$F(x) = \int_0^x \Sigma_t(E) \exp(-\Sigma_t(E) X) dx$$

$$F(x) = \begin{cases} 1 - \exp(-\Sigma_t(E) X) & \text{para } x \geq 0 \\ 0 & \text{para } x < 0 \end{cases} \quad (3.26)$$

$F(X)$  é chamada função distribuição de probabilidade para a primeira interação numa distância menor que  $X$ .

Por definição, a cada número ao acaso  $R$  entre 0 e 1 existe uma correspondente variável  $X$ , de uma função distribuição de probabilidade  $F(x)$  definida pela relação  $R = \int_0^x f(x) dx$ <sup>(13)</sup>. Portanto:

$$R = \int_0^x f(x) dx = \int_0^x \Sigma_t(E) \exp(-\Sigma_t(E) X) dx = F(x)$$

$$R = 1 - \exp(-\Sigma_t(E) X) \quad \text{para } x \geq 0$$

$$1 - R = \exp(-\Sigma_t(E) X) \rightarrow \ln(1 - R) = -\Sigma_t(E) X$$

$$X = \frac{1}{\Sigma_t(E)} \ln(1 - R) \quad (3.27)$$

Desde que o número  $R$  é uniformemente distribuído no intervalo entre 0 e 1,  $(1 - R)$  também o é e portanto podemos escrever:

$$X = -\frac{1}{\Sigma_t(E)} \ln R \quad (3.28)$$

Usando o conceito de caminho livre médio, que é uma quantidade designada pelo símbolo  $\lambda$  e igual ao inverso da seção de choque macroscópica total do meio ( $\Sigma_t(E)$ ), ou seja,  $\lambda(E) = \frac{1}{\Sigma_t(E)}$  podemos escrever:

$$X = -\lambda(E) \ln R \quad (3.29)$$

onde  $R$  é um número escolhido ao acaso e distribuído uniformemente entre 0 e 1.

Para o cálculo de  $\lambda(E)$  do cintilador orgânico líquido NE-123, a seção de choque total macroscópica em função da energia é calculada da seguinte maneira:

$$\Sigma_t(E) = \Sigma_{t_C}(E) + \Sigma_{t_H}(E)$$

NE-213 Carbono Hidrogênio

$$\Sigma_t(E) = N_C \sigma_{t_C} + N_H \sigma_{t_H}$$

NE-213

onde:

$\Sigma_{t_C}(E)$  = secção de choque total macroscópica do carbono

$\Sigma_{t_H}(E)$  = secção de choque total macroscópica do hidrogênio

$\sigma_{t_C}$  = secção de choque total microscópica do carbono

$\sigma_{t_H}$  = secção de choque total microscópica do hidrogênio

$N_C$  = Número de átomos por  $\text{cm}^3$  de carbono no cintilador orgânico líquido NE-213

$$N_C = 0,4011 \times 10^{23} \text{ átomos/cm}^3 \quad (15)$$

$N_H$  = Número de átomos por  $\text{cm}^3$  de hidrogênio no cintilador orgânico líquido NE-213

$$N_H = 0,4864 \times 10^{23} \text{ átomos/cm}^3 \quad (15)$$

As secções de choque parciais e totais do carbono e hidrogênio<sup>(21)</sup> estão relacionadas no apêndice I Tabela I.1.

### 3.3 – Escolha do Átomo com o qual o Nêutron Interage

A razão das várias secções de choque para a secção de choque total, caracteriza a probabilidade de ocorrência das várias reações quando um nêutron colide com um núcleo de uma determinada substância. Essas razões são usadas na escolha do tipo de reação quando a história do nêutron está sendo simulada.

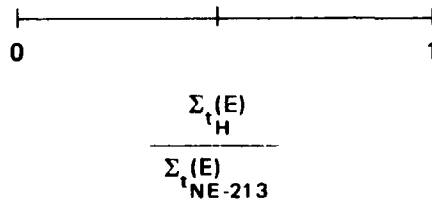
No caso do NE-213 que consiste de um meio homogêneo com dois tipos diferentes de núcleos, hidrogênio e carbono<sup>(15)</sup> simulamos a incidência de nêutrons com energia definida.

A escolha do átomo alvo é feita ao acaso a partir da relação das secções de choque macroscópicas.

Então, as probabilidades de colisão com os núcleos de hidrogênio e carbono são respectivamente:

$$\frac{\Sigma_{t_H}(E)}{\Sigma_{t_{NE-213}}(E)} \quad \text{e} \quad \frac{\Sigma_{t_C}(E)}{\Sigma_{t_{NE-213}}(E)}$$

as quais podem ser representadas pela figura:



Para representar com qual núcleo o nêutron colidiu, geramos um número ao acaso  $R$  no intervalo entre 0 e 1 e verificamos em qual dos intervalos ele se encontra.

Se  $0 \leq R < \frac{\Sigma_{tH}(E)}{\Sigma_{tNE-213}(E)}$  o núcleo escolhido para a colisão com o nêutron foi o do hidrogênio;

se  $\frac{\Sigma_{tH}(E)}{\Sigma_{tNE-213}(E)} \leq R < 1$  o núcleo escolhido foi o de carbono.

### 3.4 – Escolha do Tipo de Interação

A escolha do tipo de interação é feita também ao acaso a partir da distribuição da relação das secções de choque macroscópicas parciais.

Supondo que o nêutron interagiu com carbono, para o qual

$$\Sigma_t(E) = \Sigma_s(E) + \Sigma_l(E) + \Sigma_{(n,\alpha)}(E) + \Sigma_{(n,n'3\alpha)}(E)$$

onde:

$$\Sigma_t(E) = \text{secção de choque total do carbono}$$

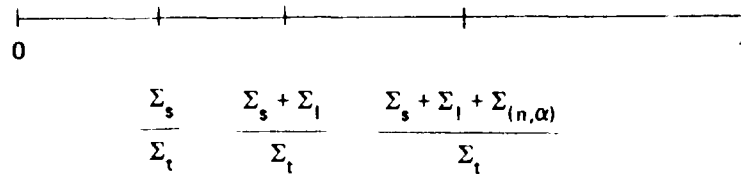
$$\Sigma_s(E) = \text{secção de choque do carbono para espalhamento elástico}$$

$$\Sigma_l(E) = \text{secção de choque do carbono para espalhamento inelástico}$$

$$\Sigma_{(n,\alpha)}(E) = \text{secção de choque do carbono para reação } (n,\alpha)$$

$$\Sigma_{(n,n'3\alpha)}(E) = \text{secção de choque do carbono para reação } (n,n'3\alpha)$$

as probabilidades de ocorrer espalhamento elástico, inelástico, reação  $(n,\alpha)$ , reação  $(n,n'3\alpha)$  são respectivamente:  $\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}$ ,  $\frac{\Sigma_l}{\Sigma_t}$ ,  $\frac{\Sigma_{(n,\alpha)}}{\Sigma_t}$ ,  $\frac{\Sigma_{(n,n'3\alpha)}}{\Sigma_t}$ , os quais podem ser representados esquematicamente pela figura:



A ordem desses intervalos é arbitrária, mas deve ser fixada durante o processo.

Para representar o tipo de interação, gera-se um número ao acaso  $R$  entre 0 e 1 e verifica-se em qual dos intervalos ele se encontra.

Se  $0 \leq R < \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}$ , o tipo de interação escolhido foi o espalhamento elástico, caso contrário verifica-se se  $\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \leq R < \frac{\Sigma_s + \Sigma_I}{\Sigma_t}$ , e se a resposta for afirmativa a interação escolhida foi o espalhamento inelástico, caso contrário verifica-se se  $\frac{\Sigma_s + \Sigma_I}{\Sigma_t} \leq R < \frac{\Sigma_s + \Sigma_I + \Sigma_{(n,\alpha)}}{\Sigma_t}$  e se estiver neste intervalo a escolha recaiu na reação  $(n,\alpha)$ , caso contrário a escolhida foi a reação  $(n,n'\alpha)$ .

Quando a colisão é do nêutron com o núcleo de hidrogênio não é necessário fazer escolha do tipo de interação pois na faixa de energia usada no trabalho, de 15 KeV a 10 MeV, só existe a possibilidade de espalhamento elástico.

### 3.5 – Determinação das Coordenadas do Ponto de Interação e Verificação se Ocorreu Dentro ou Fora da Região Delimitada pelas Dimensões do Detector

Os cálculos para determinação das coordenadas do ponto de interação, embora efetuados com base no sistema fonte de nêutrons pontiforme-detector, também são válidos para o sistema fonte de nêutrons ambientais-detector.

A Figura 3.5 ajuda a elucidar os cálculos que serão desenvolvidos.

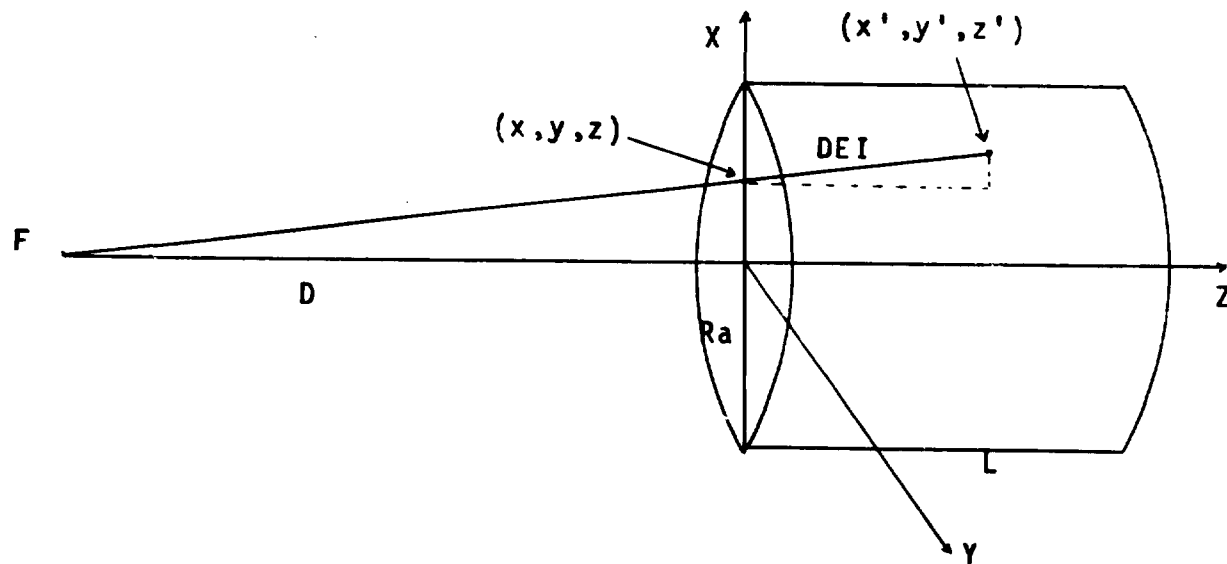
O sistema de coordenadas utilizado é o cartesiano cuja origem está localizada no centro da face plana do detector e a direção  $z$  coincide com o eixo do detector.

Os ângulos que a trajetória em que o nêutron se desloca faz com as direções das coordenadas  $x$ ,  $y$ ,  $z$  são denominados respectivamente  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ .

Portanto, usando as grandezas definidas acima, para a primeira colisão temos:

$$\cos \gamma = \frac{Z'}{DEI} \quad Z' = DEI \times \cos \gamma$$

$$\sin \gamma = \frac{X' - X}{DEI} = \cos \alpha$$



**Figura 3.5** – Representa o Sistema: Fonte de Nêutrons Puntiforme-Detector.  $F$  = Fonte de Nêutrons Puntiforme ;  $(x,y,z)$  = Coordenadas do Ponto de Entrada do Nêutron no Detector ;  $(x', y', z')$  = Coordenadas do Ponto de Interação do Nêutron com o Detector ;  $DEI$  = Distância Percorrida pelo Nêutron Antes de Sofrer a Primeira Colisão ou Distância entre Duas Colisões Consecutivas ;  $R_a$  = Raio do Detector ;  $L$  = Altura do Detector ;  $D$  = Distância Fonte-Face Plana do Detector



$$X' - X = DEI \times \cos \alpha \quad X' = DEI \times \cos \alpha + X$$

e em consequência da simetria azimutal adotada (ver maiores detalhes em 3.1) temos:

$$y' = 0$$

A possibilidade dos nêutrons sofrerem mais de uma colisão com os átomos do detector torna necessária a generalidade dos cálculos acima, o que nos fornece:

$$Z' = DEI \times \cos \gamma + Z$$

$$Y' = DEI \times \cos \beta + Y$$

$$X' = DEI \times \cos \alpha + X$$

onde  $x, y, z$  são as coordenadas do ponto de colisão anterior.

A verificação da ocorrência da interação dentro ou fora do detector é feita testando-se as duas desigualdades abaixo:

$$1 - \quad X'^2 + Y'^2 \leq R^2$$

$$2 - \quad 0 \leq Z' \leq L$$

A interação ocorre dentro do detector quando as desigualdades 1 e 2 são satisfeitas simultaneamente e ocorre fora quando uma das duas ou ambas não são satisfeitas.

### 3.6 -- Cálculo da Energia do Nêutron Espalhado Elasticamente pelo Hidrogênio

Na faixa de energia usada no trabalho, de 15 KeV a 10 MeV, a interação do nêutron com os núcleos de hidrogênio ocorre apenas pelo espalhamento elástico. Isto porque acima de 15 KeV, a secção de choque total do átomo de hidrogênio é igual a secção de choque para espalhamento elástico, isto é, a probabilidade de ocorrência de outro tipo de espalhamento ou reação não existe. Essas colisões são estudadas pela mecânica clássica, supondo o nêutron e o núcleo espalhante como esferas perfeitamente elásticas.

Dois sistemas de referências são usados no estudo de espalhamento do nêutron com o núcleo atômico. No sistema de laboratório (SL), o núcleo alvo é considerado estar em repouso antes da colisão e o nêutron em movimento. No sistema centro de massa (SCM), o centro de massa da combinação nêutron-núcleo é considerado estar em repouso. O ângulo de espalhamento, isto é o ângulo entre as direções de movimento antes e depois de uma colisão é representada por  $\psi$  no SL e por  $\theta$  no SCM conforme as Figuras 3.6 e 3.7.

Aplicando-se os princípios de conservação de quantidade de movimento e energia, é possível

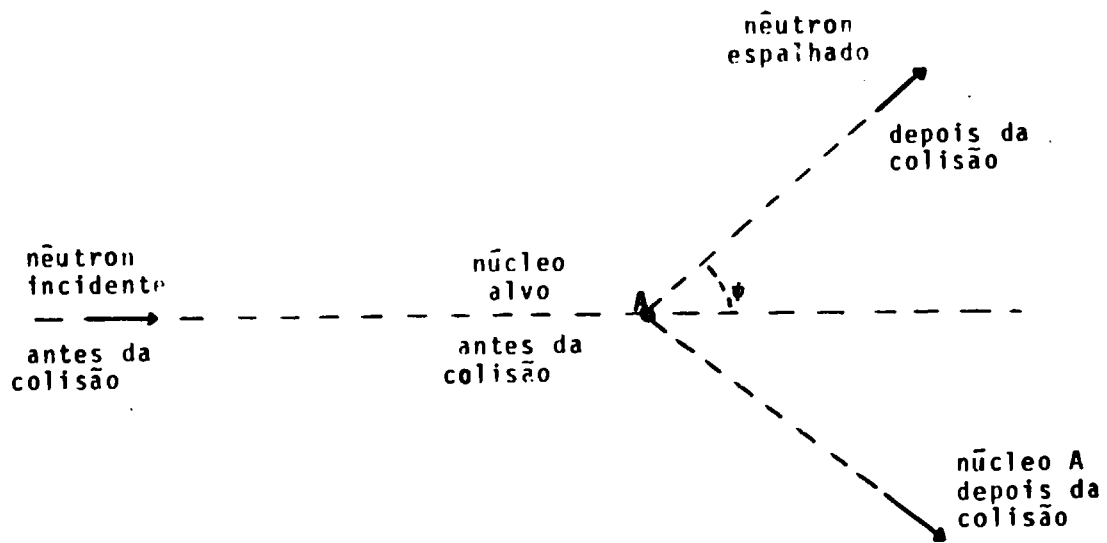


Figura 3.6 – Espalhamento do Nêutron no Sistema de Laboratórios (SL)

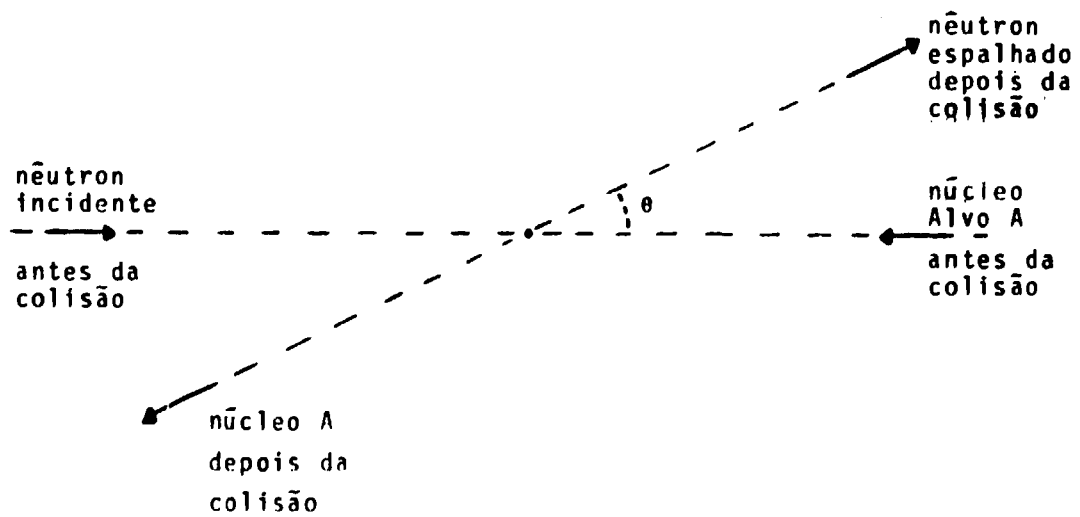


Figura 3.7 – Espalhamento do Nêutron no Sistema Centro de Massa (SCM)

mostrar que existe uma dependência entre o ângulo do espalhamento e a energia do nêutron antes e depois da colisão com o núcleo<sup>(6)</sup>. Essa dependência é representada pelas equações 3.30 e 3.31.

$$\cos \psi = \frac{A \cos \theta + 1}{(A^2 + 2A \cos \theta + 1)^{1/2}} \quad (3.30)$$

$$E' = E \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A + 1)^2} \quad (3.31)$$

onde:

$0 \leq \theta \leq \pi$  e  $0 \leq \psi \leq 2\pi$  pois supõe-se que o espalhamento do nêutron com o núcleo do hidrogênio é isotrópico no sistema centro de massa. Esta é uma boa aproximação até a energia de nêutrons de 14 MeV<sup>(20)</sup>.

$E$  e  $E'$  são as energias do nêutron no SL antes e após a colisão.

$A$  é o número de massa do átomo alvo

O nêutron foi considerado ter uma unidade de massa.

No caso do núcleo alvo ser o núcleo do hidrogênio pode-se considerar  $A = 1$  e das equações 3.30 e 3.31 tem-se:

$$\cos \psi = \left[ \frac{1}{2} (1 + \cos \theta) \right]^{1/2} \quad (3.32)$$

$$E' = \frac{E}{2} (1 + \cos \theta) \quad (3.33)$$

Das equações 3.32 e 3.33 pode-se concluir:

- $E' = E \cos^2 \psi$
- $\cos \psi = \left[ \frac{1}{2} (1 + \cos \theta) \right]^{1/2} = \cos \frac{\theta}{2}$  o que implica  $\psi = \frac{\theta}{2}$  e portanto como  $\theta$  varia de 0 a  $\pi$ ,  $\psi$  varia somente de 0 a  $\pi/2$
- No SL, o nêutron nunca será retroespalhado pelo núcleo do hidrogênio ou seja,  $\cos \psi \geq 0$ .

Das leis de conservação de quantidade movimento e energia, deduz-se as equações 3.30 e 3.31 que determinam a nova energia do nêutron espalhado ( $E'$ ) e o cosseno do ângulo de espalhamento ( $\cos \psi$ ) no SL em função do cosseno do ângulo de espalhamento ( $\cos \theta$ ) no SCM.

A determinação do cosseno do ângulo de espalhamento ( $\cos \theta$ ) é feita usando-se o conceito de secção de choque diferencial microscópica de espalhamento elástico do núcleo ( $\sigma_s(\Omega)$ )<sup>(3)</sup>.  $\sigma_s(\Omega)$  é proporcional a probabilidade de que um nêutron interagindo com o núcleo seja espalhado elasticamente em um ângulo sólido  $d\Omega(\theta, \phi)$ .

A probabilidade total do nêutron ser espalhado em um ângulo qualquer é igual a integral de  $\sigma_s(\Omega)$  sobre toda a esfera. Isto por outro lado deve ser igual a secção de choque de espalhamento ( $\sigma_s$ ). Então:

$$\sigma_s = \int_{4\pi} \sigma_s(\Omega) d\Omega (\theta, \phi) \quad (3.34)$$

Em termos de coordenadas esféricas tem-se:

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

onde  $\theta$  e  $\phi$  representados na Figura 3.8 são:

$\phi$  = ângulo azimutal

$\theta$  = ângulo polar de espalhamento no SCN

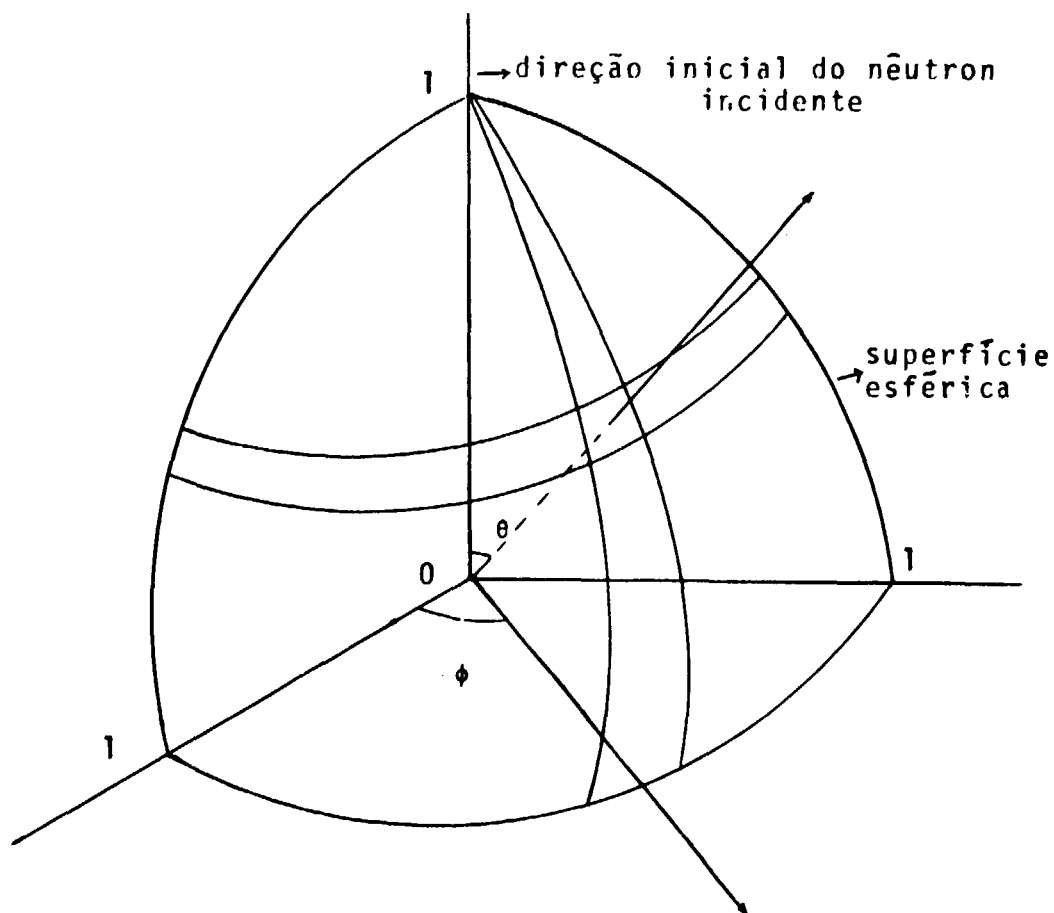


Figura 3.8 – Representação do Ângulo Azimutal e do Ângulo Polar de Espalhamento

Considerando  $\sigma_s(\theta)$  independente de  $\phi$  tem-se:

$$\sigma_s = 2\pi \int_{\theta=0}^{\pi} \sigma_s(\theta) \sin \theta \, d\theta \quad (3.35)$$

fazendo  $\mu = \cos\theta$  tem-se:

$$\sigma_s = 2\pi \int_{-1}^1 \sigma_s(\mu) \, d\mu \quad (3.36)$$

Disto segue que  $f(\mu) = 2\pi\sigma_s(\mu)/\sigma_s$  é a função densidade de probabilidade para espalhamento elástico na direção  $\theta$  da direção de espalhamento no SCM.

Portanto usando-se o Método de Monte Carlo pode-se escrever:

$$R = \int_{-1}^{\mu} f(\mu) \, d\mu \quad -1 \leq \mu \leq 1$$

$$R = \int_{-1}^{\mu} \frac{2\pi\sigma_s(\mu)}{\sigma_s} \, d\mu \quad (3.37)$$

onde R é um número ao acaso entre (0 e 1)

Da suposição de espalhamento isotrópico no SCM pode-se escrever:

$$\sigma_s(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} \quad (3.38)$$

que substituindo na equação (3.37) fornece:

$$R = \frac{1}{2} (\mu + 1) \quad \text{ou}$$

$$\mu = 2R - 1 \quad (3.39)$$

Portanto a determinação de  $\mu = \cos\theta$  é feita por meio da geração do número ao acaso  $R$  que substituindo nas equações 3.32 e 3.33 fornece respectivamente:

$$\cos \psi = \sqrt{R} \quad (3.40)$$

$$E' = E \times R \quad (3.41)$$

de onde se conclui que o espalhamento no SL é uma distribuição em cosseno.

### 3.7 – Rotação de Coordenadas: Escolha dos Novos Cossenos Diretores<sup>(24)</sup>

Os novos cossenos diretores do nêutron espalhado são calculados por meio do diagrama mostrado na Figura 3.9, onde:  $\cos \psi$  é obtido como indicado na equação 3.40 do capítulo 3.6;  $\phi$  é o ângulo azimutal; e  $\cos \alpha$ ,  $\cos \beta$ ,  $\cos \gamma$ , são cossenos diretores do nêutron incidente.

Como vemos, os novos cossenos diretores são funções do cosseno e seno do ângulo azimutal  $\phi$  representado na Figura 3.10.

Então, se  $\phi$  é o ângulo azimutal e  $R_1$  e  $R_2$  são dois números ao acaso uniformemente distribuídos no intervalo entre 0 e 1, pode-se selecionar  $\sin \phi$  e  $\cos \phi$  utilizando o método mostrado no diagrama da Figura 3.3 do Capítulo 3.1.2.

Esta seleção também pode ser feita escolhendo-se  $\phi$  ao acaso de uma distribuição uniforme no intervalo  $[0, 2\pi]$  por meio da relação  $\phi = 2\pi R_1$ , onde  $R_1$  é um número escolhido ao acaso uniformemente distribuído no intervalo entre 0 e 1.

Depois seria necessário fazer o cálculo das funções trigonométricas seno e cosseno de  $\phi$ .

Este segundo método geralmente não é usado pois, o consumo de tempo de computação comparado com o método desenvolvido por Von Neumann é muito grande.

### 3.8 – Cálculo da Energia e Direção do Próton Espalhado

No capítulo 3.6 usando as leis de conservação de energia e quantidade de movimento para o espalhamento elástico do nêutron pelo núcleo de hidrogênio chegou-se as seguintes conclusões:

- a)  $E' = E \cos^2 \psi$  onde  $\psi$  = ângulo de espalhamento no SL. Conforme Figura 3.6 do capítulo 3.6.
- b) No SL, o nêutron nunca é retroespalhado pelo núcleo de hidrogênio, ou seja,  $\cos \psi \geq 0$ .
- c)  $\cos \psi = \sqrt{R}$   
onde  $R$  é um número ao acaso uniformemente distribuído entre 0 e 1.
- d)  $E' = E \times R$   
onde  $E$  e  $E'$  são as energias do nêutron no SL antes e após a colisão.

Os itens a, b, c e d juntamente com a relação  $E = E' + E_p$  fornecida da conservação de energia no espalhamento elástico, onde  $E$  e  $E'$  são as energias do nêutron respectivamente antes e após a colisão e  $E_p$  é a energia do próton espalhado, permitem escrever:

$$E_p = E - E' = E - E \times R \quad E_p = E(1 - R)$$

e supondo que a massa do nêutron é igual a massa do próton pelas leis de conservação pode-se provar que

$$\psi + \psi_p = 90^\circ \quad (3.42)$$

onde  $\psi_p$  = ângulo de espalhamento do próton no SL.

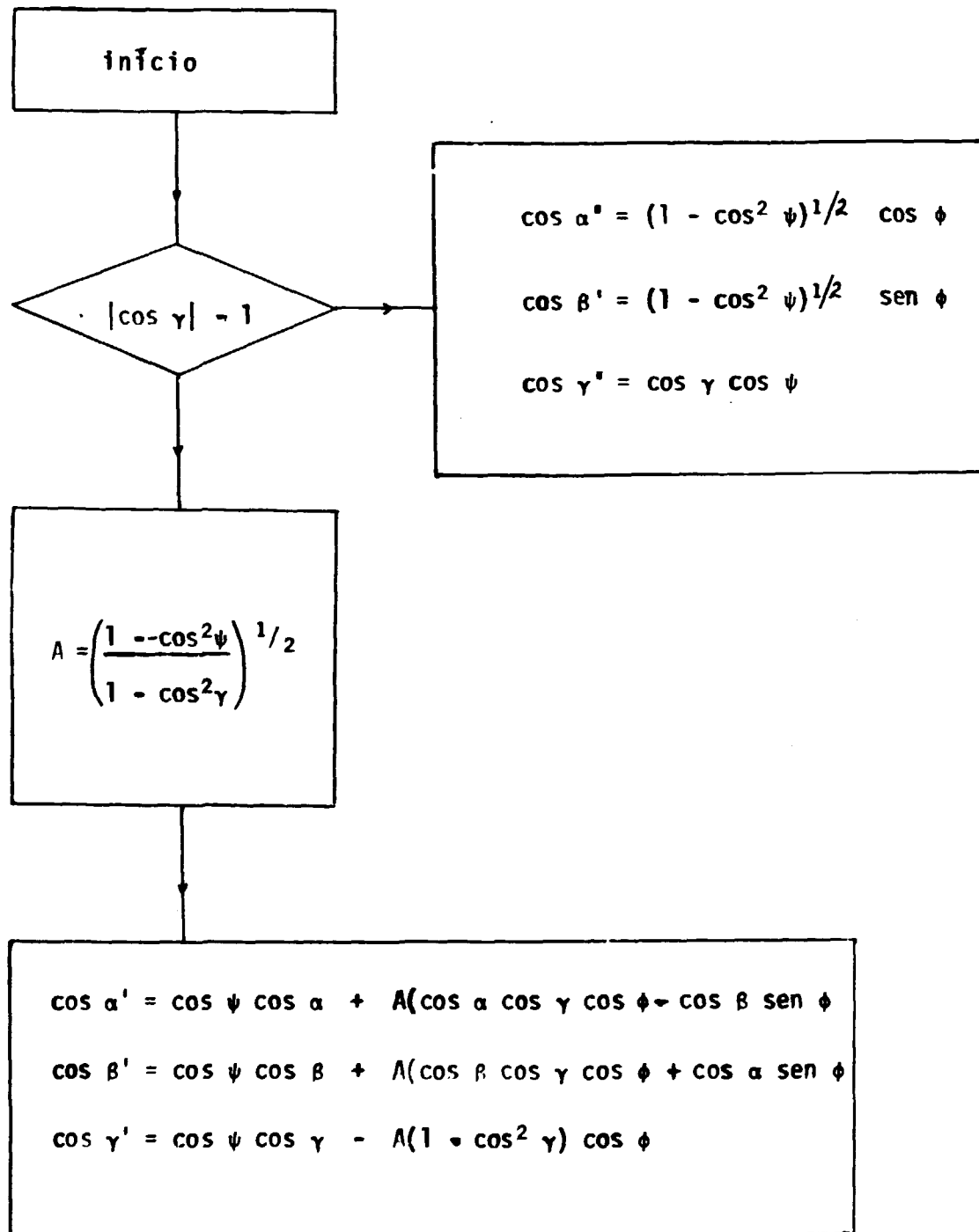


Figura 3.9 – Rotação de Coordenadas para Obter os Cossenos Diretores de um Nêutron Espelhado<sup>(24)</sup>

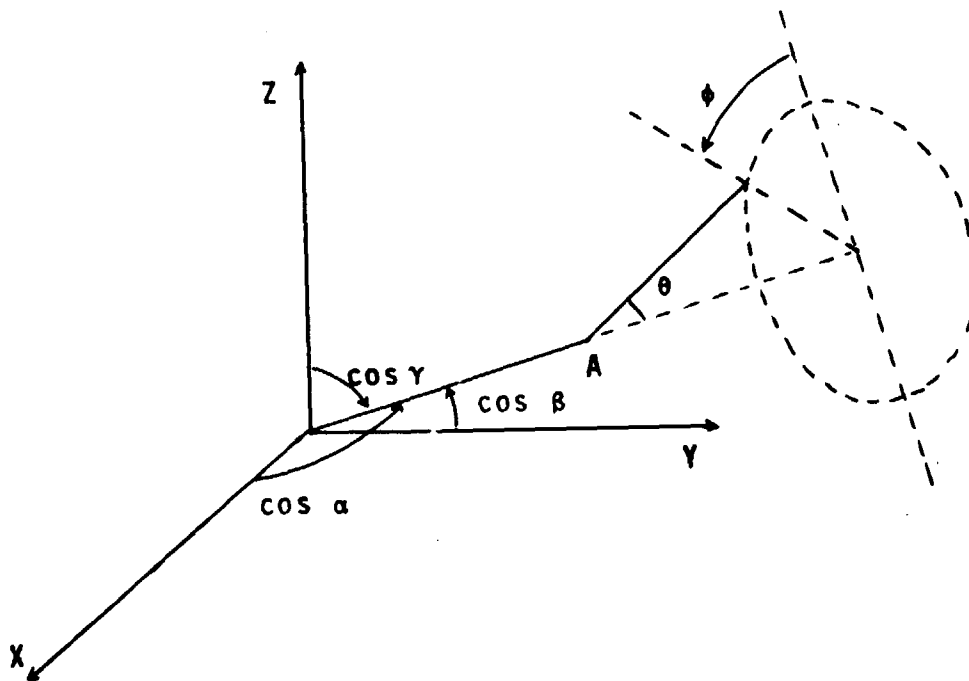


Figura 3.10 -  $\theta$  = Ângulo Polar de Espalhamento ; A = Local da Primeira Colisão ;  $\cos \alpha$ ,  $\cos \beta$ ,  $\cos \gamma$  = Cossenos Diretores Iniciais ;  $\phi$  = Ângulo Azimutal



Portanto da equação 3.42 tira-se

$$\cos \psi_p = \cos(\pi/2 - \psi) = \sin \psi$$

$$\cos \psi_p = (1 - \cos^2 \psi)^{1/2}$$

Mas, da conclusão c deste capítulo ou equação (3.40) do capítulo 3.6 que fornece  $\cos \psi = \sqrt{R}$  pode-se escrever:

$$\cos \psi_p = (1 - R)^{1/2} \quad (3.43)$$

onde R é um número ao acaso distribuído uniformemente entre 0 e 1.

A escolha dos novos cossenos diretores, do próton espalhado é feita também utilizando o método mostrado no diagrama da Figura 3.9 do capítulo 3.7, substituindo  $\cos \psi$  por  $\cos \psi_p$  e  $\cos \phi$  e  $\sin \phi$  respectivamente por  $-\cos \phi$  e  $-\sin \phi$ .

### 3.9 – Cálculo da Energia do Próton Dissipada no Detector

#### 3.9.1 – Cálculo de $dE/dx$ , para o Cintilador Líquido NE-213 em Função da Energia do Próton

De acordo com a regra de aditividade de Bragg<sup>(14)</sup> o poder de freamento de um composto de peso molecular M, contendo  $N_i$  átomos de peso atômico  $A_i$ , é dado pela fórmula:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{composto}} = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad (3.44)$$

onde  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_i$  é o poder de freamento do elemento puro i.

No caso do cintilador NE-213, que possui uma razão de número de átomos de hidrogênio para número de átomos de carbono igual a 1.213<sup>(15)</sup>, tem-se:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{NE-213}} = 0,0918 \left(\frac{dE}{dx}\right)_H + 0,9082 \left(\frac{dE}{dx}\right)_C \quad (3.45)$$

Esta fórmula foi usada para calcular o poder de freamento do NE-213 em função da energia do próton usando os poderes de freamento do Hidrogênio e Carbono em função da energia do próton existentes na literatura<sup>(14)</sup>.

Os resultados obtidos por meio do cálculo são os relacionados na Tabela III.1.

Tabela III.1

Valores de  $(dE/dx)$  em Função da Energia do Próton ( $E_p$ )  
para o Hidrogênio (H), Carbono (C) e NE-213

$E_p$ (MeV)	$(dE/dx)_H$ MeV/mg cm <sup>2</sup>	$(dE/dx)_C$ MeV/mg cm <sup>2</sup>	$(dE/dx)_{NE-213}$ MeV/mg cm <sup>2</sup>
0,0126	0,792	0,288	0,334
0,0403	1.244	0,509	0,577
0,1008	1.610	0,628	0,716
0,1612	1.837	0,632	0,743
0,2016	1.919	0,614	0,734
0,2519	1.962	0,580	0,707
0,4031	1.839	0,478	0,603
0,5039	1.678	0,423	0,538
1.0078	0,938	0,253	0,316
2.0156	0,460	0,144	0,173
3.2250	0,278	0,100	0,116
4.0132	0,223	0,084	0,097
5.0390	0,182	0,071	0,081
6.0468	0,155	0,061	0,070
7.0546	0,137	0,054	0,062
8.0624	0,122	0,049	0,0561
9.0702	0,111	0,045	0,051
10.078	0,102	0,041	0,047
11.086	0,094	0,038	0,043
12.094	0,087	0,036	0,041

### 3.9.2 – Cálculo do Alcance do Próton, em Função de sua Energia, no Cintilador Orgânico Líquido NE-213

Os valores do alcance do próton foram obtidos pela integração<sup>(14)</sup>:

$$R(E) = \int_0^E \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (3.46)$$

a qual foi feita analiticamente para obter o alcance em 0,0126 MeV e numericamente para as 24 energias mais altas. A integração analítica para  $0 \leq E \leq 0,0126$  MeV foi feita supondo a dependência  $-\frac{dE}{dx} = KE^{1/2}$  com a constante  $K$  sendo determinada usando o poder de freamento relacionado na Tabela III.1 para  $E_p = 0,0126$  MeV.

A integração numérica para os 24 valores de energia mais altas foi efetuada usando a regra de Simpson<sup>(16)</sup>. Os valores calculados estão relacionados na Tabela III.2.

### 3.9.3 – Cálculo da Distância que o Próton Percorreu Dentro do Detector

Chamando de  $R_p$  o alcance do próton no cintilador em função da energia,  $T$  a distância do ponto de espalhamento do próton a borda do cintilador e tendo como referência a Figura 3.11 pode-se escrever:

$$\begin{aligned} a - \quad X &= X_0 + T \cos \alpha \\ b - \quad Y &= Y_0 + T \cos \beta \\ c - \quad Z &= Z_0 + T \cos \gamma \end{aligned} \quad (3.47)$$

onde  $x, y, z$  são as coordenadas do ponto na superfície curva onde termina  $T$ .

$x_0, y_0, z_0$  são as coordenadas do ponto onde o próton é espalhado.

$\alpha, \beta, \gamma$  são os ângulos que a direção de espalhamento do próton forma respectivamente com os eixos  $x, y, z$ .

Da equação 3.47, chamando  $R_a$  o raio do cintilador e  $L$  sua altura, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} R_a^2 &= X^2 + Y^2 = (X_0 + T \cos \alpha)^2 + (Y_0 + T \cos \beta)^2 \\ R_a^2 &= X_0^2 + 2 X_0 T \cos \alpha + T^2 \cos^2 \alpha + Y_0^2 + 2 T \cos \beta + T^2 \cos^2 \beta = \\ &T^2 (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta) + T(2 X_0 \cos \alpha + 2 Y_0 \cos \beta) + (X_0^2 + Y_0^2 - R_a^2) = 0 \\ \Delta &= 4 [(X_0 \cos \alpha + Y_0 \cos \beta)^2 + (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta) (X_0^2 + Y_0^2 - R_a^2)] \quad (3.48) \\ T &= \frac{-(2 X_0 \cos \alpha + 2 Y_0 \cos \beta) + \sqrt{\Delta}}{2(\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta)} \end{aligned}$$

Tabela III.2

Alcance de Próton em Função da Energia no  
Cintilador Orgânico Líquido NE-213

energia dos prótons (MeV)	$(dE/dx)_{NE-213}$ MeV/mg cm <sup>2</sup>	Alcance (mg/cm <sup>2</sup> )	alcance (cm)
0,0126	0,334	0,075	$0,008 \times 10^{-2}$
0.020	0,421	0,095	$0,010 \times 10^{-2}$
0.060	0.652	0.167	$0,019 \times 10^{-2}$
0.10	0.715	0.225	$0,026 \times 10^{-2}$
0.14	0.739	0.280	$0,032 \times 10^{-2}$
0.18	0.741	0.334	$0,038 \times 10^{-2}$
0.22	0,725	0.389	$0,044 \times 10^{-2}$
0.26	0.703	0.445	$0,050 \times 10^{-2}$
0.30	0.685	0.502	$0,057 \times 10^{-2}$
0.34	0.670	0.561	$0,064 \times 10^{-2}$
0.38	0.619	0.624	$0,071 \times 10^{-2}$
0.42	0.592	0.690	$0,078 \times 10^{-2}$
0.46	0.566	0.759	$0,086 \times 10^{-2}$
0.50	0.541	0.832	$0,094 \times 10^{-2}$
1.50	0.219	3.996	$0,454 \times 10^{-2}$
2.50	0.146	9.730	$1,105 \times 10^{-2}$
3.50	0.108	17.776	$2,020 \times 10^{-2}$
4.50	0.089	28.063	$3,189 \times 10^{-2}$
5.50	0.075	40.309	$4,580 \times 10^{-2}$
6.50	0,066	54.543	$6,198 \times 10^{-2}$
7.50	0.059	70.707	$8,035 \times 10^{-2}$
8.50	0.054	88.550	$10,062 \times 10^{-2}$
9.50	0.049	108.020	$12,275 \times 10^{-2}$
10.50	0.045	129.296	$14,693 \times 10^{-2}$
11.50	0.042	152.151	$17,290 \times 10^{-2}$

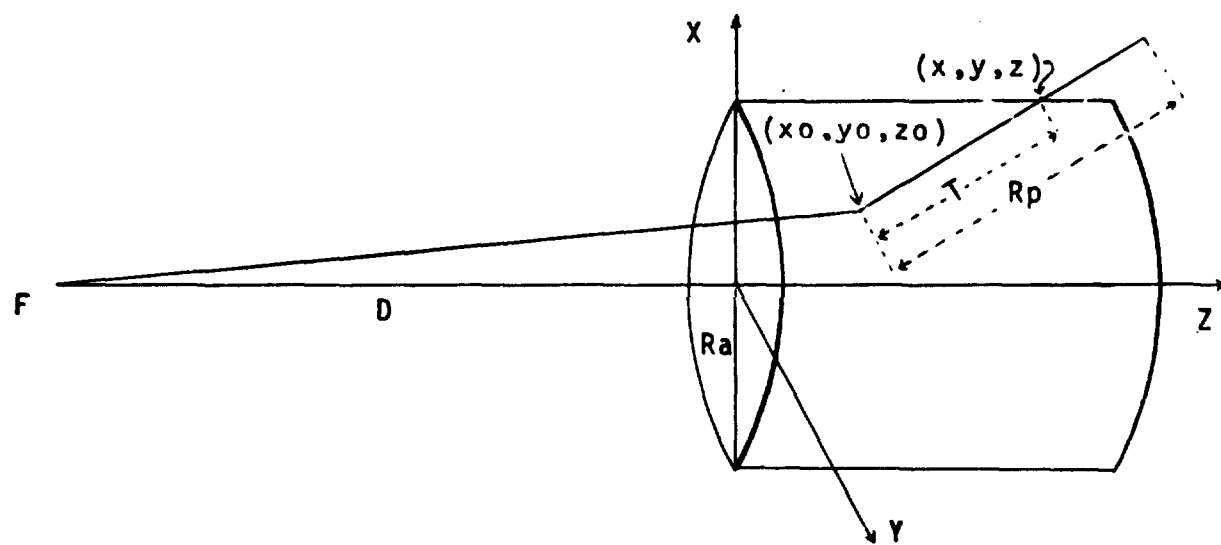


Figura 3.11 — Representação Geral da Direção de Espalhamento do Próton

que é o valor de T para que  $X^2 + Y^2 = R_a^2$ , ou seja, é o valor da distância do ponto de espalhamento do próton à borda lateral do cintilador (superfície curva do cintilador cilíndrico).

Com respeito a distância percorrida pelo próton, existem três possibilidades:

- 1) O próton não escapa do cilindro que constitui o cintilador e portanto dissipa toda sua energia no mesmo, e, conseqüentemente  $T > R_p$
- 2) O próton escapa do cintilador por uma de suas faces planas. Então substituindo-se a equação 3.48 na equação 3.47c tira-se o valor de z. Se  $z < 0$ , faz-se  $z = 0$  na equação 3.47c e tem-se:

$$T = -Z_0 / \cos \gamma \quad (3.49)$$

Se  $z > L$  faz-se  $z = L$  na equação 3.47 c e tem-se:

$$T = (L - Z_0) / \cos \gamma \quad (3.50)$$

- 3) O próton escapa do cintilador pela superfície curva. Então T é calculado pela equação 3.48.

Se o próton de recuo adquire energia menor que 1,5 MeV, em conseqüência do seu curto alcance no NE-213, ela é considerada ser totalmente absorvida no cintilador.

Quando o próton escapa do cintilador, calcula-se a parcela da energia gasta no mesmo fazendo-se diferença entre a energia total adquirida pelo próton espalhado e a energia não gasta no cintilador.

Esses cálculos são efetuados pela sub-rotina EDIDET que utiliza os dados da Tabela III.2 do capítulo 3.9.2 e o método de interpolação de Lagrange<sup>(11)</sup>.

### 3.10 – Cálculo da Energia e Direção dos Produtos da Reação e do Nêutron Oriundo da Interação Nêutron-Carbono

No intervalo de energia considerado, 15 KeV a 10 MeV, a interação do nêutron com o núcleo do carbono pode ocorrer de 4 maneiras diferentes. As reações possíveis de ocorrer estão relacionadas na Tabela II.1 do capítulo 2.2.

Neste intervalo de energia, qualquer que seja o tipo de interação ocorrido, os alcances do núcleo de carbono de recuo, do núcleo de Berílio de recuo e das partículas alfa, no NE-123 são curtos e portanto suas energias são consideradas serem totalmente dissipadas no detector.

No cálculo das energias e direções dos produtos dessas reações, foi considerado ocorrer espalhamento isotrópico no SCM. Isto é considerado uma boa aproximação desde que não se trabalhe com energia acima de 10 MeV. Deve-se também levar em conta a grande economia de tempo de computação quando se faz esta aproximação em relação ao cálculo considerando espalhamento anisotrópico no SCM.

### 3.10.1 – Espalhamento Elástico do Nêutron com o Núcleo do Carbono

Aplicando-se o princípio da conservação de quantidade de movimento e energia, mostra-se que existe uma dependência entre o ângulo de espalhamento e a energia do nêutron antes e depois da colisão elástica com o núcleo alvo. Essa dependência é representada, conforme equações 3.30 e 3.31, como sendo:

$$\cos \psi = \frac{A \cos \theta + 1}{(A^2 + 2 A \cos \theta + 1)^{1/2}} \quad (3.30)$$

$$E' = E \frac{A^2 + 2 A \cos \theta + 1}{(A + 1)^2} \quad (3.31)$$

onde:  $\psi$  e  $\theta$  são ângulos entre as direções de movimentos antes e depois de uma colisão, respectivamente no SL e SCM.

$E$  e  $E'$  são as energias do nêutron no SL antes e após a colisão.

$A$  é o número de massa do átomo alvo, considerado igual a 12 para o carbono.

Conforme a equação 3.39 do capítulo 3.6, a determinação do  $(\cos \theta)$  é feita por meio da geração de um número ao acaso distribuído uniformemente no intervalo entre 0 e 1.

A energia do nêutron espalhado é determinada substituindo-se o valor de  $\cos \theta$  e  $A = 12$  na equação 3.31.

A energia do carbono espalhado  $E_c$  é calculada por:

$$E_c = E - E' \quad (3.51)$$

Os novos cossenos diretores do nêutron espalhado são calculados usando o diagrama mostrado na Figura 3.9 capítulo 3.7.

### 3.10.2 – Espalhamento Inelástico do Nêutron com o Núcleo do Carbono

Das leis de conservação<sup>(4)</sup> deduz-se que:

$$\sqrt{E'} = V + \sqrt{V^2 + W} \quad (3.52)$$

onde:

$$V = \frac{\sqrt{M_n M_n E}}{(M_n + M_c)} \cos \psi \quad (3.53)$$

$$W = \frac{M_c Q + E (M_c - M_n)}{M_n + M_c} \quad (3.54)$$

$$E_c = E - E' + Q \quad (3.55)$$

$$\cos \psi = \pm \frac{(c + \cos \theta)}{(1 + c^2 + 2 c \cos \theta)^{1/2}} \quad (3.56)$$

$$C = \frac{1}{M_c} \frac{\sqrt{E}}{\sqrt{E - ETH}} \quad (3.57)$$

onde: as variáveis  $E$ ,  $E'$ ,  $\psi$  e  $\theta$  foram definidas no capítulo 3.10.1.  $M_n$  e  $M_c$  são respectivamente as massas do nêutron e núcleo do carbono.

$E_c$  é a energia do carbono espalhado

$Q$  é o valor da energia disponível na reação e é igual a 4.43 MeV.

$ETH$  é a energia limiar para que ocorra a reação. Seu valor é igual a 4.8 MeV.

A determinação de  $\cos \theta$  é feita como o foi no capítulo 3.10.1.

Substituindo adequadamente estes valores nas equações 3.52, 3.53, 3.54, 3.55, 3.56 e 3.57, mostradas acima, calcula-se os valores da energia de recuo do núcleo do carbono dissipada no detector e a energia do nêutron espalhado.

Os novos cossenos diretores do nêutron espalhado são calculados usando o diagrama mostrado na Figura 3.9 do capítulo 3.7.

### 3.10.3 – Reação $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$

Das leis de conservação<sup>(4)</sup> deduz-se que:

$$E_\alpha = (E - Q) (B + D + 2\sqrt{A \times C} \mu) \quad (3.58)$$

$$E_{Be} = (E - Q) (A + C - 2\sqrt{A \times C} \mu) \quad (3.59)$$

$$\mu = \cos \theta$$

$$A = \frac{M_n M_{Be}}{(M_n + M_c) (M_\alpha + M_{Be})} \frac{E}{(E - Q)} \quad (3.60)$$

$$B = \frac{M_n M_\alpha}{(M_n + M_c) (M_\alpha + M_{Be})} \frac{E}{(E - Q)} \quad (3.61)$$

$$C = \frac{M_c M_\alpha}{(M_n + M_c) (M_\alpha + M_{Be})} \frac{M_n Q}{M_c (E - Q)} \quad (3.62)$$



$$D = \frac{M_c M_{Be}}{(M_n + M_c) (M_\alpha + M_{Be})} \frac{M_n Q}{M_c (E - Q)} \quad (3.63)$$

onde

$E_\alpha$  é a energia no SL da partícula alfa que é produto da reação.

$E_{Be}$  é a energia no SL do núcleo de berílio que é produto da reação.

$E$  é a energia no SL do nêutron incidente.

$Q$  é o valor da energia disponível na reação que é igual a  $-5,71$  MeV.

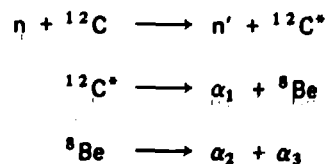
$M_n, M_c, M_\alpha, M_{Be}$  são respectivamente as massas do nêutron, considerada igual a um, massa do carbono considerada igual a 12, da partícula alfa considerada igual a 4, e do núcleo de berílio considerada igual a 9.

A determinação de  $\cos \theta$  é feita como o foi no capítulo 3.10.1.

Substituindo adequadamente estes valores nas equações citadas acima, calcula-se as energias dos produtos da reação ou seja as energias do núcleo de berílio e da partícula alfa dissipadas no detector.

#### 3.10.4 – Reação $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$

O esquema da reação é:



e os valores de  $Q$  primários são usados com as seguintes porcentagens:

Valor de $Q$ (MeV)	%	Energia limiar (MeV)
9.63 .....	37.93 .....	10.42
11.1 .....	5.14 .....	12.01
12.73 .....	56.93 .....	13.8

Usando-se as leis de conservação calcula-se a energia do nêutron espalhado,  $E'$ , e o cosseno de  $\psi$  como foi feito no capítulo 3.10.2.

A partir destes valores e aplicando-se as leis de conservação tira-se:

$$E_c = E - E' + Q_1 \quad (3.64)$$

$$E_{\alpha 1} = \frac{Q_2 M_{Be}}{M_{\alpha 1} + M_{Be}} \quad (3.65)$$

$$E_{Be} = Q_2 - E_{\alpha 1} \quad (3.66)$$

$$E_{\alpha 2} = Q_3 \frac{M_{\alpha 3}}{M_{\alpha 2} + M_{\alpha 3}} \quad (3.67)$$

$$E_{\alpha 3} = Q_3 - E_{\alpha 2} \quad (3.68)$$

onde  $Q_1$  é um dos valores de  $Q$  citados acima.

$$Q_2 = -Q_1 - 7.37$$

$$Q_3 = 7.37 - 7.28 = 0,09$$

$E_c$ ,  $E_{\alpha 1}$ ,  $E_{Be}$ ,  $E_{\alpha 2}$ ,  $E_{\alpha 3}$  são respectivamente as energias no SL do núcleo de carbono da primeira partícula alfa, do núcleo de berílio, da segunda partícula alfa e da terceira partícula alfa

$$M_{\alpha 1} = M_{\alpha 2} = M_{\alpha 3} = 4 \quad \text{são as massas da partícula alfa}$$

$$M_{Be} = 8 \quad \text{é a massa do núcleo de berílio}$$

Substituindo-se esses valores nas equações citadas acima, calcula-se as energias, dissipadas no detector, do núcleo de berílio e das partículas alfa.

### 3.11 – Cálculo da Emissão de Luz

O percurso total que cada nêutron efetua no interior do cintilador é seguido, e então calcula-se a energia depositada pelas partículas carregadas produzidas pelo espalhamento elástico e também pelas reações com os átomos do cintilador.

A energia de cada partícula carregada é convertida em luz, por meio das expressões citadas abaixo, e o pulso de luz ou a emissão total de luz para cada nêutron incidente é obtida somando-se a contribuição em luz de cada partícula.

As expressões que traduzem a dependência da emissão de luz com a energia da partícula carregada são as seguintes:

Para núcleos de carbono:

$$\begin{aligned} \text{Luz} &= EC \times 0,022 && \text{para } EC \leq 0,001 \text{ MeV} \\ \text{Luz} &= -0,16781870 \times 10^{-2} \times EC^4 + 0,5808893 \times 10^{-2} \times EC^3 \\ &\quad - 0,74419509 \times 10^{-2} \times EC^2 + 0,96980164 \times 10^{-2} \times EC \\ &\quad + 0,14122907 \times 10^{-3} && \text{para } 0,001 \text{ MeV} < EC \leq 1,2 \text{ MeV} \\ \text{Luz} &= 0,38471092 \times 10^{-6} \times EC^4 - 0,93532463 \times 10^{-5} \times EC^3 \\ &\quad + 0,11371963 \times 10^{-3} \times EC^2 + 0,45989829 \times 10^{-2} \times EC \\ &\quad + 0,20480607 \times 10^{-2} && \text{para } 1,2 \text{ MeV} < EC \leq 16 \text{ MeV} \end{aligned}$$

onde  $EC$  é a energia dissipada no cintilador pelo núcleo de carbono.

Para as partículas alfas:

$$\begin{aligned} \text{Luz} &= E\alpha \times 0,0285 && \text{para } E\alpha \leq 0,01 \text{ MeV} \\ \text{Luz} &= 0,70675103 \times 10^{-2} \times E\alpha^2 + 0,137811 \times 10^{-1} \times E\alpha \\ &\quad + 0,16189853 \times 10^{-3} && \text{para } 0,01 \text{ MeV} < E\alpha \leq 2,5 \text{ MeV} \\ \text{Luz} &= -0,7109317 \times 10^{-4} \times E\alpha^4 + 0,22209707 \times 10^{-2} \times E\alpha^3 \\ &\quad - 0,56109013 \times 10^{-2} \times E\alpha^2 + 0,35285464 \times 10^{-1} \times E\alpha \\ &\quad - 0,35225070 \times 10^{-2} && \text{para } 2,5 \text{ MeV} < E\alpha \leq 16 \text{ MeV} \end{aligned}$$

onde  $E_\alpha$  é a energia dissipada no cintilador pela partícula alfa.

Para prótons:

$$\begin{aligned} \text{Luz} &= E_p \times 0,35 && \text{para } E_p < 0,001 \text{ MeV} \\ \text{Luz} &= 0,32222532 \times 10^1 \times E_p^3 - 0,37637460 \times E_p^2 \\ &\quad + 0,73686092 \times 10^{-1} \times E_p + 0,29942743 \times 10^{-3} \\ &&& \text{para } 0,001 \text{ MeV} < E_p \leq 0,072 \text{ MeV} \\ \text{Luz} &= -0,35814953 \times 10^{-2} \times E_p^3 + 0,11480016 \times E_p^2 + 0,41768067 \times 10^{-1} \times E_p + \\ &\quad + 0,14129331 \times 10^{-2} && \text{para } 0,072 < E_p \leq 1,2 \text{ MeV} \\ \text{Luz} &= 0,42926031 \times 10^{-4} \times E_p^4 - 0,20524124 \times 10^{-2} \times E_p^3 \\ &\quad + 0,39720935 \times 10^{-1} \times E_p^2 + 0,2355595 \times E_p - 0,13716355 \\ &&& \text{para } 1,2 \text{ MeV} < E_p \leq 16 \text{ MeV} \end{aligned}$$

onde  $E_p$  é a energia dissipada no cintilador pelo próton.

Estas expressões foram conseguidas por meio do ajuste das curvas construídas com os dados da Tabela II.1 (Luz x energia da partícula carregada)<sup>(21)</sup>. O ajuste foi feito pelo programa FSØØ6F<sup>(18)</sup> que usa o método dos polinômios ortogonais.

Os dados de luz em função da energia, que se encontra listados na Tabela II.1 do apêndice II

são referenciados à unidade de luz padrão baseada na medida de distribuição de altura de pulso de radiação gama de 1,28 MeV do  $^{22}\text{Na}$  no NE-213<sup>(23)</sup>.

Como não existem dados disponíveis para luz produzida por núcleos de recuo do  $^8\text{Be}$  e  $^9\text{Be}$ , eles são considerados iguais aos produzidos pelo núcleo de  $^{12}\text{C}$  de mesma energia.

### 3.12 – Efeitos de Resolução

No cálculo teórico da função resposta do cintilador, por meio de método de Monte Carlo, para nêutrons monoenergéticos, não é levada em conta a variação estatística que ocorre dentro do cintilador e da fotomultiplicadora.

Esta variação, que chamamos de efeito de resolução, foi aplicada a curva teórica por meio da sub-rotina SMOOTH que rearranja as alturas de pulsos segundo uma distribuição gaussiana na forma:

$$C(j) = \sum_{i=1}^N \frac{AL(i)}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} C(i) \exp\left(-\frac{(L_j - L_i)^2}{2\sigma_i^2}\right)$$

onde: C(i) = contagem no canal i antes da aplicação da subrotina SMOOTH.

AL(i) = largura do canal i

$L_j, L_i$  = altura de pulso em luz no canal j e i respectivamente.

$\sigma_i = \Delta L / \sqrt{8 \times \ln 2}$ , onde  $\Delta L$  é a largura na metade da altura máxima de uma função gaussiana.

C(j) = contagem final do canal j depois da aplicação da subrotina SMOOTH.

No uso dessa sub-rotina é necessário fornecer informações a respeito do sistema de detecção que usa o cintilador NE-213. Neste trabalho foi usado valores de  $\sigma(L)$  determinados por Burrus et alii<sup>(2)</sup> que são:

$$\sigma(L) = 0,138 L^{0,827} \quad (L < 0,082 \text{ unidade de luz padrão})$$

$$\sigma(L) = 0,060 L^{0,494} \quad (L \geq 0,082 \text{ unidade de luz padrão})$$

## 4 – RESULTADOS OBTIDOS E CONCLUSÕES

Como teste do programa DALP (Distribuição de Altura de Pulsos) foram construídas funções respostas, do cintilador NE-213 para as duas geometrias citadas no capítulo 2.1.

As funções respostas construídas foram para nêutrons monoenergéticos de 2, 4, 5, 6, 8, 10 MeV, e seus respectivos histogramas estão representados nas Figuras 4.1 a 4.6. As Tabelas IV.1, IV.2 e IV.3 fornecem as distribuições de altura de pulsos que foram usadas na confecção dos histogramas.

O número de histórias analisadas varia com a energia do nêutron incidente, mas o número de nêutrons que interagem com o cintilador foi fixado em 20.000. Em média, o tempo de computação foi de 5,09 minutos quando se usa a geometria puntiforme e de 5,95 minutos quando se usa a geometria ambiental.

Tabela IV.1

Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons Interagem com  
o Cintilador NE-213 de 2" x 2"

Intervalo de Luz	Energia do Nêutron Incidente = 2 MeV		Energia do Nêutron Incidente = 4 MeV	
	número de eventos		número de eventos	
	geometria puntiforme	geometria ambiental	geometria puntiforme	geometria ambiental
0,0 – 0,035	7332	7312	7537	7677
0,035 – 0,070	1277	1239	633	640
0,070 – 0,105	1001	1061	511	529
0,105 – 0,140	849	856	439	432
0,140 – 0,175	796	778	381	395
0,175 – 0,210	960	910	427	445
0,210 – 0,245	770	719	341	288
0,245 – 0,280	682	746	290	280
0,280 – 0,315	835	784	289	292
0,315 – 0,350	769	764	264	282
0,350 – 0,385	823	799	293	288
0,385 – 0,420	874	889	264	262
0,420 – 0,455	1139	1150	295	272
0,455 – 0,490	1894	1004	307	296
0,490 – 0,525			272	257
0,525 – 0,560			262	272
0,560 – 0,595			266	262
0,595 – 0,630			281	259
0,630 – 0,665			256	267
0,665 – 0,70			321	282
0,70 – 0,735			287	256
0,735 – 0,770			290	282
0,770 – 0,805			275	268
0,805 – 0,840			321	303
0,840 – 0,875			294	264
0,875 – 0,910			253	287
0,910 – 0,945			269	269
0,945 – 0,980			259	276
0,980 – 1,015			268	280
1,015 – 1,05			282	285
1,05 – 1,085			301	281
1,085 – 1,12			234	266
1,12 – 1,155			290	260
1,155 – 1,19			339	297
1,19 – 1,225			362	337
1,225 – 1,26			398	358
1,26 – 1,295			415	483
1,295 – 1,33			935	972
1,33 – 1,365				
1,365 – 1,40				
1,40 – 1,435				
1,435 – 1,47				
1,47 – 1,505				
1,505 – 1,54				
1,54 – 1,575				
1,575 – 1,61				

Tabela IV.2

Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons Interagem com  
o Cintilador NE-213 de 2" x 2"

Intervalo de Luz	Energia do Nêutron Incidente = 5 MeV		Energia do Nêutron Incidente = 6 MeV	
	número de eventos		número de eventos	
	geometria puntiforme	geometria ambiental	geometria puntiforme	geometria ambiental
0,0 – 0,035	7802	7804	7969	7981
0,035 – 0,070	512	497	529	497
0,070 – 0,105	387	392	398	391
0,105 – 0,140	362	384	342	323
0,140 – 0,175	305	312	309	312
0,175 – 0,210	347	354	335	341
0,210 – 0,245	266	223	217	227
0,245 – 0,280	234	244	199	194
0,280 – 0,315	245	237	188	192
0,315 – 0,350	210	226	180	165
0,350 – 0,385	196	220	203	183
0,385 – 0,420	255	232	161	173
0,420 – 0,455	203	217	175	160
0,455 – 0,490	220	217	162	180
0,490 – 0,525	235	215	165	181
0,525 – 0,560	233	229	180	176
0,560 – 0,595	223	218	148	178
0,595 – 0,630	207	204	149	167
0,630 – 0,665	221	206	169	170
0,665 – 0,70	195	217	151	167
0,70 – 0,735	197	193	134	161
0,735 – 0,770	197	187	143	168
0,770 – 0,805	189	208	166	155
0,805 – 0,840	195	207	139	153
0,840 – 0,875	192	197	169	154
0,875 – 0,910	183	187	160	169
0,910 – 0,945	173	173	168	134
0,945 – 0,980	206	225	151	132
0,980 – 1,015	183	209	132	144
1,015 – 1,05	194	184	143	156
1,05 – 1,085	192	211	151	144
1,085 – 1,12	191	176	150	158
1,12 – 1,155	197	204	141	158
1,155 – 1,19	189	198	164	148
1,19 – 1,225	211	193	171	139

Continua . . . .

Tabela IV.2

Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons Interagem com  
o Cintilador NE-213 de 2" x 2"

(Continuação)

Intervalo de Luz	Energia do Nêutron Incidente = 5 MeV		Energia do Nêutron Incidente = 6 MeV	
	número de eventos		número de eventos	
	geometria puntiforme	geometria ambiental	geometria puntiforme	geometria ambiental
1.225 – 1.26	197	195	154	155
1.26 – 1.295	213	200	157	161
1.295 – 1.33	178	204	145	145
1.33 – 1.365	203	207	138	154
1.365 – 1.40	205	200	155	139
1.40 – 1.435	199	204	141	134
1.435 – 1.47	213	208	132	131
1.47 – 1.505	187	170	176	140
1.505 – 1.54	214	202	143	123
1.54 – 1.575	195	194	154	169
1.575 – 1.61	218	206	144	128
1.61 – 1.645	188	213	132	168
1.645 – 1.68	231	243	138	149
1.68 – 1.715	292	232	130	130
1.715 – 1.750	336	310	151	144
1.750 – 1.785	378	353	140	141
1.785 – 1.82	607	660	164	145
1.82 – 1.855			139	145
1.855 – 1.89			148	145
1.89 – 1.925			165	129
1.925 – 1.96			150	148
1.96 – 1.995			142	154
1.995 – 2.03			138	156
2.03 – 2.065			173	158
2.065 – 2.10			150	160
2.10 – 2.135			180	174
2.135 – 2.17			170	176
2.17 – 2.205			153	193
2.205 – 2.24			197	198
2.24 – 2.75			226	247
2.75 – 2.31			356	368
2.31 – 2.345			409	363
2.345 – 2.38				
2.38 – 2.415				
2.415 – 2.45				

Tabela IV.3

Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons Interagem com  
o Cintilador NE-213 de 2" x 2"

Intervalo de Luz	Energia do Nêutron Incidente = 8 MeV		Energia do Nêutron Incidente = 10 MeV	
	número de eventos		número de eventos	
	geometria puntiforme	geometria ambiental	geometria puntiforme	geometria ambiental
0,00 – 0,035	8360	8282	8758	8683
0,035 – 0,070	568	600	349	370
0,070 – 0,105	288	276	312	271
0,105 – 0,140	204	200	238	249
0,140 – 0,175	202	184	207	192
0,175 – 0,210	219	248	177	172
0,210 – 0,245	192	156	145	129
0,245 – 0,280	165	169	121	148
0,280 – 0,315	177	169	112	128
0,315 – 0,350	175	146	122	128
0,350 – 0,385	122	163	139	112
0,385 – 0,420	152	152	126	105
0,420 – 0,455	161	122	139	144
0,455 – 0,490	145	132	141	113
0,490 – 0,525	145	157	109	107
0,525 – 0,560	137	142	87	114
0,560 – 0,595	145	134	119	104
0,595 – 0,630	114	152	114	95
0,630 – 0,665	140	120	81	110
0,665 – 0,70	123	120	132	99
0,70 – 0,735	120	123	98	94
0,735 – 0,770	110	121	92	104
0,770 – 0,805	130	124	114	100
0,805 – 0,840	124	129	89	96
0,840 – 0,875	101	101	94	111
0,875 – 0,910	100	118	111	91
0,910 – 0,945	106	114	98	87
0,945 – 0,980	104	110	94	85
0,980 – 1,015	90	108	94	85
1,015 – 1,05	100	92	83	84
1,05 – 1,085	101	120	105	97
1,085 – 1,12	95	100	85	104
1,12 – 1,155	114	100	87	93
1,155 – 1,19	96	106	94	85
1,19 – 1,225	108	110	75	88

Continua...



Tabela IV.3

Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons Interagem com  
o Cintilador NE-213 de 2" x 2"

(Continuação)

Intervalo de Luz	Energia do Nêutron Incidente = 8 MeV		Energia do Nêutron Incidente = 10 MeV	
	número de eventos		número de eventos	
	geometria puntiforme	geometria ambiental	geometria puntiforme	geometria ambiental
1.225 – 1.26	91	108	76	80
1.26 – 1.295	101	110	86	109
1.295 – 1.33	117	102	79	75
1.33 – 1.365	97	94	92	78
1.365 – 1.40	107	85	59	85
1.40 – 1.435	105	80	73	84
1.435 – 1.47	89	98	67	89
1.47 – 1.505	81	103	89	80
1.505 – 1.54	83	97	81	85
1.54 – 1.575	101	88	74	78
1.575 – 1.61	93	100	81	82
1.61 – 1.645	97	80	73	70
1.645 – 1.68	99	87	82	79
1.68 – 1.715	99	100	71	77
1.715 – 1.750	95	100	80	76
1.750 – 1.785	89	99	74	78
1.785 – 1.82	105	97	71	75
1.82 – 1.855	105	107	72	79
1.855 – 1.89	92	103	63	75
1.89 – 1.925	84	109	78	56
1.925 – 1.96	79	111	85	61
1.96 – 1.995	93	96	57	56
1.995 – 2.03	96	92	70	59
2.03 – 2.065	92	88	58	72
2.065 – 2.10	91	88	61	66
2.10 – 2.135	84	87	60	58
2.135 – 2.17	84	83	67	62
2.17 – 2.205	96	95	42	63
2.205 – 2.24	112	81	67	67
2.24 – 2.275	104	74	70	67
2.275 – 2.31	81	86	66	71
2.31 – 2.345	98	103	61	69
2.345 – 2.38	94	92	69	75
2.38 – 2.415	97	103	69	74
2.415 – 2.45	86	84	65	83

Continua...

Tabela IV.3

Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons Interagem com  
o Cintilador NE-213 de 2" x 2"

(Continuação)

Intervalo de Luz	Energia do Nêutron Incidente = 8 MeV		Energia do Nêutron Incidente = 10 MeV	
	número de eventos		número de eventos	
	geometria puntiforme	geometria ambiental	geometria puntiforme	geometria ambiental
2.45 - 2.485	94	99	64	58
2.485 - 2.52	81	76	55	82
2.52 - 2.555	104	98	60	77
2.555 - 2.59	85	105	61	65
2.59 - 2.625	87	83	68	82
2.625 - 2.66	103	98	52	83
2.66 - 2.695	91	89	61	55
2.695 - 2.73	90	78	71	78
2.73 - 2.765	106	88	76	71
2.765 - 2.80	89	91	67	62
2.80 - 2.835	95	81	64	62
2.835 - 2.87	94	93	58	53
2.87 - 2.905	91	89	61	54
2.905 - 2.94	72	109	54	50
2.94 - 2.975	93	81	61	67
2.975 - 3.01	97	115	46	52
3.01 - 3.045	84	105	83	63
3.045 - 3.08	94	106	64	67
3.08 - 3.115	110	109	62	58
3.115 - 3.15	102	92	67	63
3.15 - 3.185	115	104	60	73
3.185 - 3.22	108	126	74	64
3.22 - 3.255	98	105	62	64
3.255 - 3.29	117	109	71	66
3.29 - 3.325	119	135	68	81
3.325 - 3.36	162	150	59	64
3.36 - 3.395	209	214	52	63
3.395 - 3.43	361	363	68	58
3.43 - 3.465			72	68
3.465 - 3.5			73	65
3.5 - 3.535			72	77
3.535 - 3.57			63	63
3.57 - 3.605			63	60
3.605 - 3.64			60	56
3.64 - 3.675			66	60

Continua...

Tabela IV.3

Distribuição de Luz Emitida Quando Nêutrons Interagem com  
o Cintilador NE-213 de 2" x 2"

(Continuação)

Intervalo de Luz	Energia do Nêutron Incidente = 8 MeV		Energia do Nêutron Incidente = 10 MeV	
	número de eventos		número de eventos	
	geometria puntiforme	geometria ambiental	geometria puntiforme	geometria ambiental
3.675 – 3.71			65	78
3.71 – 3.745			74	58
3.745 – 3.78			53	85
3.78 – 3.815			61	59
3.815 – 3.85			62	58
3.85 – 3.885			59	68
3.885 – 3.92			68	78
3.92 – 3.955			48	65
3.955 – 3.99			61	47
3.99 – 4.025			65	51
4.025 – 4.06			57	78
4.06 – 4.095			74	58
4.095 – 4.13			66	66
4.13 – 4.165			68	90
4.165 – 4.20			69	73
4.20 – 4.235			74	69
4.235 – 4.27			71	61
4.27 – 4.305			70	75
4.305 – 4.34			65	84
4.34 – 4.375			82	73
4.375 – 4.41			99	75
4.41 – 4.445			95	97
4.445 – 4.48			99	94
4.48 – 4.515			124	111
4.515 – 4.55			159	149
4.55 – 4.585			246	247
4.585 – 4.62				
4.62 – 4.655				
4.655 – 4.69				
4.69 – 4.725				
4.725 – 4.76				
4.76 – 4.795				
4.795 – 4.83				

Os dados de entrada para estes testes, independentemente da geometria usada foram:

R = 2.540 cm  
 AL = 5.650 cm  
 D = 100 cm  
 NT = 20.000 histórias  
 EC = 0,150E - 04 MeV  
 NCA = 200 canais  
 IX = 12357  
 ANC = 0,4011E - 01  
 ANH = 0,4864E - 01  
 N = 0  
 ALUZ = 7.0

Os significados das variáveis R, AL, D, NT, ED, NCA, IX, ANC, ANH, N e ALUZ estão especificados no capítulo 5.1.

Dos histogramas mostrados nas Figuras 4.1 a 4.6 pode-se observar um acúmulo maior de eventos nos canais correspondentes a altura de pulsos mais altos e nos canais correspondentes a altura de pulsos mais baixos.

A distribuição de altura de pulsos tem essas características por dois motivos:

- a) relacionamento não linear entre a energia das partículas carregadas dissipadas no cintilador e a luz emitida.
- b) Múltiplo espalhamento do nêutron com o núcleo do hidrogênio.

Da Figura 1.2 do capítulo 1, nota-se que mesmo quando o núcleo de carbono de recuo dissipa grande quantidade de energia no cintilador, a quantidade de luz emitida é pequena. Portanto o acúmulo de eventos dos canais correspondentes a altura de pulsos baixos é consequência da interação do nêutron com o núcleo de carbono.

Quando ocorre múltiplo espalhamento do nêutron com átomos de hidrogênio, prótons de recuo são produzidos numa sucessão tão rápida que são registrados como único evento, isto é, o pulso de luz registrado é correspondente a soma das energias dos vários prótons de recuo. Portanto o acúmulo de eventos nos canais correspondentes a altura de pulsos altos é consequência da múltipla interação com o núcleo de hidrogênio.

Das Figuras 4.1 a 4.6 pode-se notar também que para nêutrons incidentes de energia mais baixa existe uma predominância de acúmulo de eventos nos canais correspondentes a altura de pulsos alfa. Isto é verificado porque para energias baixas a quantidade de múltiplo espalhamento do nêutron com o átomo de hidrogênio é grande.

A medida que a energia dos nêutrons incidentes vai aumentando, ocorre o deslocamento deste maior acúmulo de eventos para os canais de altura de pulsos baixas. A explicação disto é que para energias mais altas a quantidade de múltiplos espalhamentos é menor e o relacionamento não linear,

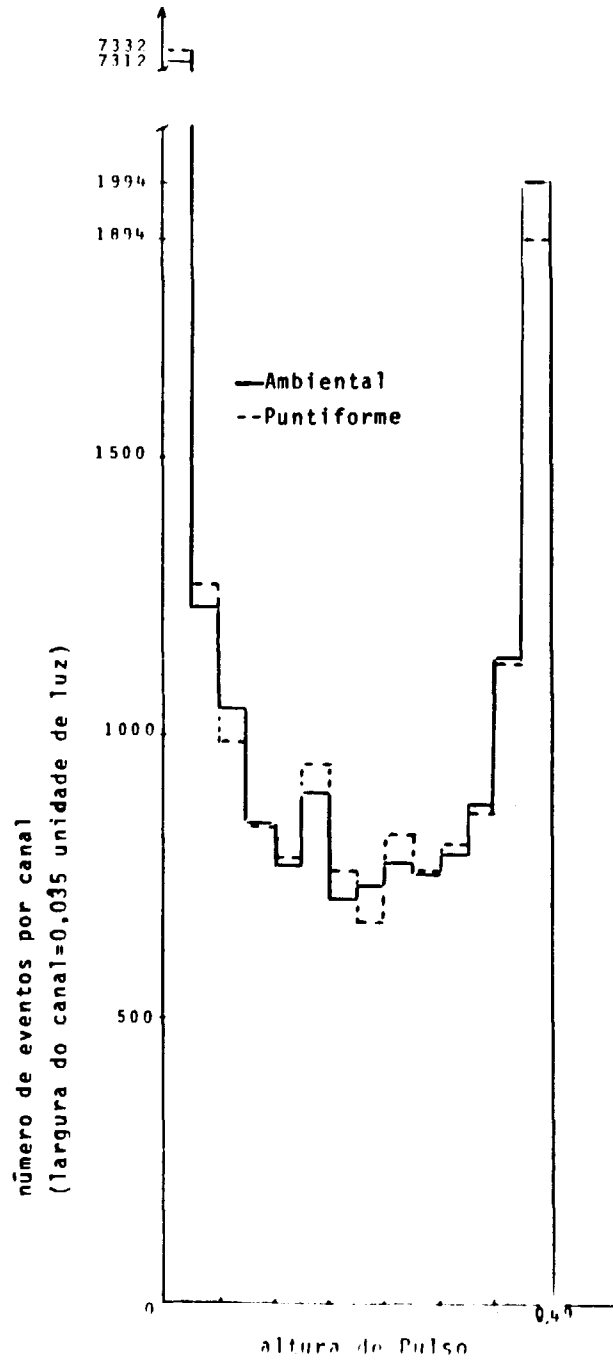
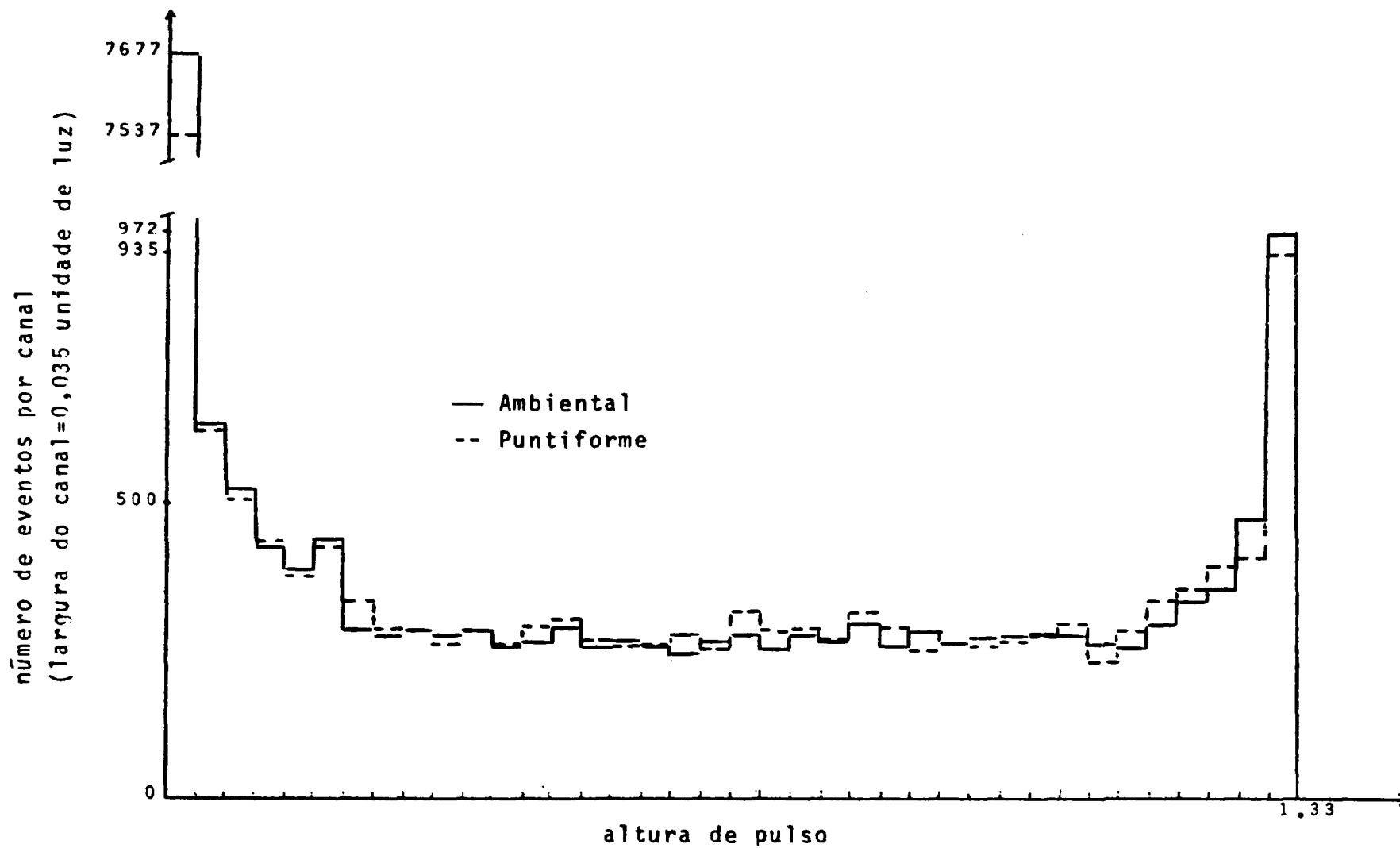
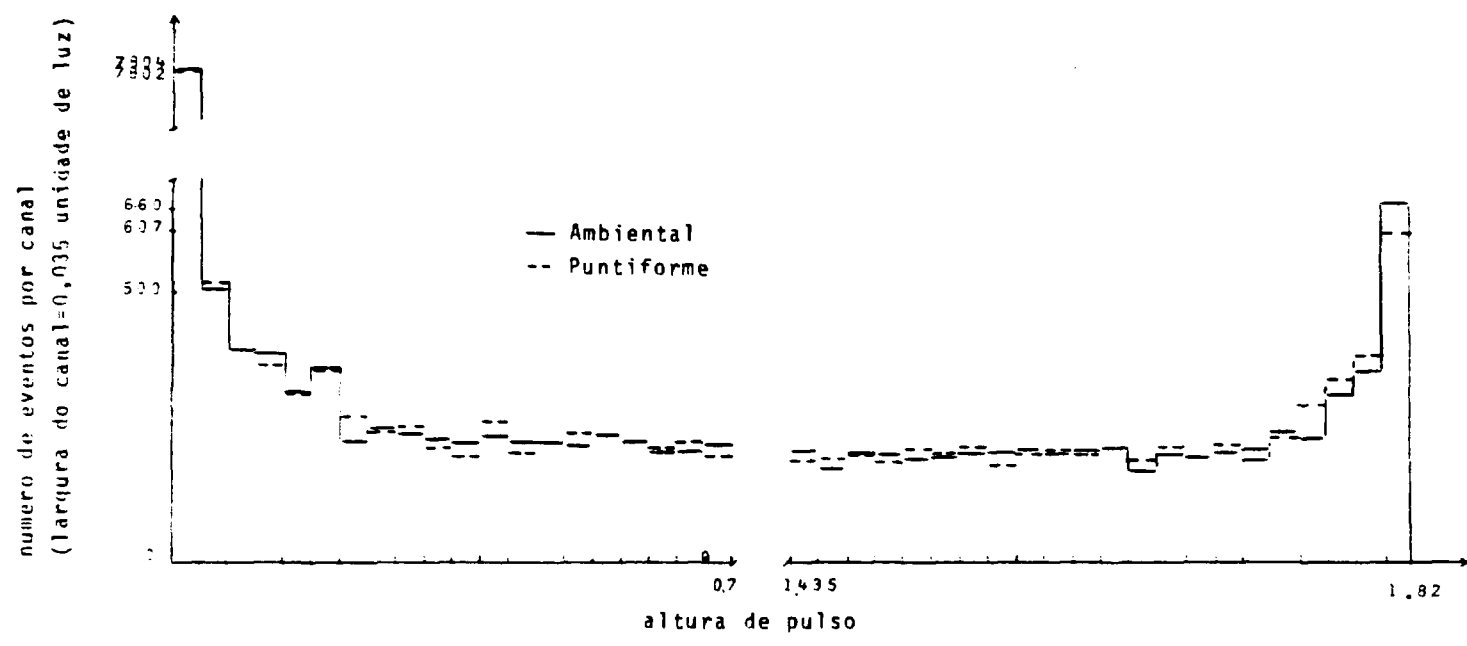


Figura 4.1 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes de Energia igual a 2 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e ambiental



**Figura 4.2** — Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes de Energia Igual a 4 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental



**Figura 4.3** – Distribuição Teórica das Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 5 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental

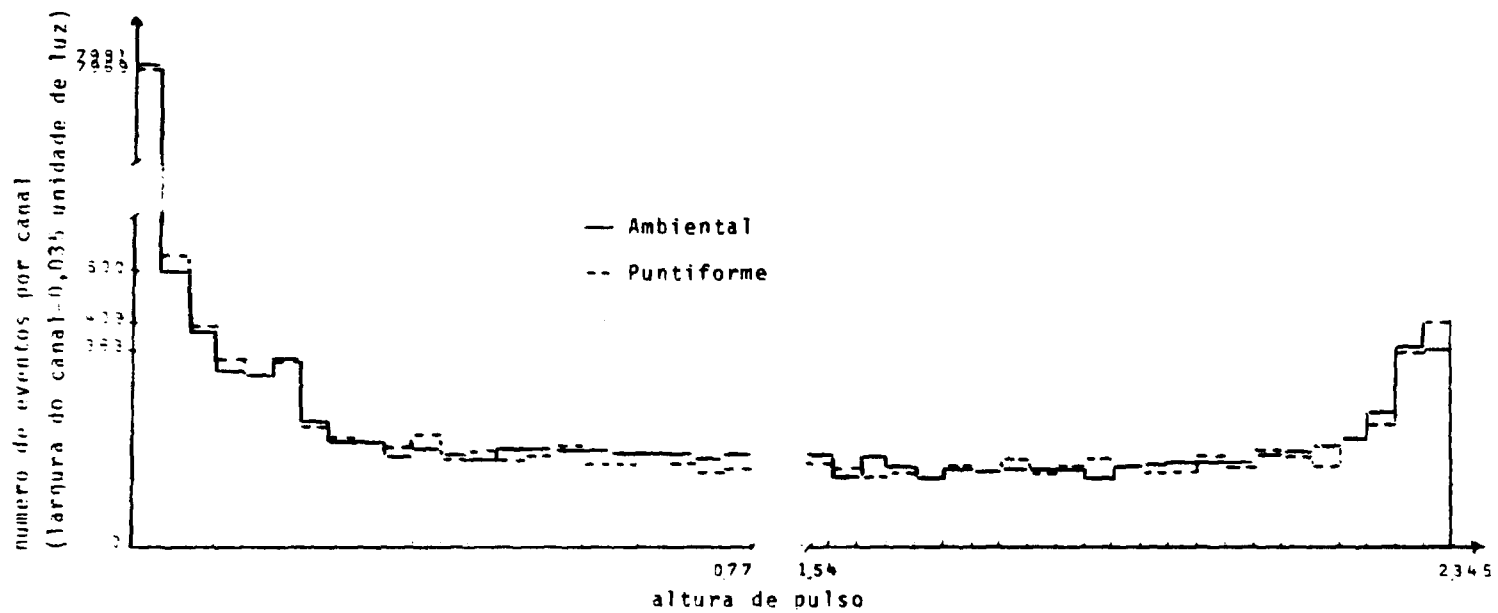


Figura 4.4 – Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 6 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental



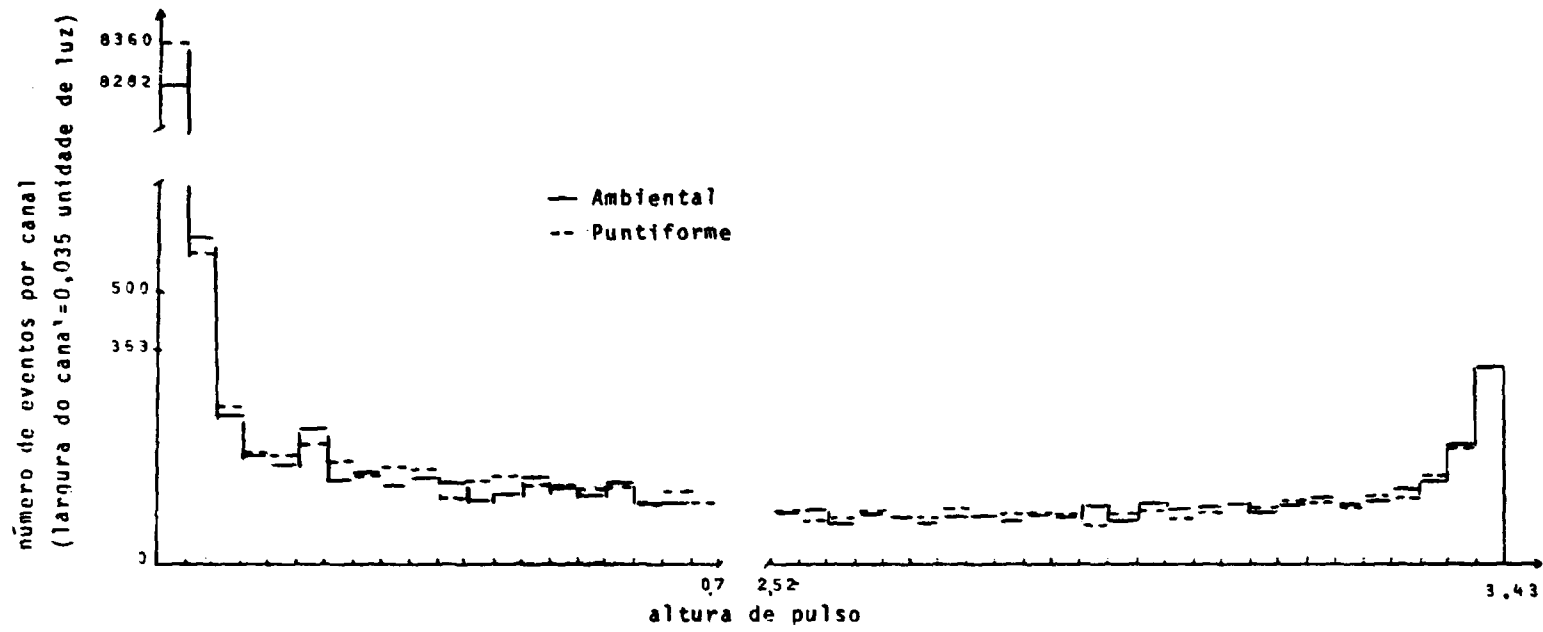
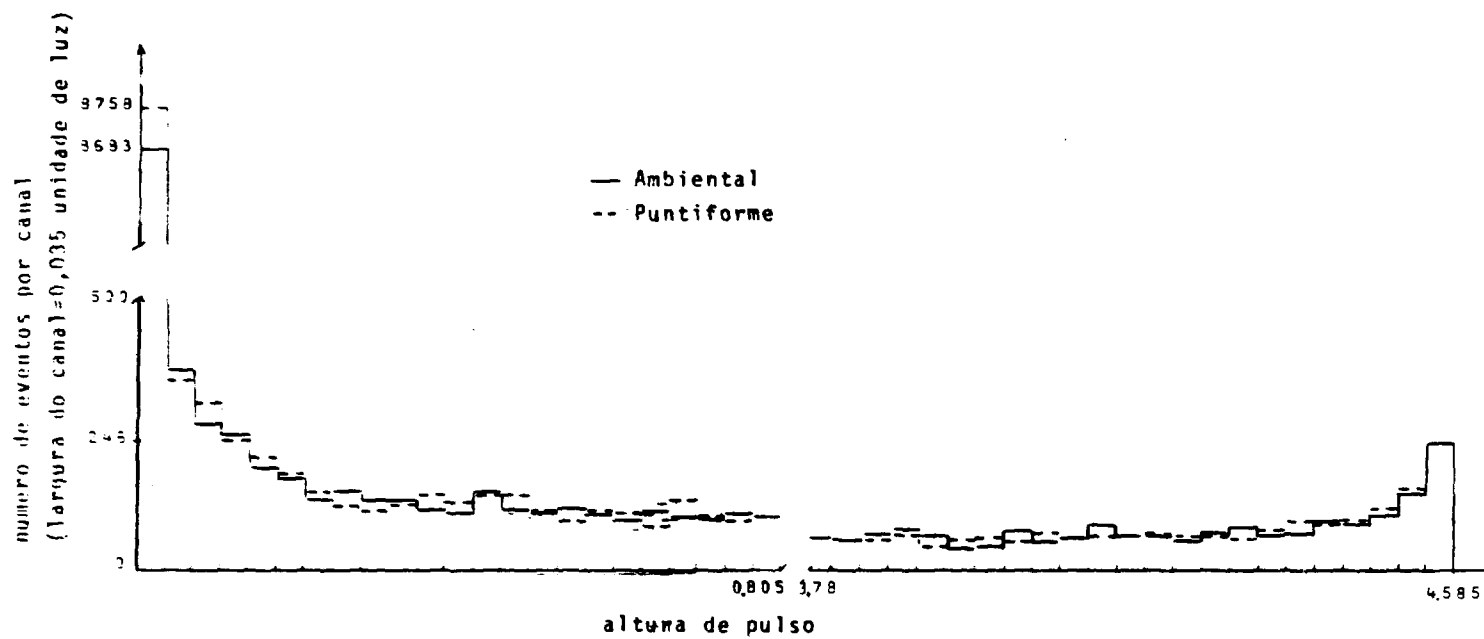


Figura 4.5 — Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos, para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 8 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental



**Figura 4.6** — Distribuição Teórica de Alturas de Pulsos para Nêutrons Incidentes com Energia Igual a 10 MeV, e para Sistemas de Detecção Usando Fontes de Nêutrons Puntiforme e Ambiental



Figura 4.7 — Distribuição de Alturas de Pulsos Levando em Conta o Efeito de Resolução do Sistema de Detecção para Nêutrons com Energia de 4 MeV e Fonte Pontiforme

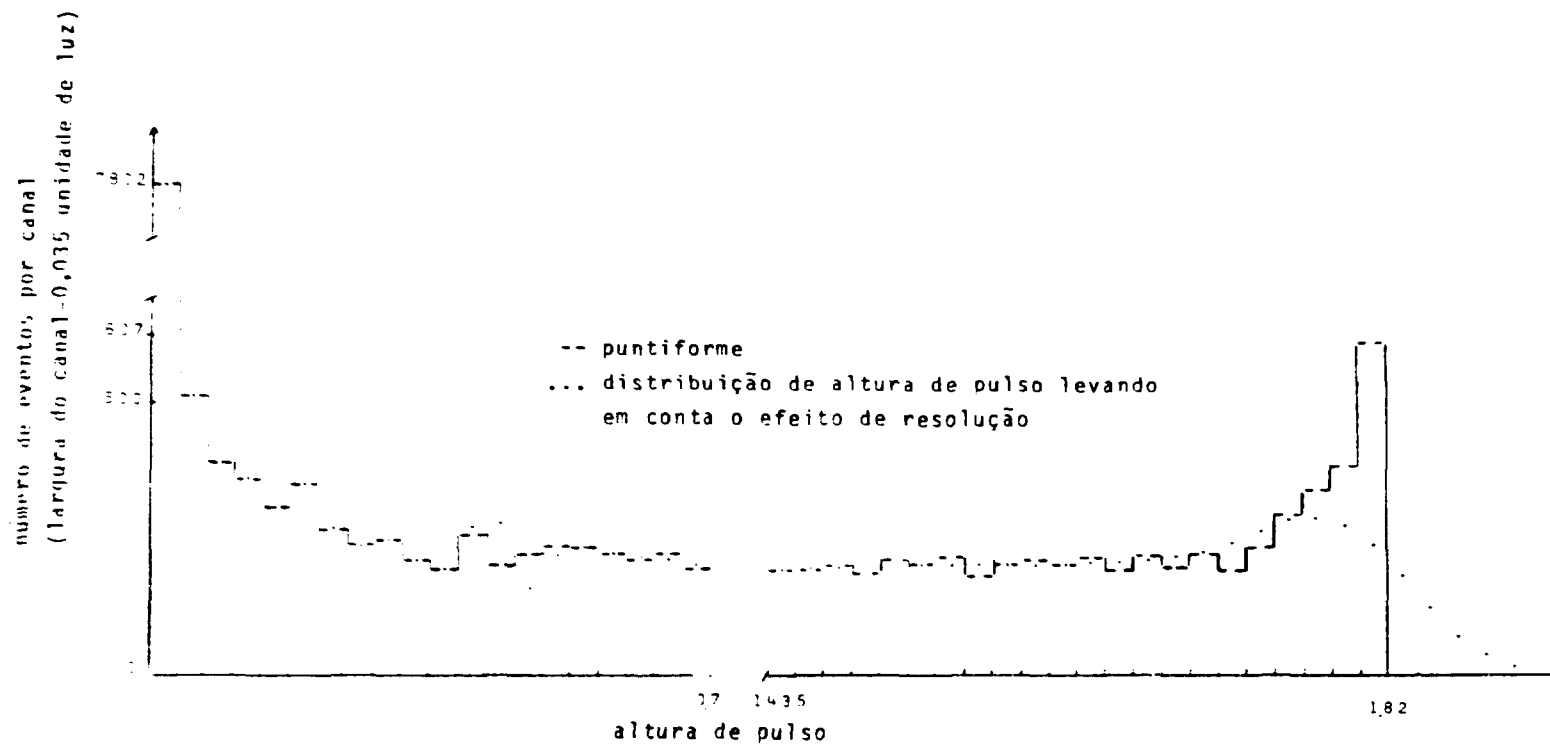


Figura 4.8 — Distribuição de Alturas de Pulsos Levando em Conta o Efeito de Resolução do Sistema de Detecção para Nêutrons com Energia de 5 MeV e Fonte Puntiforme

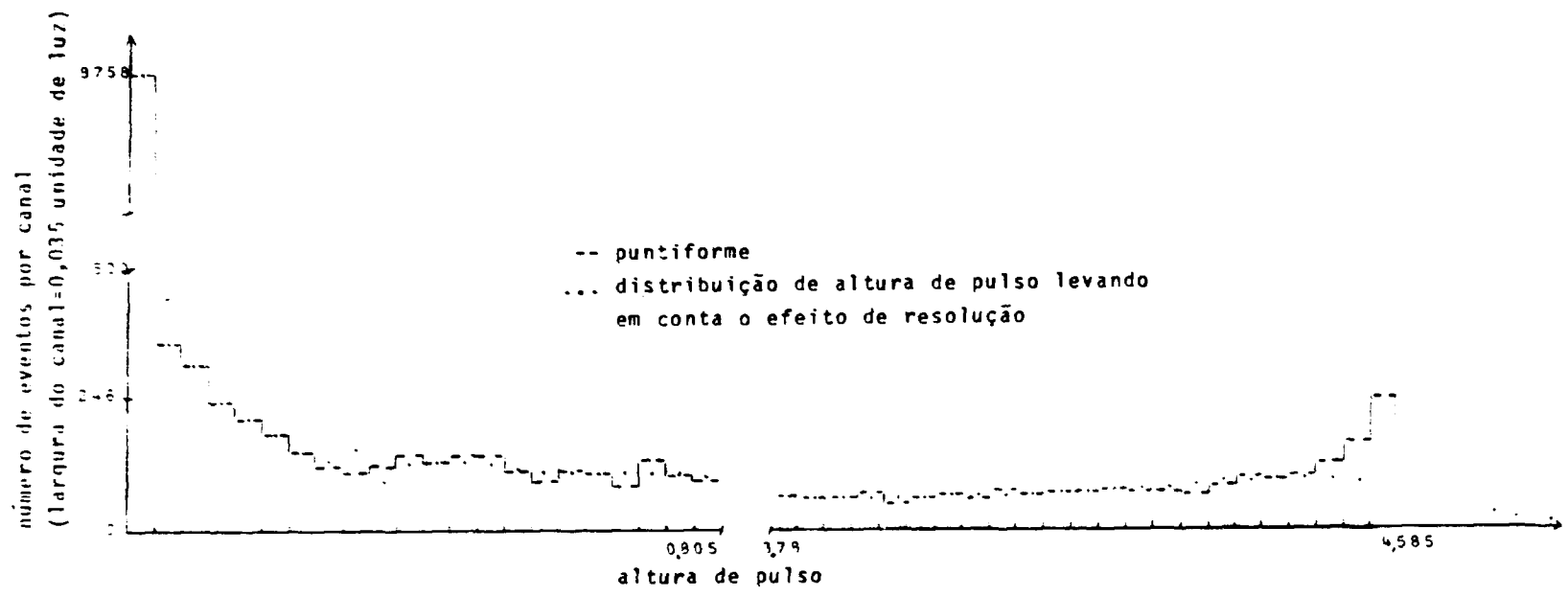


Figura 4.9 — Distribuição de Alturas de Pulsos Levando em Conta o Efeito de Resolução do Sistema de Detecção para Nêutrons com Energia de 10 MeV e Fonte Pontiforme

entre a altura de pulso e a energia dissipada no cintilador pelas partículas carregadas, torna-se o fator dominante.

As Figuras 4.7, 4.8 e 4.9 mostram também as funções resposta depois de aplicados os efeitos de resolução do sistema de detecção.

Deve ser salientado que os parâmetros usados nos cálculos efetuados pela sub-rotina SMOOTH dependem do sistema de detecção e podem sofrer variações mesmo se os sistemas usam o mesmo tipo de cintilador.

Neste trabalho foram usados parâmetros determinados por Burrus et alii<sup>(2)</sup> para um sistema de detecção que usa o cintilador NE-213. Portanto as funções respostas mostradas na Figura 4.7 a 4.9 tem apenas efeito elucidativo e serão reconstruídas quando forem determinados os parâmetros reais do sistema de detecção que está sendo montado no Instituto de Energia Atômica. Este constitui parte de outra fase do trabalho global que permite construir os espectros em energia dos nêutrons provenientes de fontes puntiformes e ambientais.

Com respeito as duas geometrias usadas, observou-se que existem algumas diferenças nas funções respostas construídas. Essas diferenças predominam mais em energias baixas e no geral são pequenas.

Apesar dessas pequenas diferenças, é aconselhável quando se utilizar uma matriz resposta para a obtenção do espectro de nêutrons, que as funções respostas do detector que compõem essa matriz sejam construídas usando-se uma geometria condizente com a usada para coletar os resultados experimentais. Se isto não for feito, apesar das pequenas diferenças nas funções respostas o erro acarretado no espectro pode ser significativo<sup>(17)</sup>.

O programa DALP desenvolvido neste trabalho possibilita a construção de funções respostas de cintiladores para as duas geometrias citadas no capítulo 2.1 e satisfaz as necessidades do IEA em termos dos campos neutrônicos existentes. Ele fornece os requisitos básicos necessários para que se possa construir espectros de fontes de nêutrons polienergéticos e efetuar realisticamente cálculos de dose equivalente como exemplificado no capítulo 1.2.

Estes cálculos de dose equivalente serão usados em dosimetria neutrônica preventiva tanto em medidas diretas como em calibração de dosímetros de nêutrons.

## 5 – INFORMAÇÃO E LISTAGEM DO PROGRAMA DE COMPUTADOR QUE FAZ A CONSTRUÇÃO DE FUNÇÕES RESPOSTAS

Este programa denominado DALP (Distribuição de Altura de Pulsos) foi escrito em linguagem FORTRAN-IV-G para o computador IBM/70 modelo 155 e tem a função de obter a distribuição de alturas de pulsos originados da interação de nêutrons monoenergéticos com cintiladores orgânicos, ou seja, construir a função resposta do cintilador.

### 5.1 – Dados de Entrada do Programa Principal

	Formato
R	= raio do cintilador (cm) ..... F6.3
AL	= altura do cintilador (cm) ..... F6.3

D	= distância fonte puntiforme-cintilador (cm) .....	F6.1
EO	= energia inicial do nêutron incidente (MeV) .....	E10.3
NT	= número total desejado de nêutrons incidentes que interagem com o cintilador .....	16
EC	= energia abaixo da qual o nêutron deixa de ser seguido (MeV) .....	E10.3
NCA	= número de canais em que é realizada a distribuição de altura de pulsos .....	16
IX	= número que dá início a geração dos números ao acaso (deve ser um número inteiro ímpar, sendo no máximo de 9 algarismos) .....	110
N	= número de nêutrons gerado (deve entrar com valor inicial zero) .....	16
ALUZ	= quantidade de luz que dividida por NCA determina a largura de cada canal .....	F9.5
IDATA	= variável inteira que pode ter o valor 1 ou 2 e que com o auxílio do comando GO TO computado ativa respectivamente o sistema fonte de nêutrons puntiforme-cintilador ou fonte de nêutrons ambientais-cintilador .....	14
ANC	= número de átomos de carbono por $\text{cm}^3$ do cintilador multiplicado por $10^{-24}$ .....	
ANH	= número de átomos de Hidrogênio por $\text{cm}^3$ do cintilador multiplicado por $10^{-24}$ ...	

## 5.2 – Saída do Programa

Como saída do programa tem-se:

- todos os dados do capítulo 5.1
- a distribuição de alturas de pulsos nos canais correspondentes.
- o número que vai gerar o próximo número acaso
- o número total de nêutrons gerados

## 5.3 – Equivalência de Variáveis do Programa

ALARCA	= largura de cada canal
ALOG ( $R_i$ )	= logaritmo neperiano de $R_i$
COAL	= cosseno de alfa, ou seja, cosseno do ângulo que a direção do nêutron faz com o eixo X do sistema de coordenadas
COBE	= cosseno de beta, ou seja, cosseno do ângulo que a direção do nêutron faz como eixo Y do sistema de coordenadas.
COGA	= cosseno de gama, ou seja, cosseno do ângulo que a direção do nêutron faz com o eixo Z do sistema de coordenada..

COGAO	= cosseno de gama zero, ou seja, cosseno do ângulo máximo formado entre o eixo Z e a direção de incidência do nêutron.
COPSI	= cosseno de $\psi$ , ou seja, cosseno do ângulo entre as direções de movimento antes e depois de uma colisão no SL.
COSFI	= cosseno de $\phi$ , ou seja, cosseno do ângulo azimutal.
DEI	= distância entre duas interações consecutivas.
DEP	= energia do próton de recuo dissipada no detector.
EAL	= energia da partícula alfa dissipada no cintilador.
EBE	= energia do núcleo de recuo do berílio dissipada no cintilador.
ECA	= energia do núcleo de recuo do carbono dissipada no cintilador.
ELUALF	= emissão de luz, pelo cintilador, em consequência da energia dissipada no mesmo pelas partículas alfa.
ELUECA	= emissão de luz, pelo cintilador, em consequência da energia dissipada no mesmo pelo método de recuo do carbono.
EN	= energia do nêutron.
ENEL	= energia do nêutron espalhado elasticamente.
ENINEL	= energia do nêutron espalhado inelasticamente.
EP	= energia do próton de recuo.
ELUEPR	= emissão de luz, pelo cintilador, em consequência da energia dissipada no mesmo pelos prótons de recuo.
ISOMA	= contador de nêutrons que interagiram com o cintilador.
IX	= número que dá início a geração dos números ao acaso.
IY	= número que vai gerar o próximo número ao acaso.
K ANALU	= 2 canais de distribuição de luz.
K E	= número de canal.
$R_i$	= número ao acaso distribuído uniformemente no intervalo entre 0 e 1
SCTC	= secção de choque total macroscópica do carbono.
SCTDET	= secção de choque total macroscópica do cintilador.
SCTH	= secção de choque total macroscópica do hidrogênio.
SEN (J)	= secção de choque microscópica do carbono em função de J onde $J = 2, 3, 4, 5, 6,$



representa as colunas da Tabela I.1 do apêndice I, nas quais estão listados, respectivamente as secções de choque: total para espalhamento elástico, para espalhamento inelástico, para a reação  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  e para a reação  $^{12}\text{C}(n,n'\alpha)$ .

SCE (J)	= secção de choque macroscópica do carbono em função de J.
SENI	= seno de $\phi$ , ou seja, seno do ângulo azimutal.
SOMALF	= soma da energia das partículas alfa dissipada no cintilador.
SOMECA	= soma da energia do núcleo de recuo do carbono dissipada no cintilador.
SOMLUZ	= luz total emitida pelo cintilador como consequência da interação de um nêutron.
SOMEPR	= soma da energia do próton de recuo dissipada no cintilador.
T	= distância do ponto de interação nêutron-hidrogênio a borda do cintilador.



```

      GO TO 61
55 ELUALF=(((-0.7109317E-04*SCMALE+0.22209707E-02)*SUMALF+0.56109013E
    $-02)*SUMALF+0.35283464E-01)*SUMALF-0.35225070E-02
61 MMM=0.3865248*SUMEP-2.0638297
    MMM=MMM+1
    IF(MMM)26,27,58
56 IF(SUMEP-0.001)63,64,69
63 ELUEPR=SUMEP*0.35
    GO TO 62
64 ELUEPR=((0.32222532E+01*SUMEP-0.3763746)*SUMEP+0.73686092E-01)*SUM
    EP+0.24942743E-03
    GO TO 62
67 ELUEPR=(((-0.35314353E-02*SUMEP+0.11490016)*SUMEP+0.41768067E-01)*S
    $UMEP+0.14129331E-02
    GO TO 62
68 ELUEPR=((0.42526031E-04*SUMEP-0.20524124E-02)*SUMEP+0.39720935E-0
    $1)*SUMEP+0.23555555)*SUMEP-0.13716355
62 SUMLUZ=ELUECA+ELUALF+ELUEPR
C
C
C      E ACUMULADA UMA CONTAGEM NO CANAL CORRESPONDENTE
C
C
C      IF(SUMLUZ)12,13,12
12 KE=SUMLUZ/ALARCA+1.
    ISUMA=ISUMA+1
    KANALU(KE)=KANALU(KE)+1
13 CN=CN
    CAL=0.
    CUM=0.
    SUMECA=0.
    SUMALF=0.
    SUMEP=0.
    N=N+1
    IF(ISUMA-N)0,6,7
7 PRINT 30,(KANALU(I),I=1,NC4)
30 FORMAT (1H,20I4)
PRINT 31,(IX,N)
31 FORMAT ('X',2I10)
CALL SMOOTH(KANALU,ALARCA,KONT)
PRINT 33,(KONT(I),I=1,NC4)
33 FORMAT (1H,20I5)
GO TO 24
C GO TO (301,302),IDATA
C
C
C      SELECÇÃO DO NEUTRÓN DENTRO DE UM ÂNGULO SÓLIDO E CÁLCULO DAS COORDENADAS
      NA FACE DE ENTRADA DO DETECTOR
301 CALL RANDU(IX,IY,R1)
    IX=IY
    CUGA=CUGA+(1.-CUGA)*R1
    CALL RANDU(IX,IY,R2)
    IX=IY
    IF(R2-.5)3,3,4
    CUML=SQRT(1.-CUGA*CUGA)
    GO TO 25

```

```

          Y CUAL=-SQRT(1.-COGA*COGA)
25 CUBE=0.
          X=(CCAL/COGA)*D
          Y=0.
          Z=0.
C
C
C      SELECÃO DO NEUTRÓN AMBIENTAL E CÁLCULO DAS COORDENADAS DE ENTRADA NA
C      BORDA DO DETECTOR
C
C
C22 CALL RANDU(IX,IY,R11)
          IX=IY
          RC=R*SQRT(K11)
          CALL RANDU(IX,IY,R12)
          IX=IY
          ZC=AL*R12
          CALL AZIMUT(SENF1,COSF1)
          CALL DIRIS(CUAL,CUBE,COGA)
          RKC=RC*RC
          ALDEFI=COSF1*CUAL+SENF1*CUBE
          DEAL=CCAL*CCAL+CUBE*CUBE
          DELTAC=RKC*ALDEFI*ALDEFI+DEAL*(KR-RKC)
          FC=(SQRT(DELTAC)-RC*ALDEFI)/DEAL
          Z=ZC+FC*COGA
          IF(Z)05,05,00
05 Z=0.
          FC=-ZC/COGA
          GO TO 67
06 IF(Z-AL)07,07,09
07 Z=AL
          FC=(AL-ZC)/COGA
07 X=RC*COSF1+FC*CCAL
          Y=RC*SENF1+FC*CUBE
          CCAL=-CUAL
          CUBE=-CUBE
105 CCGA=-COGA
C
C
C      CÁLCULO DA DISTÂNCIA ENTRE DUAS INTERAÇÕES SUCESSIVAS
C
C
C1 CALL SIGDET(EN,ANC,ANH,SC1H,SC1C,SC1DEI)
          CAL=0.
          CCA=0.
          CALL RANDU(IX,IY,R3)
          IX=IY
          R3=1.-R3
          DEI=-ALCG(R3)/SC1DEI
C
C
C      DETERMINAÇÃO DAS COORDENADAS DO PONTO DE INTERAÇÃO
C
C
          Z=Z+DEI*CCGA
          X=X+DEI*CUAL
          Y=Y+DEI*CUBE
C

```

```

C
C   VERIFICACAO SE O PONTO DE INTERACAO ESTA DENTRO OU FORA DO DETECTOR
C
C
C   XY=X*X+Y*Y-RR
C   IF(XY)10,10,11
10  A=Z*(AL-Z)
C   IF(A)11,13,13
C
C   ESCOLHA DO ATOMO ALVO
C
C
C   13 CALL RANDU(IX,IY,R4)
C   IX=IY
C   IF(R4-SCFH/SCFDET)17,18,18
C
C   CALCULO DA ENERGIA E DIRECAO DO NEUTRON ESPALHADO PELO CARBONO
C   E CALCULO DA ENERGIA DOS PRODUTOS DAS REACOES DO NEUTRON COM O CARBONO
C
C
C   18 IF(EN-4.3)110,110,90
C   90 I=EN/.3
C   DEN=FN-XX(1,1)
C   DO 100 J=2,6
C   USI(J)=XX(1+1,J)-XX(1,J)
C   SDE(J)=DEN*USI(J)/.3
C   SEN(J)=XX(1,J)+SDE(J)
C   SCE(J)=ANG*SEN(J)
100 CONTINUE
C   CALL RANDU(IX,IY,R81)
C   IX=IY
C   IF(R81-SCE(3)/SCE(2))110,110,115
110 CALL ELAST(EN,COPSI,ENEL,ECA)
C   EN=ENEL
C   GO TO 140
115 IF(R81-(SCE(3)+SCE(4))/SCE(2))120,120,125
120 CALL INELAS(EN,COPSI,ENINEL,ECA)
C   EN=ENINEL
C   GO TO 140
125 IF(R81-(SCE(3)+SCE(4)+SCE(5))/SCE(2))130,130,135
130 CALL NALFA(EN,EAL,EBE)
C   EN=0.
C   ECA=EBE
C   GO TO 140
135 CALL N3ALFA(EN,ENINEL,ECA,E3ALFA)
C   EAL=E3ALFA
C   EN=ENINEL
140 SCMECA=SCMECA+ECA
C   SOMALF=SOMALF+b3AL
C   IF(EN-EC)11,11,145
145 CALL CCSOII(COPSI,COAL,CUBE,COGA,COSFI,SENF1)
C   GO TO 19
C
C
C   CALCULO DA ENERGIA E DIRECAO DO NEUTRON ESPALHADO PELO HIDROGENIO
C

```

```

C
17 CALL RANDU(IX,IY,R8)
   IX=IY
   RRB=1.-R8
   EP=EN*RRB
   EN=EN*RB
   CUPSI=SQRT(R8)
   CALL CSDI1(CUPSI,CUAL,CUBE,CUGA,COSFI,SEFI)
   CUALN=CUAL
   CUBEN=CUBE
   CUGAN=CUGA
C
C
C   CALCULO DA ENERGIA E DIRECAO DO PROTON ESPALHAO
C
C
   IF(EP-1.0)36,36,27
35 DEP=EP
   GO TO 37
27 COSFI=-COSFI
   SENFI=-SEFI
   CUPSI=SQRT(RRB)
   CALL CSDI2(CUPSI,CUAL,CUBE,CUGA,COSFI,SEFI)
C
C
C   VERIFICACAO SE O PROTON DISSIPOU TODA ENERGIA DENTRO DO DETECTOR
C   CALCULO DE QUANTO DE SUA ENERGIA O PROTON DISSIPOU NA DETECTOR
C
   DEAL=CUAL*CUAL+CUBE*CUBE
   ALBE=X*CUAL+Y*CUBE
   DELTA=ALBE*ALBE-DEAL*XY
   T=(SQRT(DELTA)-ALBE)/DEAL
   ZS=Z+T*CUGA
   IF(ZS)20,20,21
20 T=-Z/CUGA
   GO TO 23
21 IF(ZS-AL)23,22,22
22 T=(AL-Z)/CUGA
23 CALL EUIDET(EP,T,DEP)
37 SUMEP=SUMEP+DEP
26 IF(EN-EC)11,11,32
32 CUAL=CUALN
   CUBE=CUBEN
   CUGA=CUGAN
   GO TO 19
24 STOP
END

```

### 5.5 – Sub-Rotina RANDU

Esta sub-rotina tem a função de gerar números ao acaso distribuídos uniformemente entre 0 e  $1^{(7)}$ , numa seqüência não repetitiva de 8.5 bilhões de números.

#### A – Entrada:

IX = número que dá início à geração dos números ao acaso. Deve ser um número inteiro ímpar e de no máximo 9 algarismos.

#### B – Saída

IY = número que vai gerar o próximo número ao acaso.

YFL = número ao acaso gerado.

#### C – Listagem:

```

C
C
C      GERACAO DE NUMEROS AO ACASO
C
C      IX  NUMERO QUE GERA O NUMERO AO ACASO
C      IY  NUMERO QUE VAI GERAR O PROXIMO NUMERO AO ACASO
C      YFL NUMERO AO ACASO
C
      SUBROUTINE RANDU(IX,IY,YFL)
      IY=IX*65539
      IF(IY)100,110,110
100  IY=IY+2147483647+1
110  YFL=IY
      YFL=YFL*.4656613E-9
      RETURN
      END

```

### 5.6 – Sub-Rotina AZIMUT

Esta sub-rotina tem a função de selecionar ao acaso o cosseno e o seno do ângulo azimutal  $\phi$  distribuído uniformemente entre  $(0,2\pi)$ . Esta seleção é feita usando-se uma técnica desenvolvida por Von Neumann<sup>(24)</sup>.

#### A – Entrada

Como dado de entrada usa-se dois números ao acaso designado por R16 e Y15 e gerados pela sub-rotina RANDU.

**B – Saída:**

COSFI e SENFI que são o cosseno e o seno do ângulo azimutal.

**C – Listagem:**

```

C
C
C   DETERMINA O COS E O SEN DO ANGULO AZIMUTAL
C
      SUBROUTINE AZIMUT(SENFI,COSFI)
      COMMON IX
610  CALL RANDU(IX,IY,R16)
      IX=IY
      XIS=2.*R16-1.
      CALL RANDU(IX,IY,YIS)
      IX=IY
      XXIS=XIS*XIS
      YYIS=YIS*YIS
      DE=XXIS+YYIS
      IF (DE-1.) 620,620,610
620  COSFI=(XXIS-YYIS)/DE
      SENFI=2.*XIS*YIS/DE
      RETURN
      END

```

**5.7 – Sub-Rotina Diriso**

Usando uma técnica desenvolvida por Von Neumann, esta sub-rotina seleciona os cossenos diretores de uma direção ao acaso segundo uma distribuição uniforme<sup>(24)</sup>.

**A – Entrada:**

Como dados de entrada usa-se quatro números ao acaso designados por R13, Y, R14 e R15 e gerados pela sub-rotina RANDU.

**B – Saída:**

COAL, COBE e COGA que são os cossenos diretores de uma direção ao acaso segundo uma distribuição uniforme.

**C – Listagem:**



```

C
C
C   DETERMINA OS COSSENOS DIRETORES DA DIRECAO INICIAL DO NEUTRON INCIDENTE
C
SUBROUTINE DIRISC(COAL,LCBE,COGA)
COMMON IX
520 CALL RANDU(IX,IY,R13)
   IX=IY
   X=2.*R13-1.
   CALL RANDU(IX,IY,Y)
   IX=IY
   XX=X*X
   YY=Y*Y
   D=XX+YY
   IF(D-1.)>10,510,520
510 CALL RANDU(IX,IY,R14)
   IX=IY
   CALL RANDU(IX,IY,R15)
   IX=IY
   RR14=R14*R14
   RR15=R15*R15
   E=RR14+RR15
   P=(2.*R14*R15)/E
   IF(E-1.5>1000/*P)530,530,510
530 COAL=(XX-YY)*P/D
   LCBE=P*(2.*X*Y)/D
   COGA=(R14-RR15)/E
   RETURN
END

```

### 5.8 – Sub-Rotina SIGDET

Esta sub-rotina calcula as secções de choque totais do hidrogênio, carbono e do cintilador NE-213.

Os cálculos das secções de choque microscópicas totais do carbono e do hidrogênio em função da energia do nêutron incidente são feitos por meio de polinômios, cujos coeficientes foram obtidos através do ajuste das curvas de secções de choque construídas com os dados da tabela do apêndice 1. Este ajuste foi feito usando-se o Método de Mínimos quadrados<sup>(19)</sup>.

#### A – Entrada:

EN = energia do nêutron.

ANC = número de átomos de carbono por  $\text{cm}^3$  do cintilador multiplicado por  $10^{-24}$ .

ANH = número de átomos de hidrogênio por  $\text{cm}^3$  do cintilador multiplicado por  $10^{-24}$ .

#### B – Saída:

SCTH = Secção de choque macroscópica total do hidrogênio.

SCTC = Secção de choque macroscópica total do carbono.

SCTDET = Secção de choque macroscópica total do cintilador.

**C - Listagem:**

```

C
C
C
C   CALCULA A SECCAO DE CHOQUE TOTAL EM FUNCAO DA ENERGIA
C
C   SUBROUTINE SIGDET(EN,ANC,ANH,SCTH,SCTC,SCTDET)
C   DOUBLE PRECISION D,A
C   XA=1.0006*EN
C   A=ALOG10(XA)
C
C   CALCULO DA SECCAO DE CHOQUE MICROSCOPIA TOTAL DO HIDROGENIO
C
C   IF (XA-1.0004) 220,220,230
220  U=((-.160755920-02)*A+.113832660-01)*A-.262580460-01)*A+.13186220+0
    $I
    GO TO 240
230  U=(((((+.145695580)-.13)*A-.387694010-02)*A+.297472810-01)*A+.3128259
    $10-01)*A-.150084350+01)*A+.743006240+01)*A-.971280300+01
    $10) SIGTH=10.**U
C
C   CALCULO DA SECCAO DE CHOQUE MICROSCOPIA TOTAL DO CARBONO
C
C   IF (XA-1.0004) 250,250,260
250  U=((((-1.193695030-03)*A+.141955710-02)*A-.204005520-02)*A-.4061204
    $10-02)*A+.799329550-02)*A+.456658450-03)*A+.67133546
    $10) GO TO 270
260  U=((((-1.128871610-03)*A+.525173970-03)*A-.179576240-01)*A+.10708659
    $10) *A+.45591558)*A-.447753150+01)*A+.911704930+01
    $10) SIGTC=10.**U
C
C   CALCULO DA SECCAO DE CHOQUE MACROSCOPIA TOTAL DO DETECTOR
C
C   SCTH=ANH*SIGTH
C   SCTC=ANC*SIGTC
C   SCTDET=SCTH+SCTC
C   RETURN
C   END

```

**5.9 - Sub-Rotina COSDI**

Calcula os cossenos diretos da direção em que o nêutron ou o próton foram espalhados<sup>(24)</sup>.

**A - Entrada:**

COSPI = cosseno do ângulo entre as direções de movimentos antes e depois de uma colisão do

S.L

**B – Saída:**

COAL, COBE, COGA que são os cossenos diretores da direção de espalhamento.

**C – Listagem:**

```

C
C
C      DETERMINA OS COSSENO DIRETORES DA DIRECAO DE ESPALHAMENTO
C
C      SUBROUTINE COSD11(COPSI,COAL,COBE,COGA,COSFI,SENF1)
C      COMMON IX
C
C      DETERMINA O COSSENO E O SENO DO ANGULO AZIMUTAL FI
C
300 CALL RANDU(IX,IY,R6)
    IX=IY
    XIS=2.*R6-1.
    CALL RANDU(IX,IY,YIS)
    IX=IY
    XXIS=XIS*XIS
    YYIS=YIS*YIS
    DE=XXIS+YYIS
    IF(DE-1.)320,320,300
320 COSFI=(XIS-YYIS)/DE
    SENFI=2.*XIS*YIS/DE
C
C      DETERMINA OS COSSENO DIRETORES DA DIRECAO DE ESPALHAMENTO
C
C      ENTRY COSD12(COPSI,COAL,COBE,COGA,COSFI,SENF1)
310 C=SQRT(1.-COPSI*COPSI)
    A=1.-COGA*COGA
    IF(A)330,340,350
340 COAL=C*COSFI
    COBE=C*SENF1
    COGA=COGA*COPSI
    GO TO 350
330 B=C/SQRT(A)
    COALI=COPSI*COAL+B*(COAL*COGA*COSFI-COBE*SENF1)
    COBE=COPSI*COBE+B*(COBE*COGA*COSFI+COAL*SENF1)
300 COGA=COPSI*COGA-B*COSFI*B
    COAL=COALI
350 CONTINUE
    RETURN
    END

```

**5.10 – Sub-Rotina EDIDET**

Esta sub-rotina tem a função de calcular a energia dissipada no cintilador pelo próton de recuo.

Esse cálculo é feito usando-se o método de interpolação de Lagrange<sup>(11)</sup> e os valores de alcance do próton no cintilador orgânico NE-213 em função da energia que estão listados na Tabela III.2 do capítulo 3.9.2.

**A – Entrada:**

EP = energia do próton de recuo.

T = distância do ponto de partida do próton até a borda do cintilador.

**B – Saída:**

DEP = energia do próton de recuo dissipada no cintilador.

**C – Listagem:**

```

C
C
C
C
      CALCULA QUANTO DE SUA ENERGIA O PRUTON DISSIPOU NO DETETOR
      SUBROUTINE EDIDET(EP,T,DEP)
      DIMENSION X(11),Y(11)
      DATA X/1.5,2.5,3.5,4.5,5.5,6.5,7.5,8.5,9.5,10.5,11.5/,Y/0.0045408,
      0.0110567,0.0202002,0.0318901,0.0458058,0.0619805,0.0803487,0.1006
      255,0.1227496,0.1469277,0.1723994/
      RP=0.
      DO 10 K=1,11
      P=1.
      DO 20 I=1,11
      IF(I-K)21,20,21
21  AJ=(EP-X(I))/(X(K)-X(I))
      P=P*AJ
20  CONTINUE
      RP=RP+P*Y(K)
10  CONTINUE
      IF(T-RP)11,12,12
12  DEP=EP
      RETURN
11  LE=RP-I
      EPL=0.
      DO 30 K=1,11
      PR=1.
      DO 40 I=1,11
      IF(I-K)41,+0,41
41  AN=(LE-Y(I))/(Y(K)-Y(I))
      PR=PR*AN
40  CONTINUE
      EPL=EPL+PR*X(K)
30  CONTINUE
      DEP=EP-EPL
      RETURN
      END

```

**5.11 – Sub-Rotina ELAST**

Calcula a energia do nêutron espalhado e do núcleo do carbono de recuo após a interação do nêutron com o núcleo de carbono por meio de espalhamento elástico.

**A, - Entrada:**

EN = energia do nêutron incidente. Usa-se também como dado de entrada um número ao acaso designado por R1 e que é gerado pela sub-rotina RANDU.

**B - Saída:**

COPSI = cosseno do ângulo de espalhamento no Sistema de Laboratório (SL).

ENEL = energia do nêutron espalhado elasticamente.

ECA = energia do núcleo de carbono de recuo dissipada no cintilador.

**C - Listagem:**

C  
C

```

SUBROUTINE ELAST(EN,COPSI,ENEL,ECA)
COMMON IX
CALL RANDU(IX,IY,R1)
IX=IY
COSTE=2.*R1-1.
COPSI=(12.*COSTE+1.)/SQRT(145.+24.*COSTE)
ENEL=EN*(0.8579881+0.1420118*COSTE)
ECA=EN-ENEL
RETURN
END

```

**5.12 - Sub-Rotina INELAST**

Calcula a energia do nêutron espalhado e do número de carbono de recuo após a interação do nêutron com o número de carbono por meio de espalhamento inelástico.

**A - Entrada:**

EN = energia do nêutron incidente. Usa-se também como dado de entrada um número ao acaso designado R1 e que é gerado pela sub-rotina RANDU.

**B - Saída:**

COPSI = cosseno do ângulo entre as direções de movimento antes e depois de uma colisão no SL.

ENINEL = energia do nêutron espalhado inelasticamente.

ECA = energia do núcleo de carbono de recuo dissipada no cintilador.

## C – Listagem:

```

C
C
SUBROUTINE INELAS(EN,CUPSI,ENINEL,ECA)
COMMON IX
CALL RANDU(IX,IY,R1)
IX=IY
COSTE=2.*R1-1.
C=0.0833333*SQRT(EN)/SQRT(EN-4.80)
CUPSI=(C+COSTE)/SQRT(1.+C*C+2.*C*COSTE)
CALL RANDU(IX,IY,R2)
IX=IY
IF(R2-.5)5,5,10
5 CUPSI=-CUPSI
10 V=SQRT(EN)*CUPSI*0.0769231
W=-4.089231+EN*0.8461538
ENINEL=2.*V*V+W+2.*V*SQRT(V*V+W)
ECA=EN-ENINEL-4.43
RETURN
END

```

## 5.13 – Sub-Rotina NALFA

Esta sub-rotina faz o cálculo da energia da partícula alfa e do núcleo de berílio oriundos da reação  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ .

## A – Entrada:

EN = energia do nêutron incidente. Usa-se também como dado de entrada um número ao acaso designado por R1 e que é gerado pela sub-rotina RANDU.

## B – Saída:

EAL = energia da partícula alfa dissipada no cintilador.

EBE = energia do núcleo de berílio dissipada no cintilador.

## C – Listagem:

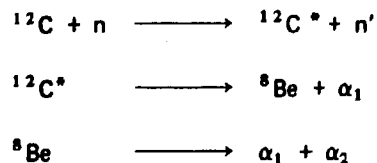
```

C
C
SUBROUTINE NALFA(EN,EAL,EAE)
COMMON IX
L=EN-5.71
F=L/E
G=1-(5.71/(12.*E))
A=0.0532544*F
B=0.0236080*F
C=0.2840236*G
D=0.6390552*G
CALL RAND(IX,IY,R1)
IX=IY
COSTE=2.
H=2.*SQRT(COSTE)*COSTE
EAL=E*(B+D*H)
EAE=E*(A+C-H)
RETURN
END

```

#### 5.14 – Sub-Rotina N3ALFA

Esta sub-rotina faz o cálculo da energia do nêutron espalhado inelasticamente, do núcleo de berílio, do núcleo de carbono e das três partículas alfa que surgem da reação  $^{12}\text{C}(n,n',3\alpha)$  que ocorre em três etapas:



#### A, – Entrada:

EN = energia do nêutron incidente. Usa-se também como dado de entrada um número ao acaso designado por R3 e que é gerado pela sub-rotina RANDU.

#### B – Saída:

ENINEL = energia do nêutron espalhado inelasticamente.

ECA = energia do carbono dissipada no cintilador.

E3ALFA = energia das três partículas alfa dissipada no detector.

#### C – Listagem:

C  
C

```

SUBROUTINE NJALFA(EN,ENINEL,ECA,E3ALFA)
COMMON IX
IF(EN-12.11)5,10,10
5 Q=-9.62
ETH=10.42
GO TO 15
10 IF(EN-13.89)20,25,25
20 CALL RANDU(IX,IY,R1)
IX=IY
IF(R1-0.8821)30,30,35
30 Q=-9.63
ETH=10.42
GO TO 15
35 Q=-11.1
ETH=12.01
GO TO 15
25 CALL RANDU(IX,IY,R2)
IX=IY
IF(R2-0.5693)40,40,45
40 Q=-12.73
ETH=13.8
GO TO 15
45 IF(R2-0.9486)50,50,55
50 Q=-9.63
ETH=10.42
GO TO 15
55 Q=-11.1
ETH=12.01
15 CALL RANDU(IX,IY,R3)
IX=IY
COSTE=2.*R3-1.
C=0.0833333*SQRT(EN)/SQRT(EN-ETH)
COPSI=(C+COSTE)/SQRT(1.+C*C+2.*C*COSTE)
CALL RANDU(IX,IY,R6)
IX=IY
IF(R6-.5)60,60,65
60 COPSI=-COPSI
65 V=SQRT(EN)*COPSI*0.0769231
W=0.9230769*Q+EN*0.8461538
ENINEL=2.*V*V+W+2.*V*SQRT(V*V+W)
ECA=EN-ENINEL+Q
Q2=-Q-7.37
EALFA1=Q2*0.666666
EBE=Q2-EALFA1
Q3=0.09
EALFA2=Q3*0.5
EALFA3=Q3-EALFA2
ECA=ECA+EBE
E3ALFA=EALFA1+EALFA2+EALFA3
RETURN
END

```



## 5.15 – Sub-Rotina SMOOTH

Esta sub-rotina rearranja a distribuição de alturas de pulsos, conseguida teoricamente utilizando o método de Monte Carlo, levando em conta o efeito de resolução do sistema de detecção a ser utilizado.

## A – Entrada:

KANALU = canais de distribuição de luz do programa DALP.

ALARCA = largura de cada canal.

## B – Saída:

KONT = canais da distribuição de luz corrigida.

## C – Listagem:

C  
C

```

SUBROUTINE SMOOTH(KANALU,ALARCA,KONT)
DIMENSION KANALU(200),KONT(200)
DO 10 J=1,200
  BJ=J
  C=0.
  DO 20 I=1,200
    AI=I
    P=ALARCA*AI
    IF(P-0.082) 11,12,12
  11 AQ=0.138
    BQ=0.827
    GO TO 13
  12 AQ=0.060
    BQ=0.494
  13 SIGMA=AQ*(P**BQ)
    X=(BJ-AI)**2/(2.*SIGMA**2)*ALARCA**2
    IF(X-14)15,20,20
  15 IF(ALARCA-SIGMA)16,17,17
  16 C=C+0.398942*KANALU(I)*EXP(-X)*ALARCA/SIGMA
    GO TO 20
  17 IF(AI-BJ)20,19,20
  19 C=C+KANALU(I)
  20 CONTINUE
    KONT(J)=C+.5
  10 CONTINUE
  RETURN
  END

```

## APÊNDICE I

Tabela I.1

Secções de Choque Microscópicas Totais do Hidrogénio ( $\sigma_T$ )

Energia (eV)	$\sigma_T$ do Hidrogénio (barns)	Energia (eV)	$\sigma_T$ do Hidrogénio (barns)
$1.0 \times 10^{-4}$	680	$4.00 \times 10^5$	6.9
$1.0 \times 10^{-3}$	149.0	$5.00 \times 10^5$	6.19
$1.0 \times 10^{-2}$	48.9	$6.00 \times 10^5$	5.6
$1.0 \times 10^{-1}$	26.25	$8.00 \times 10^5$	4.8
1.0	20.5	$1.00 \times 10^6$	4.25
$2.0 \times 10^3$	20.0	$1.50 \times 10^6$	3.40
$1.0 \times 10^4$	19.0	$2.00 \times 10^6$	2.90
$1.5 \times 10^4$	18.4	$2.50 \times 10^6$	2.55
$2.0 \times 10^4$	17.9	$3.00 \times 10^6$	2.275
$2.5 \times 10^4$	17.4	$4.00 \times 10^6$	1.89
$3.0 \times 10^4$	17.0	$5.00 \times 10^6$	1.625
$3.5 \times 10^4$	16.5	$6.00 \times 10^6$	1.425
$4.0 \times 10^4$	16.2	$7.00 \times 10^6$	1.25
$4.5 \times 10^4$	15.8	$8.00 \times 10^6$	1.14
$5.0 \times 10^4$	15.4	$9.00 \times 10^6$	1.025
$5.5 \times 10^4$	15.1	$1.00 \times 10^7$	0,940
$6.0 \times 10^4$	14.75	$1.25 \times 10^7$	0,765
$7.0 \times 10^4$	14.2	$1.50 \times 10^7$	0,645
$8.0 \times 10^4$	13.6	$1.75 \times 10^7$	0,550
$1.00 \times 10^5$	12.6	$2.00 \times 10^7$	0,480
$1.50 \times 10^5$	10.8	$2.25 \times 10^7$	0,4285
$2.00 \times 10^5$	9.55	$2.35 \times 10^7$	0,4133
$2.50 \times 10^5$	8.65	$2.50 \times 10^7$	0,3906
$3.00 \times 10^5$	7.95		

Tabela 1.2

## Secção de Choque Microscópicas do Carbono

Energia (eV)	Total (barn)	Elástica (barn)	Inelástica (barn)	(n, $\alpha$ ) (barn)	(n,n' 3 $\alpha$ ) (barn)
1.00 x 10 <sup>4</sup>	4.70	4.70			
3.00 x 10 <sup>4</sup>	4.60	4.60			
1.00 x 10 <sup>5</sup>	4.48	4.48			
4.03 x 10 <sup>5</sup>	3.64	3.64			
4.92 x 10 <sup>5</sup>	3.43	3.43			
6.01 x 10 <sup>5</sup>	3.20	3.20			
8.12 x 10 <sup>5</sup>	2.85	2.85			
1.042 x 10 <sup>5</sup>	2.53	2.53			
1.55 x 10 <sup>6</sup>	2.02	2.02			
2.00 x 10 <sup>6</sup>	1.65	1.65			
2.56 x 10 <sup>6</sup>	1.60	1.60			
3.13 x 10 <sup>6</sup>	1.15	1.15			
4.02 x 10 <sup>6</sup>	1.87	1.87			
4.80 x 10 <sup>6</sup>	1.273	1.273			
5.10 x 10 <sup>6</sup>	1.162	1.132	0,030		
5.40 x 10 <sup>6</sup>	1.257	1.200	0,057		
5.70 x 10 <sup>6</sup>	1.09	0,997	0,093		
6.00 x 10 <sup>6</sup>	1.07	0,917	0,153		
6.30 x 10 <sup>6</sup>	1.50	1.26	0,24		
6.60 x 10 <sup>6</sup>	0,932	0,709	0,223		
6.90 x 10 <sup>6</sup>	0,860	0,677	0,183		
7.20 x 10 <sup>6</sup>	1.438	1.201	0,237		
7.50 x 10 <sup>6</sup>	1.699	1.368	0,281	0,05	
7.80 x 10 <sup>6</sup>	1.599	1.224	0,310	0,065	
8.10 x 10 <sup>6</sup>	1.432	0,985	0,372	0,075	
8.40 x 10 <sup>6</sup>	1.265	0,759	0,453	0,050	0,003
8.70 x 10 <sup>6</sup>	1.240	0,691	0,503	0,040	0,006
9.00 x 10 <sup>6</sup>	1.100	0,581	0,480	0,029	0,010
9.30 x 10 <sup>6</sup>	1.097	0,580	0,479	0,030	0,008
9.60 x 10 <sup>6</sup>	1.100	0,585	0,477	0,031	0,007
9.90 x 10 <sup>6</sup>	1.105	0,593	0,476	0,032	0,004

Tabela 1.2

Secção de Choque Microscópicas do  $^{40}\text{Ar}^{30}\text{S}^+$ 

(Continuação)

Energia (eV)	Total (barn)	Elástica (barn)	Inelástica (barn)	(n, $\alpha$ ) (barn)	(n,n' $\alpha$ ) (barn)
10.2 x 10 <sup>6</sup>	1.150	0,606	0,466	0,031	0,047
10.5 x 10 <sup>6</sup>	1.163	0,619	0,449	0,035	0,06
10.8 x 10 <sup>6</sup>	1.181	0,636	0,433	0,038	0,074
11.1 x 10 <sup>6</sup>	1.200	0,653	0,417	0,041	0,089
11.4 x 10 <sup>6</sup>	1.219	0,671	0,402	0,043	0,103
11.7 x 10 <sup>6</sup>	1.24	0,689	0,386	0,048	0,118
12.0 x 10 <sup>6</sup>	1.26	0,706	0,37	0,052	0,132
12.3 x 10 <sup>6</sup>	1.283	0,723	0,353	0,056	0,151
12.6 x 10 <sup>6</sup>	1.303	0,738	0,334	0,061	0,170
12.9 x 10 <sup>6</sup>	1.320	0,752	0,314	0,065	0,189
13.2 x 10 <sup>6</sup>	1.336	0,765	0,293	0,070	0,208
13.5 x 10 <sup>6</sup>	1.348	0,776	0,270	0,075	0,227
13.8 x 10 <sup>6</sup>	1.356	0,785	0,247	0,079	0,245
14.1 x 10 <sup>6</sup>	1.363	0,792	0,226	0,083	0,262
14.4 x 10 <sup>6</sup>	1.375	0,798	0,215	0,088	0,274
14.7 x 10 <sup>6</sup>	1.385	0,803	0,204	0,092	0,286
15.0 x 10 <sup>6</sup>	1.394	0,806	0,194	0,095	0,299
15.3 x 10 <sup>6</sup>	1.400	0,808	0,183	0,098	0,311
15.6 x 10 <sup>6</sup>	1.405	0,809	0,172	0,101	0,323
15.9 x 10 <sup>6</sup>	1.410	0,811	0,161	0,103	0,335

## APÊNDICE II

Tabela II.1

Emissão de Luz, em Unidades de Altura de Pulso,  
em Função de Energia da Partícula Carregada

Energia (eV)	Lp(E) prótons	l.c(E) carbono	L $\alpha$ (E) partícula alfa
0,0000	0,00000	0,00000	0,00000
1.0 x 10 <sup>3</sup>	0,00035	0,000022	0,00003
1.0 x 10 <sup>4</sup>	0,00103	0,000228	0,000285
1.2 x 10 <sup>4</sup>	0,00115	0,00025	0,000321
1.4 x 10 <sup>4</sup>	0,00127	0,000272	0,000355
1.6 x 10 <sup>4</sup>	0,00140	0,000294	0,000388
1.7 x 10 <sup>4</sup>	0,00146	0,000305	0,000404
1.8 x 10 <sup>4</sup>	0,00152	0,000316	0,00042
1.9 x 10 <sup>4</sup>	0,00158	0,000327	0,000436
2.0 x 10 <sup>4</sup>	0,00164	0,000338	0,000452
2.2 x 10 <sup>4</sup>	0,00176	0,00036	0,000484
2.4 x 10 <sup>4</sup>	0,00188	0,000381	0,000516
2.6 x 10 <sup>4</sup>	0,00200	0,000402	0,000548
2.8 x 10 <sup>4</sup>	0,00212	0,000422	0,00058
3.0 x 10 <sup>4</sup>	0,00224	0,000443	0,00061
3.2 x 10 <sup>4</sup>	0,00248	0,000482	0,00067
3.6 x 10 <sup>4</sup>	0,00260	0,0005	0,0007
3.8 x 10 <sup>4</sup>	0,00272	0,000519	0,00073
4.0 x 10 <sup>4</sup>	0,00285	0,000537	0,000758
4.4 x 10 <sup>4</sup>	0,00309	0,000571	0,000814
4.8 x 10 <sup>4</sup>	0,00334	0,000607	0,00087
5.2 x 10 <sup>4</sup>	0,00357	0,00064	0,000926
5.6 x 10 <sup>4</sup>	0,00382	0,000673	0,000982
6.0 x 10 <sup>4</sup>	0,00407	0,000707	0,00104
6.6 x 10 <sup>4</sup>	0,00446	0,000756	0,00113
7.2 x 10 <sup>4</sup>	0,00484	0,000806	0,00122
7.8 x 10 <sup>4</sup>	0,00522	0,000856	0,00131
8.4 x 10 <sup>4</sup>	0,00562	0,000905	0,0014
9.2 x 10 <sup>4</sup>	0,00615	0,000972	0,00152
1.0 x 10 <sup>5</sup>	0,00671	0,001038	0,00164
1.1 x 10 <sup>5</sup>	0,00740	0,001115	0,00179
1.2 x 10 <sup>5</sup>	0,00812	0,001192	0,00194
1.3 x 10 <sup>5</sup>	0,00886	0,00127	0,00209

Tabela 11.1

Emissão de Luz, em Unidades de Altura de Pulso,  
em Função de Energia da Partícula Carregada

(Continuação)

Energia (eV)	Lp(E) prótons	Lc(E) carbono	Lα(E) partícula alfa
1.4 x 10 <sup>5</sup>	0,00962	0,001347	0,00224
1.5 x 10 <sup>5</sup>	0,01040	0,001424	0,0024
1.6 x 10 <sup>5</sup>	0,01122	0,001501	0,00256
1.7 x 10 <sup>5</sup>	0,01207	0,001573	0,00272
1.8 x 10 <sup>5</sup>	0,01292	0,001645	0,00288
1.9 x 10 <sup>5</sup>	0,01377	0,001717	0,00304
2.0 x 10 <sup>5</sup>	0,01465	0,001788	0,0032
2.2 x 10 <sup>5</sup>	0,01645	0,001932	0,00352
2.4 x 10 <sup>5</sup>	0,01838	0,002076	0,00386
2.6 x 10 <sup>5</sup>	0,02035	0,002219	0,0042
2.8 x 10 <sup>5</sup>	0,02245	0,002363	0,00454
3.0 x 10 <sup>5</sup>	0,02460	0,002506	0,0049
3.2 x 10 <sup>5</sup>	0,02680	0,00265	0,00527
3.4 x 10 <sup>5</sup>	0,02900	0,002793	0,00564
3.6 x 10 <sup>5</sup>	0,0313	0,002926	0,00601
3.8 x 10 <sup>5</sup>	0,0338	0,003058	0,00638
4.0 x 10 <sup>5</sup>	0,0365	0,003191	0,00675
4.4 x 10 <sup>5</sup>	0,0422	0,003433	0,00751
4.8 x 10 <sup>5</sup>	0,0483	0,003676	0,0083
5.2 x 10 <sup>5</sup>	0,0545	0,003919	0,00912
5.6 x 10 <sup>5</sup>	0,0609	0,00414	0,00996
6.0 x 10 <sup>5</sup>	0,0678	0,004361	0,0108
6.6 x 10 <sup>5</sup>	0,0786	0,004692	0,0121
7.2 x 10 <sup>5</sup>	0,0910	0,005023	0,0135
7.8 x 10 <sup>5</sup>	0,1040	0,005354	0,015
8.4 x 10 <sup>5</sup>	0,1175	0,005686	0,01656
9.2 x 10 <sup>5</sup>	0,1367	0,006127	0,01876
1.0 x 10 <sup>6</sup>	0,1562	0,006569	0,021
1.1 x 10 <sup>6</sup>	0,1825	0,007093	0,024
1.2 x 10 <sup>6</sup>	0,2095	0,007604	0,027
1.3 x 10 <sup>6</sup>	0,2385	0,008128	0,0302
1.4 x 10 <sup>6</sup>	0,2690	0,008639	0,0337
1.5 x 10 <sup>6</sup>	0,2995	0,009163	0,0369
1.6 x 10 <sup>6</sup>	0,3320	0,00966	0,0404
1.7 x 10 <sup>6</sup>	0,366	0,010157	0,0441
1.8 x 10 <sup>6</sup>	0,400	0,010667	0,048

Tabela II.1

Emissão de Luz, em Unidades de Altura de Pulso,  
em Função de Energia da Partícula Carregada

(Continuação)

Energia (eV)	Lp(E) prótons	Lc(E) carbono	Lx(E) partícula alfa
1.9 x 10 <sup>6</sup>	0,436	0,01115	0,052
2.0 x 10 <sup>6</sup>	0,4725	0,11647	0,0562
2.2 x 10 <sup>6</sup>	0,548	0,012641	0,0652
2.4 x 10 <sup>6</sup>	0,625	0,013634	0,0750
2.5 x 10 <sup>6</sup>	0,703	0,014628	0,0857
2.8 x 10 <sup>6</sup>	0,783	0,015622	0,0975
3.0 x 10 <sup>6</sup>	0,866	0,016615	0,11
3.2 x 10 <sup>6</sup>	0,952	0,017664	0,123
3.4 x 10 <sup>6</sup>	1,042	0,018713	0,1365
3.6 x 10 <sup>6</sup>	1,135	0,019762	0,1505
3.8 x 10 <sup>6</sup>	1,23	0,02081	0,1655
4.0 x 10 <sup>6</sup>	1,327	0,021859	0,1815
4.4 x 10 <sup>6</sup>	1,521	0,023957	0,2165
4.8 x 10 <sup>6</sup>	1,718	0,026054	0,2555
5.2 x 10 <sup>6</sup>	1,915	0,028152	0,3
5.6 x 10 <sup>6</sup>	2,112	0,03025	0,03505
6.0 x 10 <sup>6</sup>	2,31	0,032347	0,407
6.6 x 10 <sup>6</sup>	2,68	0,035549	0,5
7.2 x 10 <sup>6</sup>	2,95	0,03875	0,607
7.8 x 10 <sup>6</sup>	3,28	0,041952	0,727
8.4 x 10 <sup>6</sup>	3,62	0,045154	0,87
9.2 x 10 <sup>6</sup>	4,08	0,04957	1,09
1.0 x 10 <sup>7</sup>	4,55	0,053986	1,32
1.1 x 10 <sup>7</sup>	5,14	0,059616	1,64
1.2 x 10 <sup>7</sup>	5,75	0,065412	1,98
1.3 x 10 <sup>7</sup>	6,36	0,071346	2,35
1.4 x 10 <sup>7</sup>	6,97	0,077694	2,74
1.5 x 10 <sup>7</sup>	7,58	0,084594	3,15
1.6 x 10 <sup>7</sup>	8,20	0,091632	3,58
1.7 x 10 <sup>7</sup>	8,83	0,098808	4,03

**ABSTRACT**

In this work we have developed a computer program (DALP) in Fortran-4-G language, using the Monte Carlo method to simulate the experimental techniques leading to the distribution of pulse heights due to monoenergetic neutrons reaching an organic scintillator.

The calculation of the pulse height distribution has been done for two different systems:

- 1) Monoenergetic neutrons from a punctual source reaching the flat face of a cylindrical organic scintillator;
- 2) Environmental monoenergetic neutrons randomly reaching either the flat or curved face of the cylindrical organic scintillator.

The computer program has been developed in order to be applied to the NE-213 liquid organic scintillator, but can be easily adapted to any other kind of organic scintillator. With this program one can determine the pulse height distribution for neutron energies ranging from 15 KeV to 10 MeV.

**REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

1. BURRUS, W. R. & DRISCHLER, J. D. *The FERDOR unfolding code*. | s.n.t. | (ORNL-4154).
2. BURRUS, W. R. & VERBINSKI, V. V. Fast-neutron spectroscopy with thick organic scintillators. *Nucl. Instrum. Meth.*, 67:181-96, 1969.
3. CASHWELL, E. D. & EVERETT, C. J. *A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems*. New York, N. Y., Pergamon, 1959.
4. EVANS, R. D. *The atomic nucleus*. New York, N. Y., McGraw-Hill, 1955. (International Series in Pure and Applied Physics).
5. FOSHINA, M. *Uma aplicação do método de Monte Carlo à física de nêutrons*. São Paulo, 1970. (Dissertação de Mestrado).
6. GLASSTONE, S. & EDLUND, M. C. The slowing down of neutrons. In: GLASSTONE, S. & EDLUND, M. C. *The elements of nuclear reactor theory*. Princeton, Van Nostrand, | s.d. | p.137-90.
7. INTERNATIONAL BUSINESS MACHINES CORPORATION, *Random number generation and testing: reference manual C20.8011*. White Plains, N. Y., 1959.
8. INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. *Radiation protection instrumentation and its applications*. Washington, D. C., Oct. 1971. (ICRU Report 20).
9. INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. *Radiation quantities and units*. Washington D. C., Jul. 1971. (Reprinted October, 1975). (ICRU Report 19).
10. INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. *Data for protection against ionizing radiation from external sources: supplement to ICRP publication 15* Oxford, Pergamon, 1973. (ICRP Publication, 21).



11. LAGRANGE interpolation for unequally spaced data. In: HEWLETT-PACKARD calculator Model 20: 9820A math pac, v.1. Loveland, Co., H-P Calculator Products Division, l.s.d. l. p.137-41.
12. LAMARSH, J. R. Interaction of neutron with matter. In: LAMARSH, J. R. *Introduction to nuclear reactor theory*. Palo Alto, Calif., Addison-Wesley, 1966. P.17-81.
13. MOSHMAN, J. Random number generation. In: RALSTON, A. & WILF, H. S., eds. *Mathematical methods for digital computers*. v.2 New York, N. Y., Wiley, 1967. p.249-63.
14. NORTHCLIFFE, L. C. & SCHILLING, R. F. Range and stopping-power tables for heavy ions. *Nucl. Data Tab.*, A7:233-463, 1970.
15. NUCLEAR ENTERPRISES (G.B.) *Scintillators, nucleonic instruments, low level counting installations: catalogue*. Edinburgh, 1963.
16. NUMERICAL integration with equally spaced base points Newton-cotes closed formulas. In: HEWLETT-PACKARD calculator Model 20: 9820A math pac, v.1. Loveland, Co., H-P, Calculator Products Division, l.s.d. l., p.113-7.
17. SCHANZLER, L. & STUKER, S. Experimental determination of response functions of an organic liquid scintillator in the energy range from 0.6 to 12.4 MeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, *Neutron monitoring for radiation protection purposes: proceedings of a symposium on . . . Vienna, 11-15 December 1972, v.1*. Vienna, 1973. p.85-97. (Proceedings series).
18. SILVA, F. M. M. d. *Programa FS006F: modificação do original AJUSTS*. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, CPD, 1976 (Programa elaborado para o computador IBM/370-mod. 155).
19. SILVA, L. F. *Programa AJURE: ajuste da reta  $y=AX+B$  pelo método dos mínimos quadrados*. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, CPD, 1967.
20. SWARTS, C. D. & WEN, G. E. Recoil detection in scintillators. In: MARION, J. B. & FOWLER, J. L., eds. *Fast neutron physics: par I-techniques*. New York, N. Y., Interscience, 1960. p.211-46.
21. TEXTOR, R. E. & VERBINSKY, V. V. *05S: a Monte Carlo for calculating pulse height distributions due to monoenergetic neutrons incident on organic scintillators*. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Lab., Feb. 1968. (ORNL-4160).
22. VERBINSKY, V. V.; BURRUS, W. R.; FREESTONE, R. M.; TEXTOR, R. Proton-recoil neutron spectrometry with organic scintillators. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. *Neutron monitoring: proceedings of the symposium on neutron monitoring for radiological protection held in Vienna, 29 August - 2 September 1966*. Vienna, 1967. p.151-66 (Proceedings series).
23. VERBINSKY, V. V.; BURRUS, W. R.; LOVE, T. A.; ZOBEL, W.; HILL, W. W. Calibration of an organic scintillators for neutron spectrometry. *Nucl. Instrum. Meth.*, 65:8-25, 1968.
24. ZERBY, C. D. A Monte Carlo Calculation of the response of gamma-ray scintillation counter. *Meth. comp. Phys.*, 1:89-133, 1963.

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA  
Caixa Postal, 11049 – Pinheiros  
CEP 05508  
01000 – São Paulo – SP

Telefone: 211-FJ11  
Endereço Tel. gráfico – IEATOMICA  
Telex – 01:23592 IENA BR