# ATENÇÃO

# O ORIGINAL DESTE ÍTEM NÃO FORNECE CONDIÇÕES PARA OBTER UMA CÓPIA DIGITALIZADA COM MELHOR QUALIDADE



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

# PADRÃO EXPERIMENTAL EM ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS UTILIZANDO NÊUTRONS DA REAÇÃO DT E AVALIAÇÃO DE MÉTODOS DE CÁLCULO DE BLINDAGEM

### PAULO ROGÉRIO PINTO COELHO

Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau do Doutor em Ciências na Área De Reatores Nucleares de Potencia e Tecnologia do Combustível Nuclear

Orientador: Dr. José Rubens Malorino

São Paulo 1993

# PADRÃO EXPERIMENTAL EM ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS UTILIZANDO NÊUTRONS DA REAÇÃO DT E AVALIAÇÃO DE MÉTODOS DE CÁLCULO DE BLINDAGEM

### PAULO ROGÉRIO PINTO COELHO

Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de "Doutor em Ciências" na Área de Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear.



Drientador: Dr. José Rubens Maiorino

. 0. A . 0

280

A minha esposa, Lena A meus pais, Fábio e Zélia 2

a

4

3

>

.

1

A todos os que, de diferentes maneiras, contribuiram para a execução deste trabalho, em especial :

ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/CNEN-SP) e à Coordenadoria de Projetos Especiais (COPESP) do Ministério da Marinha pela infraestrutura e pelo apoio financeiro e material;

ao Dr. José Rubens Maiorino pela orientação e amizade;

ao Dr. Gilberto Gomes de Andrade, chefe da Coordenadoria de Tecnologia de Reatores do IPEN, pelo apoio na realização deste trabalho;

aos amigos Aucyone, Brasco, Ulysses, Marcia (in memoriam) e Gilson da Divisão de Física de Reatores (RTF<sup>-</sup> pela colaboração e incentivo e aos demais integrantes da RTF pelas sugestões e ajuda;

aos amigos da Coordenadoria de Reatores e Circuitos Experimentais que auxiliaram na montagem do arranjo experimental e na realização das medidas;

aos amigos da Divisão de Calibração e Detectores da COPESP pelo apoio prestado;

sos colegas da área de computação do IPEN e da COPESP, pela compreensão e auxilio,

11

Obrigado,

Paulo

## PADRÃO EXPERIMENTAL EM ESPECTROMETRIA DE NÉUTRONS RÁPIDOS UTILIZANDO NÉUTRONS DA REAÇÃO DT E AVALIAÇÃO DE MÉTODOS DE CÁLCULO DE BLINDAGEM

ø

0

\$

\$

Ì

Paulo Rogério Pinto Coelho

#### RESUMO

Com este trabalho foi estabelecido um padrão experimental para avaliação de métodos de cálculo de blindagem para nêutrons. O experimento consistiu na medida da distribuição energética e espacial de nêutrons rápidos emergentes de uma blindagem laminada de aço, polietileno e chumbo. Como fonte de nêutrons foram utilizados os provenientes da reação  ${}^{3}H(d,n){}^{4}He$ , através do uso de um acelerador Van de Graaff. Espectros de energia de nêutrons foram medidos para várias combinações de materiais de blindagem e para diversas posições após a mesma. Como sistema de medidas utilizou-se um cintilador líquido NE-213 e uma eletrônica associada adequada, e empregou-se o código FANTI, de desdobramento de espectro de altura de pulso de próton de recuo, para a obtenção dos espectros de energia de nêutrons na faixa de 2,5 a 17 MeV, em grupos de energia de 300 keV de largura, com incerteza na ordem de 3 a 10%.

Na sequência de trabalho, duas metodologias de cálculo de blindagem empregadas pela Divisão de Física de Reatores do IPEN/CNEN-SP foram avaliadas. O uso do código DOT 3.5 de ordenadas discretas combinado com o AMPX II de preparação de constantes de grupo, e o uso do código de Monte Carlo MCNP. Verificou-se que no experimento realizado dispõe-se das informações necessárias para poder considerá-lo um problema padrão. As metodologias de cálculo empregadas mostraram-se apropriadas para solucionar o problema padrão e obteve-se um desvio de 15 % entre o espectro

m

integrado de energia de nêutrone medido com o NE-213 e o calculado com o DOT 3.5, entre 4 e 17 MeV; no caso do MCNP o desvio correspondente foi de 1%.

3

0

é

5 1 5

As contribuições importantes do trabalho foram a introdução da espectrometria de nêutrons rápidos com NE 213 e o desdobramento dos espectros de prótons de recuo, a implantação da técnica de medida absoluta da produção de nêutrons na reação DT, através da medida da partícula  $\alpha$  associada, e a obtenção de dados experimentais que possibilitaram a avaliação de metodologias de cálculo de blindagem.

## EXPERIMENTAL BENCHMARK OF THE FAST NEUTRON SPECTROSCOPY USING NEUTRONS FROM DT REACTION AND EVALUATION OF THE SHIELDING CALCULATIONAL METHODS

0

×,

ş

PAULO ROGÉRIO PINTO COELHO

#### ABSTRACT

The objective of the present work has been the development of a experimental benchmark for the assessment of neutron shielding calculational methods, involving cross section data, cross section processing codes and transport codes. The experiment aimed at the determination of spatially dependent fast neutron energy spectrum emerging from a laminated shield of stainless steel, polyethilene and lead. Van de Graaff accelerator  ${}^{3}\mathbf{H}(\mathbf{d},\mathbf{n})^{4}$ He reaction provided neutrons for the experiments. The neutron energy spectrum was measured at different positions for several combinations of shielding materials. The liquid scintillator NE-213 measuring system was used for the data acquisition. The proton-recoil spectrum was unfolded through the FANTI code in the range of 2.5 to 17 MeV.

Two methods for shielding calculation commonly used at the Reactor Physics Division of IPEN/CNEN-SP were evaluated. The first method was based on the discrete ordinate DOT 3.5 code with cross sections generated with the AMPX-II code, and the second method was based on the Monte Carlo MCNP code. It was verified that the experiments contain the necessary information required to be considered a benchmark problem. Both calculational methods were considered appropriate to analyze this benchmark problem. The results showed differences between measurement and calculation for the integrated neutron energy spectrum in the range between 4 and

v

17 MeV of 15% for the DOT 3.5 - AMPX II method, and of 1% for the MCNP code.

ь

Ŷ

ĥ

3

The original contributions of this work can be considered: 1) the establishment at IPEN of the fast neutron spectroscopy technique using a organic scintillator NE-213 and a proton-recoil spectrum unfolding; 2) the implementation of a system to measure the absolute neutron production in the DT reaction through an associated  $\alpha$  particle measurement, and 3) the obtaining of experimental data establishing a benchmark problem that allow evaluation of shielding calculational methods.

CONSERVING AND THE TALLY A GOLEAR/SP - MER

ÍNDICE

a

\$

3

5

ï

١,

	Pág.
RESUMO	iii
ABSTRACT	v
ÍNDICE	vii
LISTA DE FIGURAS	х
LISTA DE TABELAS	xiii
1. INTRODUÇÃO	1
1.1-Retrospectiva dos experimentos	4
1.2-Retrospectiva dos métodos de cálculo	16
1.3–Objetivo e estrutura deste trabalho	23
2. ESPECTROMETRIA DE NÉUTRONS RÁPIDOS	. 27
2.1–Introdução	27
2.2-Detectores tipo prótons de recuo	31
2.3-Espectrometria com cintilador NE-213	32
2.4–Método de desdobramento do espectro	35
2.4.1–Desdobramento do espectro por diferenciação	36
2.4.2–Desdobramento do espectro por inversão de matriz	37
2.5-Equipamentos utilizados no espectrômetro de nêutrons	38
3. BANCADA E MÉTODO EXPERIMENTAL	45
3.1–Tanque d'água e acelerador Van de Graaff	45
3.2-Medidas de espectros de energia de nêutrons rápidos	47
3.3–Medida de partícula $\alpha$ associada	48

•

3.4-Monitor de néutrons	49
3.5–Blindagem	50
4. MEDIDA E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	54
4.1–Montagem do arranjo experimental	54
4.2–Calibração dos sistemas de medidas	55
4.2.1–Calibração do detector barreira de superfície	55
4.2.2–Calibração do $BF_3$ em função do barreira de superfície	56
4.2.3–Calibração do sistema associado ao NE–213	57
4.3-Avaliação do desempenho do espectrômetro	60
4.4–Medidas com materiais de blindagem	60
4.5–Análise das medidas	61
5. DESCRIÇÃO DO MÉTODO DE CÁLCULO	77
5.1—Cálculos de transporte da radiação	77
5.1.1-Método de ordenadas discretas	77
5.1.2–Características gerais do código DOT 3.5	85
5.1.3-Método de Monte Carlo	86
5.1.4-Características gerais do código MCNP	88
5.2–Dados nucleares	91
6. CÁLCULOS E COMPARAÇÕES COM MEDIDAS	96
6.1–Cálculo do termo fonte	96
6.2-Cálculos de transporte com métodos determinísticos	97
6.3–Cálculos de transporte com método de Monte Carlo	100
6.4–Comparação entre resultados de cálculo e experimentais	102
7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES	111
APÉNDICE I – CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO ENERGÉTICA E	
ANGULAR DE NÉUTRONS PRODUZIDOS NA REAÇÃO DT	116

0

2

٠

à

· · · · · · · ·

ų

- 4

APÉNDICE II – MEDIDA DA PRODUÇÃO DE NÉUTRONS NA	
REAÇÃO DT	119
APÊNDICE III – CÓDIGO FANTI	127
8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	131

....

•

.

.

.

### LISTA DE FIGURAS

0

.

.

.

. . .

	Pág.
Figura 2.1 – Diagrama de blocos do sistema eletrônico do espectrômetro	
de nêutrons NE 213	42
Figura 2.2 — Eficiência de detecção do cintilador NE 213 para elétrons	
e prótons	43
Figura 2.3 — Diagrama temporal de análise de pulsos	43
Figura 2.4 — Distribuição de altura de pulso na saída do TAC	44
Figura 3.1 – Visão esquemática do arranjo experimental	52
Figura 3.2 — Esquema de algumas partes do acelerador Van de Graaff	52
Figura 3.3 — Conjunto de materiais que compõem a blindagem	
do arranjo experimental	53
Figura 4.1 — Diagrama de blocos do sistema eletrônico de	
medida de partícula alfa	64
Figura 4.2 — Calibração em energia do sistema de medida do	
detector barreira de superfície	64
Figura 4.3 — Diagrama de posição dos definidores do feixe de	
partículas alfa	65
Figura 4.4 — Curva de linearidade da resposta do equipamento	
eletrônico associado ao detector barreira de	
superfície	65
Figura 4.5 — Diagrama de blocos de detecção de nêutrons com $BF_3$	66
Figura 4.6 — Espectro de altura de pulso, com o detector $BF_3$ ,	
para uma fonte Am-Be	66
Figura 4.7 — Curva de tempo morto para o detector $BF_3$	67

Figura 4.8 — Linearidade da resposta do detector barreira de	
superfície em função da produção de nêutrons	
no alvo do acelerador	67
Figura 4.9 – Linearidade da resposta do detector NE 213 em	
função da produção de nêutrons no alvo do acelerador	68
Figura 4.10 – Resposta do NE 213 em função da energia dos elétrons	68
Figura 4.11 – Espectro de energia de nêutrons da fonte <sup>252</sup> Cf	69
Figura 4.12 – Galpão onde foi instalado o arranjo experimental	70
Figura 4.13 – Montagem do suporte do acelerador Van de Graaff	70
Figura 4.14 – Acelerador Van de Graaff	71
Figura 4.15 – Porta alvo do acelerador Van de Graaff, dentro	
do tanque	71
Figura 4.16 — Blindagem laminada posicionada na seção de	
teste — vista superior	72
teste — vista superior Figura 4.17 — Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons	<b>72</b> 72
teste — vista superior Figura 4.17 — Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 — Arranjo experimental: tanque d'água e detector	<b>72</b> 72
teste — vista superior Figura 4.17 — Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 — Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de	<b>72</b> 72
teste — vista superior Figura 4.17 — Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 — Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff	72 72
teste – vista superior Figura 4.17 – Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 – Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direita	72 72 73
teste – vista superior Figura 4.17 – Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 – Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direita Figura 4.19 – Mesa de controle do acelerador Van de Graaff	72 72 73
teste – vista superior Figura 4.17 – Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 – Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direita Figura 4.19 – Mesa de controle do acelerador Van de Graaff e equipamentos dos sistemas de medidas	72 72 73 73
teste – vista superior Figura 4.17 – Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 – Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direita Figura 4.19 – Mesa de controle do acelerador Van de Graaff e equipamentos dos sistemas de medidas Figura 4.20 – Equipamentos eletrônicos dos sistemas de contagem	72 72 73 73 74
teste – vista superiorFigura 4.17 – Tanque d'água e espectrômetro de nêutronsFigura 4.18 – Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direitaFigura 4.19 – Mesa de controle do acelerador Van de Graaff e equipamentos dos sistemas de medidasFigura 4.20 – Equipamentos eletrônicos dos sistemas de contagem Figura 4.21 – Espectro de altura de pulso devido à incidência de	72 72 73 73 74
teste – vista superior Figura 4.17 – Tanque d'água e espectrômetro de nêutrons Figura 4.18 – Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direita Figura 4.19 – Mesa de controle do acelerador Van de Graaff e equipamentos dos sistemas de medidas Figura 4.20 – Equipamentos eletrônicos dos sistemas de contagem Figura 4.21 – Espectro de altura de pulso devido à incidência de nêutrons , da reação DT, no NE 213	72 72 73 73 74 75
teste – vista superiorFigura 4.17 – Tanque d'água e espectrômetro de nêutronsFigura 4.18 – Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectrômetro de nêutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direitaFigura 4.19 – Mesa de controle do acelerador Van de Graaff e equipamentos dos sistemas de medidasFigura 4.20 – Equipamentos eletrônicos dos sistemas de contagemFigura 4.21 – Espectro de altura de pulso devido à incidência de nêutrons , da reação DT, no NE 213Figura 4.22 – Espectro de energia de nêutrons da reação T(d,n)4He	72 72 73 73 74 75 75

xi

Figura 4.24 – Espectros diferenciais de néutrons	76
Figura 5.1 – Pontos da rede r, $\mu$	94
Figura 5.2 – Diagrama simplificado de cálculo com o método	
de Monte Carlo	95
Figura 6.1 – Rede de cálculo de transporte da radiação	107
Figura 6.2 – Modelo de cálculo	108
Figura 6.3 – Modelo para cálculo das seções de choque em	
geometria unidimensional	108
Figura 6.4 – Corte Y–Z da configuração geométrica utilizada	109
Figura 6.5 – Modelagem da configuração geométrica utilizada	109
Figura 6.6 – Espectro de energia de nêutrons medido com o	
NE 213 e cálculado com o DOT 3.5	110
Figura 6.7 – Espectro de energia de nêutrons medidos com o	
NE 213 e calculado com o MCNP	110
Figura AII.1 – Esquema do arranjo experimental para cálculo	
do fator de geometria	126

•

.

2

•

.

•

...

•

19 (t

### LISTA DE TABELAS

Û

Ş

.....

ŝ

1

٠

4

1

ł

G

.\*

- - ----

	Pág.
Tabela 1.1 — Comparações de medidas e cálculos para vários	
experimentos de blindagem	26
Tabela 2.1 – Comparação entre os métodos de espectrometria	
de nêutrons rápidos	41
Tabela 3.1 — Composição da blindagem nas experiências com o	
detector na posição $x=0$ , $y=0$ e $z=0$	51
Tabela 3.2 — Posição do detector NE 213 nas experiências com	
todos os materiais de blindagem	51
Tabela 6.1 — Distribu ção energética e angular de nêutrons	
emiti los na reação ${}^{3}H(d,n){}^{4}He$ (E <sub>d</sub> =170,5keV),	
obtida com o CALCDT	105
Tabela 6.2 — Composição dos materiais usados nos cálculos de	
blindagem	105
Tabela 6.3 — Composição das 31 células utilizadas no cálculo	
com o código MCNP	106
Tabela 6.4 — Resultados e técnicas utilizadas com o código MCNP	106

xiii

#### 1. INTRODUÇÃO

۰,

13

. 0

Historicamente o avanço do conhecimento do processo de transporte e atenuação de radiação nos mais diversos tipos de materiais tem se dado pela realização de esforços combinados em duas áreas : a) execução de experimentos para obtenção de dados representativos do processo físico numa visão macroscópica e, b) desenvolvimento de teorias e métodos de cálculo que levem a resultados que reproduzam os obtidos experimentalmente.

Os dois principais tipos de radiação de interesse em estudos de blindagens para os diversos tipos de fontes de radiação são os raios gama e nêutrons. Por não terem carga elétrica são altamente penetrantes nos materiais, além de serem emitidos em grande quantidade e com razoável energia em reatores nucleares, em fontes seladas radioativas, em reações induzidas com uso de aceleradores, etc.

O cálculo de transporte de raios gama e nêutrons em materiais é importante para projetos de blindagens. A interação de raios gama com a matéria se dá basicamente por 3 processos: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e formação de pares, e a probabilidade dessas interações (coeficiente de atenuação) pode ser obtida de dados experimentais, ou através de cálculos teóricos. Os modos de interação para os nêutrons incluem espalhamento elástico e inelástico (reações (n,n) e (n,n') respectivamente) e vários tipos de reações de absorção, tais como captura radioativa (n, $\gamma$ ), fissão (n,f), reação (n,2n), etc., além do que as probabilidades (seções de choque) de ocorrer esses tipos de reações têm uma complexa dependência com a energia dos nêutrons , tornando difícil desenvolver modelos matemáticos ou fórmulas empíricas que as representem.

Usualmente cálculos de blindagem de instalações nucleares, tais como reatores nucleares, aceleradores de partículas, etc., envolvem a modelagem de sistemas físicos complexos e o cálculo do transporte da radiação nesses sistemas. O sucesso na

previsão da radiação emergente da blindagem, e consequentemente o dimensionamento correto desta, é baseado na correta descrição da fonte de radiação, no conhecimento preciso da interação da radiação com a matéria (seções de choque) e no cálculo do transporte da radiação.

a

7

14

¢

Devido à complexidade dos sistemas físicos, os métodos de cálculo envolvem uma série de aproximações e modelos matemáticos, que necessitam ser avaliados para que possam ser aplicados com segurança no projeto de blindagem. Na área de dados nucleares, deve ser manipulada uma grande quantidade de informações que fornece os dados sobre a interação da radiação com a matéria (seções de choque), bem como a adequação desses dados aos modelos matemáticos que descrevem o transporte da radiação. Por outro lado, o cálculo do transporte da radiação envolve a solução numérica da equação de transporte multigrupo em geometrias complexas, a qual usualmente é realizada através de códigos computacionais complexos. Assim sendo. 0 dimensionamento de blindagem envolve um encadeamento de programas computacionais para ser realizado.

A avaliação dos métodos de cálculo pode ser realizada de duas maneiras distintas. A primeira é a validação dos métodos matemáticos utilizados nos códigos, através da solução numérica de problemas idealizados, cuja solução possa ser obtida, ou por métodos analíticos, ou por diferentes técnicas, e os resultados possam ser intercomparados. Dentro desse enfoque, vários laboratórios internacionais têm publicado, em conjunto, problemas padrões ( "benchmarks" ) e resultados que possam ser utilizados para avaliação numérica dos códigos existentes e seus métodos, ou daqueles que venham a ser desenvolvidos.

A segunda maneira de avaliar métodos de cálculo de blindagem envolve a capacidade do sistema acoplado de códigos em reproduzir, numericamente, resultados obtidos de montagens projetadas especificamente para fornecer dados experimentais para avaliação. Salienta-se que atualmente a comunidade internacional envolvida em

blindagem da radiação tem devotado um grande esforço na realização, e divulgação de resultados obtidos de montagens experimentais, para avaliação de métodos de cálculo, como pode ser verificado pelo número de artigos publicados nas últimas Conferências Internacionais sobre Blindagem da Radiação (1,2), e a literatura em geral.

Normalmente, os experimentos são difíceis de serem modelados devido às geometrias complexas e às características das fontes de nêutrons e detectores usados. Por outro lado, dados experimentais são importantes para avaliar a adequação das bibliotecas de seções de choque e a metodologia de cálculo utilizada. Modelos teóricos para os quais não há avaliação experimental fornecem pouca informação sobre a adequação dos dados e métodos utilizados, embora muitas vezes indiquem a sensibilidade dos resultados para variações nesses dados e métodos. Em vista da necessidade da avaliação experimental dos métodos de cálculo, padrões experimentais ("Experimental Benchmark") têm sido realizados , os quais passam a ser usados como padrão de referência para avaliação de métodos de cálculo.

Grande esforço de pesquisa tem sido desenvolvido em todo o mundo <sup>(3)</sup> na área de blindagem para radiação, tendo em vista o desenvolvimento e aprimoramento da metodologia de cálculo de projeto de blindagem e de dados nucleares, bem como na área da realização de experimentos, para avaliar conceitos específicos de cada projeto e verificar as técnicas de cálculo, os dados de entrada e os efeitos da manipulação dos dados nos resultados dos cálculos. Estes estudos visam também tornar mais eficientes e econômicas as blindagens para reatores de potência, reduzir a exposição pessoal durante a operação normal ou após acidentes com as centrais nucleares, projetar blindagens adequadas e econômicas para as usinas de reprocessamento de combustível e desenvolver a tecnologia para blindagens de reatores a fusão. 1.1- Retrospectiva dos experimentos

÷

Q.

,

Os projetos dos primeiros reatores, no final da década de 40. evidenciaram a necessidade de um melhor conhecimento sobre o processo de transporte de néutrons e raios gama em meios materiais para possibilitar projetos otimizados de blindagem, eficientes e econômicos. Duas eram as grandes lacunas de conhecimento naquela época: a determinação dos valores das seções de choque para um grande número de materiais e a compreensão do processo de atenuação da radiação em grandes volumes de materiais de blindagem. Naquela época tinha-se também dificuldade em termos da não existência de poderosos computadores como os que possuimos hoje em dia para o processamento dos cálculos com grande volume de dados, bem como havia a necessidade de desenvolver detectores mais sensiveis e equipamentos eletrônicos associados que possibilitassem medidas mais precisas. A realização de estudor nessa área obteve grande impulso com programas da Marinha e da Força Aérea dos Estados Unidos para construção de submarinos e aviões nucleares , os quais requeriam projetos de blindagens eficientes, compactos e leves.

O primeiro projeto de pesquisa de blindagem para reator foi chefiado por E.P.Blizard, em 1947 no Oak Ridge National Laboratory (ORNL, no EUA), utilizando o reator X-10. Foram realizadas medidas de atenuação de neutrons e raios gama através de vários tipos de concreto. Placas do material eram colocadas na saida de uma abertura de 60 cm<sup>2</sup> existente na blindagem do reator X-10, junto ao núcleo do mesmo, e entre as placas e apos estas eram colocados detectores . Nesse experimento verificou-se a importância de considerar , nos cálculos de blindagem, a produção de raios gama secundários , devido a interação dos nêutrons com o material. Verificou-se também a possibilidade de construir dutos em geometrias especiais, atravessando a blindagem sem grande transmissão de radiação através da mesma. A precisão das medidas nesse arranjo era prejudicada devido a fuga de radiação entre as placas de material e a abertura na

blindagem do reator .

.

.

i q

e,

Baseados nas análises dos resultados desse experimento  $\epsilon$  em sugestões de C.E.Clifford, construiu—se em 1949 no ORNL, sob a direção de Blizard, outro arranjo experimental que se tornou conhecido como "Lid Tank Shielding Facility" <sup>(4)</sup>. Este arranjo consistiu na colocação de um disco de uránio enriquecido cobrindo a abertura usada no experimento anterior, obtendo—se assim uma fonte local de nêutrons de fissão. Adjacente a esta fonte foi construído um tanque d'água dentro do qual as placas dos materiais de blindagem e os detectores podiam ser submergidos , possibilitando assim a redução da contribuição da radiação de fundo nas medidas. Esta instalação foi intensamente utilizada para obter seções de choque de remoção para vários materiais , conceito esse desenvolvido por T.A. Welton <sup>(5)</sup> e que rapidamente difundiu—se, na época, como o principal método de tratar atenuação de nêutrons, tornando—se uma técnica válida para várias aplicações.

Concomitantemente a esses trabalhos, na Inglaterra as pesquisas estavam mais voltadas para a utilização da energia nuclear na produção de eletricidade; para tanto procuravam desenvolver reatores refrigerados a gás, donde advinham os problemas relacionados com grandes blindagens de concreto, efeitos de aquecimento e fuga de radiação nos grandes dutos, características desse tipo de reator. Várias instalações experimentais foram construídas, envolvendo muitos pesquisadores, dentre os quais destacou-se K. Spinney, que desenvolveu modelos para prever a distribuição de geração de calor devido a nêutrons e raios gama e posteriormente ajudou a desenvolver o método remoção-difusão <sup>(6)</sup>.

Nos EUA, o projeto de blindagens para um avião nuclear requeria medidas sem espalhamento no solo, para tanto C.E. Clifford concebeu, e posteriormente foi construida no ORNL, uma instalação composta de 4 torres, com as quais elevava-se a 60 metros de altura um reator e uma simulação de cabine blindada para os tripulantes do avião. Em outro laboratório americano foi construido outro reator. colocado dentro de

um tanque d'água ,que era suspenso até ŝi) metros de altura, com o qual foram feitas as primeiras medidas de espalhamento da radiação no solo. Nessas duas instalações verificou-se , para surpresa dos pesquisadores, a grande contribuição de raios gama secundários produzidos em captura radioativa de nêutrons no ar, ao contrário da previsão de pequena probabilidade de produção de raios gama em captura de nêutrons no nitrogênio (7).

3

Os programas de aplicação de energia nuclear impulsionaram a investigação de métodos de análise de blindagem e a realização de grandes programas experimentais.

Foram realizados estudos da penetração da radiação em blindagens para reatores na instalação conhecida como " Outside Test Tank " (OTT ), construída pela General Dynamics, nos EUA, e acoplada a um reator de 500 kW de potência <sup>(8)</sup>. O OTT era uma grande estrutura metálica que posicionava e suportava a blindagem a ser estudada, sem a presença de camadas de líquidos entre o reator e a blindagem e entre esta e os detectores. Centenas de configurações de blindagens compostas de placas ou caixas contendo materiais semiporosos foram testadas visando a otimização de blindagens, no sentido de obter blindagens altamente eficientes com o mínimo de peso de modo a poderem ser utilizadas em projetos nucleares. As blindagens testadas eram de espessura pequena quando comparadas a blindagem do reator de modo a garantir que apenas a radiação que penetra a blindagem testada fosse medida nos detectores. Foram feitas medidas comparativas da efetividade de blindagens para vários arranjos de um dado conjunto de materiais ou de diferentes conjuntos de materiais, sendo que medidas de dose eram feitas no ar a distâncias de até 30 metros do reator. Essas medidas mostraram a importância da escolha e da sequência de colocação dos materiais na blindagem serem as apropriadas, de modo a, sem aumentar o peso da blindagem, reduzir a produção de raios gama secundários por captura de neutrons térmicos na blindagem.

No ORNL foi realizado, por Verbinski e outros <sup>(9)</sup>, um experimento no reator tipo piscina BSR-1 ("Bulk Shielding Reactor") de penetração de nêutrons rápidos

na àgua, para avaliar códigos de transporte de nêutrons. Foram feitas medidas do espectro de energia de nêutrons rápidos na piscina do reator, em função da distância ao centro dele e do angulo em relação ao plano central vertical do reator. Foram verificadas algumas discrepâncias entre as medidas e os cálculos que posteriormente diminuíram com a atualização dos valores de seções de choque para algumas faixas de energia de neutrons.

a

Outro experimento importante, utilizando reator como fonte de radiação, é o de ORNL que ficou conhecido como "broomstick " <sup>(10)</sup> devido às amostras longas e delgadas. Realizado em 1967 para avaliar as seções de choque totais de vários materiais de interesse para blindagem de reatores, o experimento consistiu na medida do espectro de energia de neutrons não colididos, oriundos do reator, que são transmitidos através de amostras espessas do material de blindagem. Para maximizar a relação entre o fluxo não colidido e o colidido, o detector foi colocado a grande distância do reator (aproximadamente 30 metros) e a amostra a meio caminho entre os dois e, com a finalidade de minimizar a contribuição de neutrons espalhados no ar e no solo, o detector foi blindado e o feixe de nêutrons extremamente colimado . Os detectores utilizados para a medida do espectro de energia de nêutrons incidentes na amostra e transmitidos nessa. foram espectrômetros de nêutrons NE-213 cobrindo o intervalo de energia de 0,8 a 11 MeV. As seções de choque foram avaliadas comparando diretamente os dados experimentais com os calculados. Essa técnica de avaliação de seção de choque total tornou-se util pois possibilitou saber quais são as apropriadas para cálculo de blindagem e permite determinar quais devem ser melhoradas; nesse caso, essa técnica provê informação sobre em qual faixa de energia devem ser feitas novas medidas de seção de choque, como foi o caso das incertezas observadas na seção de choque do ferro para energias menores do que 2.5 MeV.

O desenvolvimento de aceleradores que possibilitassem alta produção de neutrons deu condições a que os pesquisadores realizassem experimentos de blindagem

antes impossíveis de serem feitos no campo de radiação de um reator. Normalmente é possível obter-se geometrias melhor definidas quando o experimento é feito utilizando aceleradores e o experimento é mais facilmente analisável se a fonte é só de nêutrons, gamas ou particulas carregadas, sem a complexa radiação de fundo associada ao uso de reatores.

Na Gulf General Atomic (GGA), nos EUA, foi realizado em 1969 um experimento <sup>(11)</sup>, utilizando um acelerador linear (LINAC) para avaliar a seção de choque do ferro, com maior precisão nos resultados do que a do "broomstick", tendo-se confirmado a existência de erro nos valores tabulados para a seção de choque total do ferro.

A seção de choque do ferro foi medida por Carlson e outros <sup>(12)</sup>, utilizando LINAC do GGA e a técnica de tempo de vôo, para 226,75 metros de distância de vôo. Nêutrons rápidos eram produzidos através da interação da radiação de "bremsstrahlung" para a produção de fotonêutrons bombardeando com elétrons uma esfera de urânio com 3,8 cm de raio. Os nêutrons deslocavam-se por um tubo, submetido a alto vácuo, até atingir a amostra a 100 m de distância , sendo que antes desta era colocado um colimador para reduzir o tamanho do feixe (circulo com 6,3 cm de raio), bem como eram colocados 2 detectores <sup>3</sup>He que monitoravam o fluxo de nêutrons e um filtro de raios gama. Os nêutrons transmitidos pela amostra deslocavam-se por outro tubo de 120 m de comprimento até a posição onde os nêutrons eram detectados por um cintilador orgânico NE-211. O detector foi envolvido por uma blindagem de chumbo para reduzir a radiação de fundo. As medidas de seção de choque foram feitas na região de 0,5 a 9,0 MeV, tendo se observado uma estrutura de picos e vales coerentes com os resultados do "broomstick".

Verbinski e outros <sup>(9)</sup> realizaram em 1967, utilizando o LINAC do GGA, outro experimento com os mesmos objetivos que o do ja citado, realizado por eles em ORNL, ou seja, avaliar códigos computacionais. Em resumo, o experimento consistia em

ŧ,

medir o espectro de energia de fotonéutrons (pulsos) produzidos no alvo de chumbo do acelerador e transmitidos por uma lámina de água, em função do ángulo com que os néutrons saem da blindagem de água. O espectrômetro de néutrons utilizado foi um cintilador líquido NE-213 posicionado a 50 m da caixa com água e para medir a atenuação do fluxo, foram colocadas duas pastilhas de ativação de enxofre, uma antes e outra depois da blindagem. Os resultados experimentais obtidos foram mais precisos do que os oriundos do experimento com o reator. Nesse experimento verificou-se que deve-se tomar um cuidado especial ao reproduzir nos cálculos a configuração geométrica da fonte de nêutrons e, posteriormente comprovou-se, utilizando valores mais atualizados de seções de choque, que discrepáncias encontradas entre cálculos e resultados experimentais, em algumas regiões de energia de néutrons provinham de valores imprecisos de seção de choque.

Também foram realizados nas ultimas décadas exp rimentos de menor porte utilizando fontes fixas de nêutrons e/ou raios gama <sup>(13)</sup>. Este: experimentos visavam o estudo da transmissão, espalhamento e distribuição energética e angular destas radiações em vários materiais. Se, por um lado o uso de fontes fixas é mais econômico e simples do que o uso de reatores e aceleradores devido a não implicar em grandes instalações e problemas de operação, tem-se a limitação de intensidade da fonte, implicando no uso de menor espessura para as blindagens a serem estudadas e maiores cuidados para obter-se boa estatística de contagem.

Mais recentemente, as atenções dos pesquisadores têm se voltado para a realização de experimentos integrais de geometria fácil de ser modelada em termos de cálculo, de modo a ter-se padrões experimentais ("Benchmark") para validação das metodologias de cálculo de blindagem utilizadas pelos diversos laboratórios de pesquisa, para verificar problemas específicos de algum tipo de blindagem e para verificar que materiais e em que faixas de energias possa haver problemas nas seções de choque que justifiquem melhores medidas das mesmas. Muitos trabalhos têm sido publicados nos

ia,

ų

ultimos anos nessas áreas de pesquisa, dentre os quais destacam-se:

.

- 4

a) Yoshiaki Oka e outros <sup>(14)</sup> realizaram, em 1976, medidas do fluxo de nêutrons e gamas através de uma blindagem de ferro de 70 cm de espessura e 94 cm<sup>2</sup> de área, usando como fonte de nêutrons rápidos o reator YAYOI. Utilizaram, para nêutrons, detectores tipo limiar, detectores de ressonância e folhas de ativação, e, para medida de dose de raios gama, utilizaram detectores termoluminescentes.

Os valores calculados foram 40% e 25% acima dos valores medidos para nêutrons e gamas respectivamente. O desvio deveu-se à dificuldade em representar, em termos de cálculo, a geometria do sistema e devido à aproximação P-1 utilizada não representar convenientemente a anisotropia no espalhamento de nêutrons.

b) Santoro e outros <sup>(15)</sup> e Chapman e outros <sup>(16)</sup> participaram, de 1980 a 1986, do projeto de ORNL de verificação dos dados nucleares e métodos de transporte da radiação que são utilizados em cálcu os de projeto nuclear de reatores a fusão. Esse projeto envolveu simultaneamente muitos membros do grupo teórico e do grupo experimental e a realização de muitos experimentos integrais. Eles efetuaram estudos de transporte de nêutrons emitidos com aproximadamente 14 MeV (reação DT), através de placas de aço inox e polietileno borado, sendo que foram comparados os espectros de energias de nêutrons e gamas que emergem dessa blindagem (placas) em função de sua espessura e composição.

Obteve-se um desvio de aproximadamente 10% entre os valores medidos e os calculados, tendo-se observado que para a obtenção dessa boa concordância de resultados é essencial a utilização de um conjunto complexo de códigos computacionais e de uma boa modelagem do experimento.

c) O tempo de vida de uma central nuclear é limitado pelo tempo de vida útil do vaso de pressão (RPV) <sup>(17)</sup>. A garantia da integridade do RPV depende da determinação da fragilização induzida por irradiação do material que o compõe e essa fragilização pode ser reduzida alterando características do projeto, progresso metalúrgico

COLLAR/SH - YEA

e controle de qualidade durante a fabricação do RPV. Assim sendo, é necessário o conhecimento do fluxo de nêutrons rápidos no vaso de pressão do reator para poder estimar as mudanças produzidas nas propriedades do material e é necessário monitorar essas mudanças de modo a garantir que a integridade do vaso será mantida.

No experimento REPLICA <sup>(18)</sup> foi estudada a penetração de nêutrons e raios gama através de blindagens térmicas e vaso de pressão de reator à água pressurizada. Esse é um arranjo de grandes dimensões composto de um grande tanque d'água, no interior do qual foram colocados materiais que simulam a blindagem térmica e o vaso de pressão além de criar um vazio para representar a região após o vaso, onde estão os bocais da tubulação do circuito primário do reator. O tanque foi acoplado à coluna térmica de um reator através de uma placa de material físsil. O reator tem 30 KW de potência e a abertura da coluna térmica dá para o interior de uma caverna, no interior da b.indagem do reator.

Foram realizadas contagens integradas e diferenciais em função de energias dos nêutrons. As medidas integrais foram realizadas em vários pontos da montagem utilizando folhas de ativação com diferentes energias limiares para ativação : <sup>103</sup>Rh (0,8 MeV), <sup>115</sup>In (1,2 MeV) e <sup>32</sup>S (2,9 MeV) e medidas de espectro foram feitas utilizando detectores proporcionais preenchidos com hidrogênio e cintiladores líquidos orgânicos NE-213. Os detectores eram colocados dentro de tubos estanques verticais, dentro do tanque d'água, em algumas posições do arranjo.

Cálculos com uma simulação do experimento foram realizados utilizando o código computacional McBEND <sup>(19)</sup> que usa o método de Monte Carlo. As previsões dos cálculos foram comparadas com os resultados experimentais, tendo-se observado boa concordância entre os espectros medidos e calculados e erros de 1% a 17% nos cálculos para medidas integrais, sendo que os erros dependem da posição considerada no arranjo e da energia limiar da folha de ativação considerada. Sugere-se que esses erros devem-se a erros nos valores da seção de choque de espalhamento inelástico do ferro perto da energia

limiar para essa reação.

×

.

d) Yamamoto e outros (20) realizaram, no Japão, a medida e a análise computacional do espectro de energia dos nêutrons que produzidos numa fonte DT, atravessam laminas de aço (SS-316), concreto, água ou polietileno. No experimento utilizou-se a técnica de tempo de vôo com pulsos de nêutrons gerados usando um acelerador de partículas e reação DT. Os pulsos de nêutrons tinham 2ns de largura à meia altura, o caminho de vôo era de 8 a 9 metros e a fuga de nêutrons era detectada com um cintilador líquido NE-213. Os espectros de nêutrons foram obtidos com boa estatística e resolução adequada na faixa de energia de 0,7 a 15 MeV. Os cálculos foram realizados com códigos de transporte Sn unidimensionais ANISN <sup>(21)</sup> e NITRAN e com códigos de Monte Carlo tridimensionais MORSE-CG <sup>(22)</sup> e NIMOS.

A resolução do sistema montado possibilitou observar-se, na estrutura dos espectros medidos, a contribuição de nêutrons secundários emitidos em reações induzidas por nêutrons de 14 MeV, tais como os picos em torno de 9 MeV e 10 MeV correspondentes respectivamente a nêutrons emitidos de níveis discretos em espalhamento inelástico (1º estado excitado) de oxigênio e carbono. Medidas com placas finas mostraram-se apropriadas para a verificação de dados de seção de choque e métodos de cálculo de blindagens unidimensionais e experimentos com placas espessas mostraram-se apropriados para avaliações de cálculos bi ou tridimensionais.

e) Johnson e outros <sup>(23)</sup> analisaram a transmissão de nêutrons da reação Li(d,xn) através de placas espessas de ferro. Um feixe de dêuterons de 35 MeV freados num alvo de lítio produz uma fonte de nêutrons com um espectro de energia com pico em torno de 14 MeV. Os nêutrons transmitidos foram medidos de 10 keV a 20 MeV usando detectores proporcionais de próton de recuo e cintilador líquido NE-213. Mediu-se também a deposição de energia por nêutrons e raios gama no interior do ferro usando detectores termoluminescentes (TLD) e o fluxo e o espectro de energia dos gamas emitidos no ferro, usando o detector NE-213. Os resultados experimentais foram

comparados com cálculos usando o código de Monte Carlo MCNP.

Verificaram—se com este estudo cálculos de transporte nêutron—gama usados na previsão do aquecimento por radiação dentro das paredes da célula de teste da instalação para teste de materiais de reatores a fusão e na previsão da dose biológica transmitida.

Observaram-se discrepâncias entre medidas e cálculos de espectro de energia de nêutrons transmitidos, mostrando a necessidade de considerar-se contaminantes tal como o carbono no ferro, melhorar a função resposta do detector principalmente para energias muito altas e investigar alguns dados de seção de choque; entretanto, estas discrepâncias não são preocupantes em termos de deposição de calor ou dose transmitida devido ao conservadorismo adotado nas especificações de projeto.

Os resultados dos cálculos de aquecimento por radiação apresentaram boa concordância (desvio de aproximadamente 20%) com as medidas utilizando TLD mas, no caso de espectro de energia de gamas os valores encontrados nos cálculos são 3 a 4 vezes menores do que os medidos usando o NE-213, possivelmente devido a problemas com a função resposta adotada para o detector.

f) Perlini e outros <sup>(24)</sup> realizaram, na Italia, no EURACOS (Enriched URAnium COnverter Source) um experimento padrão de penetração profunda de nêutron em ferro e sódio. O EURACOS é uma instalação especialmente construída para este tipo de medida em materiais de blindagem e consiste de uma fonte de fissão de 80 cm de diâmetro colocada na face de uma câmara de irradiação de 150x150 cm<sup>2</sup> de seção por 400 cm de comprimento. A fonte é uma liga de U-Al com 90% de enriquecimento de <sup>235</sup>U, localizada na saida da coluna térmica de um reator Triga Mark-II.

O fluxo de nêutrons em função da profundidade de penetração, em ferro e sódio com respectivamente até 94 cm e 362,2 cm, foi monitorado com 3 tipos de detectores de ativação de limiar :  ${}^{32}S(n,p){}^{32}P$ ,  ${}^{115}In(n,n'){}^{115}In^*$ ,  ${}^{103}Rh(n,n'){}^{103}Rh^*$  e por um detector de ressonância  ${}^{197}Au(n,\gamma){}^{198}Au$ .

Cálculos foram realizados com o código de Monte Carlo MCNP para permitir o uso direto de bibliotecas de seção de choque pontuais e uma modelagem exata da geometria em 3–D ( tridimensional ), obtendo-se boa concordância com os resultados experimentais no caso de nêutrons de alta energia, indicando boa confiabilidade na biblioteca de seção de choque e no método de cálculo aplicado. As discrepâncias não são negligenciáveis no caso da faixa de baixa energia, demonstrando a necessidade de melhorias na biblioteca de seção de choque.

g) Na intercomparação de cálculos de blindagem de reator PWR <sup>(25)</sup>, promovida pelo Comitê para Física de Reatores da Agencia Européia de Energia Nuclear (NEACRP) a partir de 1980, com a participação de sete instituições de renome mundial, foram calculadas algumas grandezas de interesse em blindagem utilizando um mesmo código de transporte, ANISN, e oito diferentes, mas largamente utilizadas, versões de bibliotecas de seções de choque para cálculos acoplados de nêutrons e gama. Os cálculos foram realizados no plano médio do reator modelado em geometria cilindrica unidimensional.

Os resultados dos cálculos do fluxo de nêutrons rápidos apresentam boa concordancia até o vaso de pressão mas as doses devido a nêutrons rápidos divergem de um fator 2 após a blindagem de concreto. Constatou-se que o campo de gama é fortemente influenciado pelas incertezas do fluxo de nêutrons, incluindo nêutrons térmicos e das incertezas nos valores das seções de choque nêutron-gama das bibliotecas.

Análises de sensibilidade e incertezas mostraram que:

- as expansões das seções de choque de espalhamento devem ser de ordem  $P_3$  ou superior;

- as seções de choque dos elementos H, O e Fe são as mais importantes, principalmente na faixa de 2 MeV a 10 MeV e,

- para dano de radiação no vaso de pressão e para as cápsulas com detectores de ativação de ferro aí instaladas, as incertezas dominantes nos cálculos são as

oriundas dos dados nucleares e não devido a problemas de processamento dos dados ou estrutura de grupos; já para cálculo de dose no concreto ou de aquecimento por gama o segundo fator torna-se maior, implicando na necessidade de melhorias nessas duas áreas.

Na década de 80, o NEACRP propôs um problema padrão de blindagem de reator LMFBR para intercomparação internacional, do qual participaram 6 instituições.Esse problema padrão <sup>(26)</sup> foi solucionado em uma geometria esférica unidimensional, utilizando oito (8) bibliotecas diferentes de seções de choque. Dentre os resultados destaca—se o fato de ter—se obtido valores de fluxo total e de fluxo rápido com uma dispersão bastante grande para pontos mais distantes do núcleo do reator, a partir do tanque de sódio (algumas vezes com um fator maior do que 2). Análises dos resultados mostraram que as discrepâncias observadas estão relacionadas com o desempenho dos métodos utilizados pelos vários laboratórios, processando a mesma base de dados, com diferentes estratégias, gerando as seções de choque multigrupo ( cinco das bibliotecas de seções de choque são baseadas no ENDF/B versão 4).

O NEACRP tem patrocinado <sup>(27)</sup> um projeto de coleção, intercomparação e análise de experimentos padrões de blindagem para avaliações de dados e métodos de cálculo, procurando estabelecer rotinas de cálculo apropriadas a serem acopladas no banco de dados da agência (NEA). Esse trabalho visa dar suporte a futuras intercomparações de experimentos e cálculos de blindagens e prover avaliações de dados com garantia de qualidade. Foi criado no NEACRP um subgrupo que iniciou o estudo de vários experimentos padrões de blindagem recentes e as modelagens de cálculos computacionais associados a eles, com a tarefa de encontrar o modo apropriado de manter o conhecimento de detalhes de como os experimentos são processados e da experiência ganha em anos de trabalho na modelagem de problemas de blindagem com uma série de blibliotecas de dados e códigos computacionais. Especificações geométricas do arranjo experimental, da fonte de radiação e do sistema de detecção do experimento bem como as hipóteses dos modelos de cálculo devem ser documentadas, junto com as

15

.

incertezas associadas. Decidiu—se considerar principalmente dois tipos de caminhos de cálculo : modelagem bidimensional com o método Sn (DOT) e modelagem tridimensional com Monte Carlo. Em alguns casos utiliza—se a redução da geometria experimental para uma representação unidimensional utilizando Monte Carlo ou ANISN de modo a possibilitar rápida comparação de resultados. Esse banco de dados tem sido utilizado para a avaliação de alguns dados da biblioteca de seções de choque JEF-1, relacionados com blindagem e tem possibilitado identificar problemas nas bibliotecas de dados nucleares e na modelagem de experimentos.

#### 1.2- Retrospectiva dos métodos de cálculo

O modelo matemático que descreve o campo da radiação (nêutrons e gamas) através de um meio material é a equação linear de transporte de Boltzmann <sup>(7)</sup>. A solução exata dessa equação só é possível em situações muito ideais e, normalmente, só se consegue soluções aproximadas, mesmo usando técnicas numéricas; daí terem sido desenvolvidos vários métodos de cálculos, sendo que os principais serão descritos nas páginas que se seguem. Na trajetória da radiação no meio material ela pode sofrer espalhamento e alterar sua energia, pode ser absorvida ou ainda pode provocar a emissão de partículas secundárias ao interagir com o meio; assim sendo, a equação de transporte deve descrever o campo da radiação quanto a posição, energia e direção.

O estudo do processo de transporte de nêutrons e raios gama pode ser feito considerando-o composto de dues componentes: a componente não espalhada e a componente espalhada. A componente não espalhada, por não envolver multiespalhamento, pode ser tratada fazendo apenas considerações geométricas. Dessa forma obtém-se o cálculo do fluxo sem resolver a equação de transporte. A componente não espalhada é a dominante para pequenas espessuras da blindagem; a importância da componente espalhada é diretamente proporcional à espessura da blindagem. Como em

blindagene normalmente se usam grandes espessuras, é necessário levar em conta nos cálculos a componente espalhada.

-

Conhecendo a componente não espalhada, o fluxo total (integrado) na posição de interesse pode ser calculado utilizando fatores de crescimento apropriado ("build-up factors"). Esse método de cálculo produz bons resultados para o caso de raios gama e para tanto foram desenvolvidas, baseadas em resultados experimentais de atenuação de raios gama em placas de diversos materiais, várias fórmulas empíricas <sup>(7)</sup> para cálculo dos fatores de crescimento em função da energia do raio gama e da espessura do material de blindagem.

Esse método teve menos sucesso quando aplicado a nêutrons, isto porque os nêutrons que sofrem colisões se difundem no meio. Entretanto, realizaram-se experimentos e introduziu-se o conceito de seção de choque de remoção, possibilitando o uso do conceito de componente não espalhada para nêutrons do mesmo modo que para raios gama.

O conceito de seção de choque de remoção é válido para placas de materiais de blindagem seguidas de grande quantidade de materiais hidrogenados (água no "Lid Tank"), possibilitando o cálculo da atenuação de nêutrons por um fator exponencial e apesar de ter aplicações limitadas tornou—se, no passado, importante para cálculo de blindagem de núcleos de reatores nucleares.

Baseando-se nos resultados experimentais, foram estabelecidas fórmulas empíricas de cálculo da seção de choque de remoção e, com o estabelecimento de núcleos pontuais (" point kernels ") que possibilitam a utilização de método similar ao empregado para raios gama, Albert e Welton <sup>(5)</sup> desenvolveram um modelo semiempírico para a atenuação de nêutrons numa blindagem composta de água e outros materiais, o qual consiste num Kernel, considerando a dependência com a energia da seção de choque de remoção do hidrogênio, e sem essa dependência para os outros materiais.

17

COMISCAC MACION L DE ENERGIA NUCLEAR/SP - IFEN

O modelo de Albert e Welton só é aplicável e apresenta bons resultados no cálculo de atenuação para nêutrons rápidos, não sendo válido para nêutrons térmicos e intermediários que são usados para a determinação da distribuição de fonte de raios gama de captura dentro da blindagem.

Por outro lado, as teorias de moderação e difusão, muito utilizadas em física de reatores, fornecem valores razoáveis para a distribuição energética e espacial dos nêutrons na blindagem mas não fornece maiores informações sobre os nêutrons de alta energia que tenham penetrado profundamente no meio, os quais são importantíssimos em problemas de blindagem.

O desenvolvimento de computadores mais rápidos e o consequente uso extensivo da teoria de difusão em multigrupos de energia de nêutrons tornaram atraente e possível o tratamento do transporte de nêutrons em 2 etapas, a saber: os nêutrons de alta energia pene ram profundamente na blindagem, sofrem uma colisão (espalhamento) perdendo muita energia e se difundem no meio com baixa energia, passando a se deslocar pouco em relação aos nêutrons de alta energia. A primeira etapa (componente não espalhada) é tratada com o conceito de remoção, enquanto a segunda é tratada pela teoria de difusão.

O método de remoção-difusão foi introduzido por Spinney <sup>(28)</sup>, em 1960, que propôs uma estrutura de 5 grupos de energia, sendo que todos os nêutrons removidos são introduzidos no grupo de difusão de maior energia.

O método de Spinney sofreu algumas modificações, principalmente no que diz respeito ao aumento do número de grupos de energia e dos nêutrons removidos entrarem diretamente como fonte em vários desses grupos e tem sido usado em vários códigos recentes, tais como RASHE, MAC, NRN, SABINE e ATTOW.

Os métodos até aqui citados foram por muitos anos as principais ferramentas para cálculo de blindagens mas, o desenvolvimento de técnicas numéricas de solução da equação de Boltzmann possibilitou a criação de métodos mais eficientes para

. 6

solução de problemas de penetração profunda da radiação.

Um dos primeiros métodos de solução da equação de transporte e atualmente pouco utilizado, foi o método  $P_N$ , que consiste em representar a dependência angular de todos os termos dessa equação por expansão em harmônicos esféricos ou polinômios de Legendre no caso de geometria plana, sendo que N é a ordem do polinômio em que é truncada a expansão e o cálculo correspondente é chamado de aproximação  $P_N$ . A precisão desse método depende do número de termos utilizados na expansão, para representar a seção de choque de espalhamento e o fluxo angular; esse número pode ser pequeno no caso desses termos serem isotrópicos e deve ser grande no caso de um deles ser anisotrópico. Esse método é adequado para a aplicação a problemas simples com geometria esférica ou plana com multiregiões.

Nessa época (década de 50), U. Fano, no National Bureau of Standards (NBS), que chefiava um programa intensivo de física das radiações, desenvolveu junto com L.V. Spencer o método dos momentos para resolver a equação de transporte de Boltzmann.

O método dos momentos <sup>(29)</sup> foi o primeiro método a obter sucesso na resolução da equação de transporte quando aplicada a problemas de blindagem. Esse método é uma espécie de método de transformada integral, numericamente aproximado, no qual primeiro encontram-se as equações que determinam a transformada (momento) da densidade de partículas, no meio. A partir daí, aplica-se a transformada inversa, a fim de se recuperar a solução desejada. Porém, esse método tem sua aplicação limitada a problemas de meio homogêneo infinito com fonte plana, linear ou pontual.

O advento de computadores mais rápidos e com maior capacidade de memória, o desenvolvimento de técnicas numéricas de solução da equação de Boltzmann e a grande diversidade de experimentos de blindagem com seus respectivos resultados, propiciaram o surgimento de métodos de cálculo mais eficientes para a análise de problemas de blindagem, dentre os quais destacam—se o método de ordenadas discretas e

19

.....

o método de Monte Carlo. Estes dois métodos são os que alcançaram maior sucesso na resolução de problemas de blindagem, tanto na precisão dos resultados quanto na flexibilidade de aplicação no que diz respeito a geometria do problema (heterogeneidade dos materiais, distribuição e forma dos materiais de blindagem e da fonte de radiação ).

O método de ordenadas discretas é um método numérico de solução da equação de transporte, sendo atualmente muito usado, em termos práticos. Baseia-se em solucionar a equação de transporte em um conjunto discreto de direções ( $\Omega$ ) para as partículas e o termo integral da equação é calculado nessas direções, utilizando a técnica de integração por pontos de quadratura. A variável espacial (r) é discretizada por meio de esquemas de diferenças finitas e a variável energia (E) é trabalhada em multigrupos de energia. Com essas considerações constrói-se um conjunto de equações de diferenças finitas que são resolvidas utilizando um processo interativo, implicando na necessidade de utilizar computadores e no consumo de grande tempo de computação para resolver problemas bidimensionais de multiregiões de geometria complexa.

Chandrasekhar <sup>(30)</sup> desenvolveu um método utilizando ordenadas discretas para situações muito limitadas (geometria unidimensional, tipo placa, de transporte de nêutrons monoenergéticos espalhados isotropicamente), aproximando o termo integral da equação de Boltzmann pela fórmula de quadratura gaussiana. Carlson <sup>(31)</sup> introduziu o método de ordenadas discretas aplicável a geometrias esféricas e cilíndricas; a partir desse seu trabalho, esse método passou também a ser comumente conhecido como método S<sub>n</sub>, onde n é o número de pontos de quadratura. Num trabalho posterior, Carlson, Lee e Worlton <sup>(32)</sup> descreveram a técnica de diferenças de "diamond" que relaciona o fluxo no centro de cada incremento angular com os valores nos extremos desses intervalos, o que facilitou sobremaneira a aplicação desse método para geometrias bidimensionais.

O método de ordenada discreta é aplicável a problemas de blindagem para nêutrons, raios gama ou ambos, possibilitando o cálculo de raios gama secundários, o
cálculo com nêutrone no intervalo de energia que vai de nêutrone rápidoe a nêutrone térmicos e o espalhamento de nêutrone com aumento de energia ("upscattering") pode ser incluído no cálculo. Atualmente há vários códigos computacionais baseados nesse método, dentre os quais destacam-se o ANISN  $^{(21)}$  em uma dimensão e o DOT  $^{(33)}$  e o TWOTRAN  $^{(34)}$  em geometria bidimensional.

1

.

ŗ

O método de Monte Carlo é um método estocástico de simulação do problema físico. Em linhas gerais, ele consiste em conhecendo-se a função distribuição de probabilidades para cada tipo de evento, amostrar aleatóriamente esses eventos, simular (construir) a evolução do fenômeno e através de técnicas estatísticas convenientes estimar a resposta solicitada. Em problemas de blindagem a sequência de etapas a serem consideradas é a determinação de parâmetros fonte  $(r, \Omega \in E$  da radiação emitida) trajetória da radiação ( caminho percorrido do ponto onde foi emitida até o ponto em que esta sofre interação), parâmetros da interação da radiação no meio ( com que material se deu a interação e qual o tipo de interação) e parâmetros após a interação (tipo, número, energia e direção das partículas que sobrevivem à interação); esses processos ("história") são simulados, incluindo multiespalhamento, até a radiação "desaparecer", ou seja, ser absorvida no meio, ou fugir do espaço considerado, ou perder significado devido a outros fatores (por exemplo, energia mínima), lembrando que as probabilidades de interação nada mais são do que as seções de choque da reação. Após o estabelecimento dos modelos estatísticos que descrevem os fenômenos, as amostragens são feitas baseadas nas funções distribuições de probabilidade e utilizando números pseudo aleatórios gerados num computador. Desse modo, segue-se a história da radiação (amostra) até o seu "desaparecimento", gerando-se um grande número de histórias até obter-se uma boa estatística para a grandeza de interesse (resposta). Os programas de cálculo que utilizam o método de Monte Carlo normalmente são otimizados, reduzindo a variança da resposta sem alterar o valor esperado da média, por meio da técnica de amostragem com a indução da ocorrência de eventos de interesse, evitando-se, assim,

que se perca tempo seguindo eventos que contribuirão muito pouco para a resposta do problema.

Os primeiros trabalhos de aplicação do método de Monte Carlo para cálculos de blindagem datam de 1950 e só em 1958 ficou pronto o primeiro código computacional, o O5R <sup>(35)</sup>, usando o método de Monte Carlo, mas, somente após o grande desenvolvimento da tecnologia de computadores é que se tornou viável o amplo uso desse método para resolver problemas de blindagem mais complexos; é de destacar-se o código MORSE <sup>(22)</sup>, completado em 1969; o código McBEND <sup>(19)</sup> e o código MCNP <sup>(36)</sup> que tem-se tornado um dos códigos mais utilizados em todo o mundo <sup>(2)</sup> para projeto de blindagens e cálculos do transporte de nêutrons e raios gama fora do núcleo dos reatores.

Os códigos baseados no método de Monte Carlo apresentam grande flexibilidade de aplicação a problemas práticos, possibilitando incluir na solução tantos detalhes quantos forem necessários, mas isto implicanco no aumento de tempo de computação e área de memória utilizada no computador, chegando-se em alguns casos de geometrias complexas a inviabilizar a aplicação desse método devido a limitações de ordem prática.

Baseado no extenso levantamento bibliográfico realizado no decorrer deste trabalho verifica-se que continuamente, com o passar dos anos, tem-se melhorado a precisão dos resultados experimentais e das modelagens de cálculos a eles aplicados. Por outro lado, como normalmente para cada trabalho publicado tem-se o emprego de um conjunto diferente de técnica de medida, de biblioteca de seção de choque e de códigos computacionais para modelar o experimento, torna-se dificil assegurar de forma absoluta qual é o melhor código computacional para ser utilizado de forma ampla nos projetos de blindagem. Uma visão do estado da arte em termos de medidas e modelagem experimental na área de blindagem para radiação pode ser obtida da tabela 1.1.

22

### 1.3 – Objetivo e estrutura deste trabalho

iπ,

;

Dentro desse panorama de pesquisas desenvolvidas em vários países, insere-se o presente trabalho de estabelecimento de um problema padrão experimental, envolvendo um campo misto de néutrons e raios gama e, verificação da exatidão e praticidade de métodos computacionais disponiveis no IPEN/CNEN-SP. O trabalho consistiu na montagem de um arranjo experimental que é composto de uma blindagem de chumbo, polietileno e aço carbono em uma estrutura com água (tanque), que é irradiada por nêutrons de 14 MeV, produzidos por um acelerador Van de Graaff, através da reação D-T. O objetivo é medir o espectro de energia dos nêutrons emergentes da blindagem e compará-los com os obtidos em cálculos com uma simulação desse experimento, utilizando um conjunto de códigos computacionais disponíveis no IPEN.

O IPEN vem, desde a década de 70, importando e adaptando os mais modernos códigos nucleares disponíveis a nível internacional. Desde a implantação desses programas, vários trabalhos têm sido desenvolvidos <sup>(37,38,39,40)</sup>, no sentido de aprimorar e validar a utilização desses programas em projetos que o IPEN está envolvido. Entretanto, até o momento, não foi realizado nenhum trabalho de avaliação destes programas utilizando resultados experimentais, sendo que o presente trabalho preenche esta lacuna.

O arranjo experimental montado é o primeiro a ser construído no Brasil com o objetivo de se obter dados experimentais que permitam a avaliação de métodos de cálculo de blindagem ("Benchmark"). É um arranjo facilmente modelável em termos de cálculo computacional, o que abre uma nova perspectiva de trabalhos nessa área no país, visto que o local reservado para as blindagens a serem estudadas tem dimensões adequadas (59 X 59 X 59 cm<sup>3</sup>) para realização de estudo de outras composições de materiais de blindagem e estudos de fuga de radiação em dutos que atravessam a blindagem ou fuga por vazios na mesma, cujo valor é importante para avaliar os

resultados de cálculos para essas situações que são problemáticas em termos de projeto de reator.

Esse experimento é de grande importância para a avaliação da metodologia de cálculo de blindagem utilizada pela Divisão de Física de Reatores do IPEN-CNEN/SP e é mais uma contribuição no campo de problemas padrões experimentais para avaliação de métodos de cálculo de blindagem.

Para a realização deste trabalho, implantamos no IPEN-CNEN/SP a técnica de espectrometria de nêutrons rápidos utilizando cintiladores líquidos NE-213 que tem-se tornado, em termos mundiais, a técnica preferida para a medida de espectro de energia de nêutrons de mais de 1 MeV, tanto pela simplicidade dos equipamentos envolvidos quanto pela qualidade dos resultados obtidos. Além de atender aos propósitos do presente trabalho, essa técnica de espectrometria de nêutrons rápidos será aplicada no IPEN a outros problemas na area de física de reatores e poderá vir a ser utilizada na área de dosimetria ambiental para nêutrons.

No capítulo 2 é apresentada uma visão geral dos vários métodos de medida de espectro de nêutrons rápidos, enfocando-se, em seguida, os vários aspectos teóricos ligados à utilização de um cintilador orgânico líquido NE-213, que foi o utilizado no decorrer deste trabalho.

4

.....

No capítulo 3 é dada uma descrição do arranjo experimental, explicando como funciona cada um de seus componentes e como eles são operados em conjunto para realizar o experimento. No capítulo 4 são apresentadas as principais medidas realizadas no decorrer deste trabalho e analisados os dados experimentais.

Constituido um padrão experimental de blindagem, evoluiu-se neste trabalho no sentido de realizar uma avaliação experimental de métodos de cálculo de blindagem utilizados pela Divisão de Física de Reatores do IPEN (RTF/IPEN).

Esta segunda parte do trabalho foi importante para verificar se havia à disposição toda a riqueza de dados experimentais necessários à utilização deste

experimento padrão para a avaliação de métodos de cálculo, bem como para conhecer as potencialidades e limitações do arranjo montado, propiciando um melhor planejamento de experimentos e avaliações futuras. Em consequência do exposto, no capítulo 5 é apresentada a metodologia de cálculo de blindagem empregada para simular este experimento, ficando para o capítulo 6 a comparação dos resultados experimentais com os obtidos com os cálculos computacionais.

No capítulo 7 são apresentadas as conclusões formuladas a partir deste experimento.

Nos apêndices apresenta-se como se calcula a distribuição de nêutrons na reação DT, dá-se uma descrição mais detalhada de como se mede a produção absoluta de nêutrons no alvo do acelerador Van de Graaff e expõem-se as principais características do programa FANTI, utilizado para desdobrar o espectro de nêutrons rápidos medido com o detector NE-213.

MATERIAL	LABORATÓRIO/ INSTALAÇÃO	FONTE/CONFIGURAÇÃO da blindagem	MEDIDAS	códidos	DESVIO DE CÁLCULO Para as medidas	REFERENC
Fe	τοκιοζΥΑΥΟΙ	Núcleo do Reator com placa de blindagem	Detector d <del>e</del> ativação	ANISN TWOTRAN	40%	<b>1</b> 4
Açc/Polietileno Borado	ORNL	Fonte DT ccm placas de blindagem	NE-213	AMPX Dot 3. 5 Falstf	10%	13
H <sub>2</sub> 0/Fe	WINFRITH/ PCA REPLICA	Placa de Fissão e placas de blindagem	NE-213 e Delectores de ativação	McBEND	1 A 17 %	18
Aço∕Goncreto	WINFRITH/ PCA REPLICA	Placas de Fissão e placas de blindagem	NE-213 e Detectores de ativação	ANISN Dot 9. 5	1 A 32%	2
Água/Polietileno	OSAKA/ OKTAVIAN	Fonle pulsada DT e lâminas de blindagem	Tempo de Võo	ANISN/NITRAN Morse-CCD/ NIMOS	Alé 60% dependendo do malerial e da espessura do mesmo	20
0 L	CALIFORNIA/ CÍCLOTRON Davis	Nêutron da reação Li(d,xn) e blocos de ferro	NE-213, detectores proporcionais e TLD	MCNP	Aproximadamente 35% acima de 1Mev	23
Fe/Na	ISPRA/ Euracos	Placa de fiseão e camadas de blindagem	Detectores de ativação	MCNP	Alé 35%	24
0 	JAERL/FNS	Fonte DT e cilindro de Fe	NE-213 Miniatura • Detectores de ativação	DOT 3. 5	De 10 a 03% depen- dendo da bibliote- ca de seções de choque utilizada e da posição na blin dagem	8
<b>Α</b> çο∕Να	بن ۲ با	Placa de fissão e camadas de blindagem	Detectores proporcionais	DOT 3. 5	Resultados obtidos no IPEN, na faixa de 0,8 a 2,2 Mev, de 5 a d5% com o DOT 3. 5 e de 5 a 90% com o MCNP	8

11811

1

そしてい

<u>"A.DG!\_A\_4\_4\_</u>

## 2. ESPECTROMETRIA DE NÉUTRONS RÁPIDOS

2.1-Introdução

0

A medida do espectro de energia de nêutrons rápidos é importante para a obtenção de vários parâmetros na área de física de reatores, tal como avaliação de conjuntos de seção de choque e determinação de constantes de grupo de energia para cálculo de pârametros neutrônicos; bem como no campo de radiodosimetria, visto que o dano biológico é função da energia dos nêutrons.

A medida do espectro de energia de nêutrons rápidos (E>100 keV) pode ser feita utilizando—se análise de folhas de ativação de energia limiar, medidas com sistema de tempo de vôo de nêutrons ou com detector tipo próton de recub.

Medidas do espectro de energia de nêutrons podem ser feitas indiretamente através da medida da radioatividade induzida pela interação de nêutrons em alguns materiais, chamados de detectores de ativação. Uma amostra de tal material é exposta a um fluxo de nêutrons por um certo tempo e então removida, de modo a medir-se sua radioatividade induzida utilizando-se um detector sensível ao tipo de radiação por ela emitida; normalmente detectores de cintilação (por exemplo NaI(Tl)) ou detectores semicondutores (germânio hiperpuro ou dopado com lítio) no caso de se querer detectar raios gama e, detectores Geiger-Muller no caso de partículas beta. A radioatividade induzida pode ser usada para deduzir-se informação sobre a intensidade e/ou a distribuição de energia dos nêutrons no campo original. Normalmente são utilizados detectores com boa sensibilidade, por isso escolhem-se como detectores de ativação materiais com alta seção de choque para uma dada reação (ativação) que leve a uma radioatividade mensurável. Materiais de alta seção de choque possuem um livre caminho médio pequeno para nêutrons; assim sendo, para evitar perturbação no campo neutrônico

que se deseja medir, o detector de ativação deve ter pequena espessura; das normalmente utilizas—se folhas ou fios de ativação.

Demonstra-se (41) que a contagem (C) no detector pode ser expressa por:

$$C = \frac{\epsilon(1 - e^{-\lambda t}) \cdot e^{-\lambda t} \cdot (1 - e^{-\lambda t})}{\lambda} \int_{E_1}^{\infty} \Sigma_{at}(E) \phi(E) dE + B , \qquad (2.1)$$

onde  $t_i$ ,  $t_e \in t_c$  são respectivamente os tempos de irradiação, de espera entre o final da irradiação e início da contagem e o tempo de contagem;  $\Sigma_{at}$  é a seção de choque macroscópica da ativação do material do detector;  $\phi$  é o fluxo de nêutron na folha;  $\lambda$  é a constante de decaimento do material;  $\epsilon$  é a eficiência total do sistema de contagem,  $E_1$  é a energia limiar (mínima) para ocorrer a reação de ativação do material do detector e B é a contagem devido a radiação de fundo durante o tempo de contagem. Da equação 2.1, verifica—se que a contagem é um indica lor indireto do fluxo neutrônico.

Os detectores de ativação são detectores integrais não fornecendo, portanto, informação sobre qualquer variação do fluxo de nêutrons durante o tempo de exposição do detector. Eles também não são de resposta pronta pois necessita-se de um certo tempo para irradiá-los e determinar a atividade induzida. Os detectores de ativação apresentam uma série de vantagens que favorecem o seu uso, tais como: são insensíveis à radiação gama, possuem pequenas dimensões, não necessitam de conexões elétricas com outros equipamentos, custam pouco e são pouco sensíveis às condições ambientais (pressão, temperatura e umidade). Essas qualidades tornam-no recomendável para algumas aplicações nas quais seja difícil ou até impossível a utilização de outro tipo de detector.

Algumas reações necessitam de um mínimo de energia para ocorrerem (reações limiares), tais como as reações (n,p), (n,o) e (n,2n). Materiais em que tais reações sejam as predominantes e tenham energia de limiar elevado (maior do que alguns keV) são utilizados como detectores de ativação para nêutrons rápidos. Tendo—se um

conjunto apropriado desses detectores, com energias limiares distintas, expostos em um campo de néutrons, o conhecimento das diferenças nas formas das seções de choque servem de base para um desdobramento (deconvolução) da distribuição de energia dos néutrons. Códigos computacionais foram desenvolvidos para realizar esse tipo de cálculo, com considerável sucesso, dentre os quais destaca-se o código SAND <sup>(42)</sup> muito utilizado em trabalhos <sup>(43,44)</sup> realizados na CNEN/IPEN-SP e, o sistema SAIPS <sup>(45)</sup>, distribuído pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), que contém várias bibliotecas de seções de choque e vários programas computacionais para o desdobramento de espectros a partir de medidas com detectores de ativação.

A resolução em energia e a precisão da espectrometria de neutrons rápidos com detectores de ativação é função do número desses detectores utilizados, do espaçamento entre suas energias de limiar de modo a cobrir a faixa de energia de interesse, da precisão dos dados de seção de choque dos materiais desses detectores e do nível de informação a priori que se tenha da forma do espectro de energia de neutrons que se deseja conhecer.

Esses detectores têm sido utilizados em vários experimentos, sendo de destaque o uso deles em medidas de espectro dentro de reatores nucleares (43,46) e dentro de materiais de blindagem como no experimento de blindagem realizado no reator de Yayoi (14,47), já citado no capítulo 1.

A técnica de tempo de vôo para medida da energia de partículas é uma técnica tradicional no campo de física nuclear e também é utilizada para espectrometria de nêutrons rápidos. Em resumo, essa técnica consiste em medir a velocidade da partícula, e portanto indiretamente sua energia, através da determinação do tempo que esta gasta para percorrer uma distância fixa (tempo de vöo). Esse intervalo de tempo é estabelecido pelo uso de detectores apropriados no início e final do percurso. Não é possível utilizar-se detector de nêutrons para obter o sinal de início de vôo visto que na interação do nêutron com o detector ele sofreria espalhamento e perderia energia, além

de mudar de trajetória O início do voo é estabelecido detectando-se alguma radiação (partículas carregadas ou raios gama) associada ao processo de emissão dos nêutrons ou no caso dos nêutrons produzidos no alvo de aceleradores operando em regime pulsado, com pulsos de curta duração, usa-se o sinal do próprio pulso do acelerador.O sinal de final de vóo é fornecido pela interação do nêutron com um detector.

É necessária a utilização de grandes distâncias para vôo dos nêutrons e detectores de resposta rápida para obter—se boa precisão na medida da energia dos nêutrons rápidos e, para reduzir o espalhamento dos nêutrons no ar, normalmente usa—se medir o vôo de nêutrons ou a maior parte dele dentro de tubos submetidos a alto vácuo.

Essa técnica é a que apresenta melhor resolução em energia para espectrometria de nêutrons rápidos, entretanto tem como desvantagem a redução na eficiência de detecção de nêutrons além de implicar no uso de instalações grandes e caras. Ela tem sido bastante utilizada em muitos experimentos de medida ou avaliação de seção de choque (9,12) ou ainda medidas de espectro de energia de fontes de nêutrons (48).

Detectores tipo prótons de recuo são aqueles cujo funcionamento se baseia no espalhamento elástico de nêutrons com núcleos de hidrogênio, os quais recebem parte da energia do nêutron, resultando num próton de recuo. Esse tipo de detector será melhor explicado na seção seguinte. Recentemente eles têm sido muito utilizados em experimentos de blindagem (16,49,50,51,52) e espectrometria de nêutrons de um modo geral.

Dos três métodos,o terceiro, que é o utilizado neste trabalho,tem se tornado o mais comum para a realização desse tipo de medida, tendo em vista a simplicidade dos equipamentos utilizados, o baixo custo dos mesmos, a pequena área experimental necessária para sua instalação e os poucos cuidados e gastos com sua manutenção.

Na tabela 2.1 são apresentadas, de forma resumida, as principais vantagens e desvantagens dos três métodos citados de espectrometria de néutrons rápidos.

#### 2.2- Detectores tipo pròtons de recuo

Os nêutrons sofrem espalhamento por todos os núcleos, sendo que no espalhamento elástico de nêutrons de energia inicial  $\mathbf{E}_{\mathbf{n}}$  com núcleos em repouso de massa A, demonstra-se facilmente da cinemática da reação, que a energia  $\mathbf{E}_{\mathbf{r}}$  do núcleo de recuo é dada por :

$$E_{r} = \frac{4AE_{n}}{(A+1)^{2}} \cos^{2} \alpha , \qquad (2.2)$$

onde  $\alpha$  é o ângulo de recuo no sistema laboratório. Da equação 2.2 verifica-se que a maior transferência de energia ( $E_{r máx} = E_{n}$ ) ocorre na colisão frontal ( $\alpha$ =0) com prótons (A=1). Esta é a razão de utilizar-se materiais hidrogenados nos detectores, e do processo de medida de prótons de recuo ser o método mais usado para espectrometria de nêutrons rápidos <sup>(53)</sup>. É de se destacar o fato que a seção de choque total do hidrogênio coincide com a de espalhamento elástico <sup>(54)</sup> e é isotrópico no sistema centro de massa na faixa de energias utilizadas neste trabalho (2 a 16 MeV).

Os detectores tipo prótons de recuo são também sensíveis a raios gama, necessitando-se por isso processos especiais para discriminar entre os pulsos devidos a nêutrons dos devidos a raios gama. Estes detectores podem ser cintiladores ou proporcionais a gás, sendo que no segundo caso tem-se a desvantagem de, por serem a gás, ter-se menor eficiência de contagem. Detectores proporcionais preenchidos com hidrogênio ou metano são utilizados para espectrometria de nêutrons na faixa de energia de nêutrons ( $E_n$ ) de 1 keV a 2 MeV <sup>(53)</sup>.

A radiação gama interage com o material do detector por 3 processos: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e formação de pares, sendo que a importância relativa destes processos é função do número atômico (Z) do material e da energia do raio gama <sup>(55)</sup>. No caso de detectores orgânicos o espalhamento Compton é o processo predominante de interação dos raios gama de energia na faixa de 0,1 a 10 MeV, visto que

seus componentes são de baixo número atòmico, principalmente hidrogénio e carbono. Raios gama monoenergéticos  $(E_{\gamma})$  produzem , no cintilador, elétrons Compton de recuo com energia  $(E_e)$  variando na faixa de 0 a  $E_e = 2E_{\gamma}^2/(0.511+2E_{\gamma})$  MeV, dependendo do ângulo de emissão do raio gama espalhado. A distribuição de energia dos elétrons de recuo é prevista matematicamente pela formula de Klein-Nishima <sup>(7)</sup> e a energia máxima dos elétrons de recuo é conhecida como borda Compton.

Implantou-se <sup>(56)</sup>, no IPEN/CNEN-SP, a técnica de espectrometria de nêutrons rápidos com o uso de cintilador líquido NE-213, baseado na medida de prótons de recuo. Uma vez que essa medida é indireta, o espectro de energia de nêutrons precisa ser recuperado (desdobrado) a partir do espectro medido de altura de pulsos induzidos por prótons, utilizando o código computacional Fanti<sup>(57)</sup>.

## 2.3- Espectrometria com cintilador NE-213

:

-3

-

O processo de detecção de radiação em um cintilador baseia-se na propriedade deste converter em luminescencia parte da energia depositada, por partículas carregadas no cintilador. Raios gama e nêutrons são detectados se eles produzem respectivamente elétrons e prótons de recuo no material cintilador. A absorção de energia excita a configuração eletrônica da molécula do cintilador para estados excitados que podem ser singletos (spin 0) ou tripletos (spin 1) e, posteriormente tem-se a desexcitação com o retorno ao estado fundamental com a emissão luminosa fluorescente ou fosforescente dependendo se o estado que se desexcita era respectivamente singleto ou tripleto.

Num cintilador as constantes de decaimento típicas dos primeiros estados singletos ou tripletos são respectivamente alguns nanosegundos e centenas de nanosegundos; assim sendo, a cintilação é constituida de uma componente rápida e outra lenta. A maioria da luz produzida provém da componente pronta e a fração de

luz correspondente à componente lenta depende da natureza da partícula excitante <sup>(55)</sup>. Utiliza-se esta dependência para diferenciar partículas de diferentes tipos que depositam a mesma energia no detector.

7

13

Sabe-se também que a produção de luz no cintilador é sempre maior para elétrons do que para partículas pesadas carregadas que depositem a mesma energia num cintilador orgânico (vide figura 2.2).

A componente lenta da cintilação está relacionada à excitação de estados tripletos ao longo da trajetória da partícula ionizante e, como a excitação destes estados é função da perda de energia (dE/dx) da partícula no cintilador, a componente lenta é maior para partículas com grande dE/dx; o que implica que a componente lenta do pulso de cintilação é maior para a incidência de nêutrons do que de raios gama no cintilador pois o dE/dx é maior para prótons do que para elétrons.

O cintilador orgânico NE-213 é uma solução de xileno, ativadores, o composto orgânico POPOP (1,4 bi {2 (5 feniloxazol)} benzeno) que é um deslocador de comprimento de onda e naftaleno que é adicionado para aumentar a emissão de luz.

A constante de decaimento de pulso, no cintilador NE 213, devido aos raios gama (10ns) é menor do que o devido a nêutrons (130ns) <sup>(50)</sup>; assim sendo ,utilizando-se equipamentos eletrônicos apropriados ,é possível fazer a distinção entre os dois tipos de eventos ou seja, obter o espectro de energia de nêutrons na presença de radiação gama.

A função emissão de luz L(E) expressa a quantidade de luz produzida no detector e convertida em pulso eletrônico na fotomultiplicadora, quando o cintilador é excitado por uma partícula de energia E. Sabe-se (58,59,60) que para elétrons de energia acima de 125 KeV esta função é linear e é dada por :

$$L(E_e) = K (E_e - E_o) , \qquad (2.3)$$

onde  $E_0 = 5 \text{KeV}^{(61)}$  é a energia de compensação para o efeito de extinção no NE-213

COMISCAC NACION I DE ENERGIA NUCLEAR/SP - IPEN

dos pulsos devido a elétrons de baixa energia  $\epsilon_i$  o valor da constante K é 1 MeV<sup>-1</sup>. O mesmo comportamento não ocorre no caso de interação de prótons e outras partículas pesadas, existindo neste caso <sup>(62,63)</sup> a não linearidade na função emissão de luz devido a prótons (  $L(E_p)$  ), principalmente para energias de nêutrons incidentes menores do que 800 KeV <sup>(60)</sup>, conforme pode sei visto na figura 2.2. Devido a essa não linearidade torna-se necessário o estabelecimento de uma energia limiar na detecção de nêutrons.

24

4

ï

ť

1

Baseado no acima exposto obtém-se uma escala para energia de prótons a partir de emissões de luz iguais às obtidas para elétrons, realizando medidas para várias fontes monoenergéticas de raios gama. A calibração em energia do NE-213 baseia-se na posição da borda Compton dos raios gama dessas fontes; entretanto este processo é dificultado devido ao fato que multiespalhamentos e flutuações estatísticas deformam a distribuição teórica de Klein-Nishina. Avaliações feitas por vários autores <sup>(64,65)</sup>, baseadas em dados experimentais e cálculos utilizando método de Monte Carlo, mostram que a borda Compton coinc de com o canal de altura de pulso correspondente a 2/3 do máximo da distribuição.

A resolução do espectrômetro é dada empiricamente por <sup>(66)</sup>:

$$\Delta L/L = (A^2 + B^2/L + C^2/L^2)^{1/2}$$
(2.4)

onde:  $\Delta L$  é a largura à meia altura do sinal luminoso e  $L(E_e)$  está relacionado com a energia  $E_e$  de elétrons Compton conforme a equação 2.3; A é o fator de dependência da coleção da luz ( transmissão de luz do cintilador para a fotomultiplicadora) com a posição da interação da radiação no cintilador; B expressa o comportamento estatístico da produção de luz, atenuação, conversão de fóton para elétron e amplificação de elétrons <sup>(67)</sup>, e, C é a contribuição de ruído devido à fotomultiplicação ("dark current") e circuitos eletrônicos.

2.4- Método de desdobramento do espectro

O espectro medido ( $M(E_p)$ ) de energia de prótons de recuo  $(E_p)$  está relacionado com o espectro de energia de nêutrons incidentes no detector ( $\phi(E_n)$ ) pela equação

$$\mathbf{M}(\mathbf{E}_{\mathbf{p}}) = \int_{\mathbf{E}_{\mathbf{m}}}^{\infty} \mathbf{R}(\mathbf{E}_{\mathbf{p}}, \mathbf{E}_{\mathbf{n}}) \boldsymbol{\Phi}(\mathbf{E}_{\mathbf{n}}) d\mathbf{E}_{\mathbf{n}}$$
(2.5)

onde  $R(E_p, E_n)$  é a função resposta do detector e  $E_m$  é a energia mínima dos nêutrons para produzir prótons de energia maior do que o menor valor de  $E_p$  medido.

A equação (2.5) é válida desde que só tenhamos contagens devido a nêutrons e que a taxa de contagens não seja elevada o suficiente para provocar efeito de tempo morto ou superposição de pulsos ("pile-up") no espectrômetro.

É importante salientar que nenhum espectrômetro real mede  $M(E_p)$ ; sendo que é medida a quantidade

$$M_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} M(E) dE$$

5

ł

43

onde  $E_{i+1} - E_i = \Delta E_i$  é a largura em energia de um canal do espectrômetro; ou seja, nunca se mede a função contínua M(E) e sim valores discretos M<sub>i</sub>, obtendo-se um histograma (M<sub>i</sub>xE<sub>i</sub>).

O desdobramento (deconvolução) de espectro, ou seja, solução da equação 2.5 é feita utilizando-se algoritmos numéricos. Dois métodos de desdobramento de espectro têm sido divulgados na literatura, a saber: método derivativo e método de inversão de matriz. O primeiro é de execução mais rápida mas apresenta resultados menos precisos do que o segundo, o qual implica em utilizar maior área de memória de computador.

### 2.4.1- Desdobramento de espectro por diferenciação

Num espectrômetro ideal não há as distorções citadas no item 2.3 no que concerne à distribuição de energia dos prótons de recuo e, o cintilador pode ser fino o suficiente para não haver multiespalhamento dos nêutrons no mesmo. Neste caso pode-se utilizar a distribuição medida de energia de prótons de recuo ( $M(E_p)$ ) para determinar o espectro de energia dos nêutrons incidentes no detector ( $\phi(E_n)$ ). Diferenciando os dois lados da equação 2.5 com respeito a energia, utilizando a regra de Leibnitz,

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,\alpha} \int_{\varphi_1(\alpha)}^{\varphi_2(\alpha)} F(x,\alpha) \,\mathrm{d}x = \int_{\varphi_1(\alpha)}^{\varphi_2(\alpha)} \frac{\partial}{\partial \alpha} F \,\mathrm{d}x + F(\varphi_1,\alpha) \frac{\mathrm{d}\,\varphi_1}{\mathrm{d}\,\alpha} - F(\varphi_2,\alpha) \frac{\mathrm{d}\,\varphi_2}{\mathrm{d}\,\alpha} ,$$

e rearranjando os termos, obtém-se

4

$$\phi(\mathbf{E}_{n}) = \frac{1}{\mathbf{R}(\mathbf{E}_{p}, \mathbf{E}_{n})} \cdot \frac{\mathbf{d}\mathbf{M}(\mathbf{E}_{p})}{\mathbf{d}\mathbf{E}_{p}}$$
(2.6)

onde utilizaram-se os fatos de que:  $dE_p = dE_n$ , não ter-se nêutrons com energia muito elevada ( $\phi(\omega) = 0$ ) ou seja, acima da energia dos nêutrons da fonte e, que a diferencial da função resposta ( $R(E_p, E_n)$ ) em relação à energia é nula para a energia do limite inferior da integral.

Deve-se também obter uma aproximação com bases físicas para a função resposta  $R(E_p, E_n)$  desconhecida (apenas são conhecidos os valores discretos dela) e, é indispensável aplicar algum tipo de suavização aos dados para obter-se  $\phi(E_n)$  com a precisão e estabilidade necessárias.

Os dados experimentais podem ser representados por um conjunto de polinômios ortogonais, diferenciáveis até altas ordens. A função resposta é o produto de 3

COMISSÃO KALANA CELEM PRESENTEM DUCLEAR/SP - PER

fatores : a eficiencia do detector, a distribuição de prótons de recuo e fatores que distorcem essa distribuição, os quais podem ser representados por fórmulas empíricas, provocando um erro de poucos por cento na fórmula para a função resposta do detector <sup>(68)</sup>.

## 2.4.2- Desdobramento de espectro por inversão de matriz

O programa computacional utilizado nesse trabalho é o FANTI <sup>(57)</sup>, que se baseia no método de inversão de matriz, sendo que no apêndice 3 apresentamos uma descrição do método numérico empregado. O FANTI foi desenvolvido na Alemanha e utiliza o núcleo do programa FORIST <sup>(69)</sup>; não tem o processo iterativo de estabelecimento das larguras das gaussianas para suavização do espectro ajustado, mas necessita de um conjunto de dados de entrada muito mais simples do que o do FORIST e tem a possibilidade de entrar com um limiar de energia ("threshold") para o espectro a ser desdobrado.

A matriz resposta para esses programas pode ser gerada experimentalmente utilizando fontes monoenergéticas de nêutrons ou utilizando programas computacionais baseados no método de Monte Carlo ou por uma combinação de medidas e cálculos. A matriz resposta é função do detector e da posição do mesmo em relação a radiação incidente, ou seja, depende das condições de operação do detector, da taxa de contagem, das dimensões geométricas do cintilador, do acoplamento ótico com a fotomultiplicadora e se a radiação incide frontalmente ou lateralmente no cintilador (geometria entre fonte e detector). A matriz resposta utilizada foi gerada com o programa computacional NRESP4 <sup>(70)</sup> para um cintilador NE-213 com as dimensões e acoplamento ótico equivalentes ao por nós utilizado. O programa FANTI e a matriz resposta utilizados neste trabalho foram obtidos com o grupo do cíclotron do IEN/CNEN-RJ.

2.5- Equipamentos utilizados no espectrômetro de néutrons

As medidas de espectro de nêutrons rápidos foram feitas no espectrômetro com cintilador NE-213 que foi montado e calibrado <sup>(71)</sup>.

Utilizou-se um NE-213 de 5.08 cm de altura por 3.81 cm de diámetro com encapsulamento de vidro e reservatório de nitrogênio livre de oxigênio, tipo VH1 pintado externamente, exceto na face voltada para a fotomultiplicadora, com tinta branca de  $TiO_2$  que é um refletor difuso de alta eficiência, de modo a aumentar a saida de luz pela face não pintada. O cintilador é acoplado óticamente à fotomultiplicadora RCA 8850 por meio de um guia de luz (lucite) de 2,5 cm de altura por 5.08 cm de diámetro, pintado externamente com tinta refletora numa faixa de 1 cm de largura ,com a finalidade de ter maior uniformidade na coleta de luz <sup>(72)</sup> aumentando assim a resolução do detector. A sensibilidade (resposta ) do fotocatodo não é uniforme em toda sua extensão, por isso usa-se o guia de luz para distribuir as cintilações o mais uniform e possivel sobre o fotocatodo <sup>(67)</sup> e desse modo obter-se a resposta do detector mais independente do ponto em que se dá a interação da radiação no cintilador ,em relação a direção axial do cintilador.

O método utilizado neste trabalho para obter a discriminação entre nêutrons e raios gama é o de análise de forma de pulso e, os equipamentos utilizados, bem como o modo de interligá—los estão apresentados na figura 2.1.

O sinal linear do dinodo da fotomultiplicadora é pré-amplificado (ORTEC 113), passa por uma dupla linha de atraso (DLA ORTEC-460), de modo a ficar bipolar e possibilitar uma boa análise de forma de pulso (PSA/TSCA ORTEC-552). Na figura 2.3 está apresentado um diagrama temporal de como é feita essa análise. A unidade ORTEC 552 emite dois pulsos; um quando o pulso passa o valor do discriminador de fração constante na subida do pulso bipolar e outro quando o pulso cruza a linha de base. Esses dois pulsos servem respectivamente para disparar e parar o conversor de tempo

38

Ϋ.

para a altura de pulso (TAC ORTEC 567). A técnica de discriminação por fração constante possibilita o disparo de um sinal de tempo em um instante que é independente da altura de pulso e, a técnica de cruzamento da linha de base ("zero crossing") possibilita a emissão de outro sinal de tempo, também independente da altura de pulso mas em um instante proporcional ao tempo de formação do pulso no detector. Assim sendo, o intervalo de tempo entre os dois sinais temporais é maior para pulsos devido a nêutrons do que para pulsos devido a gamas. A saída desse conversor, quando visto num analisador multicanal, produz a distribuição de altura de pulso apresentada na figura 2.4, na qual tem-se dois picos: um devido a nêutrons e outro devido a gamas, ressaltando assim a diferença no tempo de formação de pulsos produzidos no cintilador NE-213 por esses dois tipos de radiação.

O TAC (ORTEC 567) tem incorporado um analisador monocanal possibilitando a saída de um pulso lógico correspondente a detecção de nêutrons ou raios gama. O analisador de forma de pulso (CRTEC 552) também tem incorporado um analisador monocanal que permite estabelecer para sua saída um limiar ("threshold") para a altura dos pulsos de entrada (pulsos provenientes do amplificador). A unidade de coincidência (ORTEC 418A) gera um sinal de disparo ("gate") para a unidade de porta linear (ORTEC 426) quando tem-se coincidência ou anticoincidência na saída desses dois analisadores monocanal (ORTEC 552 e 567). Os pulsos que saem do pré-amplificador passam por um amplificador (saída unipolar), sofrem um atraso temporal (ORTEC 427) e, se ao passar pela unidade de porta linear, esta estiver com a porta aberta, são contados no analisador multicanal obtendo-se o espectro de altura de pulsos para nêutrons ou gamas, dependendo da configuração da unidade de coincidência.

Os espectros medidos são transferidos do multicanal para o microcomputador ITAUTEC, onde os dados são passados para o formato de entrada do código FANTI e guardados de modo permanente em minidiscos magnéticos. Esses dados são transferidos via terminal para o computador IBM-4341, onde são processados com o

. código FANTI ( o microcomputador opera como terminal do computador IBM ). \* 03 1. • . Ο. · · · · · · ·

	DETECTORES DE ATIVAÇÃO	TEMPO DE VÔO	PROTON DE RECUO
VANTAGENS	Equipamentos símples e de pequenas dimensões		Equipamentos simples e de pequenas dimensões
	Baixo custo e pouco trabalho de manutenção		Baixo custo e pouco trabalho de manutenção
	Insensível a radiação gama		
		Alta resolução em snergia	Alta resolução em energi
	Alta eficiência de detecção		Alta eficiência de detecç
		Resposta pronta	Resposta pronta
DESVANTAGENS		Equipamentos complexos e de grande dimensão	
		Médio custo e muito trabalho de manutenção	
		Sensível a radição gama	Sensível a radiação gamo
	Média resolução em energia		
		Baixa eficiência de detecção	

,

TABELA 2.1 - Comparação entre os métodos de espectrometria de nêutrons rápidos.



Figura 2.1 - Diagrama de Blocos do Sistema Eletrônico do Espectrômetro de Nêutrons NE-213



Figura 2.2 - Eficiência de detecção do cintilador Ne-213 para elétrons e prótons (Ref.7).



ï

Figura 2.3 - Diagrama Temporal de Análise de Pulsos.



Figura 2.4 - Distribuição de Altura de Pulso na Saída do TAC (567)

## 3. BANCADA E MÉTODO EXPERIMENTAL

Para a realização das medidas das distribuições energéticas e espaciais dos nêutrons produzidos na reação DT emergentes das blindagens em estudo, foi construída a bancada experimental ilustrada esquematicamente na figura 3.1. Os principais componentes desse arranjo são: um acelerador Van de Graaff de 400 KV utilizado para acelerar os dêuterons , um alvo de trítio, no qual são produzidos nêutrons através da reação D-T, a blindagem a ser estudada, um tanque d'água que serve de suporte para a blindagem, o sistema de detecção de nêutrons e raios gama, um monitor de nêutrons tipo BF<sub>3</sub>, um detector de partículas  $\alpha$  tipo barreira de superfície (BS) e o equipamento eletrônico associado aos detectores.

Como o detector barreira de superfície sofre dano de radiação durante as medidas, usa-se como monitor da produção de nêutrons um detector proporcional tipo BF<sub>3</sub> calibrado em relação ao primeiro.

É necessário conhecer a produção de nêutrons no alvo do acelerador (reação DT); para tanto, mede-se a produção absoluta de partículas α emitidas na reação

$$D + T \longrightarrow n + \alpha + 17,589 \text{ MeV}$$
, (3.1)

utilizando um detector semicondutor tipo barreira de superfície e usando a técnica de medida da partícula  $\alpha$  associada. Da medida das partículas  $\alpha$  pode-se, com base na cinemática da reação, inferir qual é a produção de nêutrons no alvo.

Nos itens que se seguem estão descritos os principais componentes da bancada experimental e o trabalho desenvolvido com os mesmos.

# 3.1- Tanque d'Água e Acelerador Van de Graaff

O tanque d'água é uma estrutura de cantoneiras metálicas, revestida com

COMISCÃO NUCION DE ELENCIA NUCLEAR/SP - IPEN

chapas de aço carbono, com 1,60 m x 2,60 m de base por 2,60 m de altura, tendo na sua face frontal uma abertura cúbica de 59 cm de aresta, na qual são colocados os materiais a serem estudados.

O tanque d'água, além de servir de apoio para a blindagem a ser estudada, é utilizado como blindagem para os nêutrons e gamas que não vão diretamente da amostra para o detector de nêutrons e gamas; assim sendo, o uso do tanque d'água visa a redução da radiação de fundo de nêutrons e gamas na posição do detector, proveniente de radiação espalhada nas paredes e chão da sala.

Aparentemente o tanque d'água é de fácil fabricação mas, devido algumas das suas características de projeto, foi de difícil execução. No seu plano horizontal central existem 2 tubos que servem como camisas e dentro dos quais foram montados outros 2 tubos formando um ângulo de 90°; um é extensão do tubo de vôo do acelerador e o outro é para medida da partícula  $\alpha$ , sendo que o alvo do acelerador é colocado a 45° em relação ao eixo do primeiro tubo, conforme figura 3.1.

O acelerador utilizado é do tipo Van de Graaff de 400 kV de tensão de aceleração, o qual apesar de fornecer partículas de baixa energia é excelente para esse tipo de trabalho, visto que a reação D-T é exotérmica. O máximo da seção de choque do trítio para reação D-T ocorre à energia de 110 KeV <sup>(73,89)</sup>. O alvo do acelerador é de titânio tritiado, montado num suporte de cobre para possibilitar a refrigeração do alvo com água.

O deutério que induz a reação DT provém de um cilindro pressurizado com gás deutério  $(1,38\times10^6$  Pa de D<sub>2</sub>) existente no interior do acelerador (vide figura 3.2), e esse gás é gradualmente liberado no recipiente da fonte de íons. O gás deutério é ionizado na fonte de íons por radiofrequência e os íons de deutério são concentrados por um campo magnético formado por 4 ímãs cilíndricos permanentes e extraídos por uma diferença de potencial de até 2500 V, entrando no tubo de aceleração. Os dêuterons são acelerados por uma tensão de até 400 kV, divididos igualmente por um divisor de tensão

entre 10 anéis de aceleração. Os ions de deutério atravessam um tubo de vôc de 1,8 m antes de atingir o alvo com trítio e provocam a reação  $T(d,n)\alpha$ , com emissão simultánea de nêutrons e partículas  $\alpha$ . As partículas  $\alpha$  emitidas nessa reação são contadas por um detector tipo barreira de superfície colocado na extremidade de um tubo, conectado ao tubo de vôo, junto ao alvo do acelerador, formando um ângulo de 90<sup>°</sup>. O eixo do tubo onde está o detector tipo barreira de superfície passa pelo centro deste e do alvo.

Esses tubos são mantidos, por duas bombas mecânicas e duas de difusão, em um vácuo de  $10^{-5}$  mbar, para evitar que os dêuterons colidam com partículas ou moléculas do ar, se desviem e percam energia antes de chegar no alvo e que as partículas  $\alpha$  sejam absorvidas no ar. Para se ter controle da geometria de irradiação e contagem de partículas  $\alpha$ , foi colocado no tubo de vôo um definidor de feixe de dêuterons com 9.4 mm de diâmetro de abertura, a 4 cm do alvo, feito de tântalo. No tubo de contagem de partículas  $\alpha$  foram posicionados vários definidores de feixe de  $\alpha$ , conforme figura 4.3, de modo a que só atinjam o detector partículas  $\alpha$  emitidas dentro do ângulo sólido de contagem. Partículas  $\alpha$  emitidas fora desse ângulo sólido teriam que sofrer no mínimo 4 espalhamentos antes de atingir o detector, o que tem baixa probabilidade de ocorrer sem que a partícula  $\alpha$  seja absorvida na parede do tubo ou nos definidores, conforme figura 4.3.

O definidor do feixe de dêuterons é de tântalo para evitar a formação de uma fonte secundária de nêutrons através da reação  $D(d,n)^3$ He como resultado da absorção de deutério no definidor. O tântalo é um material absorvedor de deutério e ao aquecer—se, pela colisão do feixe no definidor, libera o deutério que por ventura tenha colidido e alojado nele.

3.2- Medidas de espectro de energia de nêutrons rápidos

As medidas de espectro de nêutrons rápidos foram feitas no espectrômetro

com cintilador NE-213 montado e calibrado no decorrer da execução deste experimento.

Construiu—se um suporte para o espectrómetro, constituído de uma mesa para o NE—213 com deslocamento em 3 eixos ortogonais; possibilitando assim a medida da distribuição espacial do espectro de energia de nêutrons rápidos após a blindagem.

Os equipamentos utilizados, bem como o modo de interligá-los, estão apresentados na figura 2.1. Maiores detalhes sobre o funcionamento desse espectrômetro de nêutrons podem ser obtidos no capítulo 2 deste trabalho.

3.3- Medida de partícula  $\alpha$  associada.

.

Essa medida é importante para a normalização dos espectros de energia de nêutrons rápidos, medidos após a blindagem, para a produção de um nêutron por segundo no alvo, possil·ilitando assim uma correta comparação entre os espectros medidos e entre estes e os espectros calculados.

A medida de produção de nêutrons no alvo do acelerador foi feita utilizando o método de contagem de partícula associada.

Os nêutrons produzidos na reação DT são emitidos isotrópicamente no sistema centro de massa, quando os dêuterons incidentes no alvo de trítio são de energias inferiores a 300 KeV <sup>(74)</sup>. A partícula  $\alpha$ , produzida nessa reação, é emitida num ângulo de 180<sup>°</sup> em relação aos nêutrons; assim sendo, contando-se essas partículas em um ângulo sólido bem definido, o número de nêutrons conjugados é conhecido e, a partir da cinemática da reação, pode-se conhecer a intensidade total da fonte de nêutrons, conforme discutido no apêndice II.

Utiliza-se um ângulo de 90° entre os 2 tubos porque demonstra-se  $(^{75})$  que esse ângulo minimiza os efeitos do multi-espalhamento de dêuterons no alvo, da não uniformidade na concentração de trítio no alvo e do desconhecimento da composição molecular relativa  $(\%D_1^+, \%D_2^+, \%D_3^+)$  do feixe de dêuterons, no cálculo da produção de

néutrons no alvo.

O detector de partícula  $\alpha$  utilizado é um detector semicondutor tipo barreira de superfície, marca ORTEC, modelo BA-020-450-300. Os equipamentos eletrônicos associados a esse detector foram calibrados utilizando uma fonte <sup>241</sup>Am de partículas  $\alpha$ de 6,059 MBq. Detalhes da medida absoluta da produção de nêutrons no alvo do acelerador, por meio da medida da partícula  $\alpha$  associada, são apresentados no apêndice II deste trabalho.

## 3.4- Monitor de nêutrons

Devido ao detector barreira de superfície sofrer danos quando sujeito à radiação, usa-se um outro monitor de nêutrons da fonte quando utiliza-se alta produção de nêutrons da reação D-T. O monitor utilizado é um detector proporcional tipo BF<sub>3</sub>, o qual apresenta ótima característica de discriminação  $n-\gamma$ . O detector BF<sub>3</sub> possui alta eficiência de contagens para nêutrons térmicos, e baixa eficiência para contagem de nêutrons rápidos; por isso ele foi introduzido no tanque d'água, dentro de um tubulão estanque, de modo a detectar os nêutrons que são produzidos no alvo do acelerador e moderados na água. Com a finalidade de utilizar-se o detector BF<sub>3</sub> como monitor de nêutrons, ele foi calibrado em relação ao detector barreira de superfície, usando como fonte de nêutrons os da reação DT no alvo do acelerador, conforme descrito no apêndice II.

#### 3.5-Blindagem.

O elemento de blindagem estudado foi um conjunto tipo sanduíche, composto de placas de chumbo , polietileno e aço carbono, conforme ilustrado na figura 3.3.

Um dos melhores atenuadores de radiação gama é o chumbo, principalmente devido a sua alta densidade, e um dos melhores moderadores de nêutrons é o polietileno, principalmente devido ao seu alto conteúdo de hidrogênio (cerca de 18% mais hidrogênio do que a água). Desta forma, uma combinação desses dois materiais num sistema de blindagem de reatores (onde nêutrons e gamas estão presentes) é interessante na medida em que tal sistema cumpriria os objetivos de atenuar simultâneamente essas duas radiações. Nêutrons térmicos, moderados no polietileno, poderiam ser grandemente absorvidos inserindo chapas de cádmio após o polietileno ou substituindo as placas de polietileno por polietileno borado. As placas de aço carbono servem de elemento estrutural para a blindagem.

Foram realizadas medidas da distribuição energética e angular de nêutrons após a blindagem completa, assim como parcial, conforme indicado na tabela 3.1 e 3.2

r

L.

Tabela 3.1 - Composição da blindagem nas experiências com o detector na posição x=0, y=0, z=0.

EXPERIÊNCIA	MATERIAL DE BLINDAGEM/ espessura em cm/
1	Aço Carbono /2,2/
2	Aço Carbono /2,2/ + Polietileno /2,5/
3	Aço Carbono /2,2/ + Polietileno /5,0/
4	Aço Carbono /2,2/ + Polietileno /7,5/
5	Aço Carbono /2,2/ + Polietileno /10,0/
6	Aço Carbono /2,2/ + Polietileno /12,5/
7	Aço Carbono /2,2/ + Polietileno /15,0/
8	Aço Carbono /2,2/ + Polietileno /15,0/ + Chumbo /10,0/ + Aço Carbono /2,2/
9	Sem material de blindagem

Tabela 3.2 - Posições do detector NE-213 nas experiências com todos os materiais de blindagem (experiência 8 da tabela 3.1)

EXPERIÊNCIA	X (cm)	Y (cm)	Z (cm)
10	0	0	0
11	10	0	0
12	19	0	0
13	26	0	0
14	0	19	0
15	0	24,7	0
16	0	-19	0
17	0	0	26
18	0	0	55,4

OBS: O eixo z é horizontal e coincide com o feixe de dêuterons do acelerador: o eixo y é vertical e o eixo x é horizontal e perpendicular a z. O centro do alvo do acelerador está na posição (0,0;-72,5).







Figura 3.2 - Esquema de algumas partes do Acelerador Van de Graaff.

đ

ł

i.



Figura 3.3 - Conjunto de materiais que compõem a blindagem do arranjo experimental.

## 4. MEDIDAS E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

O trabalho experimental dividiu-se em 4 fases :

a)projeto, fabricação e montagem de todo o arranjo experimental;

b)verificação da estabilidade de resposta e calibração de todos os sistemas de medidas de radiação;

c)medidas de espectros de energia de nêutrons, com o detector NE 213 fixo, em função da composição do material de blindagem, colocando a sequência de placas dos diversos materiais, conforme a sequência de medidas indicada na tabela 3.1 e,

d)medida da distribuição espacial e energética dos nêutrons que emergem da blindagem completa (com todos os materiais de blindagem), deslocando o detector NE 213 para várias posições de medida, conforme indicado na tabela 3.2.

4.1- Montagem do arranjo experimental.

O arranjo experimental instalado num galpão próximo ao prédio do reator IEA-R1 (figura 4.12) está descrito no capítulo 3, e a montagem do mesmo consistiu na escolha dos equipamentos mais apropriados, dentre os existentes no IPEN ou passíveis de compra ou importação, para montar os três sistemas de detecção de radiação, a saber: detector de partícula  $\alpha$ , monitor da produção de nêutrons no alvo do acelerador e espectrômetro de energia dos nêutrons (vista parcial dos mesmos nas figuras 4.18 a 4.20). A montagem envolveu também o projeto, construção e montagem da parte mecânica do experimento, documentado nas figuras de 4.13 a 4.18, que se compõem de um suporte tipo trilho para ajustar a altura do acelerador, ângulo horizontal e vertical e recuo do mesmo em relação ao tanque d'agua; o tanque d'agua com a seção de teste de blindagem com volume útil de 60x60x60 cm<sup>3</sup> ( figuras 4.16 e 4.17 ), os tubos de vôo de dêuterons e detecção de partícula  $\alpha$  (figura 3.1 e 3.2), e o mecanismo de deslocamento do detector (figuras 3.1, 4.16 e 4.17) em 3 direções (x,y,z).

4.2– Calibração dos sistemas de medidas

Neste item são analisados os resultados dos ajustes dos parâmetros dos equipamentos eletrônicos associados aos detectores de radiação, necessários para a realização do experimento.

4.2.1- Calibração do detector barreira de superfície

Os equipamentos eletrônicos associados ao detector barreira de superfície esquematicamente ilustrados na figura 4.1 tiveram seus parâmetros ajustados, obtendo-se uma excelente discriminação entre pulsos devido a partícula  $\alpha$  e devido a ruido eletrônico ( obteve-se a relação sinal para ruido de 720 ). Verificou-se uma boa linearidade na resposta desse sistema de detecção de partículas  $\alpha$  (figura 4.2) e, obteve-se para o detector, uma resolução de 40 keV, para o  $\alpha$  de 5486 keV de energia da fonte de <sup>241</sup>Am, estando esta a 3 cm do detector, o que é uma resolução 2,7 vezes pior do que o especificado pelo fabricante, sendo um valor aceitável para os objetivos desse trabalho.

O detector barreira de superfície (BS) detecta partículas  $\alpha$  emitidas pelo alvo do acelerador dentro de um ângulo sólido de 9,012x10<sup>-5</sup> esteroradianos definido por diafragmas de alumínio com as aberturas indicadas na figura 4.3.

Foi realizado o teste de  $\chi^2$  com o sistema de detecção, utilizando uma fonte de <sup>241</sup>Am e realizando sequências de 30 medidas, em intervalos de 200 s cada medida, durante a manhã e durante a tarde, por 3 dias. Obteve-se  $P(\chi^2)$  entre 10 e 75 %, comprovando-se assim que o sistema funciona de maneira estável.Observou-se uma

variação de 0.5 % na taxa de contagem entre o período da manhã e o da tarde, isto devido à variação de temperatura na sala (5 a  $8^{0}$ C).

Verificou-se que o sistema eletrônico tem resposta linear ou seja, o número do canal no multicanal varia linearmente com a altura de pulso na entrada do pré-amplificador conforme pode-se ver na figura 4.4.

A resolução e a eficiência do sistema de detecção de partículas  $\alpha$  foram medidas utilizando uma fonte de <sup>241</sup>Am de 6,059 MBq (2,3% de precisão na medida da atividade ), fabricada no IPEN por eletrodeposição, colocada na posição do alvo do acelerador. A resolução obtida para o  $\alpha$  de 5,486 MeV é de 407 keV (7,5%) e a eficiência total de detecção do sistema é de 5,427x10<sup>-4</sup> %.

Das medidas feitas utilizando o acelerador Van de Graaff e variando a corrente de feixe de dêuterons, verifica-se que podemos ter até 750 contagens/segundo sem sofrer efeito de tempo morto.

## 4.2.2- Calibração do BF3 em função do barreira de superfície

O equipamento eletrônico (figura 4.5) associado ao detector  $BF_3$  teve seus parâmetros ajustados, obtendo-se uma relação sinal/ruido igual a 26. O analisador monocanal foi ajustado para ter uma boa discriminação entre nêutrons e gamas. Para tanto foram obtidos os espectros de altura de pulso para uma fonte de Am-Be, apresentado na figura 4.6, e para uma fonte de <sup>60</sup>Co e ajustada a janela do analisador monocanal.

Usando uma fonte de nêutrons (AmBe de 37 GBq) foi levantada a curva de tempo morto para o sistema de contagem com o  $BF_3$ , ilustrada na figura 4.7, verificando-se que a maior taxa de contagem a ser utilizada durante as medidas do experimento de blindagem não deveria ultrapassar 260 contagens/segundo (260 CPS), para o ajuste feito nos parâmetros dos equipamentos eletrônicos. Baseado nessa taxa

.
máxima de contagem e operando o acelerador Van de Graaff a 200 kV de tensão e com o máximo de corrente de feixe decidiu-se colocar o detector BF3 na posição (x,y,z) = ( 70 , 0 ,–152,5 ) do tanque d'agua, dentro de um tubulão estanque.

#### 4.2.3- Calibração do sistema associado ao NE-213.

Os equipamentos eletrônicos, indicados na figura 2.1, associados ao detector NE–213 tiveram seus parâmetros ajustados de maneira a obter–se uma boa discriminação entre nêutrons e raios gama. Usando como fonte os nêutrons da reação DT e como fonte de raios gama os produzidos na interação dos nêutrons com materiais de blindagem antes do detector, ajustaram-se os parâmetros, conseguindo-se uma relação sinal-ruído na entrada do amplificador (ORTEC 460) maior do que 10. Conseguiu-se também excelente discriminação entre nêutrons e gamas. Este fato é indicado por ter-se obtido uma figura de mérito de 1,35 conforme definido na figura 2.4 e uma relação maior do que 30 do pico de nêutrons para o vale de discriminação nêutron-gama.

Utilizando uma fonte de nêutrons de AmBe de 37 GBq, fabricada pela Amershan Searle (tipo MN-100), foi levantada a curva de tempo morto. Verificou-se que o detector não deve trabalhar com uma taxa de contagem maior do que 60 contagens/segundo para evitar problemas de tempo morto e sobreposição de pulsos ("pile-up"). A posição da borda Compton pode mudar com variações da corrente de anodo da fotomultiplicadora quando esta é muito elevada; consequentemente deve-se evitar esta situação trabalhando com taxas de contagem baixas.

Utilizando uma fonte de nêutrons de atividade constante, o que se consegue em termos práticos com o uso de uma fonte de AmBe ( $T_{1/2} = 458$  anos) e realizando sequências de medidas ao longo de 3 dias, verificou-se que o sistema operava com boa estabilidade ( $0.5 < P(\chi^2) < 99.5$ ) e apresentava variações máximas de taxa de contagem de  $\pm$  2,6 % com variações de temperatura no laboratório da ordem de 5°C em

57

.

6 horas. A temperatura subia em aproximadamente 6 horas, de 5 a  $6^{\circ}$ C do período da manhã para o da tarde e depois decaía em aproximadamente 12 horas até a manhã do dia seguinte. Como a maioria das medidas foi feita no período da tarde ou à noite, tivemos uma oscilação no valor das taxas de contagem, devido à temperatura, menor do que 1,5%.

Com a finalidade de verificar a estabilidade do ganho do sistema, todas as medidas foram feitas com a contagem simultânea de pulsos oriundos de um pulsador de boa estabilidade (0,001% de variação de ganho/<sup>o</sup>C), com altura de pulso maior do que a dos nêutrons  $\epsilon$ , dos espectros de altura de pulso medidos verificcu-se uma variação média menor do que 0,2% no ganho do pulso oriundo do pulsador.

Usando um pulsador foi verificado que o sistema eletrônico associado ao NE 213 tem resposta linear com a altura de pulso que entra no pré-amplificador, sendo que o canal zero do multicanal foi ajustado para corresponder a zero de altura de pulso na entrada do pré-amplificador.

Utilizando raios gama de 4 energias distintas emitidos por 4 fontes radioativas (<sup>137</sup>Cs,<sup>60</sup>Co,<sup>22</sup>Na e AmBe), foi verificado, conforme pode-se ver na figura 4.10, que o sistema tem resposta linear com a energia dos raios gama incidentes no mesmo. O ganho de amplificação do sistema foi ajustado para se obter no multicanal uma calibração de cerca de 20 KeV/canal para a detecção de raios gama, que é a calibração utilizada na obtenção da matriz resposta, do detector NE-213, usada para o desdobramento de espectro.

No código FANTI, utilizado neste trabalho para o desdobramento dos espectros de prótons de recuo obtidos com o detector NE-213, é necessário o conhecimento dos parâmetros A,B e C da equação 2.4 de cálculo da resolução do espectrômetro. Os valores desses parâmetros são dados de entrada do código FANTI e por isso tiveram que ser determinados.

O fator A foi obtido fazendo uma varredura da superfície plana (frontal) do

detector com raios gama de uma fonte de <sup>137</sup>Cs de 350 kBq, colimada através de um furo de 1 mm de diámetro em um bloco de chumbo de 5,0 cm de espessura. Cada contagem durou 30 minutos e após cada uma, a fonte e o bloco de chumbo eram deslocados radialmente de 4 mm. A contribuição devida aos raios gama que atravessam o chumbo e atingem o detector foi subtraída repetindo a varredura, para os mesmos pontos, usando a mesma fonte de <sup>137</sup>Cs, mas usando um bloco de chumbo sem o furo. Foi medida a posição (canal) da borda Compton para cada uma dessas medidas de varredura e A é o valor percentual do desvio da média dessas posições em relação à medida para a posição central (incidência no centro do detector). O valor de A obtido para o detector é 2,0.

A contribuição devida ao ruído (C) foi obtida com auxílio de um pulsador, introduzindo pulsos na entrada de teste do pré-amplificador e medindo a largura à meia altura (FWHM) do pico respectivo no multicanal. Esse tipo de medida foi repetido para pulsos de alturas correspondentes ao espectro de altura de pulso dos néutrons medidos e o valor obtido para C (variação percentual dos FWHM) foi de 0,5.

O fator B não foi medido por falta de equipamento pois seria necessária a utilização de um LED azul, acionado por um pulsador, acoplado ao guia de luz entre o cintilador e a fotomultiplicadora para medir a resposta do sistema com variações da altura e frequência da repetição do pulso de luz. Por outro lado, os parâmetros A e C obtidos são comparáveis a outros encontrados na literatura <sup>(66)</sup> para detectores com dimensões próximas às que utilizames, podendo-se por similaridade prever para B um valor de aproximadamente 8,0.

Aplicando na equação 2.4 os valores determinados de A,B e C e levando em consideração as curvas da figura 2.2, obtém—se a resolução do espectrômetro em função da energia dos nêutrons. Determinou—se que a resolução do espectrômetro varia de 12 a 4% para energia de nêutrons variando respectivamente de 2 a 15 MeV.

4.3- Avaliação do desempenho do espectrômetro.

Para avaliar o desempenho do espectrômetro de néutrons rápidos construído, medimos o espectro de energia de uma fonte de néutrons conhecida; para tal utilizamos a fonte de néutrons de <sup>252</sup>Cf, cujo espectro pode ser ajustado por uma distribuição Maxweliana <sup>(76)</sup>.

Os espectros de altura de pulsos devido a nêutrons da fonte de <sup>252</sup>Cf bem como da radiação de fundo para essa medida, ambos para um mesmo tempo de contagem, foram utilizados como dados de entrada para o programa FANTI, tendo-se obtido o espectro de energia de nêutrons apresentado na figura 4.11 <sup>(71)</sup>, o qual pode ser ajustado pela expressão

 $N(E) = \sqrt{E} \exp(-E/T)$ 

onde T = 1,42 MeV.

Nessa medida utilizamos um limi ir de energia de 26 canais que corresponde a uma energia de 2,6 MeV de nêutrons, conforme pode-se verificar na figura 4.11.

Na literatura encontram-se os resultados de medidas do espectro de energia da fonte de <sup>252</sup>Cf realizadas por vários autores <sup>(76)</sup>. Comparando o espectro medido (figura 4.11) com os apresentados na literatura, verifica-se uma boa concordância entre eles, dentro da incerteza do espectro medido e que é menor do que 2 %.

### 4.4- Medidas com materiais de blindagem

## Foram feitos dois conjuntos de medidas na bancada experimental, a saber:

 a) Medidas utilizando 9 composições de materiais de blindagem e mantendo fixa a posição do detector NE-213 com a finalidade de estudar a influência dos materiais de blindagem no espectro de energia e intensidade de nêutrons na posição do detector.

b) Medidas posicionando o detector NE-213 em 8 locais diferentes,

utilizando uma composição fixa de materiais de blindagem para se ter um levantamento da distribuição espacial e energética de néutrons.

As composições de materiais da blindagem e as posições do detector utilizadas para as medidas do ítem a e b estão apresentadas respectivamente nas tabelas 3.1 e 3.2.

No início e final de cada uma dessas medidas determinou—se a posição da borda Compton dos raios gama do <sup>241</sup>Am e medida a posição do canal zero do multicanal, para obter a calibração em energia do multicanal e verificar a estabilidade do ganho de amplificação do sistema.

Antes de todas essas medidas, foi verificado se as respostas dos detectores estavam variando linearmente com o aumento da produção de nêutrons no alvo do acelerador. Estas medidas foram realizadas utilizando vários valores de corrente de feixe (dêuterons) no acelerador Van de Graaff. Constatou-se uma excelente linearidade na resposta dos detectores e que nenhum dos 3 detectores ( $BF_3$ , NE 213, BS) estava sofrendo problema de tempo morto, conforme pode ser visto nas figuras 4.8 e 4.9. Verificou-se também durante as operações do acelerador que as variações de tensão de aceleração, devido a instabilidade do mesmo, eram em média de mais ou menos 10 a 20 kV, o que implica em uma variação de 0,5 % na razão de contagem do  $BF_3$  para o NE 213 ( taxa de contagem no  $BF_3/taxa$  de contagem no NE 213 ) e, consequentemente, implicando em um erro máximo de 0,25 % na normalização da produção de nêutrons no alvo do acelerador durante a irradiação, isto assumindo-se que a variação na tensão de aceleração é aleatória e gaussiana.

# 4.5- Análise das medidas.

ļ

As medidas de produção de nêutrons no alvo do acelerador ( reação DT ), utilizando a técnica de detecção de partícula  $\alpha$  associada, foram realizadas com grande

exatidão no aparato experimental montado, pois o erro acumulado nessas medidas é menor do que 1,6 % ou, na pior hipótese, igual a 1,6 %, conforme demonstrado no apêndice II.

Mediu-se o espectro de energia de nêutrons da reação DT, emitidos do alvo do acelerador Van de Graaff, com o detector no ponto (0,0,0). Este ponto dista 72,5 cm do centro do alvo do acelerador que é o ponto (0,0,-72,5) e,como o eixo Z coincide com o eixo do feixe de deutêrons do acelerador, temos que essa medida coresponde à detecção de nêutrons DT emitidos num ângulo de  $0^0$ . Nessa medida não colocamos nenhum material de blindagem na seção de teste (figuras 3.1 e 4.17).

Na figura 4.21 temos o espectro de altura de pulso, obtido com o espectrômetro NE-213, devido a nêutrons da reação DT para as condições acima citadas. Nessa figura observam-se os efeitos, citados no capítulo 2, que distorcem o espectro devido a prótons de recuo, fazendo com que ele deixe de ter a forma retangular. Utilizando o programa FANTI obtivemos o espectro de energia dos nêutrons da reação DT, apresentado na figura 4.22, a partir do espectro de altura de pulso correspondente a figura 4.21.

Observa-se, na figura 4.22, a assimetria do pico de nêutrons de cerca de 15 MeV e a oscilação no espectro de energia na região de 4 a 13 MeV. Essa oscilação deve-se a baixa estatística de contagem de nêutrons nessa faixa de energia e consequentemente, tem-se instabilidade no processo computacional de desdobramento de espectro. Na região de 2 a 4 MeV tem-se um pequeno pico devido a nêutrons da reação DD no alvo do acelerador, provenientes de alguns dêuterons do feixe do acelerador que são absorvidos no alvo e posteriormente vêm a sofrer reação DD.

ţ

1

Os espectros de energia de nêutrons foram medidos com o detector NE-213 posicionado em (19,0,0), (0,19,0) e (0,-19,0). Os resultados mostraram uma boa simetria em torno do eixo do feixe de dêuterons (eixo Z) conforme era de se esperar da simetria do arranjo experimental e indicando que é insignificante a contribuição de

nêutrons espalhados no chão da sala em direção ao detector, pois tem—se grande concordância entre os espectros medidos em (0, 19, 0) e (0, -19, 0).

Os efeitos de moderação e atenuação do fluxo neutrônico podem ser observados nas medidas com variação da composição e espessura da blindagem (blindagem parcial), conforme pode-se ver na figura 4.23, bem como nas medidas com a blindagem total em que se desloca o detector NE 213 do eixo Z, como nas medidas para as posições (0,0,0) e (26,0,0) apresentadas na figura 4.24.

O registro de nêutrons com energia maior que 15,68 MeV (máxima energia dos nêutrons de fonte) pelo detector é devido ao desdobramento ("unfolding") do espectro de altura de pulsos medido, através de funções resposta considerando a resolução do NE 213 modelada por gaussianas.



Figura 4.1 - Diagrama de Blocos do Sistema Eletrônico de Medida de Partícula α.



Figura 4.2 - Calibração em Energia do Sistema de Medida do Detector Barreira de Superfície.

.



D = Diâmetro do Diafragma A = Alvo BS = Detector tipo Barreira de Superfície

Figura 4.3 - Diagrama de Posição dos Definidores do Feixe de Partículas Alfa.



Figura 4.4 - Curva de Linearidade da Resposta do Equipamento Eletrônico Associado ao Detector Barreira de Superfície.



Figura 4.5 - Diagrama de Blocos de Detecção de Nêutrons com  $BF_3$ .







Figura 4.7 - Curva de tempo morto para o detector BF3.



Figura 4.8 - Linearidade da resposta do detector barreira de superfície em função da produção de nêutrons no alvo do acelerador.



Figura 4.9 - Linearidade da resposta do detector NE-213 em função da produção de nêutrons no alvo do acelerador.



Figura 4.10 - Resposta do detector NE-213 em função da energia dos elétrons (borda compton).



Figura 4.11.a - Espectro de altura de pulso devido à incidência de nêutrons da Fonte <sup>mume</sup>Cf.



Figura 4.11.b - Espectro de Energia de Nêutrons da Fonte <sup>202</sup>Cf.



Figura 4.12 - Galpão onde foi instalado o arranjo experimental.



Figura 4.13 - Montagem do suporte do acelerador Van de Graaff.



Figura 4.14 - Acelerador Van de Graaff.

.



Figura 4.15 - Porta alvo do acelerador Van de Graaff, dentro do tanque



Figura 4.16 - Blindagem laminada posicionada na seção de teste - vista superior.



Figura 4.17 - Tanque d'água e espectômetro de neutrons.



Figura 4.18 - Arranjo experimental: tanque d'água e detector de partículas ao centro, espectômetro de neutrons à esquerda e acelerador Van de Graaff à direita.



Figuran 4.19 - Mesa de controle do acelerador Van de de Graaff e equipamentos dos sistemas de medidas

Ξ.



Figura 4.20 - Equipamentos eletrônicos do sistema de contagem.

.



Figura 4.21 - Espectro de altura de pulso devido à incidência de nêutrons, da reação DT, no NE-213.



1

Figura 4.22 - Espectro de Energia de Nêutrons da reação T(d,n)<sup>4</sup>He.

COMISSÃO EVECCUL CE ENCLEIA NUCLEAR/SP - PER





# 5. DESCRIÇÃO DO MÉTODO DE CÁLCULO

Utilizamos o padrão experimental desenvolvido neste trabalho para avaliar duas (2) metodologias de cálculo de blindagem, método de ordenadas discretas e método de Monte Carlo, empregadas pela Divisão de Física de Reatores (RTF) do IPEN.

Os métodos numéricos utilizados nos códigos empregados, bem como as características básicas de aplicação destes a problemas de blindagem são bem estabelecidos na literatura científica internacional e nos manuais destes códigos <sup>(77,33,7,78,36)</sup>; o desenvolvimento teórico que está por trás desses métodos de cálculo é por demais extenso para ser detalhado neste trabalho; assim sendo, apresentamos apenas as informações necessárias à compreensão dos cálculos realizados.

### 5.1- Cálculos de transporte da radiação

### 5.1.1- Método de ordenadas discretas

A teoria de transporte e o método de ordenadas discretas são descritos em detalhes em vários livros texto <sup>(79,7,78)</sup> e apresentados de uma forma sucinta no texto das aulas de Maiorino <sup>(80)</sup>, ministradas em um curso promovido pela IAEA na Itália, em 1990. Expõem—se aqui os principais pontos necessários a uma compreensão dessa teoria e desse método de modo a tornar claro o uso do código DOT 3.5 neste trabalho.

O cálculo do transporte da radiação entre a fonte e o ponto de interesse depende da geometria do arranjo experimental e das características dos materiais existentes entre a fonte radioativa e o detector. O modelo matemático que descreve o transporte de partículas não carregadas, tais como nêutrons e raios gama em um meio

material, é a equação linear de Boltzmann. Ocorre que não se pode especificar a posição e a velocidade de cada partícula individual em cada instante, devido ao número colossal de equações de movimento que seriam necessárias. Portanto, essa equação de transporte baseia—se no comportamento médio de uma população de partículas.

A equação linear de Boltzmann pode ser obtida do balanço dos vários mecanismos pelos quais pode-se ganhar ou perder partículas num elemento do espaço de fase (posição  $\underline{r}$ , direção  $\underline{\Omega}$ , energia  $\underline{E}$ ), ou seja:

taxa de variação no tempo<br/>[da densidade de partículas] = [variação devido]<br/>à fugas] + [fontes] + [variação devido]<br/>à col i sões](I)(II)Essa condição de balanço é expressa matemáticamente por:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) = -\underline{\Omega} \nabla \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, T) + S(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t)$$

$$(I) \qquad (II) \qquad (III)$$

$$-\Sigma_{t}(\underline{r}, E, t) \phi(\underline{r}, \underline{\Omega} E, t) + \int_{0}^{\bullet} dE' \int_{4\pi} \Sigma(\underline{r}, E' \rightarrow E, \underline{\Omega}', \underline{\Omega}, t) \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}', E', t) d\Omega' \quad (5.1)$$

$$(IV)$$

onde  $\phi$  (<u>r</u>, <u> $\Omega$ </u>, <u>E</u>, <u>t</u>) é o fluxo angular, <u>S</u> (<u>r</u>, <u> $\Omega$ </u>, <u>E</u>, <u>t</u>) é o termo fonte, <u> $\Sigma$ </u> (<u>r</u>, <u>E</u>, <u>t</u>) é a seção de choque macroscópica total e <u> $\Sigma$ </u> (<u>r</u>, <u>E'</u> $\rightarrow$  <u>E</u>, <u> $\Omega'$ </u>, <u> $\Omega'$ </u>, <u>t</u>) é a seção de choque diferencial de transferência, que expressa a probabilidade de uma partícula com a energia <u>E'</u> e direção <u> $\Omega'$ </u> sofrer uma colisão no ponto <u>r</u>, no instante t, resultando numa mudança de energia e direção, para <u>E</u> e <u> $\Omega$ </u> respectivamente.

A equação 5.1 aplica-se a nêutrons e raios gama, necessitando-se para tanto interpretar fisicamente de modo correto a interação da partícula com o meio ( seção de choque ).

Dependendo do material do meio, o nêutron pode numa colisão gerar outros nêutrons por fissão ( meios multiplicativos ) e nestes casos o termo IV da equação 5.1 deve incluir o termo

$$\frac{\chi(\mathbf{E})}{4\pi} \int_{0}^{\infty} d\mathbf{E}' \int_{4\pi} d\Omega \, '\nu'(\mathbf{E}') \, \Sigma_{\mathbf{f}}(\underline{\mathbf{I}},\mathbf{E}',\mathbf{t}) \, \varphi(\underline{\mathbf{I}},\underline{\Omega}',\mathbf{E}',\mathbf{t})$$
(5.2)

onde  $\chi(E)$  é a distribuição (espectro ) de energia dos nêutrons de fissão,  $\nu(E')$  é o número médio de nêutrons liberados por fissão e  $\Sigma_f(\underline{r},E',t)$  é a seção de choque macroscópica de fissão, assumida como isotrópica.

a

4

Ì

A equação 5.1 é usualmente solucionada ,em aplicações práticas, no estado estacionário ( $\partial/\partial t = 0$ ). Em meios que contêm nuclídeos físseis (meios multiplicativos) pode ser de interesse observar se o sistema é subcrítico, crítico, ou supercrítico. O problema de criticalidade é melhor solucionado com a introdução do fator de multiplicação efetiva ( $K_{ef}$ ), para balancear a fonte de fissão com os outros termos da equação de transporte, de modo a obter—se um sistema crítico (independente do tempo), ou seja,

$$\underline{\Omega} \nabla \phi + \Sigma \phi = \int_{0}^{\infty} \int_{4\pi} \Sigma s(\underline{r}, \underline{\Omega}' \to \underline{\Omega}, E' \to E) \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}', E') d\Omega' dE' + + \frac{1}{K_{ef}} \int_{0}^{\infty} \int_{4\pi} \frac{\chi(E)}{4\pi} \nu(E') \Sigma_{f}(\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}', E') d\Omega' dE' .$$
(5.3)

A dependência angular da seção de choque usualmente é expandida em polinômio de Legendre do ângulo de espalhamento  $(\Omega . \Omega' = \mu_0)$ , isto é,

$$\Sigma_{\mathbf{s}}(\underline{\mathbf{r}}, \mathbf{E}^{\mathbf{i}} \rightarrow \mathbf{E}, \boldsymbol{\mu}_{0}) = \prod_{\mathbf{l}=0}^{L} \frac{2\mathbf{l}+1}{2} \Sigma_{\mathbf{s}}^{\mathbf{l}}(\underline{\mathbf{r}}, \mathbf{E}^{\mathbf{i}} \rightarrow \mathbf{E}) \mathbf{P}_{\mathbf{l}}(\boldsymbol{\mu}_{0}) \quad .$$
 (5.4)

A dependência energética é tratada por um modelo multigrupo no qual a faixa de energia é dividida num número finito, G, de intervalos separados pelas energias  $E_g$ , g = 1,2,3....G. Assim sendo, a equação de transporte com espalhamento anisotrópico é escrita como :

$$\Omega \nabla \phi_{\mathbf{g}}(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega}) + \Sigma_{\mathbf{t}_{\mathbf{g}}} \phi_{\mathbf{g}}(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega}) = \sum_{\mathbf{l}=0}^{L} \sum_{\mathbf{g}=0}^{G} \int_{4\pi} \frac{(2\mathbf{l}+1)}{2} \sum_{\mathbf{g}=-\mathbf{g}}^{\mathbf{l}} (\underline{\mathbf{r}}) P_{\mathbf{l}}(\mu_{0}) \phi_{\mathbf{g}}^{*}(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega}^{*}) d\Omega^{*} + \frac{\chi_{\mathbf{g}}}{K_{\mathbf{e}}|\mathbf{f}|} \sum_{\mathbf{g}=1}^{G} \frac{G}{2} (\frac{\nu \Sigma_{\mathbf{f}}}{4\pi})_{\mathbf{g}}^{*} \phi_{\mathbf{g}}^{*}(\underline{\mathbf{r}}) + S_{\mathbf{e}\mathbf{x}\mathbf{t}}^{\mathbf{g}}(\underline{\mathbf{r}}) \qquad \mathbf{g} = 1, 2, ... G$$

$$(5.5)$$

onde,  $\phi_g(\underline{r}, \underline{\Omega})$  é o fluxo angular do grupo g,

e

$$\phi_{\mathbf{g}}(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega}) = \int_{\mathbf{E}_{\mathbf{g}}}^{\mathbf{E}_{\mathbf{g}^{+1}}} \phi(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega},\mathbf{E}) \, d\mathbf{E} \quad ; \tag{5.6}$$

e  $\phi_{g}(\underline{\mathbf{r}}) = \int_{\Omega} \phi_{g}(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega}) d\Omega$  é o fluxo total. As seções de choque, ou constantes de grupo  $(\Sigma_{tg}, \Sigma_{g}^{\dagger}, \underline{\mathbf{r}}_{g}^{\dagger}, \chi_{g}, (\nu \Sigma_{f})_{g})$ , são seções de choque média ponderadas com o fluxo no intervalo do grupo de energia, isto é,

$$\Sigma_{\mathbf{g}}(\underline{\mathbf{r}}) = \frac{\int_{\mathbf{g}} \Sigma(\underline{\mathbf{r}}, \mathbf{E}) \ \boldsymbol{\phi}(\underline{\mathbf{r}}, \mathbf{E}) \ \mathbf{d}\mathbf{E}}{\overline{\boldsymbol{\phi}_{\mathbf{g}}(\underline{\mathbf{r}})}}$$
(5.7)

$$\Sigma_{g' \to g}^{l}(\underline{\mathbf{r}}) = \frac{\int_{g'} dE \int_{g'} \Sigma'(\underline{\mathbf{r}}, E' \to E) \int_{4\pi} \Phi(\underline{\mathbf{r}}, \underline{\Omega'}, E') P_{1}(\mu_{0}) dE' d\Omega'}{\int_{g'} \int_{4\pi} \Phi(\underline{\mathbf{r}}, \underline{\Omega'}, E') P_{1}(\mu_{0}) d\underline{\Omega'} dE'}.$$
(5.8)

A determinação das constantes de grupo envolve dois estágios; primeiro a obtenção das seções de choque em função da energia e depois deve ser realizada a ponderação destas com o fluxo (espectro de energia). Existem vários sistemas de códigos, tal como o sistema AMPX, que realizam os cálculos para gerar estas constantes de grupo a partir das bibliotecas de seção de choque (ENDF, ENDL, VITAMIN C, etc...).

Os problemas práticos de blindagem normalmente envolvem sitemas acoplados nêutron-gamas, sistemas não multiplicativos e com espalhamento apenas para energias menores ( "downscattering" ). O acoplamento nêutron-gama deve-se a reações

nucleares com nêutrons produzindo gamas tais como reações de captura e espalhamento inelástico. As equações 5.5 são divididas em 2 subconjuntos , um devido a grupos de energia de nêutrons e outro de gamas, acoplados pela seção de choque de transferência nêutron-gama  $\Sigma_{n_s}$ .

As aplicações da equação linear de transporte no estado estacionário são tipicamente problemas de condição de contorno. O conhecimento delas é necessário para obter-se solução única e positiva. A solução destas equações com essas condições não é uma questão fácil, mesmo com a utilização de técnicas numéricas e, usualmente só ocorre em geometrias regulares; soluções exatas são possíveis somente para modelos altamente idealizados.

Uma grande variedade de métodos numéricos, baseados em técnicas de aproximação, tem sido desenvolvida para solucionar a equação de transporte, dentre os quais destaca-se o método de ordenadas discretas que, pela qualidade dos resultados obtidos e versatilidade de aplicações, tornou-se o método mais comumente utilizado.

O método de ordenadas discretas foi introduzido por Wick e Chandrasekhar <sup>(30)</sup>, para solucionar problemas de transferência radioativa (transporte de luz ou calor por radiação) em geometria plana. Este método foi generalizado por Carlson <sup>(31)</sup> para problemas em geometria cilíndrica e esférica e, deve-se a ele a denominação de método S<sub>n</sub> que é o outro nome pelo qual esse método é conhecido. Conforme já citado no capítulo 1, esse método tem sido utilizado com sucesso em vários códigos unidimensionais (1-D) e bidimensionais (2-D), tais como : DOT, TWOTRAN, ANISN, etc...e aperfeiçoamentos nos métodos computacionais tornaram viáveis cálculos com ordenadas discretas em três dimensões (3-D), já existindo alguns códigos deste tipo, tais como o THREETRAN e o TORT <sup>(81)</sup> nos EUA e o ENSEMBLE no Japão.

4

O método de ordenadas discretas é um método numérico de solução da equação de transporte em estado estacionário. Em essência o método consiste em discretizar as variáveis <u>r</u>,  $\Omega$  e E e derivar equações de diferenças finitas que podem ser

solucionadas iterativamente com o uso de um computador digital.

2

ł.

4

Neste método a variável angular é calculada em direções discretas, a integral é aproximada escolhendo-se um conjunto de quadratura angular e de pesos associados à essas direções (pontos de quadratura ). A dependência energética é tratada pelo método de multigrupos, isto é, todas partículas movimentando-se com uma energia, dentro de um dado intervalo de energia, são consideradas como interagindo com a seção de choque à energia média desse intervalo e, a componente espacial é discretizada através de um esquema de diferenças finitas; ou seja,

$$(\underline{\mathbf{r}},\underline{\mathbf{\Omega}},\mathbf{E}) \xrightarrow{\text{ordenadas}} \rightarrow (\underline{\mathbf{r}}_{j},\underline{\mathbf{\Omega}}_{m},\mathbf{E}_{g})$$

A equação de transporte é discretizada em células discretas do espaço de fase, resultando em um sistema de equações algébricas para os pontos discretos da rede  $r_j$ ,  $\Omega_m$  para cada grupo de energia, isto é;

$$\underline{\mathbf{A}} \, \underline{\boldsymbol{\Phi}} = \, \underline{\mathbf{B}} \, \underline{\boldsymbol{\Phi}} \, + \, \underline{\mathbf{S}} \tag{5.9}$$

onde  $\underline{\underline{A}}$  é a representação matricial do operador fuga-colisão ( $\Omega \nabla + \Sigma$ );  $\underline{\underline{B}}$  é a representação matricial do termo de espalhamento para dentro do grupo,  $\underline{\underline{S}}$  é a representação do termo de fonte ( externa mais a fonte de espalhamento de grupo para grupo ) e  $\underline{\Phi}$  é o vetor fluxo angular para os grupos discretos da rede de pontos. A solução numérica do sistema de equações pode ser obtida por um esquema iterativo, de iterações internas ( $\underline{\Phi}^n = \underline{\underline{A}}^{-1} \underline{\underline{B}} \underline{\Phi}^{n-1} + \underline{\underline{A}}^{-1} \underline{\underline{S}}$ ), usando algum método de aceleração.

Um dos itens básicos para obter—se precisão na solução numérica é a escolha do conjunto, direções  $\Omega_m$  e pesos  $\omega_m$ , para discretizar a equação de transporte, aproximando o termo integral angular,

$$\int_{\Omega} \phi(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega}) \, \mathrm{d}\underline{\Omega} = \sum_{\mathbf{m}=1} \phi(\underline{\mathbf{r}},\underline{\Omega}_{\mathbf{m}}) \, \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{m}} \, .$$

Esta escolha baseia—se em dois princípios : simetria física e distribuição das direções discretas nas latitudes de uma esfera unitária.

Um efeito indesejável ocorre devido ao efeito de discretização angular ; é o chamado "efeito raio". O número finito de raios utilizados numa representação por ordenadas discretas falha em representar corretamente fontes ou absorvedores localizados, produzindo efeitos numéricos prejudiciais à solução da equação de transporte.

A fim de ilustrar os pontos principais do método de ordenadas discretas, considere-se a equação de transporte em geometria curva ( cilíndrica ou esférica ) unidimensional; integrando-a na célula unitária do espaço de fases em ordenadas discretas (vide figura 5.1 ), obtém-se <sup>(82)</sup> a forma geral da equação de ordenadas discretas em geometria curva unidimensional,

$$\mu_{m} (A_{i+1/2} \phi_{m,i+1/2} - A_{i-1/2} \phi_{m,i-1/2}) + (a_{m+1/2} \phi_{m+1/2,i} - a_{m-1/2} \phi_{m-1/2,i}) / \omega_{m} = V_{i} (Q_{m,i} - \Sigma_{t_{i}} \phi_{m,i})$$
(5.10)

onde

$$\mathbf{Q}_{m,i} = 1/2 \sum_{s}^{i} \sum_{m=1}^{M} \omega_{m} \phi_{m,i} + S_{s,i}$$
(5.11)

i

e, A e V são os elementos de área e volume e o coeficiente de curvatura a, pode ser obtido da relação de recorrência,

$$\mathbf{a}_{m+1/2} = \mathbf{a}_{m-1/2} - \mu_m \, \boldsymbol{\omega}_m \, (\mathbf{A}_{i+1} - \mathbf{A}_i) \,, \tag{5.12}$$

 $\operatorname{com} a_{1/2} = a_{M+1/2} = 0$ .

Ao solucionar as equações (5.10) verifica-se que tem-se mais incógnitas do que equações. É necessário relacionar o fluxo no centro da célula em função dos valores em pontos adjacentes, conforme indicado na figura 5.1, ou seja,

$$\phi_{m,i} = \alpha \phi_{m,i+1/2} + (1-\alpha) \phi_{m,i-1/2}$$
, (5.13)

$$\phi_{m,i} = \alpha \phi_{m+1/2,i} + (1-\alpha) \phi_{m-1/2,i}$$
, (5.14)

onde, se  $\alpha = 1/2$  tem-se o esquema diamante ("diamond") e se  $\alpha = 1$  tem-se o esquema degrau.

Utilizam-se as condições de contorno para eliminar outras incógnitas e, as

relações necessárias restantes são obtidas usando o fato que para  $\mu=-1$ , isto é  $\mu_{1/2}$ tem-se  $a_{1/2} = 0$  e, **para** estas direções, através da equação 5.10 pode-se obter  $\phi_{1/2,i+1/2}$  **para** qualquer i. Em seguida utilizando a equação 5.13 calculam-se os valores de fluxo para todos os outros pontos da rede para a direção m=1/2.

De modo a obter os fluxos para todos os pontos da rede para todas as direções em que  $\mu < 0$ , combinam-se as equações 5.10, 5.13 e 5.14; começa-se com  $\phi_{1,I+1/2}$  conhecido das condições de contorno e com os  $\phi_{1/2,i}$  obtidos da etapa anterior, de modo a ter-se  $\phi_{1,I}$  e, em seguida, a partir das equações 5.13 e 5.14 obtém-se  $\phi_{1,I-1/2}$ e  $\phi_{3/2,I}$ . Repete-se este processo até que i=1/2 (r=0) é alcançado e prossegue-se para o próximo m em que  $\mu_m < 0$  (m= 2, 3, ....M/2).

Uma vez encontrados os valores de  $\phi_{m,i}$  para todos os  $\mu_m < 0$ , repete-se este esquema para encontrar todos os fluxos para  $\mu_m > 0$ , partindo-se de  $\phi_{M+1/2,1/2}$  e utilizando condições de contorno ou condição de reflexão.

Con o processo iterativo acima descrito (iteração interna ) obtém-se os valores de fluxo angular para todos os pontos do espaço de fases para uma dada fonte (Q). Vários processos de aceleração podem ser utilizados para aumentar a convergência do processo. Há dois critérios de convergência, a saber :

a) teste integral

$$\frac{1}{V} \int \frac{\phi^n - \phi^{n-1}}{\phi^n} dV' < \epsilon$$
(5.15)

b) erro pontual

. .

$$\max\left[\frac{\phi^{n}-\phi^{n}}{\phi^{n}}\right] < \epsilon$$
(5.16)

Uma vez que a convergência foi obtida para o primeiro grupo de energia (g=1), o cálculo prossegue para o segundo grupo e assim subsequentemente para todos os grupos (g=2,3,...G). Este ciclo de cálculo ( iteração externa ) inicia com o grupo de maior energia e termina com o grupo de menor energia.

5.1.2- Características gerais do código DOT 3.5

Aspectos específicos sobre a aplicação do DOT 3.5 e de sua capacidade encontram-se no manual (33) desse código; assim sendo, discorre-se aqui apenas sobre os aspectos gerais do mesmo.

O código DOT, baseado no método de ordenadas discretas, é um dos mais amplamente utilizados para cálculos de blindagem com penetração profunda de radiação. Esse código soluciona o problema de transporte de partículas que não estejam sob influência de um campo de forças externas em geometrias bidimensionais (2–D) XY, RZ, e  $R\theta$ , com espalhamento anisotrópico de ordem arbitrária (tratado com aproximação  $S_n$ ). As fontes de partículas podem ser fixas, fontes de fissão ou uma combinação subcrítica destes dois tipos de fontes.Cálculos de pesquisa de criticalidade podem ser feitos de vários parâmetros ( dimensões críticas, concentração de nuclídeos, etc...). Este código existe comercialmente na versão 4.3 ( DOT 4.3 ) com as últimas melhorias no processo de aceleração da convergência do cálculo. Trabalhamos com o DOT 3.5 ( DOT versão 3.5 ) que é o melhor código disponível no IPEN para esse tipo de cálculo.

O código DOT 3.5 foi desenvolvido para solucionar problemas de transporte de nêutrons, de fótons ou quando haja acoplamento deles.Os principais aspectos que tornam o DOT 3.5 bem adaptado para a área de blindagem incluem o critério de convergência pontual, esquemas de diferenças alternativos, vários tipos de condições de contorno, inclusive de albedo, e a capacidade de editar fluxos angulares para serem utilizados como fontes de partículas em grandes problemas que são solucionados por meio de cálculos sucessivos.

Em cálculo de blindagem de reatores nucleares, o código DOT 3.5 é utilizado em partes especiais da blindagem que não podem ser simuladas em geometria unidimensional, ou para refinar cálculos unidimensionais quando necessário.

ić.

5.1.3- Método de Monte Carlo

. .

O método de Monte Carlo é tradicionalmente utilizado na solução de problemas de blindagem de geometria complexa, os quais muitas vezes não podem ser modelados por códigos de métodos determinísticos, e na determinação da resposta de diversos tipos de detectores sob irradiação. Trata-se de um método estatístico baseado na amostragem aleatória das funções distribuição de probabilidade que descrevem os vários fenômenos físicos que ocorrem no sistema, de modo a se estimar a resposta desejada. Desta forma, o método de Monte Carlo é conhecido como um experimento teórico, por simular passo a passo determinado fenômeno físico.

Diferentemente dos métodos determinísticos que solucionam a equação de transporte para as partículas com um comportamento médio, no método de Monte Carlo não se soluciona explicitamente essa equação mas, ao invés disto, simulam-se partículas individuais, registrando-se alguns aspectos do comportamento médio delas para, a partir destas informações, inferir o comportamento médio das partículas num sistema físico. Estes dois métodos têm formas diferentes de solucionar um mesmo problema pois, enquanto os métodos determinísticos fornecem informação completa sobre determinado parâmetro no espaço de fase ( por exemplo o fluxo em todo o meio ), no método de Monte Carlo obtém-se apenas as respostas específicas solicitadas pelo usuário.

A solução de problema de transporte da radiação pelo método de Monte Carlo consiste em seguir cada uma das muitas partículas durante toda a sua "vida", desde o "nascimento" por emissão de uma fonte, até a sua "morte" por uma categoria de término de história ( absorção, escape, etc.. ), incluindo o caminho aleatório percorrido por esta radiação. Cada evento é simulado por uma função densidade de probabilidade e, amostrando-se estatísticamente de modo sequencial os possiveis eventos descreve-se a evolução do fenômeno. Uma representação adequada do fenômeno exige um grande número de histórias, por isso utilizam-se computadores digitais para realizar as

simulações. A amostragem estatística baseia—se na geração, por um computador, de números pseudo—aleatórios, tal como num jogo de dados num cassino, daí o nome "Monte Carlo".

Números escolhidos aleatóriamente entre 0 e 1 determinam onde e qual interação ocorre, baseado em regras (leis físicas) e probabilidades (dados nucleares) que governam o processo e os materiais envolvidos. Em resumo o esquema que se segue é representado pelo diagrama da figura 5.2.

Para exemplificar o uso de números aleatórios no método de Monte Carlo, considere-se a amostragem da distância percorrida (x) por uma partícula até sofrer sua primeira colisão. Tem-se que esta probabilidade (P(x)) é dada pela função

$$F(x) = 1 - e^{-\sum_{t} x}$$
; (5.17)

desta forma, se selecionarmos um número aleatório &, então

-

$$\boldsymbol{\xi} = \mathbf{P}(\mathbf{x}) \tag{5.18}$$

determina x unicamente como uma função de  $\xi$  e consequentemente amostra—se o evento associado com x; ou seja,

$$x = -\frac{1}{\sum_{t}} \ln(1-\xi)$$
, (5.19)

mas como  $\xi$  é aleatório,  $(1-\xi)$  também o é, portanto

$$\mathbf{x} = -\frac{1}{\sum_{\mathbf{t}}} \ln \xi \tag{5.22}$$

Geralmente os códigos baseados no método de Monte Carlo têm acoplados aos mesmos bibliotecas de seção de choque pontuais (energia contínua) ou estrutura multigrupo muito fina, retendo detalhes da biblioteca de seções de choque avaliadas e, no primeiro caso, evitam-se erros devido a processamento na geração de bibliotecas multigrupos de energia.

Há muitos casos em que a maioria das histórias amostradas não é de "interesse" na simulação do processo físico considerado, no sentido de que não contribuem para a grandeza (resposta) a ser estimada. Nesses casos o método torna-se bastante ineficaz, tem-se grande variança na resposta estimada e a redução desta variança implicaria em aumentar a quantidade de histórias e consequentemente o tempo de computação, o que poderia vir a inviabilizar o método devido ao custo computacional. Esta dificuldade é contornada pelo uso de técnicas de redução de variança que são técnicas que otimizam o método de Monte Carlo. Elas consistem em induzir o aumento da probabilidade de amostragem de partículas de "interesse" sem alterar o valor da grandeza estimada. Isto é possível pesando adequadamente os eventos induzidos, ou seja, se uma partícula é artificialmente induzida a percorrer um dado caminho aleatório q vezes mais do que o faria naturalmente por amostragem sem indução, então a contribuição da partícula para a resposta é pesada por (multiplicada por) 1/q.

### 5.1.4- Características gerais do código MCN?

P

O código MCNP ( "a general Monte Carlo code for Neutron and Photon transport") <sup>(36)</sup>, desenvolvido em Los Alamos, soluciona o problema de transporte da radiação, nêutrons e fótons, com dependência energética e temporal em geometria tridimensional, utilizando o método de Monte Carlo. As capacidades deste código, incluindo a modelagem correta dos aspectos físicos e de toda a configuração geométrica do problema, associado a simplicidade no seu uso e os avanços recentes na área de computadores, no que diz respeito a velocidade de processamento e área de armazenamento de dados, têm tornado esse código um dos mais utilizados e mais promissores para a solução de problemas complexos de blindagem e transporte de radiação.

O código MCNP possui vários tipos de conjuntos de dados nucleares a serem selecionados pelos usuários: bibliotecas de seções de choque contínuas com a energia, processadas a partir da ENDF/B-IV (a 300 K) e da ENDL-85 (a 0 K); bibliotecas

discretas em 262 grupos de energias geradas a partir das anteriores; bibliotecas de dosimetria ou ativação de nêutrons, utilizadas para determinação de taxas de reação e, bibliotecas apropriadas para tratamento de espalhamento de nêutrons térmicos em moléculas ou cristais. Existem várias tabelas de dados nucleares englobando isótopos iguais devido a derivarem de diferentes fontes avaliadas e terem sido processadas para temperaturas diversas.

O usuário pode especificar várias condições de fonte; as distribuições de probabilidades podem ser fornecidas independentemente para as variáveis de fonte (energia, tempo, posição e direção) ou uma variável ser definida como dependente de outra (por exemplo energia como função do ângulo de emissão da partícula). No código MCNP estão disponíveis algumas fontes, expressas por funções analíticas, para espectros de energia de fissão ou fusão, tais como espectros maxwelliana, gaussiana e de Watt.

Uma das grandes vantagens do MCNP sobre outros códigos de Monte Carlo é o potencial de sua geometri: combinatorial. Tem-se a flexibilidade de definir regiões geométricas (células) limitadas por superfícies do primeiro ou segundo grau ou por algumas superfícies especiais do quarto grau e, definem-se regiões por combinações de outras utilizando operadores Booleanos. A modelagem geométrica do problema é simples mas realizada com muitos recursos. As superfícies podem ser planas, esféricas, cilíndricas, cônicas, elipsóidicas, hiperboloídicas, paraboloídicas e toros circulares ou elípticos. Elas são especificadas por termos mnemônicos e fornecendo-se os coeficientes de suas equações analíticas ou especificando pontos conhecidos da superfície no caso de certos tipos de superfícies. As células são definidas pela intersecção, união e complemento das regiões do espaço delimitadas por estas superfícies. Incoerências na definição geométrica do problema são apontadas pelo MCNP, com a realização de extensivos testes internos para encontrar erros em dados de entrada.

.

÷

ï

O MCNP dispõe de várias técnicas de redução de variança, que diminuem o tempo de processamento computacional necessário para a obtenção de resultados de uma

determinada precisão. A escolha da melhor técnica a ser empregada depende das caracteristicas do problema em questão. Essas técnicas, quando corretamente utilizadas, são de grande ajuda para o usuário mas, se empregadas inadequadamente podem conduzir a respostas erradas, com boa estatística e sem indício de que algo está equivocado. Algumas destas técnicas são de aplicação geral e dificilmente podem induzir a equívocos mas, outras técnicas são de uso específico e deve-se ter atenção aos seus riscos inerentes e apesar de serem técnicas poderosas, sua utilização implica em ter-se maior visão sobre o problema e são recomendadas aos usuários mais experientes.

Em muitas situações o uso das técnicas de redução de variança não são apenas um recurso para acelerar a solução do problema mas uma técnica absolutamente necessária para obter-se alguma resposta. Problemas de penetração profunda e de detectores em dutos são exemplos desta situação. Em consequência do exposto, os usuár os devem se tornar hábeis no uso das técnicas de redução de variança. As princ pais técnicas de redução de variança disponíveis no MCNP são : amostragem por importância, roleta russa, corte por energia, tempo ou peso, transformação exponencial, colisões forçadas, divisão de energia, indução de variável da fonte, detector pontual, esfera de interesse (DXTRAN) e janela de peso ("weight window"). A explicação do modo de funcionamento e aplicação de cada uma destas técnicas, bem como o embasamento teórico das mesmas estão além do escopo deste texto mas são expostos de uma maneira clara no manual do código MCNP <sup>(36)</sup>.

As soluções obtidas com o código MCNP são normalizadas por partícula inicial no processo e são fornecidas com as estimativas dos erros relativos (R) associados as mesmas, dentro do intervalo de confiança de 68%. Na listagem de saída do MCNP é fornecida uma figura de mérito (FOM) do cálculo, definida como

$$FOM = 1 / (R^2 T),$$

onde T é o tempo de computação expresso em minutos. Quanto mais eficiente o cálculo pelo método de Monte Carlo, maior é o valor de FOM pois menor tempo de computação

será necessário para alcançal um dado valor de R. FOM deve ser aproximadamente constante com o aumento do número (N) de histórias pois  $R^2$  é proporcional a 1/N e T é proporcional a N. Um rápido decréscimo de FOM é indicação de que uma partícula importante para a resposta do processo é raramente amostrada e que, ao ser amostrada, está afetando significativamente o valor da resposta da estimativa do erro relativo R.

### 5.2- Dados Nucleares

1

I.

A grandeza básica no cálculo de blindagem de reatores nucleares, aceleradores de partículas ou fontes radioativas é a distribuição do fluxo de nêutrons e raios gama no meio. Esta grandeza e as delas derivadas são função da geometria, materiais componentes e dos dados nucleares constituídos pelas seções de choque, suas dependências com a energia, espectro de energia e distribuição angular das partículas secundárias, etc..

Os dados nucleares para um dado isótopo podem ser medidos experimentalmente ou preditos de modelos nucleares. Como em cada experimento esses dados são obtidos para uma dada energia ou pequena faixa de energia das partículas incidentes e como eles são fortemente dependentes da energia, difíceis de serem modelados analíticamente e também devido a que numa situação real tem-se uma mistura de vários materiais, torna-se necessário trabalhar com um grande volume de informações.

Em vista do exposto destacam-se os seguintes pontos : grande número de experimentos devem ser realizados de modo a obterem-se os dados nucleares necessários, implicando na necessidade de haver colaboração internacional para obtenção e troca de informações sobre os mesmos; eles devem ser armazenados de forma a serem processados por computador; quando não houver medida numa dada faixa de energia, deve-se

recorrer a modelos teóricos; no caso de ter—se várias medidas e os respectivos erros associados para uma mesma grandeza deve—se avaliar qual é a melhor estimativa do valor e, devido as limitações dos códigos computacionais para trabalharem com tal volume de informações, faz—se necessária a utilização de técnicas de redução de dados.

Devido ao volume de dados necessários, os experimentos têm sido realizados por equipes de pesquisadores do mundo todo e existe um trabalho de colaboração internacional no sentido de trocar informações e coordenar a produção de dados. A IAEA publica periodicamente uma lista com os requerimentos de dados nucleares novos ou mais precisos com o intuito de orientar os laboratórios nos seus planos de atividades de modo a que seus resultados sejam de utilidade direta pelos usuários de dados nucleares.

Dados nucleares obtidos em experimentos são, devido a sua grande exatidão, prioritários aos oriundos de cálculos baseados em modelos teóricos, entretanto consideráveis melhorias têm sido alcançadas na possibilidade de modelos preverem seções de choque. Estes modelos têm sido necessários para interpolar ou extrapolar dados experimentais ou prever valores para materiais onde hajam lacunas de dados disponíveis.

Alguns centros de dados nucleares compilam e atualizam as bases de dados existentes nas regiões do mundo onde eles se localizam. Estes dados são administrados com computadores de maneira a possibilitar a recuperação das informações relevantes sobre as medidas experimentais e os modelos analíticos de cálculo, bem como sua atualização. Grupos de especialistas realizam revisões críticas destes conjuntos de dados de modo a analisar os experimentos, detectar a existência de possíveis erros sistemáticos e decidir, para cada nuclídeo, quais são as melhores estimativas dos dados. As avaliações combinadas para formar Darciais são 88 bibliotecas de dados avaliados. computadorizadas em formatos padronizados. O formato ENDF-5, originário dos EUA, tem sido adotado pelos vários centros como o formato padrão para troca de dados nucleares.

O volume de informações das bibliotecas de dados avaliados excede a
capacidade de trabalho da grande maioria dos códigos nucleares (a maior exceção são alguns códigos baseados no método de Monte Carlo). Na maioria dos códigos trabalha-se com o intervalo de energia de interese dividido em subintervalos que são os grupos dentro dos quais cada parâmetro dependente da energia assume um valor médio. A precisão do método de cálculo depende do número de grupos de energia e da técnica de redução de dados empregada (cálculo do valor médio do grupo). O valor médio do grupo g, de energia E, da seção de choque ( $\overline{\sigma}_x$ ) é definido por

$$\overline{\sigma}_{\mathbf{x}} = \frac{\int_{\mathbf{E}_{g+1}}^{\mathbf{E}_{g}} \sigma_{\mathbf{x}}(\mathbf{E}) \quad \mathbf{W}(\mathbf{E}) \quad \mathbf{dE}}{\int_{\mathbf{E}_{g+1}}^{\mathbf{E}_{g}} \mathbf{W}(\mathbf{E}) \quad \mathbf{dE}}, \qquad (5.20)$$

onde W é a função ponderação. O espectro de energia da partícula incidente (nêutron ou gama ) deve ser escolhido <sup>(83)</sup> como a função pero para que haja a conservação da taxa de reação ao se passar de uma estrutura fina para uma de poucos grupos de energia, obtendo-se assim a equação 5.7 já citada. Como o espectro (função pero ) depende das características do problema, não é possível construir-se uma biblioteca multigrupo de aplicação geral, o que implica na construção delas para cada tipo de problema ( reatores térmicos, rápidos, problemas de fusão, etc...) assim classificados pelo critério de similaridade no espectro de nêutrons.

Embora pela definição (equação 5.20) pareça simples o cálculo das constantes de grupo, os códigos utilizados com esse fim são complexos devido a terem que processar grande variedade de tipos de reações e muitas formas diferentes de representação destes dados. Existem vários códigos de processamento de dados nucleares e preparação de bibliotecas multigrupos, dentre os quais destacam-se dois existentes no IPEN; o NJOY <sup>(83)</sup> que pelos seus recursos e seu suporte internacional provavelmente se tornará o código padrão de processamento de dados nucleares e o AMPX que pela sua simplicidade de uso continua sendo muito utilizado no mundo todo.



Figura 5.1 - Pontos da rede r.M.





з



# 6. CÁLCULOS E COMPARAÇÕES COM MEDIDAS

Os cálculos realizados com os códigos computacionais DOT 3.5, MCNP e com o programa CALCDT, desenvolvido para o cálculo do termo fonte de radiação necessário a esses códigos, são descritos nos itens que se seguem. Os resultados dos cálculos foram analisados e comparados com os resultados experimentais para avaliar as metodologias de cálculo empregadas.

### 6.1– Cálculo do termo fonte

Calculou-se a distribuição energética e angular dos nêutrons produzidos no alvo do ecelerador, por meio da reação DT. O conhecimento dessa distribuição é necessário para ter-se alguns dos dados de entrada, termo fonte, nos códigos DOT 3.5 e MCNP, utilizados na simulação deste experimento, bem como para garantir que os cálculos estejam baseados na mesma distribuição de nêutrons (fonte) que nas medidas (normalização da fonte de nêutrons ) e possibilitar a comparação entre os resultados experimentais e os calculados.

A energia dos nêutrons produzidos num alvo espesso de Titânio-Trítio, bombardeado por dêuterons de 170 KeV, varia de 12,84 a 15,68 MeV, dependendo da energia na qual o dêuteron reage com o Trítio e o ângulo de emissão dos nêutrons. A correlação ângulo-energia dos nêutrons depende da seção de choque angular diferencial para a reação DT e da cinemática da reação, conforme ilustrado na tabela 6.1.

Desenvolvemos o programa CALCDT <sup>(84)</sup> para calcular essa distribuição energética-angular dos nêutrons na fonte DT, a qual é determinada em função das faixas de ângulos e de energias que se desejam e da energia máxima dos dêuterons incidentes no alvo. O programa CALCDT leva em consideração a perda de energia dos deutêrons no

alvo do acelerador. Detalhes sobre o embasamento teórico para o desenvolvimento deste programa computacional encontram-se no apêndice I.

÷.

Ŷ

Os resultados obtidos com este programa foram comparados  $(^{64})$  com outro publicado na literatura  $(^{15})$ , utilizando os mesmos dados de entrada : energia dos dêuterons, intervalos de ângulo e energia, etc...Os resultados apresentaram boa concordância, desvio de 1% para o mesmo intervalo de energia e 0,2% para o mesmo intervalo angular. Na tabela 6.1 são apresentados os resultados do programa CALCDT para nêutrons incidentes no alvo com 170 keV de energia e os intervalos de ângulo e energia utilizados neste trabalho. As faixas de energia são subconjuntos das energias de nêutrons na biblioteca de seções de choque VITAMIN C  $(^{85})$  e as três faixas de ángulo, 0 a 22,4°; 22,4 a 90° e 90 a 180°, correspondem respectivamente a nêutrons produzidos no alvo do acelerador e que saem pela face frontal da cavidade onde está o alvo do mesmo (nêutrons que atravessam a blindagem ), para o lado ou para trás, conforme indicado na figura 6.2.

### 6.2- Cálculos de transporte com métodos determinísticos

O método de cálculo empregado, método de ordenadas discretas, divide-se em duas etapas: primeiro é preparado o conjunto de seções de choque adequado ao experimento para depois poder calcular o transporte da radiação na blindagem e no ar, até interagir com o detector, utilizando-se códigos de transporte que empregam o método de ordenadas discretas ( DOT 3.5 ).

A preparação das seções de choque e o cálculo do transporte da radiação foram feitos utilizando um conjunto de vários códigos implantados no computador IBM 4341 do IPEN. Esses códigos foram empregados conforme a sequência que se segue, apresentada de forma esquemática na figura 6.1:

1) VITAMIN C – Biblioteca de seções de choque com 171 grupos de energia

de néutrons e 36 de gamas, desenvolvido em ORNL para análise de problemas neutrónicos de reatores de fusão, baseada no ENDF/B-IV.

2) Os seguintes módulos do código AMPX II <sup>(77)</sup> :

٨

+

a) AJAX — módulo do AMPX II que seleciona os nuclídeos que serão utilizados no cálculo,

b) BONAMI – introduz o fator de auto-blindagem no cálculo das seções de choque. Usa o fator de Bodarenko <sup>(83)</sup>,

c) RADE – verifica a consistência das seções de choque da biblioteca,

 d) NITAWL – passa a biblioteca gerada com o BONAMI, para o formato ANISN que é o formato de entrada utilizado pelo XSDRNPM e grava-a numa fita magnética,

e) XSDRNPM — pondera as seções de choque microscópicas com as energias da fonte e colapsa as seções de choque para um número menor de grupos de energia de nêutrons e prepara as seções de choque por zona de material,

3) AXMIX <sup>(86)</sup> – prepara, em uma fita, a biblioteca de seções de choque macroscópicas das misturas, por zona de material,

4) DOT 3.5 <sup>(33)</sup> – calcula o transporte de radiação no meio, até o detector, utilizando a biblioteca criada com o AXMIX, obtendo-se assim os fluxos de nêutrons na posição do detector.Esse código baseia-se na teoria de transporte da radiação, utilizando o método de ordenadas discretas em duas dimensões.

Essa metodologia é a tradicionalmente utilizada na Divisão de Física de Reatores do IPEN para cálculo de blindagem em situações de geometria complexa como a apresentada no experimento padrão em questão.

O processo de aplicação desse método de cálculo foi muito moroso devido à complexidade do experimento padrão, implicando em várias etapas de cálculo para obtenção do conjunto de seções de choque macroscópicas necessárias como dado de entrada do código DOT 3.5 e, para viabilizar-se a utilização do código DOT 3.5,

dividiu-se o processamento total em 6 etapas intermediárias em que procurou-se a convergência no cálculo dos fluxos de neutrons grupo a grupo de energia, do grupo de maior energia para a menor. Consumiram-se cerca de 15 horas de CPU no IBM 4341 para a obtenção dos resultados do caso 8 da tabela 3.1 ( detector após a blindagem completa ). Esse é basicamente o tempo que necessitaríamos para processar qualquer outro caso.

4

÷

....

As características principais da aplicação desse método de cálculo ao experimento padrão estão descritas nos parágrafos que se seguem.

0 arranjo experimental utilizado foi representado em geometria R-Z, com a simetria cilíndrica em torno do eixo de injeção dos dêuterons.Os componentes do arranjo estão modelados, para efeito de cálculos, conforme apresentado na figura 6.2.

A composição dos materiais utilizados no cálculo está apresentada na tabela 6.2.

As seções de choque microscópicas foram colapsadas, usando  $\leftarrow$  XSDRNPM, para a estrutura de 44 grupos de energia de nêutrons, subconjuntos dos grupos da biblioteca VITAMIN C, adotando-se cálculos unidimensionais no colapsamento de seções de choque. Estas são geradas nas 3 faixas de ângulos ( $0-22,4^0$ ;  $22,4-90^0$ ;  $90-180^0$ ) em que se calculou, com o programa CALCDT, a produção de nêutrons no alvo do acelerador.

A partir das saídas dos cálculos com o XSDRNPM calculou-se com o AXMIX as seções de choque macroscópicas para as 3 faixas de ângulos correspondentes e posteriormente combinadas, usando o AXMIX, para obter um único conjunto de dados que é utilizado como entrada do código DOT 3.5. Procurou-se manter em cada região angular a ordem e dimensões dos materiais; para tanto, foi feita equivalência de áreas nas duas geometrias, conforme pode ser visto na figura 6.3. A dependência angular das seções de choque de todos os nuclídeos foi aproximada usando expansão P<sub>3</sub> de Legendre e, no uso desses módulos do código AMPX II, ponderaram-se as seções de choque de acordo com a distribuição de energia da fonte de nêutrons (tabela 6.1).

O colapsamento das seções de choque de acordo com o processo descrito,

considerando as 3 faixas de ángulos, é necessário para ponderar-se as seções de choque levando em consideração os 3 espectros de energia de nêutrons emitidos na reação DT, bem como tratar-se adequadamente as variações de composições dos materiais.

a

Nos cálculos com o DOT 3.5 foi utilizada a fonte de nêutrons com a distribuição angular e energética apresentada na tabela 6.1. Os componentes do arranjo experimental foram modelados utilizando 120 intervalos ("MESH") axiais, 64 intervalos radiais e realizando o cálculo com quadratura angular S-12.

As condições de contorno adotadas na simulação do experimento com o DOT 3.5 foram : reflexão total em torno do eixo de injeção dos deutêrons ( simetria cilíndrica ) e vácuo nos outros limites ( chão, teto e paredes ).

Os resultados do conjunto de cálculos foram comparados com os resultados experimentais para avaliar a metodologia de cálculo empregada, visto que os resultados experimentais são corretos dentro das margens de erros experimentais. Os resultados dessas comparações encontram-se no item 6.4 des e trabalho.

6.3- Cálculos de transporte com método de Monte Carlo (MCNP)

Neste trabalho aplicou-se pela primeira vez no IPEN o código MCNP a cálculos de blindagem de radiação do porte do experimento padrão. Este fato implicou na necessidade de estudar-se cuidadosamente vários recursos do código MCNP e de ter-se uma estratégia de utilização do mesmo para assegurar a confiabilidade nas respostas obtidas.

O código MCNP está implantado no computador CDC-CYBER 180/830 da COPESP, que tem uma velocidade de processamento de dados equivalente ao do IBM 4341 do IPEN. Dispendeu-se cerca de 1 hora de CPU para resolver, com o MCNP, o mesmo caso que consumiu cerca de 15 horas de CPU em processamento com o DOT 3.5, conforme citado no item 6.2.

O código MCNF foi processado na versão que inclui unicamente o transporte de nêutrons (MODE 0), pois somente o espectro de nêutrons rápidos emergente do material de blindagem é simulado.

78

A distribuição energética (nêutrons de 12,84 a 15,68 MeV) e angular da fonte de nêutrons é fornecida através de tabelas para o processamento do código. Esta distribuição de fonte foi calculada com o programa CALCDT <sup>(84)</sup>, possui a forma de um disco e é posicionada na superfície 70 (figura 6.4).

Utilizou-se um estimador pontual no centro do detector para calcular o fluxo medido pelo detector.

A Figura 6.4 apresenta o corte Y-Z da configuração geométrica utilizada neste trabalho, onde toda a sala que contém o experimento foi modelada através de 31 células e 53 superfícies (figura 6.5). As células 3, 5, 6, 11, 12, 13, 14 e 15 são cilíndricas e as demais são caixas. A tabela 6.3 apresenta os materiais que compõem as diversas células.

Para aumentar a eficiência do processamento do programa MCNP utilizaram-se diversas opções de técnicas de amostragem por importância. Algumas técnicas aplicáveis a este tipo de problema foram testadas isoladamente e em alguns tipos de combinações. As técnicas utilizadas foram: roleta russa, fracionamento, "weight window generator", transformada exponencial e transmissão deterministica.

Utilizamos subdivisões da geometria em questão em células distintas, conforme verifica-se das figuras 6.4 e 6.5, muitas delas adjacentes e contendo o mesmo tipo de material, possibilitando estabelecer "peso" maior para as regiões mais importantes na determinação do espectro de nêutrons na posição do detector, aumentando-se a eficiência de processamento do MCNP com o uso da técnica de roleta russa e fracionamento.

A transformada exponencial é uma técnica útil em problemas que envolvem grandes penetrações, mas por ser mais efetiva para meios muito absorvedores do que para

meios altamente espalhadores, somente as células 6, 7, 9, 10, 11 e 15 utilizam este tipo de técnica de redução de variança.

Utilizamos a Transmissão Determinística (DXT) para aumentar a probabilidade de espalhamento em direção ao detector que está sendo simulado. Utilizou-se também o cartão DXC com o qual estabelece-se a probabilidade de cada célula contribuir para a região em questão ( região do detector ).

A estratégia utilizada para aumentar a confiabilidade nos resultados obtidos com o código MCNP consistiu em partir de problemas simples para os quais obtém-se analiticamente o resultado, ir complicando paulatinamente o problema solucionado, até obter o caso do arranjo com a blindagem completa, sempre norteando-se nos resultados experimentais como referência para avaliar os cálculos. Iniciou-se com a modelagem de uma fonte isotrópica no vácuo, depois esta fonte foi trocada pela distribuição energética e angular da reação DT (tabela 6.1) utilizada no experimento padrão, prosseguiu-se introduzindo a modelagem do arranjo sem a blindagem e finalmente considerando a blindagem completa de aço, polietileno e chumbo colocada na seção de teste do arranjo experimental ( caso 8 da tabela 3.1 ).

### 6.4– Comparação entre resultados de cálculo e experimentais

a

۲

Os espectros diferenciais de energia dos nêutrons, calculado com o método de ordenadas discretas ( DOT 3.5, item 6.2 ), e medido com o detector NE 213 na posição (0, 0, 0) e a blindagem completa ( caso 8 da tabela 3.1 ) foram comparados e estão apresentados na figura 6.6. Apesar de termos alguma flutuação estatística nos resultados experimentais, devido principalmente à baixa produção de nêutrons no alvo do acelerador ( $\simeq 10^7$  n/s), nossos resultados podem ser considerados bons, tendo obtido uma diferença de  $\simeq 15\%$  entre o espectro integrado de energia de nêutrons medido e calculado entre 4,1 e 17,3 MeV; esses resultados são compatíveis com as diferenças encontradas por outros autores para outros problemas padrões (14,15).

Ao utilizar o método de Monte Carlo é muito difícil estabelecer a priori qual o melhor conjunto de técnicas de redução de variança e mesmo quais os parâmetros a serem utilizados em cada técnica para que o melhor resultado seja obtido. Então, o código MCNP foi processado várias vezes para solucionar o problema citado ( caso 8 da tabela 3.1 ), de modo que a melhor combinação de técnicas de redução de variança fosse obtida. Os resultados mais significativos encontrados são apresentados na tabela 6.4, onde o caso 2 simula 250.000 histórias e nos demais casos são processadas 100.000 histórias.

Da tabela 6.4 vê-se que utilizando o "weight window generator" ao invés de fornecer o valor da importância IMP de cada célula, o tempo de processamento é diminuído quase por um fator cinco.

Utilizando a amostragem modificada (PROB) nos grupos de energia nos quais o ângulo de emissão do nêutron permite uma maior incidência nas blindagens, a Figura de Mérito (FOM = 1/ERRO<sup>2</sup>.tempo de processamento) melhora, pois estes nêutrons têm probabilidade muito maior de virem a ser efetivamente contados no detector.

Ao utilizar-se a Transformada Exponencial (EXT) o valor do espectro integrado piora, e com a Transmissão Determinística (DXT) tanto o erro quanto a Figura de Mérito melhoram.

Verifica-se da tabela 6.4 que com exceção do caso 4, onde a Transformada Exponencial é utilizada, o resultado encontrado com o código MCNP, associado a seu respectivo desvio padrão, está de acordo com o valor medido experimentalmente.

Para validar os resultados obtidos com o código MCNP, compara-se o melhor espectro diferencial de energia de nêutrons calculado (caso 5), que apresenta desvio padrão de 5%, com o espectro medido (figura 6.7), donde observa-se uma boa concordância na forma destes espectros. O desvio entre os espectros de energia de nêutrons (medido e calculado com o MCNP) integrado de 4,1 a 17,3 MeV é de aproximadamente 1%. Os pequenos picos encontrados no espectro calculado com o MCNP para energias menores do

#### 103

COMISSÃO NACITAL DE FILIP

- Gur A.S. (P - 1963)

que 12 MeV deve-se à baixa estatística de contagem de néutrons nessa faixa de energia.

,

.

.

Cabe ressaltar que o registro de nêutrons com energia maior que 15,68 MeV (máxima energia dos nêutrons de fonte) pelo detector, é devido ao desdobramento ("unfolding") através de funções resposta gaussianas, do espectro de altura de pulsos medido. As discrepâncias encontradas para o espectro de nêutrons medido e calculado abaixo de 4,0 MeV são devidas a contribuição, para o espectro medido, dos nêutrons produzidos no alvo do acelerador pela reação DD. Estes nêutrons não foram considerados no espectro de fonte utilizado pelos códigos DOT 3.5 e MCNP devido a dificuldade em estimá-los.

Observa-se, comparando os resultados das medidas com os dos cálculos, que o código MCNP apresentou melhor resultado do que o código DOT 3.5 ou seja, o desvio entre código e medida é menor para o primeiro do que para o segundo. O código MCNP mostrou-se de processamento mais rápido e modelagem mais fácil do que o código DOT 3.5. Estes fatos reforçam a que se dê primazia ao emprego do M SNP para solucionar problemas complexos de blindagem como o do experimento padrão desenvolvido neste trabalho.

Tabela 6.1 - Distribuição Normalizada Energética e Angular de Nêutrons emitidos na Reação <sup>®</sup>H(d,n)<sup>4</sup>He (E=170 Kev), obtidos com o CALCDT.

,

٠

e.

INTERVALO DE	INTERVALO ANGULAR				
ENERGIA (Kev)	0° a 22,4º	22,4° a 90'	90° a 180'		
14920 a 13680	0,00396	0,00869	0		
14550 a 14920	0,03111	0,13337	e		
4190 - 14350	0,00234	0,26411	e		
13800 m 14190	ø	0,07532	0,21820		
13500 = 13800	0	0	0,20907		
12840 m 13300	Ø	۲	0.06186		
TOTAL	0,03941	0,47349	0,48913		

Tabela 6.2 - Composição dos materiais usados nos cálculos de blindagem.

ELEMENTO	COMPOBIÇÃO (Atomos/om.b)								
	Ağua	Cobre	Açı -	Polietileno	Ar	Chimbo	NE-213	Lucite	
H D	6, 686x10 <sup>-1.</sup> 3, 243x10 <sup>-1.</sup>			7,8142x19 <sup>-2</sup>	9, 74x 18-4		4,82:18-2	5,678x18-2	
Cu		8,472118-2							
C Ma		8	7,862×10"" 3,8774×10"	3,9971x18"*			3,98x19**	5,1623x10	
81 Fe			5,899×10** 8,3914×10**						
н				2	3,64x18-1				
Pb					3,04K10	3,348×10 <sup>-2</sup>			

MATERIAL CALULAB . 1, 4, 12, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 26, 27, 28, 29, 39, 31, ส์แนล 5. 23, 24, 25 2. cobre 6. 13 a 5 0 7, 10 polletileno chumbo 9. 11 N#-213 13 lucite 14

Tabela 6.3 - Composição das 31 células utilizadas no cálculo com o código MCNF

10

.

1.

۰.

٩.

r.

.

.

+

Tabela 6.4 - Resultados e Técnicas Utilizadas com o código MCNP

CASO	PROB	IMP	EXT	DXT DXC	NHG	MEDIA	ERRD %	Fom	IEMPO POR HISTORIA EMINJ
1	não	ธ Im	não	não	não	1,90E-06	6,2	1,2	2,12E-93
2	não	กลัง	não	não	Sin	1,79E-06	10,2	0,9	4,45E-04
4	sim	กลัง	não	não	Sin	1, <b>99E-06</b>	11,3	1,3	5,10E-04
4	sim	กลัง	sim	não	Sin	1,67E-06	9,4	2,3	4,51E-04
5	sim	กลัง	não	sim	Sin	1,87E-06	5,1	6,0	6,13E-04



# Figura 6.1 - Rede de Cálculo de Transporte da Radiação.



Figura 6.2 - Modelo de Cálculo.

22,4 - 90°





Figura 6.3 - Modelo para cálculo das seções de choque em geometria unidimensional.



.

+

۰,

•

Figura 6.4 - Corte Y-Z da configuração geométrica utilizada.



Figura 6.5 - Modelagem da configuração geométrica utilizada.



Figura 6.6 - Espectro de Energia de Nêutrons Medido com o NE-210 e calculado com o DOT 3.5, para a Blindagem completa (Experimento 8 da Tabela 3.1)



Figura 6.7 - Espectro de Energia de Nêutrons para a Blindagem completa medidos com o NE-213 e calculado com o MCNP (caso 5 da Tabela 6.4)

## 7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

5

\*

.

A realização deste trabalho foi importante no sentido de contribuir para três áreas: a) técnicas experimentais, b) montagem da bancada experimental e c) avaliação experimental da metodologia de cálculo de blindagem empregada na Divisão de Física de Reatores (RTF) do IPEN/CNEN-SP,para problemas de penetração profunda. Na segunda área alcançou-se a contribuição concretizada no problema padrão experimental estabelecido neste trabalho.

No campo de técnicas experimentais implantou-se no IPEN a técnica de espectrometria de nêutrons rápidos com cintiladores líquidos NE-213 e, para tanto, implantou-se também a metodologia de desdobramento de espectro de prótons de recuo para a obtenção do espectro de energia de nêutrons rápidos correspondente, utilizando o código FANTI. Essa técnica tem grande aplicação em experimentos de física de reatores e é de grande utilidade para a dosimetria de nêutrons rápidos, visto que o dano biológico é função da energia dos nêutrons.

O espectrômetro construído tem eficiência intrínseca de 6% para nêutrons de 2 a 10 MeV e resolução em energia de 12 a 4% para nêutrons variando respectivamente de 2 a 15 Mev.

Outra técnica implantada no IPEN, com a realização deste trabalho, foi a técnica de medida da partícula  $\alpha$  associada, na reação <sup>3</sup>H(d,n)<sup>4</sup>He, para a determinação da produção absoluta de nêutrons no alvo do acelerador Van de Graaff. A medida dessa produção de nêutrons possibilita a intercomparação de medidas realizadas com nêutrons da reação DT utilizando esse acelerador, bem como a normalização de resultados experimentais para comparações com resultados de cálculos de modelagens de experimentos. Essa medida é realizada com grande precisão, incerteza menor do

111

COMISCÃO MACION : DE ENERGIA NUCLEAR/SP - IPEN

que 1,6%, sendo pequena a contribuição da incerteza desta medida para o erro total das medidas realizadas no arranjo experimental montado.

O Brasil é um país sem tradição na área experimental de física de reatores. As validações das metodologias de cálculo de blindagem eram realizadas por comparações de métodos de cálculo ou utilizando resultados de experimentos padrões disponíveis na literatura. Em termos de Brasil, o estabelecimento deste padrão experimental é um marco que abre a perspectiva de realização de novos experimentos para avaliações de outras metodologias de cálculo de blindagem, de avaliações das bibliotecas de seções de choque disponíveis no IPEN e de verificação de detalhes de projetos de blindagens que venham a ser realizados nesta instituição.

No problema experimental aqui estabelecido dispõe-se da distribuição energética de nêutrons emergentes de uma blindagem, em vários pontos do espaço. Os espectros de energia dos nêutrons foram medidos na faixa de 2,5 a 17 MeV, em grupos de energia de 300 keV de largura, com incerteza média de 3 a 10% dependente da estatística de contagem na faixa de energia considerada.

Foi verificada a capacidade das metodologias de cálculo reproduzirem os dados experimentais. Para tanto foram utilizadas duas metodologias de cálculo de blindagem empregadas na RTF/IPEN, método de ordenadas discretas e método de Monte Carlo. Verificou-se que dispõe-se das informações necessárias sobre a realização do experimento para poder utilizá-lo como problema padrão.

۱.

Dentre os códigos utilizados na RTF, baseados no método de ordenadas discretas, utilizou-se o DOT 3.5 combinado com o AMPX II com o qual prepararam-se as constantes de grupo. Dos que empregam o método de Monte Carlo utilizou-se o código MCNP.

Dos resultados apresentados no capítulo 6 conclui—se que as metodologias de cálculo de blindagem realizadas com os códigos DOT 3.5 e MCNP são apropriadas para a

solução do problema padrão. Constatou-se também que o uso do código MCNP é vantajoso em relação à utilização de códigos determinísticos ( DOT 3.5 ) para a solução de problemas de blindagem do nível de complexidade apresentado neste trabalho.

ä

Ľ

.

Um mesmo problema experimental, caso 8 da tabela 3.1 (blindagem completa) com o detector NE 213 na posição ( 0, 0, 0 ) foi solucionado com as duas metodologias de cálculo, e os espectros calculados de energia de nêutrons foram comparados com o espectro medido. Obteve-se um desvio de 15 % entre o espectro integrado de energia de nêutrons medido e o calculado com o DOT 3.5, entre 4,1 e 17,3 MeV. O desvio correspondente utilizando o código MCNP foi de 1 %. Obteve-se também uma boa concordância entre a forma dos espectros de energia de nêutrons medido e calculado acima de 4 MeV. As discrepâncias encontradas abaixo de 4 MeV devem-se à contribuição, no espectro medido, de nêutrons produzidos no alvo do acelerador pela reação DD e não considerados nos cálculos com o DOT 3.5 e com o MCNP, devido a dificuldade em estimar a contribuição dos mesmos. Verificou-se que o tempo de CPU consumido em processamento computacional, para a solução deste problema, é menor para o código MCNP ( 1 hora ) do que com o código DOT 3.5 ( 15 horas ).

O código MCNP possui a versatilidade necessária para tornar simples a simulação das diversas respostas obtidas quando o detector em questão é deslocado no sentido horizontal e vertical, e mesmo no caso de mudanças nas espessuras das blindagens. Além disso, ao contrário dos códigos determinísticos, tal como o DOT 3.5, que utilizam seções de choque multigrupo geradas através de manipulações complexas de dados nucleares básicos, o código MCNP utiliza seções de choque pontuais, que constituem uma biblioteca de dados acoplada ao programa. Deste modo fica eliminado o dificil trabalho de geração de bibliotecas multigrupos, as quais dependem da geometria do problema ( ponderação espacial, efeitos de autoblindagem, etc.. ), além de serem eliminados erros associados ao processamento dos dados nucleares na geração desta

biblioteca.

3

2

1

i

.

:

- 83

Dando proseguimento a este trabalho pretende-se desenvolver uma série de atividades, a seguir descritas, com a finalidade de ampliar o potencial do arranjo experimental montado e de estabelecer novos problemas padrão experimental.

Nos espectros medidos de energia de nêutrons observaram-se grandes oscilações no processo de desdobramento de espectro utilizando o código FANTI, na faixa de 6 a 12 MeV de energia dos nêutrons, devido a baixa estatística de contagem. Contorna-se esta dificuldade aumentando a produção de nêutrons no alvo do acelerador. Para tanto, pretende-se instalar lentes magnéticas no tubo de vôo do acelerador (figura 3.2) de modo a poder focalizar o feixe de dêuterons no alvo do acelerador. Atualmente tem-se diafragmas no tubo de vôo para definir a área do alvo do acelerador que é atingida pelo feixe de dêuterons, obstruindo a passagem destes e, consequentemente, diminuindo a produção de nêutrons no alvo além de propiciar a formação, no diafragma, de uma fonte secundária de nêutrons da reação DD. O aumento da produção de nêutrons no alvo do acelerador reduzirá as incertezas e oscilações nos espectros medidos de energia de nêutrons e possibilitará a realização de experimentos com blindagens mais espessas.

Deve-se montar a matriz resposta do detector NE 213 a raios gama, possibilitando a medida simultânea dos espectros de energia de nêutrons e raios gama, utilizando um único cintilador. Essa capacidade é de interesse para experimentos de blindagem visto que, conforme exposto no capítulo 1, é normal a existência de campos mistos de nêutrons e raios gama em problemas de blindagem.

As blindagens das instalações nucleares normalmente possuem penetrações para passagem de tubulações, cabos ou acesso de pessoas. O projeto destas penetrações é extremamente importante em termos de eficiência da blindagem; os cálculos envolvidos são função da forma e dimensões da mesma e é dificil a obtenção de soluções precisas. Propõe-se o estabelecimento de alguns experimentos que envolvam a determinação

de espectros de energia de nêutrone e raios gama nas proximidades de dutos ou vazios, com o objetivo de se obter dados experimentais que possam ser utilizados na avaliação dos cálculos de projeto.

1

.

۰.

:

# APÉNDICE I – CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO ENERGÉTICA E ANGULAR DE NÉUTRONS PRODUZIDOS NA REAÇÃO DT

Tem sido muito difundida a utilização de aceleradores de partículas para produzir nêutrons, por meio da reação  ${}^{3}\mathrm{H}(d,n){}^{4}\mathrm{He}$  (reação DT), e o uso destes nêutrons como fonte, em experimentos de física de reatores.

Desenvolvemos um programa computacional para calcular a distribuição energética e angular de nêutrons na reação DT e os valores obtidos para a distribuição foram utilizados como dados de entrada (especificação de fonte) para os códigos computacionais que simularam o experimento de blindagem.

A energia do nêutron emitido no alvo é função da energia na qual o dêuteron reage proc'uzindo a reação DT e do ângulo de emissão do nêutron em relação ao eixo de incidêncie dos dêuterons. A distribuição energética e angular dos nêutrons também depende da cinemática da reação e da seção de choque diferencial e angular para a reação DT.

A probabilidade de um dêuteron provocar reação, ao atravessar uma espessura dx de um alvo contendo  $N_t$  átomos de trítio por centímetro cúbico, é dada por:

$$P = N_t \sigma \, dx \quad , \tag{A.1}$$

onde  $\sigma$  é a seção de choque para a reação T(d,n) $\alpha$  e é função da energia E do dêuteron, que é continuamente moderado no alvo; assim sendo é mais conveniente reescrevermos A.1 como:

ł

$$P = N_t \sigma(E) dE / (dE/dx) , \qquad (A.2)$$

onde (dE/dx) é a taxa de perda de energia do dêuteron, ao ser freado, por unidade de caminho percorrido no alvo.

O alvo é constituído de titânio (Ti) e trítio (T) e é considerado espesso o suficiente para frear todos os dêuterons incidentes, implicando assim, em que todos os

déuterons ao serem freados no material do alvo têm uma probabilidade finita de provocar a reação T(d,n)a com a energia no intervalo de 0 a  $E_d$  (energia dos déuterons incidentes). Baseando-se nisso e na equação A.2, a probabilidade total de um déuteron provocar uma reação no alvo é dada por :

ь

$$P = N_t \int_0^{E_d} \sigma(E) dE / (dE/dx) . \qquad (A.3)$$

Deve-se utilizar a seção de choque diferencial angular , $\sigma(E,\theta)$ , para obter a distribuição angular de nêutrons. Reescrevendo a equação A.3, em termos de  $\sigma(E,\theta)$ , obtém-se :

$$P(\theta) = N_t \int_0^{E_d} \sigma(E,\theta) dE / (dE/dx) . \qquad (A.4)$$

Necessitamos conhecer os valores dessas probabilidades em função de ângulos dados no sistema de coordenadas do laboratório (S.L.), visto que nesse sistema de coordenadas é feita a detecção da partícula emitida na reação citada. Por outro lado, na reação considerada, a emissão de nêutrons é isotrópica no sistema de coordenadas do centro de massa (S.C.M.) para dêuterons de energias inferiores a 300 keV <sup>(74)</sup>; e neste trabalho utilizamos no máximo  $E_d= 250$  keV.A relação entre os valores da seção de choque nos dois sistemas de coordenadas (S.C.M. e S.L.) é dada por :

$$\sigma(\mathbf{E}, \psi) \, \mathrm{d}\Omega(\mathrm{d}\psi) = \sigma(\mathbf{E}, \theta) \, \mathrm{d}\Omega(\theta) \quad , \tag{A.5}$$

onde  $\psi$  e  $\theta$  são os ângulos, no S.L. e no S.C.M. respectivamente, formados pelos raios centrais, dos ângulos sólidos, dentro dos quais são emitidos os nêutrons, com relação à direção de incidência dos dêuterons que provocam a reação. Nos casos aqui considerados temos:

$$\sigma_{\rm CM} (E) = 4 \pi \sigma(E, \theta) \tag{A.6}$$

A probabilidade  $P(\psi_1 - \psi_2)$  que um nêutron seja emitido entre os ângulos  $\psi_1$  e  $\psi_2$  devido a reação de um dêuteron de energia  $E_d$  com alvo espesso é baseada nas equações A.4, A.5 e A.6 :

$$P(\psi_1 - \psi_2) = N_t \int_{\psi_2}^{\psi_1} \int_0^{E_d} \frac{\sigma(E)}{4\pi} \left( \frac{s \in n \ \theta d \ \theta}{s \in n \ \psi d \ \psi} \right) dE / (dE/dx) 2\pi \operatorname{sen} \psi d\psi.$$
(A.7)

Temos que dE/dx em alvo de TiT<sub>n</sub> é dado por (75) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)T_{i}T_{n} = \frac{48}{48+3n}\left(\frac{dE}{dx}\right)T_{i} + \frac{3n}{48+3n}\left(\frac{dE}{dx}\right)T$$
, (A.8)

onde n é o número médio de trítio em cada molécula e  $(dE/dx)_{Ti}$  e  $(dE/dx)_{T}$  são as taxas de perda de energia do dêuteron no titânio e no trítio, respectivamente. Normalmente n varia de 1,8 a 1,0 nos alvos de TiT<sub>n</sub> utilizados para experiências.

Utilizando as equações da cinemática da reação, foram desenvolvidas  $^{(84)}$ equações que correlacionam a energia e o ângulo de emissão dos nêutrons com a energia e ângulo de incidência dos dêuterons no alvo de TiT<sub>n</sub>, considerando os valores das massas das partículas envolvidas e da energia liberada na reação.

Uma vez que  $\sigma(E)$  e dE/dx variam com a energia E, as equações devem ser . calculadas para todas as energias, e as integrais devem ser calculadas utilizando métodos numéricos. Em vista disso, foi desenvolvido um programa computacional (CALCDT) para calcular a probabilidade de emissão de nêutrons por faixa de ângulo e energia com que são emitidos.

O programa CALCDT possibilita o cálculo da distribuição energética e angular dos nêutrons emitidos na reação  $T(d,n)\alpha$ . Ele foi escrito em linguagem FORTRAN, baseado nas equações que desenvolvemos na referência (84) e considerando a perda de energia do dêuteron no alvo de TiT<sub>n</sub>.

As integrais existentes nas equações foram calculadas utilizando o método de quadratura de Gauss-Legendre para n=20.

Valores de  $\sigma/4\pi$ ,  $(dE/dx)_{Ti}$  e  $(dE/dx)_{T}$  foram obtidos da referência (75) para o conjunto de energia aí citados. No programa fazem—se interpolações desses valores, utilizando o método de interpolação cúbica "SPLINE", para as energias correspondentes aos pontos de quadratura de Gauss, visto que essas energias não coincidem com as energias tabeladas.

Em muitos experimentos, nos quais são utilizados aceleradores, é necessário o conhecimento da produção de nêutrons no alvo do acelerador e, no caso do objetivo deste trabalho (produção de um experimento padrão e validação de metodologia de cálculo de blindagem utilizando o experimento obtido), essa informação é fundamental como termo fonte para os programas de cálculo computacional.

O método de determinação da produção de nêutrons no alvo de um acelerador, pela técnica de medida da partícula associada à reação que ocorre no alvo, está bem estabelecido como um dos mais efetivos para esse fim <sup>(75,87,88)</sup>.

Implantamos essa técnica de medida da partícula associada, no laboratório do acelerador Van de Graaff, possibilitando assim a determinação da produção de nêutrons no alvo do acelerador.

### Descrição do arranjo experimental

Utilizamos um acelerador tipo Van de Graaff como fonte de nêutrons, produzidos por meio da reação  ${}^{3}H(d,n){}^{4}He$  (reação DT), bombardeando um alvo espesso de tritio, Amersham de 5,92 GBq/cm<sup>2</sup>, com dêuterons (d) de até 200 keV de energia. O arranjo experimental é apresentado de forma esquemática na figura 3.1.

As partículas  $\alpha$  (<sup>4</sup>He), emitidas simultaneamente com os nêutrons na reação citada, são contadas utilizando um detector de estado sólido, tipo barreira de superfície, conectado à uma eletrônica apropriada, apresentada esquematicamente na figura 4.1. Este detector está instalado na extremidade de um tubo posicionado a 90° em relação ao tubo do alvo do acelerador (do feixe de déuterons) conforme indicado na figura 3.3. Esses tubos são mantidos em vácuo da ordem de  $4x10^{-5}$  mbar para reduzir a absorção e espalhamento de partículas ( $\alpha \in d$ ) na trajetória destas. O alvo do acelerador foi posicionado a 45<sup>°</sup> em relação ao feixe de déuterons.

Método de cálculo da produção de nêutrons

A teoria e as fontes de erro envolvidas nesse método são apresentadas na literatura; alguns detalhes são aqui comentados para facilitar a compreensão dos problemas envolvidos em tais medidas.

Conhecendo-se a emissão de partículas  $\alpha$ , em um dado ângulo sólido, e conhecendo-se a cinemática da reação, pode-se calcular a emissão total de partículas  $\alpha$ no alvo, a qual é igual à emissão total de nêutrons no alvo do acelerador na reação DT, visto que nessa reação, para cada partícula  $\alpha$  emitida é simultaneamente emitido um nêutron.

A produção total de nêutrons é dada (75) por:

$$\mathbf{Y}_{\mathbf{n}} = \mathbf{Y}_{\boldsymbol{\alpha}} = \mathbf{C}(\boldsymbol{\theta}) \cdot \mathbf{R}_{\boldsymbol{\alpha}}(\boldsymbol{\theta}) \cdot (4\pi/\Delta \Omega_{\boldsymbol{\alpha}}(\boldsymbol{\theta})),$$

onde:

D'

 $\mathbf{Y}_{\mathbf{n}} \in \mathbf{Y}_{\alpha}$  são respectivamente as produções totais de nêutrons e partículas  $\alpha$  no alvo do acelerador durante o experimento;

 $C(\theta)$  é o número de partículas  $\alpha$  medidas no detector;

 $\Delta\Omega_{\alpha}(\theta)$  é o ângulo sólido subtendido pelo detector de partículas  $\alpha \in \theta$  é o ângulo formado entre a linha central desse ângulo sólido e o feixe de dêuterons do acelerador;

 $\mathbf{R}_{\alpha}(\theta)$  é o fator de correção de anisotropia na transformação do sistema laboratório para o sistema centro de massa.

O erro no cálculo da produção de nêutrons  $Y_n$  advém principalmente de 3 fontes a saber:

a) estatística de contagem

A redução desse erro é obtida aumentando-se a produção da reação DT no alvo do acelerador, pelo aumento da corrente de dêuterons e da energia destes <sup>(73,89)</sup>, ou também aumentando-se o tempo de contagem.

b) fator de geometria

Não se pode focalizar o feixe de dêuterons num ponto do alvo pois isto provocaria a rápida queima do alvo nesse ponto e o consequente decréscimo na produção da reação DT num curto intervalo de tempo. Esse problema é contornado irradiando-se uma região do alvo, definida pelo uso de diafragmas do feixe de dêuterons. Uma dificuldade que surge, durante a operação do acelerador, é manter a estabilidade no feixe de dêuterons e uniformidade deste na área irradiada do alvo, o que provoca erro no cálculo do fator de geometria.

O erro neste fator deve-se à dificuldade para focalizar o feixe de dêuterons com alta precisão no alvo. Um modo de diminuir esse erro é reduzir a abertura do feixe de dêuterons, com duas desvantagens: diminui a corrente de dêuterons, com a consequente redução da estatística de contagem de partículas  $\alpha$  e a formação de fonte secundária de nêutrons através da reação d(d,n)<sup>3</sup>He pela absorção de dêuterons no diafragma do feixe de dêuterons. Outro modo de reduzir o erro no fator geométrico, método este que foi adotado neste experimento, é o de aumentar a distância do detector de partícula  $\alpha$  ao alvo do acelerador ; a praticabilidade dessa alternativa depende da possibilidade de ter-se corrente de dêuterons no acelerador para produzir partículas  $\alpha$ em número suficiente para obter-se boa estatística de contagem.

c) cálculo de  $R_{\alpha}(\theta)$ 

Para o cálculo desse fator é necessário o conhecimento de como se distribuem os produtos da reação DT no sistema centro de massa (SCM), da composição molecular do feixe de ions de deutério (porcentagem de  $D_1^+$ ,  $D_2^+$  e  $D_3^+$ ) que atingem o alvo de trítio e do ângulo  $\theta$  no qual estão sendo detectadas as partículas  $\alpha$ . Esse assunto foi exaustivamente estudado por vários autores <sup>(74,75,90)</sup>; desses estudos conclui—se que, para reduzir a imprecisão no valor de  $R_{\alpha}(\theta)$ , deve-ze trabalhar com um potencial de aceleração dos dêuterons inferior a 300 keV para ter-se isotropia na distribuição dos produtos da reação DT no SCM <sup>(74,89)</sup>, montar o aparato experimental com a superfície do alvo do acelerador formando um ângulo de 45<sup>°</sup> em relação à direção de incidência dos dêuterons e o detector de partícula  $\alpha$  posicionado num ângulo  $\theta$  de 90<sup>°</sup> <sup>(74,75)</sup> para ter-se o valor de  $R_{\alpha}(\theta)$  praticamente independente da composição molecular do feixe de íons de deutério, muito pouco sensível a pequenas variações no potencial de aceleração e minimizar o erro devido à imprecisão na definição do ângulo  $\theta$ . Essas condições foram atendidas neste trabalho pois utilizamos os ângulos citados (45<sup>°</sup> e 90<sup>°</sup>) e um potencial de aceleração variando de 165 a 185 kV.

Outra fonte de erro no cálculo da produção de nêutrons no alvo do acelerador refere-se às reações competitivas  $D(D,n)^3$ He e  ${}^3\text{He}(D,p)^4$ He. A primeira reação advém da absorção de dêuterons no alvo, no tubo de vôo (alvo) do acelerador ou d'afragma de feixe de dêuterons existente nesse tubo. O  ${}^3\text{He}$  da segunda reação é produzido pelo decaimento  $\beta$  do tritio (T) do alvo, com uma meia vida de 12 anos. As seções de choque para dêuterons de energia menor do que 200 keV, dessas duas reações, são respectivamente de aproximadamente de 100 e de 10 a 100 vezes menor do que a da reação DT. Estima-se que essas duas reações contribuem para o erro com menos de 0,3%  $^{(75)}$  nas condições desse experimento ( alvo novo de trítio e energia menor do que 200 keV ).

### Avaliação das fontes de erro na medida da produção de nêutrons

Analisando as fontes de erro na sequência exposta anteriormente, temos que:

a) acumulou-se contagem por um tempo suficiente para obtenção de uma contagem de cerca de 40000 partículas  $\alpha$  no detector, o que corresponde a um desvio padrão de 200 contagens, ou seja, um erro de 0,5%, considerando que o processo de detecção é estatístico e segue uma distribuição gaussiana.

b) visando reduzir o erro no fator de geometria, o arranjo experimental foi construído com os parâmetros apresentados na figura AII.1. A posição ideal para cálculo do fator de geometria ocorre com o feixe de dêuterons incidindo no centro do alvo enquanto que as piores situações correspondem a estes incidindo na borda do alvo nas posições mais afastadas e mais próximas do detector de  $\alpha$ . Comparando o valor calculado para a posição ideal com os obtidos para as piores posições obtêm-se os limites para a faixa de erro no cálculo do fator de geometria. Utilizando as fórmulas apropriadas para cálculo de fator de geometria <sup>(91)</sup>, verificamos que para o nosso arranjo este valor é 1,39x10<sup>+5</sup> e que os erros máximos estão entre +0,67% e -0,65%.

O feixe de dêuterons incidente no alvo tem o diâmetro de 9.4mm, definido por um diafragma conforme indicado na figura 3.3 .Esse diafragma é de tântalo, material que tem a característica de ser mal absorvedor de deutério ( esquenta com a colisão do feixe e libera o gás deutério ) e por isso, diminui a formação de uma fonte secundária de nêutrons pela reação  $D(d,n)^3$ He. No tubo do detector de partículas  $\alpha$  foram posicionados convenientemente 5 diafragmas de alumínio, com as aberturas indicadas na figura 3.3, de modo a tornar insignificante a contagem de partícula  $\alpha$  espalhadas no tubo pois, estas partículas quando emitidas fora do ângulo sólido de detecção teriam de sofrer multiespalhamento antes de atingir o detector.

c) o valor do fator de anisotropia, considerando a posição do detector de partículas  $\alpha$  (vide figura AII.1) e a energia dos dêuterons incidentes utilizada (165 a 185 keV), é, conforme a referência <sup>(75)</sup>, de 1,0050, com um erro menor do que  $\pm 0,09\%$  correspondente a soma de  $\pm 0,02\%$  de incerteza devido à variação na energia dos dêuterons incidentes com uma incerteza máxima de  $\pm 0,07\%$  devido à impossibilidade de localizar em que ponto do alvo o feixe de dêuterons está incidindo; assim sendo, o ângulo  $\theta$  de detecção de partículas  $\alpha$  está entre os valores  $\theta$  mínimo ( $\theta_{min} = 89,8^{\circ}$ ) e  $\theta$  máximo ( $\theta_{max} = 90,19^{\circ}$ ) indicados na figura AII.1, o que acarreta este erro no valor de

R, que é função desse ângulo.

O erro acumulado no experimento é menor ou igual a 1.6%. O maior erro ocorre se considerarmos a não compensação no efeito das fontes de erro citadas e as piores condições de geometria, as quais são difíceis de ocorrer na prática (verifica-se que o feixe de dêuterons atinge de modo aproximadamente homogêneo a área do alvo definida pelo diafragma de 9.4 mm de abertura). Assim sendo, temos a medida da produção de nêutrons, na reação DT, com grande exatidão no aparato experimental montado.

### Medidas, resultados e comentários

O sistema de detecção de partículas  $\alpha$  foi calibrado utilizando-se uma fonte de partículas  $\alpha$  de atividade conhecida ( fonte de <sup>241</sup>Am de 6,06 ± 0.14 MBq ). Esta fonte de <sup>241</sup>Am foi posicionada no local do alvo do acelerador e sua atividade foi medida com o detector tipo barreira de superfície; dessa forma, pode-se determinar a atenuação do feixe de partículas  $\alpha$  no ar, para o nível de vácuo em que é operado o acelerador (4x10<sup>-5</sup>mbar). Verificou-se experimentalmente que a eficiência total ( $\epsilon_{tot}$ ) do sistema de contagem de partículas  $\alpha$  emitidas no alvo é  $\epsilon_{tot}=1,68x10^{-6}$  e que apenas 23,4% dessas partículas  $\alpha$  emitidas na direção do detector tipo barreira de superfície são detectadas por este, sendo que o restante é espalhado ou absorvido no ar devido a não se operar o acelerador com um nível de vácuo maior.

No acelerador, obteve-se para uma boa condição operacional do mesmo, um feixe de dêuterons no alvo de trítio de  $12\mu$ A com uma produção de  $(1,14 \pm 0,018) \times 10^7$ nêutrons por segundo (n/s) no alvo do acelerador e igual quantidade de partículas alfa. O fator de calibração obtido é  $5,94 \times 10^5$  nêutrons por contagem  $\alpha$  líquida ( contagem total menos contagem de fundo ). Dos dados acima citados verifica-se que obtivemos  $9.5 \times 10^5$  n/s/ $\mu$  A de feixe no alvo, o que é pouco se compararmos com o valor médio de

projeto  $1 \times 10^7 n/\epsilon/\mu$  A, para esse tipo de acelerador. Ieto se deve ao acelerador Van de Graaff não estar em condições ótimas de funcionamento e principalmente por não dispor-se de uma lente magnética para focalizar, no alvo, o feixe de dêuterons acelerados. O que está sendo utilizado é um diafragma para bloquear os dêuterons que não atingiriam a área de interesse no alvo, ou seja, reduz-se a intensidade do feixe que o atingiria.

O detector tipo barreira de superfície sofre dano quando sujeito à alta fluência de nêutrons, como é o caso do experimento de blindagem, com o acelerador operando para o máximo de produção de nêutrons por um longo período de tempo. Devido a isto, utilizou-se, durante o experimento, um outro tipo de detector, um detector proporcional com gás  $BF_3$ , que sofre pouco dano de radiação, intercalibrado com o detector tipo barreira de superfície.

O detector  $BF_3$  foi posicionado no interior do tanque d'agua, dentro de um tubulão estanque, conforme indicado na figura 3.1. Esse detector é altamente sensível a nêutrons térmicos e apresenta grande capacidade de discriminação contra raios gama e ruído de fundo.Os nêutrons rápidos produzidos no alvo do acelerador são moderados na água e detectados no  $BF_3$ .

Foi constatada a estabilidade no funcionamento do sistema eletrônico associado ao detector  $BF_3$  e verificada a linearidade na resposta deste detector com a variação da produção de nêutrons no alvo do acelerador , conforme apresentado na figura 4.8 . Da intercalibração do detector  $BF_3$  com o tipo barreira de superfície obteve-se o fator de calibração de 8,33x10<sup>5</sup> nêutrons /contagem líquida no  $BF_3$ .



Figura AII.1 - Esquema do Arranjo Experimento para Cálculo do Fator de Geometria.

100

## APÉNDICE III – CÓDIGO FANTI

O código FANTI <sup>(57)</sup> foi desenvolvido para calcular o espectro de energia de nêutrons partindo-se de um espectro de altura de pulso produzido por um sistema de detecção no qual se usa o cintilador líquido NE-213.

É utilizado um procedimento de desdobramento de espectro por inversão de matriz, considerando a não negatividade de todos os elementos da matriz resposta, utilizando mínimos quadrados com vínculo. A função resposta usada no desdobramento inclui a resolução do espectrômetro, implicando em que o espectro desdobrado tenha inicialmente grandes erros estatísticos e requeira suavização para reduzir estes erros.

O FANTI usa a matriz resposta gerada com o programa computacional NRESP <sup>(70)</sup>, baseado no metodo de Mon e Carlo, para 75 energias de nêutrons entre 0,2 e 19,0 MeV e 140 alturas de pulso. O código FANTI é uma versão do código FERDOR <sup>(92)</sup>, modificado principalmente quanto ao tratamento dado ao espectro de entrada (de altura de pulso), no que diz respeito ao procedimento não linear de agrupamento dos canais ("binning") e ao fato de aceitar uma energia limiar para o espectro desdobrado de fluência de nêutrons.

### Método de desdobramento de espectro.

A resposta de um sistema de espectrometria usando NE-213 não é linear se a razão de contagem é muito elevada; entretanto, se essa razão assume valores razoáveis, o desdobramento de espectro de nêutrons pode ser representado pela equação linear integral

$$M(E) = \int_{0}^{\infty} R(E,E') T(E) dE$$
, (C.1)

onde T (E<sup>1</sup>) é o espectro verdadeiro de energia dos néutrons, M (E) é o espectro medido e R (E,E<sup>1</sup>) é a função resposta do sistema de espectroscopia. O espectro medido deve ser atribuído apenas a nêutrons; assim sendo, deve-se utilizar uma técnica para discriminar os nêutrons dos gamas.

A equação C.1 deve ser reduzida a um problema de desdobramento matricial,o qual pode ser resolvido numericamente; para tanto, o espectro verdadeiro é aproximado por:

$$T (E') = \sum_{j=1}^{nc} x_j \, \delta (E' - E_j) , \qquad (C.2)$$

onde nc é o número de pontos de energia utilizados na representação do espectro verdadeiro.

Substituindo C.2 em C.1 obtém-se :  

$$M(E) = \sum_{j=1}^{nc} R(E,E'_j) x_j . \qquad (C.3)$$

Nz prática o espectro é determinado usando um multicanal. Os canais de contagem são agrupados por grupos de altura de pulso e o número médio de contagem por unidade de altura de pulso  $(Y_i)$  é obtido integrando a equação C.3 sobre o intervalo i de altura de pulso e dividindo o resultado pela largura do intervalo. Com esse procedimento ,a equação C.3 fica:

$$Y_i = \sum_{j=1}^{nc} A_{ij} X_j$$
  $i=1,...nr$  (C.4)

onde nr é o número de grupos de altura de pulso e o elemento de matriz Aij é dado por :

$$A_{ij} = (E_i - E_{i-1}) \int_{E_{i-1}}^{E_i} R(E, E_j) dE$$
 (C.5)

onde E<sub>i</sub> é o limite superior do i<sup>esimo</sup> grupo de altura de pulso.

i

ł

Na equação C.4, Y é o vetor medido, A é a matriz resposta e X é o vetor solução, ou seja , em notação matricial tem—se :

$$\underline{Y} = A \underline{X} \quad . \tag{C.6}$$

Utilização de mínimos quadrados
Haverá uma única solução para a equação C.4 se nc=nr, mas esta situação não é utilizada pois existem erros no espectro medido Y e na matriz resposta A, o que implicaria em grandes erros no vetor solução X ( $\underline{X} = \underline{A}^{-1} \underline{Y}$ ).

Um método melhor é resolver a equação C.4 é usar nr maior do que nc e obter a solução pelo método de mínimos quadrados; o qual é aplicado à equação C.4 , minimizando a quantidade

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{nr} W_{i} (Y_{i} - \sum_{j=1}^{nc} A_{ij} X_{j})^{2} , \qquad (C.7)$$

onde W<sub>i</sub> é a função peso adotada como o inverso da variança de Y<sub>i</sub>. A minimização é obtida calculando  $\partial \chi^2 / \partial X_k = 0$ , resultando em

$$\sum_{i=1}^{nr} W_i A_{ik} \left( Y_i - \sum_{j=1}^{nc} A_{ij} X_j \right) = 0 , k = 1,...nc.$$
 (C.8)

Rearranjando e retirando os índices obtém-se

$$\underline{\mathbf{X}} = (\mathbf{A}^{\mathsf{t}} \mathbf{W} \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^{\mathsf{t}} \mathbf{W} \mathbf{Y} \quad , \tag{C.9}$$

onde  $A^t$  é a matriz transposta de  $A \in W_{ij} = W_i \ \delta_{ij}$ 

Devido a erros de arredondamento no cálculo, pelo computador, da matriz que surge na solução desse problema, o vetor solução pode sofrer grandes oscilações, o que é reduzido no FERDOR e no FANTI, pelo uso de restrição na solução por mínimos quadrados de modo a forçá-la para "perto" de zero, ou seja, minimizar  $\chi^2$  dado por:

$$\chi^{2} = \sum_{j=1}^{nr} W_{j} \left( Y_{j} - \sum_{j=1}^{nc} A_{ij} X_{j} \right)^{2} + NC \sum_{j=1}^{nc} \left( \frac{X_{j}}{q_{j}} \right)^{2}, \quad (C.10)$$

onde :

$$q_{j} = \underset{s \text{ obr } e \text{ } i}{\underset{i}{\text{ minimo}}} \left( \frac{Y_{i} + S_{i}}{A_{ij}} \right) , \qquad (C.11)$$

com S<sub>i</sub> sendo um desvio padrão de Y<sub>i</sub>.

Suavização do espectro

A equação de suavização utilizada é ;

$$\phi_k = \sum_{j=1}^{nc} G_{kj} x_j$$
,  $k = 1,...,nw$ . (C.12)

onde a matriz suavização G é definida tal que  $\phi_k$  é o fluxo para a energia  $E_k$ ; nw é o número de energias nas quais o fluxo suavizado é calculado. As funções  $G_{kj}$  de suavização são gaussianas com a largura dependente da energia, de acordo com a resolução do detector.

## Entradas e saídas do código FANTI

2

4

O código FANTI tem a vantagem de necessitar de apenas um espectro de altura de pulso para a medida ( apenas um ganho ) e opcionalmente de um espectro de radiação de fundo , ao contrário dos códigos FERDOR <sup>(92)</sup> e FORIST <sup>(69)</sup> que necessitam de espectros para dois ganhos de amplificação; o FANTI também possibilita o desdobramento do espectro apenas para energias superiores a uma dada energia limier, a qual é um dos parâmetros de entrada do código, juntamente com a calibração em energia da matriz resposta que é utilizada com o programa, a calibração em energia da medida, os parâmetros da função resolução do detector, o número de canais a ser considerado do espectro medido, o número de canais iniciais ( energia limiar ) a serem desprezados desse espectro, o número de pontos de energia e o intervalo entre elas, no qual o espectro deve ser calculado, etc...

Na saída do FANTI tem—se o vetor solução suavizado e a incerteza estatística estimada, em forma tabular e gráfica, bem como o resultado dos testes de consistência do método aplicado ao problema.

estados presentas

CLEAR/SP - (PER

## 8. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

1. JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE. Radiation shielding: proceedings of the 6<sup>th</sup> international conference on ... held in Tokyo, 16-20 May, 1983.

2. UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AGENCY. Radiation shielding: proceedings of the 7<sup>th</sup> international conference on ... held in Bournemouth, 12-16 September, 1988.

3. BARTINE, D.E. The Status of reactor shielding research in the United States. In: Radiation shielding: proceedings of the  $6^{th}$  international conference on , held in Tokyo, 16-20 May, 1983.

4. CHAPMAN, G.T.& STORRS, C.L. Effective neutron removal cross sections for shielding. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., 1955 (ORNL-1843) (AECD-3978).

5. ALFERT, R.D.& WELTON, T.A.. A simplified theory of neutron attenuation and its applications to reactor shield design. Washington, D.C., United States Atomic Energy Commission, 1950. (WAPD - 15).

6. AVERY, A.F.; BENDALL, D.E.; BUTLER, J.; SPINNEY, K.T. Methods of calculation for use in the design of shields for power reactors. Harwell, Atomic Energy Research Establishment, 1960. (AERE-R-3216).

7. SCHAEFFER, N.M.. Reactor shielding for nuclear engineers. Washington, D.C., Atomic Energy Commission, 1973.

8. BELCHER, J.A. & ZOLLER, L.K. The outside test tank and associated hardware. Washington, D.C., Atomic Energy Commission, 1959. (XDC-59-11-154).

9. VERBINSKI, V.V.; BOKHARI, M.S.; COURTNEY, J.C.; WHITESIDES, G.E.. Measurements and calculations of the spectral and spatial details of the fast-neutron flux in water shields. *Nucl. Sci. Eng.*, 27 (2): 283-298, 1967.

10. CLIFFORD, C.E.; STRAKER, E.A.; MUCKENTHALER, F.J.; VERBINSKI, V.V.;

FREESTONE, R.M.; HENRY, K.M.; BURRUS, W.R. Measurements of the spectra of uncollided fission neutrons transmitted through thick samples of nitrogen, oxygen, carbon, and lead: investigation of the minima in total cross section. *Nucl. Sci. Eng.*, 27 (2): 299-307, 1967.

12

 $\sim$ 

٠

11. CERBONE, R.J.; MILLER, J.E.; PROFIO, E.A. Angular neutron and gamma ray spectrum measurements in a bulk iron assembly. Washington, D.C., Atomic Energy Commission, 1969. (GA-9149, vol.1).

12. CARLSON, A.D.; CERBONE, R.J.; WILLOUGHBY, D.F. Measurement of neutron penetration standards, Vol 2, High resolution measurements of the total neutron cross section of nitrogen and iron. San Diego, Gulf General Atomic, 1966. (GA-9149, DASA-Report-2289).

13. KAZANSKII, Y.A.; KUKHTEVICH, V.I.; MATUSEVICH, E.S.; SINITSYN, B.I.; TSYPIN, S.G. Physics of reactor shielding. Tsypin, Moskva, 1966.

14. OKA, Y; AN, S.; MIYASAKA, S.; KOYAMA, K; KASAI, S; YOSHII, R.; HASHIKURA, H.; AKIYAMA, M.; HYODO, T. Two-dimensional shielding benchmarks for iron at Yayoi. University of Tokio, (UTNL-R 0032).

15. SANTORO, R.T.; ALSMILLER, R.G.; BARNES, J.M.; CHAPMAN, G.T. Calculation of neutron and gamma-ray energy spectra for fusion reactor shield design: comparison with experiment. Nucl. Sci. Eng., 78: 259-272, 1981.

 CHAPMAN, G.T.; MORGAN, G.L.; MCCONNELL, J.W. The ORNL integral experiment to provide data for evaluating magnetic – fusion – energy shielding concepts.
 Part I: Attenuation measurements. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., 1982. (ORNL/TM-7356).

17. MILLER, P.C. A review of LWR pressure vessel dosimetry and associated shielding studies. In: UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AGENCY. Radiation shielding: proceedings of the 7<sup>th</sup> international conference on ... held in Bournemouth, 12-16 September, 1988.

18. BUTLER, J.; CARTER, M.D.; CURL, I.J.; MARCH, M.R.; McCRACKEN, A.K.; MURPHY, M.F.; PACKWOOD, A. The PCA REPLICA experiment. Winfrith, Atomic Energy Establishment. (AEEW-R-1736,NUREG-CR-324 Part I).

v,

19- UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AGENCY. McBEND-program user guide. Winfrith, Atomic Energy Establishment. (AEEW-R-2189)

20- YAMAMOTO, Y.; TAKAHASHI, A.; SUMITA, K.; SHIN, K.; HYODO, T.; ITOH, S.; KANDA, K. Measurement and analysis of leakage neutron spectra from SS-316, concrete, water and polyethylene slabs with D-T neutron source. In: JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE. Radiation shielding proceeding of the 6<sup>th</sup> international conference on ... held in Tokyo, 16-20 May, 1983.

21- ANISN-ORNL One dimensional discrete ordinates transport code system with anisotropic scattering. Oak Ridge, Carbide and Carbon Chemicals, 1989. (CCC-254)

22. STRAKER, E.A.; STEVENS, P.N.; IRVING, D.C.; CAIN, V.R.. MORSE code: a multigroup neutron and gamma-ray Monte Carlo transport code. Washington, D.C., United States Atomic Energy Commission, 1970. (ORNL-4585).

23. JOHNSON, D.L.; MANN, F.M.; CARTER, L.L.; WOODRUFF, G.L.; BRADY, F.P.; ROMERO, J.L.; ULLMANN, J.L.; JOHNSON, M.L.; CASTANEDA, C.M. The transmission of fast neutrons from the Li(d,xn) reaction through thick iron. In: JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE. Radiation shielding: proceedings of the 6<sup>th</sup> international conference on ... held in Tokyo, 16-20 May, 1983.

24. PERLINI, G.; RIEF, H.; VITTONE, E.; BURN, K. Interpretation of the EURACOS iron and sodium benchmarks. In: UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AGENCY. Radiation shielding: proceedings of the 7<sup>th</sup> international conference on ... held in Bournemouth, 12-16 September, 1988.

25. HEHN, G. Results of the NEA PWR shielding benchmark. In: JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE. Radiation shielding: proceedings of the 6<sup>th</sup> international conference on ... held in Tokyo, 16-20 May, 1983.

26. SALVATORES, M. & PALMIOTTI, G. International LMFBR shielding benchmark intercomparison and analysis. In: JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE. Radiation shielding: proceedings of the 6<sup>th</sup> international conference on ... held in Tokyo, 16-20 May, 1983.

3

÷.

4

27. MILLER, P.; NAGEL, P.; SALVATORES, M.; SARTORI, E. Shielding experimental benchmark data base at the Nuclear Energy Agency data bank. In: UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AGENCY. Radiation shielding: proceeding of the 7<sup>th</sup> international conference on ... held in Bournemouth, 12-16 September, 1988.

28. AVERY, A.F.; BENDALL, D.E.; BUTLER, J.; SPINNEY, K.T. Methods of calculation for use in the design of shields for power reactors. Harwell, Atomic Energy Research Establishment, 1960. (AERE - R - 3216).

29. SPENCER, L.V. & FANO, U. Calculation of spatial distribution by polynomial expansion. J. Res. Nat. Bur. Stand., 46: 446, 1951.

30. CHANDRASEKHAR, S. Radiative transfer. Oxford, Claredon, 1950.

31. CARLSON, B.G. Solution of the transport equation by the  $S_n$  method. Los Alamos Scientific Lab., 1955. (LA-1891).

32. CARLSON, B.G.; LEE, C.; WORLTON, J.. The DSN and TDC neutron transport codes. Los Alamos Scientific Lab., 1960. (LAMS-2346).

33. DOT 3.5 - Two dimensional discrete ordinates radiation transport code. Oak Ridge,
 Oak Ridge National Lab. (CCC-276).

34- TWOTRAN. Two-dimensional discrete ordinates code system programs. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab. (CCC-195).

35. IRVING, D.C.; FREESTONE, R.M.; KAM, F.B.K.. O5R, A general-purpose Monte Carlo neutron transport code, Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., 1965. (ORNL-3622).

MCNP. A general Monte Carlo code for neutron and photon transport - Version 3A.
 Los Alamos Nat. Lab. (LA-7379).

37. GÁVAZZA, S.; OTTO, A.C.; GOMES, I.C.; MAIORINO, J.R. Cálculo de parâmetros de um experimento de blindagem e avaliação da metodologia de cálculo utilizada. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA NUCLEAR. Física de Reatores e Termohidráulica: anais do VI encontro nacional de ... realizado em São José dos Campos, dezembro, 1986. p.143-154.

0

0

E.

1.

38. MAIORINO, J.R.; MENDONÇA, A.G.; OTTO, A.A.; YAMAGUCHI, M. Metodologia de cálculo em blindagem para reatores nucleares. In: COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR. Física de Reatores e Termohidráulica: anais do III encontro nacional de ... realizado em Itaipava , 11-14 dezembro, 1982. p. 306-317

39. OTTO, A.C.; MENDONÇA, A.G.; MAIORINO, J.R. Estudo e aplicação do código DOT 3.5 em problemas de blindagem de radiações. In: COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR. Física de Reatores e Termohidráulica: anais do IV encontro nacional de ... realizado em Itaipava, 09-05 novembro de 1983. v.2, Seção Técnica 7-E.

40- VIEIRA, W.J.; MENDONÇA, A.G.; MAIORIMO, J.R. Estudo e aplicação do código MORSE em problemas de blindagem de radiações. In: COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR. Física de Reatores e Termohidráulica: anais do IV encontro nacional de ... realizado em Itaipava, 3-5 novembro de 1983. v.2, Seção Técnica 7-E.

41. BECKURTZ, K.H. & WIRTZ, K. Neutron physics. New York, Springer, 1964.

42. SAND - Neutron flux spectra determination by multiple foil activation-iterative method. Oak Ridge, Oak Ridge Nat. Lab., (CCC-112).

43. Bitelli, U.U. Mapeamento do Fluxo Rápido de Nêutrons no Elemento 94 do Reator IEA-R1. (Relatório Interno R-310.36.0012.314).

44. BITELLI, U.U.; COELHO, P.R.P.; SILVA, A.A. Medida do espectro de energia de nêutrons no ciclotron do IPEN-CNEN/SP. In: CENTRO DE TECNOLOGIA, PERNAMBUCO. Aplicações Nucleares: anais do I encontro nacional de ...realizado em

135

COMISSIO MACHAGE DE LOUR DES NUCLEAR/SF - Q'EN

Recife, 27-30 maio de 1991. p: 379-390.

4

45. BERZONIS, M.A. & BONDARS, H.Y. Methods of neutron spectrum calculation from measured reaction rates in SAIPS, part 2: Software and data input. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1981. (INDC (CCP - 165/GR)).

46. KOSKINAS, M.F. Medida do fluxo térmico, epitérmico e rápido no reator IEA-R1 pelo método de ativação de folhas. São Paulo, 1979. (Dissertação de mestrado, Instituto de Energia Atômica). (IEA-DT-117).

47. OKA, Y.; AN., S.; KASAI, S.;MIYASAKA,S.;KOYAMA,K. Neutron and gamma-ray penetrations in thick iron. *Nucl. Sci. Eng.*, 73: 259-273, 1980.

48. JINXIANG, C.; GUOYOU, T.; SHANGLIAN, BAO; WENGUANG, Z.; ZHAOMIN, S. Measurement of partial neutron spectrum of Am-Be ( $\alpha,n$ ) source. Vienna, International Atomic Energy Agency. (INDC (CPR)-004/L).

49. BURRUS, W.R.; VERBINSKI, V.V. Neutron spectroscopy with thick organic scintillators. *Nucl. Instr. Meth.* 67: 181-196, 1969.

50. TSECHANSKI, A.; SHANI, G. System preparation and fast neutron spectra measurement in a graphite stack. Nucl. Tech. 62: 227-237, 1983.

51. THOMPSON, M.N.; TAYLOR, J.M. Neutron spectra from Am- $\alpha$ -Be and Ra- $\alpha$ -Be sources. Nucl. Instr. Meth. 37: 305-308, 1965.

52. COELHO, P.R.P.; MAIORINO, J.R.; MENDONÇA, A.G.; SILVA, A.A.. Measurement of neutron energy spectra emerging from a laminated shield due D-Tsource and comparison with calculations. (CONF-880906), vol.1, pp256-261.

53. TSOULFANIDIS, N. Measurement and detection of radiation. New York, Hemisphere 1983.

54. NAKAGAWA, T.; ASAMI, T.; YOSHIDA, T. Curves and tables of neutron cross sections – Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3. Japan, Japan Atomic Energy Research Institute, July 1990. (JAERI-M-90-099).

55. KNOLL, G.F. Radiation detection and measurement. John Wiley & Sons, 1979.

56. COELHO, P.R.P. & MAIORINO, J.R. Espectrometria de nêutrons rápidos com cintilador NE-213. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA NUCLEAR. Energia Nuclear: anais do 2º congresso geral de ... realizado no Rio de Janeiro, 24-27 abril, 1988. Rio de Janeiro, 1988.

2

v,

7

٩

57. ANTUNES, L.J.; BORKER, G.; KLEIN, H.; BULSKI, G. Unfolging of NE-213 scintillation spectra compared with neutron time of flight measurements. In: Nuclear data and applied science: proceedings of the international conference on ...held in Santa Fé, May 1985.

58. FLYNN, K.F.; GLENDENIN, L.E.; STEINBERG, E.P.; WRIGHT, P.M. Pulse height—energy relations for electrons and alpha particles in a liquid scintillator. Nucl. Instr. Meth., 27: 13-17, 1964.

59. CRAUN, R.L.; SMITH, D.L. Analysis of response data for several organic scintillators. *Nucl. Instr. Meth.*, 80: 239-244, 1970.

60. SILVA, A.G.; AULER, L.T.; SUITA, J.C.; ANTUNES, L.J.; SILVA, A.A. Double-differential neutron emission spectra obtained by a double neutron-gamma discrimination technique. Rio de Janeiro, Instituto de Engenharia Nuclear, Maio de 1986. (DIFIS - 01/86).

61. DIETZE, G. Energy Calibration of NE-213 Scintillation Counters by  $\gamma$  Rays. IEEE Trans. Nucl. Sci., 26(1): 1979.

62. ANNAND, J.R.M.; GALLOWAY, R.B. Light attenuation effects in small NE213 scintillation counters. Nucl. Instr. Meth., 211: 421-427, 1983.

63. VERBINSKI, V.V.; BURRUS, W.R.; LOVE, T.A.; ZOBEL, W.; HILL, N.W. Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry. *Nucl. Instr. Meth.*, 65: 8-25, 1968.

64. BEGHIAN, L.E. & WILENSKY,S. A fast neutron spectrometer capable of nanosecond time gating. Nucl. Instr. Meth., 35: 34-44, 1965.

65. DIETZE, G. & KLEIN, H. Gamma-calibration of NE-213 scintillation counters.

Nucl. Instr. Meth., 198. 549-556, 1982.

2 1

i

2

66. SUITA, J.C.; AULER, L.T.; SILVA, A.G.; SILVA, A.A. Características de resolução e linearidade de dois detectores NE-213. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA NUCLEAR. Energia Nuclear: anais do 1º Congresso Geral de ... realizado no Rio de Janeiro, Março de 1986.

67. BIRKS, J.B. The theory and practice of scintillation counting. London, Pergamon, 1964. p. 148.

68. GADJOKOV, V.I.; JORDANOVA, J.D.. A new approach to neutron spectrum unfolding by differentiation. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., A253: 93-112, 1986.

69. FORIST — Neutron spectrum unfolding code—iterative smoothing technique. Oak Ridge, Oak Ridge National lab. (PSR—92).

70. DIETZE, G.; KLEIN, H. NRESP4 and NEFF4 – Monte Carlo codes for the calculation of neutron response functions and detection efficiencies for NE-213 scintillation detectors. Braunschweig, PTB, October 1982. (PTB-ND-22).

71. COELHO, P.R.P.; SILVA, A.A.; MAIORINO, J.R.. Neutron energy spectrum measurements of neutron sources with an NE-213 spectrometer. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res., A280: 270-272, 1989.

72. SCHOLERMANN, H.; KLEIN, H. Optimizing the energy resolution of scintillation counters at high energies. Nucl. Instr. Meth., 169: 25-31, 1980.

73. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Handbook on nuclear activation data. April 1987. (Technical reports series nº 273).

74. BENVENISTE, J.; MITCHELL, A.C.; SCHRADER, J.H.; ZENGER, J.H. The problem of measuring the absolute yield of 14 MeV neutrons by means of an alpha counter. Nucl. Instr. Meth., 7: 306-314, 1960.

75. FEWELL, T.R. An evaluation of the alpha counting technique for determinig
14 MeV neutron yields. Nucl.Inst. and Meth., 61: 61-71, 1968.

76-BOTTGER, R. & KLEIN, H. The neutron energy spectrum from the spontaneous

fission of CF-252 in the energy range 2 MeV  $\leq E_n \leq 14$  MeV. In: BOECKHOFF, K.H. ed. Nuclear data for science and technology: proceedings of the international conference, held in Antwerp, 6-12 september, 1982. Dordrecht, D. Reidel, 1983. p. 484-87. (EUR-8355).

-2

ŋ

0

77. AMPX.II — Modular code system for generating coupled multigroup neutron-gamma-ray cross-section libraries from data in ENDF format. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab. (PSR-63).

78. DUDERSTADT, J.J. & Hamilton, L.J. Nuclear reactor analysis. New York, John Wiley, 1976.

79. BELL, G.I. & GLASSTONE, S. Nuclear reactor theory. New York, Van Nostrand, 1979.

80-MAIORINO, J.R. Computer code ANISN multiplying media and shielding calculation I-Theory. In: CULLEN, D.E.; MURANAKA, R.; SCHMIDT, J. eds. Reactor physics calculations for applications in nuclear technology. Singapore, World Scientific, 1991. p.442-470.

81-RHOADS, W.A. & CHILDS, R.L. The TORT three-dimensional discrete ordinates neutron/photon transport code. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., 1987. (ORNL-6268).

82. MAIORINO, J.R.. Notas de Aula para o Curso de Blindagem para Reatores Nucleares.

83. TRKOV, A. Evaluated nuclear data processing and nuclear reactor calculations. In: CULLEN, D.E.; MURANAKA, R.; SCHMIDT, J. eds. *Reactor physics calculations for applications in nuclear technology*. Singapore, World Scientific, 1991. p.73–92.

84. COELHO, P.R.P. Cálculo da distribuição energética e angular de nêutrons produzidos na reação D-T para uso em medida de parâmetros nucleares. In ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA NUCLEAR. Física de reatores e termohidráulica: anais do V encontro nacional de ... realizado no Rio de Janeiro, 10-12

Abril, 1985. v.1, Seção Técnica 7-D.

÷

2

+

Δ

85. VITAMIN-C - 171 neutron, 36 gamma-ray group cross sections in AMPX and CCCC interface formats for fusion and LMFBR neutronics. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab. (DLC-41).

86. AXMIX – Anisn cross section code. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab. (PSR-75).

 HERTEL, N. E. & WEHRING, B. W. Absolute monitoring of DD and DT neutron fluences using the associated-particle technique. Nucl. Instr. Meth., 172: 501-506, 1980.
 SHIRATO, S.; SHIBUYA, S.; ANDO, Y.; KOKUBO, T.; HATA, K. Absolute determination of T-d neutron yields by associated particle method. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A278: 477-483, 1989.

89. SEAGRAVE, J.D.  $D(d,n)He^3$  and  $T(d,n)He^4$  neutron source handbook. Los Alamos, Los Alamos Scientific Laboratory, jan. 1958. (LAMS-2162)

90. HOLLAND, L. Thermal neutron flux in water produced by non-reactor sources and their use for neutron radiography. Birmingham, 1971. (PhD Thesis University of Birmingham).

91. MASKET, A.A. Solid angle contour integrals, series, and tables. Rev. of Sci. Instr., 28: 191, 1957

92. FERDOR and COOLC -Spectra unfolding codes. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab. (PSR-17).

93. MENDONÇA, A.G.; SILVA, M.N.; SANTOS, A. Simulação do experimento de blindagem STD-9 utilizando os códigos de transporte DOT 3.5 e MCNP. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA NUCLEAR. Energia Nuclear: anais do IV Congresso geral de ... realizado no Rio de Janeiro, 5 a 9 de julho, 1991. Rio de Janeiro, 1991. v. 1, p. 467 a 471.

94. PESCARINI, M. Transport calculations for the PCA-REPLICA shielding benchmark: a validation of JEF-1 data and Sn codes for the prediction of LWR's

GENERAL COLLER.

1111 1112 1114

pressure vessel neutron damage. In: UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AGENCY. Radiation shielding: proceedings of the 7<sup>th</sup> international conference on ... held in Bournemouth, 12-16 September, 1988.

95. OISHI, K.; IKEDA, Y.; KONNO, C.; NAKAMURA, T.; Measurement and analysis of neutron spectra in a large cylindrical iron assembly irradiated by 14 MeV neutrons. In: UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AGENCY. Radiation shielding: proceedings of the 7<sup>th</sup> international conference on ... held in Bournemouth, 12-16 September, 1988.