



**AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**

**MEDIDAS E CÁLCULOS DE ESPECTRO DE NÊUTRONS
EMERGENTES DE DUTOS EM BLINDAGENS**

ELCIO ANGIOLETTO

**Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Reatores.**

**Orientador:
Dr. Paulo Rogério Pinto Coelho**

**São Paulo
2000**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**Medidas e Cálculos de Espectro de Nêutrons Emergentes de Dutos em
Blindagens**

Elcio Angioletto

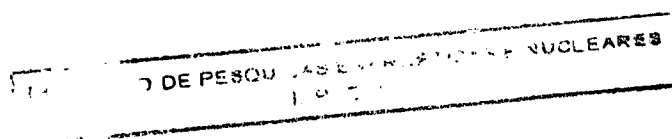


Dissertação apresentada como requisito para a
obtenção do grau de Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Reatores.

Orientador: Dr. Paulo Rogério Pinto Coelho

São Paulo

2000



Aos meus pais Ildo e Lourdes, aos meus irmãos Erildo e Elidio, à minha esposa Rôsinha, que possibilitaram meu progresso nos estudos.

AGRADECIMENTOS

Pelo apoio recebido, não poderia deixar de agradecer a algumas instituições e pessoas. Minha gratidão:

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) pelos cursos ministrados e por permitir utilizar suas instalações.

Ao Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq) pelo auxílio financeiro durante parte do desenvolvimento deste trabalho.

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP) pelo incentivo à especialização e por permitir o uso de seus equipamentos.

Ao Núcleo Espírita “Lar de Henrique” pelo incentivo, apoio e ótimas sugestões.

Ao Dr. Paulo Rogério Pinto Coelho, pela sua orientação, compreensão e participação neste trabalho de mestrado.

Ao bom e velho amigo Elidio pelo constante apoio aos meus estudos.

Ao Dr. Cláudio de Oliveira Graça, pela sua constante colaboração e amizade ao longo de toda minha vida acadêmica.

Ao colega Alfredo Abe, pelas suas sugestões e pelo auxílio no que se refere aos cálculos com MCNP.

Ao Dr. João Manoel Losada Moreira pelo incentivo e colaboração.

Aos amigos Luiz Manzoni e Thelma Berquó, pelo incentivo, apoio e amizade no decorrer deste trabalho.

Ao colega Antonio Carlos Hernandez pelo apoio na realização do trabalho.

Ao Dr. Wilson José Vieira pelas aulas de MCNP tão bem ministradas e com tamanha boa vontade

Ao Dr. Tufic Madi Filho pela colaboração e compreensão no tempo de convivência no laboratório Van de Graaff.

Enfim, a todos que, direta ou indiretamente, colaboraram para a execução deste trabalho.

MEDIDAS E CÁLCULOS DE ESPECTRO DE NÊUTRONS **EMERGENTES DE DUTOS EM BLINDAGENS**

ELCIO ANGIOLETTO

RESUMO

Neste trabalho são apresentadas medidas de fuga de nêutrons, em diferentes faixas de energias, em dutos de blindagens compostas por placas de diferentes materiais (polietileno borado e parafina). As blindagens são construídas em forma de “labirinto” (duto com três “pernas”) para minimizar a fuga de radiações pelo duto na blindagem.

A fonte de nêutrons utilizada nos experimentos foi uma fonte de Amerício - Berílio de 37GBq. As medidas de espectro de energia de nêutrons rápidos foram realizadas utilizando um espectrometro montado com um cintilador líquido NE-213 e uma eletrônica associada apropriada, o qual foi testado com a fonte de nêutrons citada obtendo-se resultados em ótima concordância com a literatura. As medidas de intensidade de fluxo térmico foram realizadas utilizando-se um detetor BF₃.

O espectro de altura de pulsos dos prótons de recuo produzidos pela interação de nêutrons com o material do cintilador NE-213 foi desdobrado utilizando o código FANTI, que utiliza o método de inversão de matriz para obter o espectro de energia de nêutrons.

Utilizou-se o código MCNP-4B para simular as medidas com as blindagens utilizadas durante o experimento. A simulação foi realizada com sucesso, obtendo-se uma diferença de aproximadamente 9,0% (nove por cento) entre os resultados calculados e os obtidos experimentalmente com o detetor BF₃ na saída do duto. No caso dos nêutrons térmicos, utilizando placas de parafina, os nêutrons são espalhados ao longo do duto. Todo o espectro de nêutrons é atenuado e as energias deslocadas pelo material de blindagem.

MEASUREMENTS AND CALCULATIONS OF STREAMING NEUTRON SPECTRA FROM DUCTS IN SHIELDING

ELCIO ANGIOLETTO

ABSTRACT

This work presents the measurements of neutron streaming, for different energy ranges, in shielding ducts. The shielding is composed of plates of different materials (borate polyethylene and paraffin). The duct is conceived as a labyrinth in order to (a three legged duct) minimize the radiation streaming.

A 37GBq Americium-Beryllium type neutron source was used for the experimental measurements. The fast neutron energy spectra were measured using a system assembly with a liquid organic scintillator, NE-213 detector, and appropriate electronic. The results are in good agreement with the literature. The measurements of intensity of thermal neutrons were performed with a BF₃ counter.

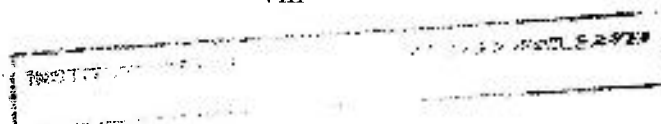
The pulse height spectra measured are the recoil protons from the neutron interaction with the NE-213 scintillator material were unfolded using the FANTI code, which applies the matrix inversion method to obtain the neutron energy spectra.

The MCNP-4B code was used to simulate the experiment. The simulation was performed with success, obtaining a small discrepancy (9 %) between the calculated results and the measurements with the BF₃ counter, at the duct third leg. From the results it was possible to observe the thermal neutron streaming through the duct, the effects of neutron flux moderation, the attenuation in the shielding and also the neutron energy spectra modifications emerging from the shielding.

ÍNDICE

FOLHA DE ROSTO	I
AGRADECIMENTOS	III
RESUMO	V
ABSTRACT	VI
ÍNDICE	VII
1 – INTRODUÇÃO	01
2. – MEDIDAS DE ESPECTRO DE NÊUTRONS	05
2.1 – Métodos de Detecção de Nêutrons Térmicos	05
2.1.1 – Reações de Interesse	06
2.1.1.1 – Reação com $^{10}_3B$	06
2.1.1.2 – Reação com 6_3Li	08
2.1.1.3 – Reação com 3He	08
2.1.1.4 – Reação de Fissão com ^{235}U	09
2.1.1.5 – Detetores auto-energizados	09
2.2 – Detecção de Nêutrons Rápidos e Espectroscopia	10
2.2.1 – Detecção de Nêutrons Baseada na Moderação	11
2.2.1.1 - Métodos Baseados na Reação $^6Li(n,\alpha)$	12
2.2.1.2 - Métodos Baseados na Reação $^3He(n,p)$	13
2.2.2 – Detetores de ativação	13
2.2.2.1 – Medidas do Fluxo Térmico e Epitérmico	17

2.2.3 – Detecção de Nêutrons Rápidos via Espalhamento –	
Cintilador de Próton de Recuo: NE-213	19
2.3 – Desdobramento de Espectros de Nêutrons Pelo Código FANTI	21
2.3.1 – Espectro de Energia de Prótons de Recuo	22
2.3.1.1 – Distribuição de Energia do Núcleo de Recuo	23
2.3.2 – Método de Desdobramento de Espectro	26
2.3.3 – Equipamento e Configurações Necessários	27
2.3.4 – Entradas e Saídas do Código FANTI	28
3. MEDIDAS E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	30
3.1 – Aparato Experimental	30
3.1.1 – Tanque d'água	30
3.1.2 – Fonte de Nêutrons	31
3.2 – Montagem do Arranjo	32
3.3 – Material e Método	34
3.3.1 – Acoplamento Detetor – Fotomultiplicadora	34
3.3.2 – Eletrônica Associada ao NE-213	34
3.4 – Calibração do Sistema Eletrônico Associado aos Detetores	38
3.4.1 – Calibração em Energia do NE-213	38
3.4.2 – Montagem do Detetor BF ₃	43
3.5 – Medidas Realizadas	45
3.5.1 – Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material	
Moderador com Absorvedor e Detetor NE-213	45
3.5.2 – Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material	
Moderador com Absorvedor e Detetor BF ₃	50



3.5.3 – Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material	
Moderador e Detetor NE-213	51
3.5.4 – Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material	
Moderador e Detetor BF ₃	52
4. MODELAGEM DE BLINDAGENS COM DUTOS	53
5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES	58
APÊNDICES	
Apêndice A	60
Código FANTI	60
Apêndice B	64
Características Gerais do Código MCNP	64
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	67

1 - INTRODUÇÃO

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

Com a construção dos reatores nucleares, criou-se a necessidade de construir blindagens para proteger os trabalhadores e equipamentos atuantes naquelas instalações. Como houve um grande aumento na potência gerada pelos reatores e uma preocupação severa da população em geral com a segurança dos reatores, aumentou a necessidade de blindagens mais eficientes, que resultaria em uma dose menor para trabalhadores e público em geral.

No final da década de quarenta realizaram-se vários experimentos de medidas de atenuação de nêutrons e raios gamas através de vários tipos de concreto. Já nesses experimentos verificou-se a necessidade de investigar a construção de dutos com geometrias especiais, que minimizassem a transmissão de radiação através da blindagem ^[1].

Um dos arranjos experimentais que se tornou muito conhecido foi o “Lid Tank Shielding Facility” ^[2] constituído de um tanque d’água adjacente à fonte de nêutrons utilizada, dentro do qual os materiais a serem estudados e os detetores poderiam ser submersos, reduzindo assim a contribuição da radiação de fundo nas medidas.

Um experimento realizado no ORNL (Oak Ridge National Laboratory) ^[3] realizado em 1967, serviu 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 nêutrons não colididos, oriundos do reator, que são transmitidos através de amostras espessas de blindagem. Os detetores utilizados para a medida do espectro de energia de nêutrons incidentes na amostra e transmitidos nesse, foram cintiladores NE-213 abrangendo o intervalo de 0,8 a 11,0 MeV. As seções de choque foram avaliadas comparando diretamente os dados experimentais com os obtidos por modelos. Essa técnica de avaliação

de seções de choque tornou-se útil pois possibilitou saber quais são as apropriadas para o cálculo de blindagem e permite determinar quais devem ser melhoradas. Essa técnica indicou incertezas na seção de choque do ferro para energias menores do que 2,5 MeV ^[1].

Experimentos realizados na década de sessenta^[4] serviram para estudar a transmissão, espalhamento e a distribuição energética e angular de radiações gamas e nêutrons, utilizando fontes fixas. O uso desse tipo de fontes tem a vantagem de diminuir os custos e facilitar a montagem do arranjo, mas a baixa intensidade desse tipo de fonte força a utilização de blindagens com espessuras menores e maiores cuidados para obter-se boa estatística de contagem. A baixa estatística de contagens é o maior limitador para experimentos com este tipo de fontes.

Fazendo uso de fontes de Am-Be (37 e 370 GBq), Marsh e outros ^[5] em 1995, utilizaram um espectrômetro de ³He sandwichado, e mediram com alta resolução os espectros produzidos por duas fontes de diferentes tamanhos e atividades. Foram observadas diferenças nos espectros produzidos pelas fontes. Estas diferenças já haviam sido demonstradas teoricamente por Van der Zawn ^[6] em 1969.

O desenvolvimento de aceleradores permitiu a realização de experimentos com fontes de nêutrons com energias específicas e muito intensas, o que facilita as medidas e a análise. Verbinski e outros ^[7], utilizaram um acelerador linear (LINAC) na Gulf General Atomic (GGA) para avaliar códigos computacionais. Este experimento serviu para medir o espectro de energia de fotonêutrons produzidos no alvo de chumbo do acelerador e transmitidos por uma lâmina de água, em função do ângulo com que os nêutrons saem da blindagem de água. O detetor utilizado foi um cintilador líquido NE-213. Verificou-se que deve-se tomar um cuidado especial ao reproduzir nos cálculos a configuração geométrica da fonte de nêutrons. Também observou-se discrepâncias entre os resultados experimentais com os calculados, indicando erros nas seções de choque utilizadas nos cálculos.

O desenvolvimento e aprimoramento da metodologia de cálculo de projeto de blindagem e de dados nucleares (seção de choque), levou a comunidade científica a realizar

um grande esforço científico na área no sentido de realizar experimentos para avaliar a metodologia de cálculo e as bibliotecas de seções de choque utilizadas como dados de entrada. Os estudos neste sentido podem ser direcionados para tornar mais eficientes e mais econômicas as blindagens para as instalações nucleares em geral.

Na década de oitenta, o NEACRP (Comitê para Física de Reatores da Agência Européia de Energia Nuclear), com a participação de renomadas instituições, efetuou cálculos de grandezas de interesse em blindagens utilizando um mesmo código de transporte (ANISN) e oito diferentes bibliotecas de seção de choque. Os resultados dos cálculos de fluxo de nêutrons rápidos apresentam boa concordância até o vaso de pressão mas as doses devido a nêutrons rápidos divergem de um fator 2 (dois) após a blindagem de concreto.

Nas instalações nucleares são utilizadas fontes radioativas ou equipamentos produtores de radiações altamente penetrantes e com grande intensidade, implicando na necessidade de blindagens para a radiação com o objetivo de proteger da mesma os trabalhadores, o meio ambiente, os equipamentos e o público em geral. É inerente ao funcionamento destas instalações a existência de penetrações nas blindagens, tais como portas e dutos para a passagem de fios ou fluidos de processo. Normalmente as penetrações ou as áreas adjacentes a elas são construídas em forma de “labirinto” para minimizar a fuga de radiações por estes pontos da blindagem^[8]. 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 têm sido facilitados com os avanços proporcionados pela utilização do código MCNP-4B, pela evolução na construção de computadores mais rápidos, com maior capacidade de cálculo e também pela maior exatidão na obtenção de seções de choque (ENDF B-VI).

Muitos trabalhos ^[3, 8, 9,10] têm sido publicados nos últimos anos nesta linha de pesquisa, indicando a importância de melhorar os métodos de cálculos disponíveis para a solução para este tipo de problema. Estes cálculos foram muitas vezes realizados com fórmulas empíricas^[11], mas, tornou-se mais eficiente utilizar o código MCNP, em particular

a versão MCNP-4B^[11]. Instalações experimentais têm sido construídas, utilizando como fonte de nêutrons reatores nucleares ou aceleradores de partículas induzindo reações nucleares nas quais são liberados nêutrons, para obter dados experimentais que possibilitem avaliar os métodos de cálculo.

A medida de espectros de energia de nêutrons é importante, pois possibilita validar ou corrigir a metodologia de cálculo empregada nos projetos de blindagens. As medidas de espectros de nêutrons rápidos possibilitam correções próprias aos cálculos teóricos realizados, na calibração de dosímetros, usados na vizinhança de um reator e que exigem o conhecimento preciso do espectro de nêutrons que incidem no detetor, pois o dano causado por uma partícula depende da energia e do tipo da partícula. . No desenvolvimento de novos detetores o conhecimento do espectro a ser medido é de fundamental importância, e também no desenvolvimento de reatores à fusão em que é necessário confeccionar blindagem segura para o público, meio ambiente e operadores e estudar a interação dos nêutrons com a matéria. Na concepção e construção de reatores à fusão, muitos parâmetros (distribuição de velocidade iônica, densidade iônica, interação feixe-plasma, etc) são deduzidos baseados na medida de espectros de nêutrons ^[12].

O trabalho desenvolvido consiste na realização de experimentos de fuga de radiação, para tanto, utilizou-se um arranjo experimental já utilizado em trabalhos na área de física de reatores ^[13, 14, 15, 16] e um programa de deconvolução de espectro de altura de prótons de recuo, chamado FANTI ^[15].

O objetivo principal deste trabalho é avaliar a influência de dutos em blindagens no que concerne aos multi-espalhamentos de nêutrons ao longo dos mesmos. Para tanto, foi necessário atingir os seguintes objetivos secundários: adquirir o conhecimento necessário para desenvolver medidas utilizando diferentes detetores, bem como interpretar os resultados obtidos nas medidas; a reimplantação da técnica de espectrometria de nêutrons com o uso de um cintilador líquido para a aplicação inicial em experimentos em dutos de blindagens e efetuar cálculos de espectros de nêutrons utilizando o código MCNP-4B e comparar os resultados calculados com os experimentais.

2. – MEDIDAS DE ESPECTRO DE NÊUTRONS

A medida do espectro de energia de nêutrons rápidos é importante para obtenção de vários parâmetros na área de física de reatores, 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) é feita utilizando medidas com folhas de ativação de energia limiar, ou medida com sistema de tempo de voo de nêutrons ou com detectores tipo próton de recuo [1, 12, 13, 14, 15, 16]. Dos três métodos, o terceiro tem se tornado o mais popular para a realização desse tipo de medida, pela 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.

Para tanto, fez-se um estudo das técnicas existentes de medidas de espectros de nêutrons utilizando-se do livro “Radiation Detection and Measurement”^[17], apresentadas a seguir. Caso as referências sejam omitidas, considere-se o conteúdo advindo desta obra.

2.1 - MÉTODOS DE DETECÇÃO DE NÊUTRONS TÉRMICOS

Nêutrons são detectados através de reações nucleares que resultam em partículas carregadas como prótons e alfas. Genericamente, todos os detectores de nêutrons são compostos de uma combinação de um material alvo que converte a energia do nêutron em uma partícula detectável com um detector “convencional”, através de uma reação nuclear bem conhecida.

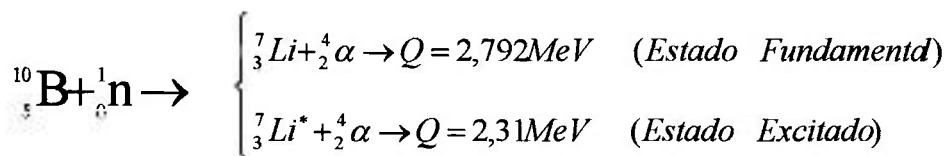
Como a seção de choque dos materiais varia com a energia do nêutron, obtêm-se detectores para as diferentes faixas de energias dos nêutrons, mudando-se o material alvo.

2.1.1 - REAÇÕES DE INTERESSE:

Para que se possa considerar uma reação nuclear interessante, do ponto de vista de aplicabilidade para a detecção de partículas, é necessário levar em consideração alguns fatores, como seção de choque, produtos da reação, energia liberada (Q), sensibilidade do detector a raios gama, etc. As reações apresentadas a seguir, são largamente utilizadas na detecção de partículas.

2.1.1.1 – REAÇÃO COM $^{10}_5B$

Uma reação bastante conhecida de conversão de nêutrons para partículas diretamente detectáveis, portanto de interesse, ocorre com o $^{10}_5B$, e pode ser descrita como segue:



A seção de choque desta reação, para nêutrons térmicos, é de $\sigma_B \approx 3840$ b

O espectro característico (Figura 1) produzido por uma fonte de nêutrons Am-Be detectados por um tubo BF_3 , vemos que o primeiro pico (R) é devido ao ruído eletrônico e à interação dos gamas com o detector.

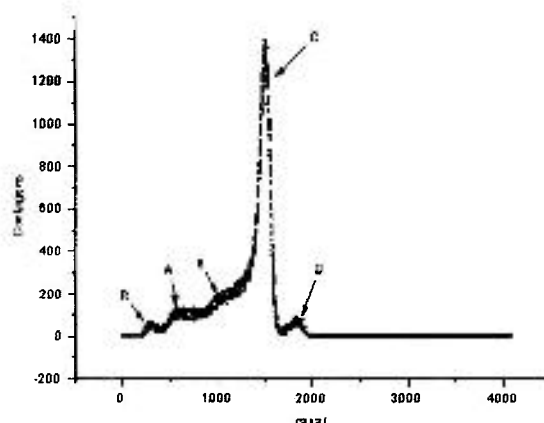


Figura 1: Espectro de altura de pulsos de uma fonte Am-Be obtido com um contador BF_3 .

O segundo e terceiro “picos” (A e B) são devidos ao *efeito parede*, isto por que a reação ocorre próxima às paredes do detetor e por isso não há espaço para as partículas depositarem totalmente suas energias no gás, podendo sair do detetor. Este fenômeno ocorre quando o tamanho do detetor for propício para tal (pequeno diâmetro). O efeito parede pode ser extinto se o BF₃ for suficientemente grande (diâmetro grande). As energias dos picos são correspondentes às liberadas no gás pelo lítio ($E_{Li}=0,84$ MeV) quando este emerge da reação no estado excitado, e pela partícula alfa ($E_{\alpha}=1,47$ MeV).

O quarto pico (C) é aquele que corresponde à energia do lítio no estado excitado ($E_C=2,31$ MeV) Nota-se que esta energia é a soma das energias dos “picos” A e B. A probabilidade da reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ resultar neste estado é de 94%.

O quinto pico(D), corresponde à energia liberada no gás quando o lítio emerge da reação no estado fundamental ($E_D=2,79$ MeV) e tem probabilidade de 6% de resultar da reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$.

O número de contagens, ou áreas dos últimos picos (C e D), corresponde à probabilidade de ocorrência daqueles processos ^[17].

Como pode ser observado na Figura 1, uma das características fundamentais do detetor BF₃ é a excelente discriminação de nêutrons frente aos γ , e isto é devido ao fato que os raios γ interagem com o detetor resultando num elétron, este, por sua vez, possui um poder de freamento baixo em gases, e depositará uma energia pequena que estará à esquerda e longe dos picos devidos às interações com nêutrons.

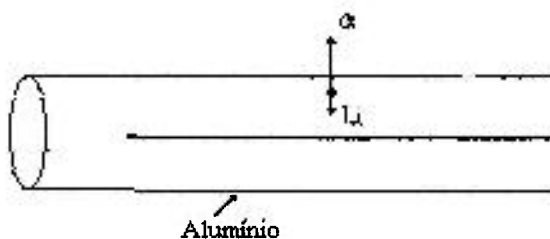


Figura 2: Desenho esquemático de um detetor BF₃.

2.1.1.2 – REAÇÃO COM ${}^6_3\text{Li}$

Outra reação de interesse na detecção de nêutrons térmicos, do tipo (n, α), ocorre entre o ${}^6_3\text{Li}$ e o nêutron:



Cálculos da energia dos produtos resultantes, para nêutrons incidentes com energia desprezível, fornecem os seguintes valores:

$$E_{{}^3_1\text{H}} = 2,73 \text{ MeV}$$

$$E_{\alpha} = 2,05 \text{ MeV}$$

Os produtos desta reação têm direções opostas e a seção de choque para nêutrons térmicos é $\sigma \approx 940 \text{ b}$.

2.1.1.3 – REAÇÃO COM ${}^3\text{He}$

Outra reação de interesse é do tipo (n,p), entre o nêutron e o ${}^3\text{He}$:



Se a reação é induzida por nêutrons térmicos, a seção de choque é de $\sigma_{\text{He}} \approx 5330 \text{ b}$, e os produtos têm preferencialmente direções opostas com as seguintes energias:

$$E_p = 0,574 \text{ MeV} \text{ e } E_{{}^3_1\text{H}} = 0,191 \text{ MeV}$$

A alta seção de choque para a reação ${}^3\text{He}(n,p)$ é um atrativo para o uso deste material na detecção de nêutrons térmicos, em contadores proporcionais.

O efeito parede, neste caso, pode ser diminuído adicionando outro gás que aumente o poder de freamento dos produtos da reação, pois o ${}^3\text{He}$ possui o número de massa muito baixo.

2.1.1.4. – REAÇÃO DE FISSÃO COM ${}^{235}\text{U}$

O ${}^{235}\text{U}$, utilizado em alta concentração em detectores como câmara de fissão, é o material físsil que reage, principalmente com nêutrons térmicos, liberando produtos de fissão que serão detectados. Nêutrons rápidos e epitérmicos também ocasionam fissão, mas em quantidades muito menores.

Medidas com uma câmara de fissão fornecem a distribuição relativa da taxa de fissão, e portanto, do fluxo de nêutrons térmicos, no reator. Obtem-se o fluxo absoluto, também, desde que a câmara de fissão esteja calibrada com medidas realizadas com detectores de ativação posicionados de modo apropriado.

2.1.1.5 – DETETORES AUTO-ENERGIZADOS

Os detectores auto-energizados (SPND – Self Powered Neutron Detector) usam o mesmo princípio da ativação, porém o material que o constitui emite radiação β de meia-vida curta, ou radiação gama, que produz um elétron secundário, que é detectado.

Como o fio central (Figura 3) se torna emissor β , torna-se eletricamente positivo em relação ao coletor (estabelecendo-se uma diferença de potencial) que coleta as cargas

negativas gerados no detector. A corrente elétrica gerada é proporcional à taxa de captura de nêutrons no detector. Já que esta corrente é medida diretamente, não se torna necessário a aplicação de um campo elétrico interno, daí o nome de “auto energizado”.

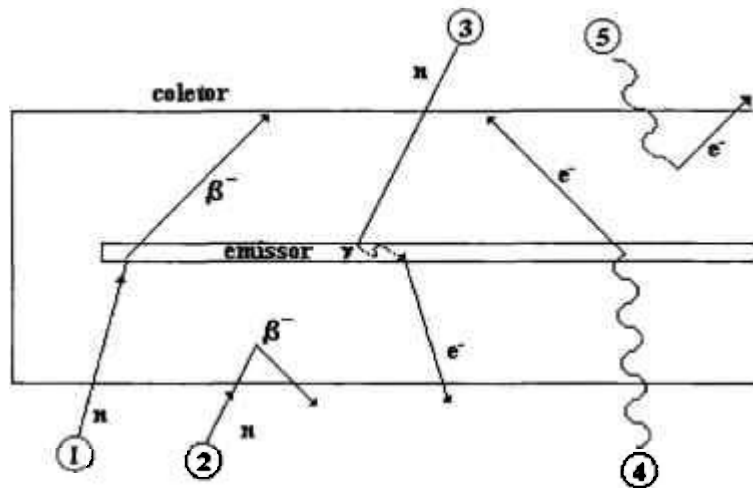


Figura 3: Esquema representando um detector tipo SPND. Os eventos ① e ② são nêutrons capturados seguidos por um decaimento β^- . O evento ③ mostra a emissão de um raio gama emitido na captura de um nêutron, fornecendo um elétron secundário. Os eventos ④ e ⑤ mostram a interferência da produção de elétrons por raios gamas externos. Em detectores padrão SPN o evento ① é a base da resposta para os nêutrons.

2.2 - DETECÇÃO DE NÊUTRONS RÁPIDOS E ESPECTROSCOPIA

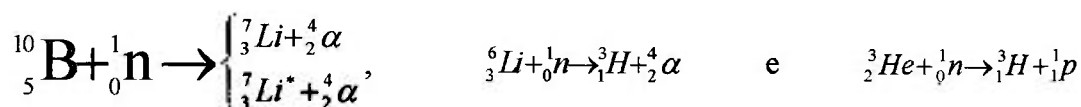
Em princípio todas as reações anteriores podem ser utilizadas para detecção de nêutrons rápidos. No entanto, a probabilidade de ocorrer as reações para estes nêutrons é muito pequena. Isso faz com que a eficiência de detecção seja muito pequena, tornando inviável o uso destes detectores. Mas se os nêutrons forem termalizados antes de chegarem ao detector, a eficiência aumenta, pois a seção de choque também aumenta.

Pode-se dividir os detetores de nêutrons rápidos em quatro grupos genéricos: Os que se baseiam na *moderação de nêutrons*, os que se baseiam na *ativação*, os que são baseados no *espalhamento* do núcleo alvo e os que são baseados no *tempo de voo* dos nêutrons.

2.2.1 – DETECÇÃO DE NÊUTRONS BASEADA NA MODERAÇÃO

No caso de utilizar um detetor de nêutrons térmicos, os nêutrons terão que estar na faixa de energia térmica. Se os nêutrons estiverem com energias altas ou epitérmicas, um detetor de nêutrons térmicos pode ser envolto por materiais moderadores, ou posto atrás desses materiais. Após serem termalizados, os nêutrons rápidos serão detectados.

Três reações são de fundamental interesse para este método de detecção:



A moderação de nêutrons elimina todas informações sobre a energia original dos nêutrons rápidos, descaracterizando-os. No processo de moderação, o nêutron sofre espalhamentos transferindo ao núcleo alvo parte de sua energia.

Detetores baseados neste princípio na forma esférica, são chamados *dosímetros esféricos* (os detetores podem ser BF₃, ³He, câmaras de fissão, etc).

No *long counter* o detetor está disposto no interior de um cilindro de material moderador ou atrás de placas deste material.

O cintilador NaI(Tl) também é usado, detectando gamas de 2,2 MeV provenientes da reação (n,γ), ocorrida no material hidrogenado quando o nêutron é termalizado.

2.2.1.1 - MÉTODOS BASEADOS NA REAÇÃO ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$

Os detectores que se baseiam na reação ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ são:

- Cintilador de iodeto de lítio LiI(Eu)
- Cintiladores de vidro contendo lítio
- Espectrômetro de lítio “sandwichado”

Neste último, uma unidade de coincidência distingue os sinais produzidos por nêutrons rápidos dos produzidos por nêutrons térmicos, pois estes últimos fazem com que os produtos da reação tenham direções opostas, fazendo com que cada produto provoque um sinal que coincide ao chegar no módulo eletrônico, que faz a distinção, sendo então atribuído à nêutrons térmicos. Os nêutrons rápidos liberam os produtos da reação em direções tais que possam atingir o mesmo detetor (Figura 4), assim, podem ser discriminados pela eletrônica. Eventualmente os produtos desta reação podem atingir detetores diferentes, mas o número de eventos em que isso ocorre é muito menor do que aqueles em que os produtos atingem o mesmo detetor.

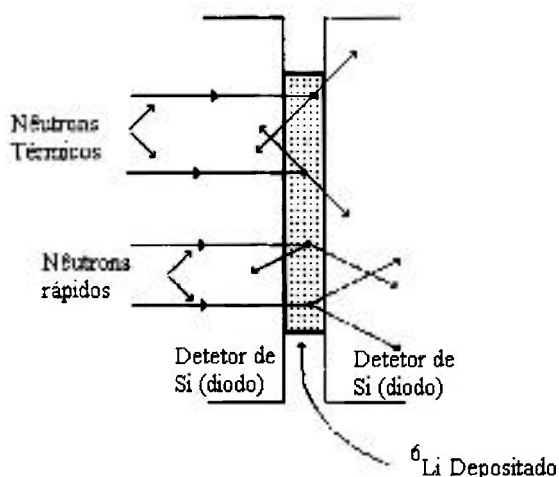


Figura 4: Elementos de um espectrômetro de lítio tipo “sandwich”

2.2.1.2 - MÉTODOS BASEADOS NA REAÇÃO $^3\text{He}(n,p)$

Nos detetores baseados na reação $^3\text{He}(n,p)$, os nêutrons incidem sobre o material que contém ^3He , reagem provocando a liberação de um próton, que é a partícula carregada que ioniza o meio. Os principais detetores baseados nesta reação são:

- Contador proporcional ^3He
- Câmara de ionização com ^3He
- Cintilador de ^3He
- Espectrômetro semicondutor com ^3He “sanduichado”.

2.2.2 – DETETORES DE ATIVAÇÃO

Os detetores de ativação são feitos com materiais que expostos a um fluxo de nêutrons, reagem com os nêutrons e ficam radioativos. Essa radioatividade pode ser medida utilizando-se detetores como iodeto de sódio e HPGe, e fornece informações sobre o fluxo de nêutrons ao qual o material foi exposto. Existem materiais que possuem alta seção de choque para nêutrons com altas energias, e outros cujas seções de choque são altas para energias na região térmica, portanto, a análise por ativação pode ser usada em diferentes faixas de energia, mudando o material alvo.

Características:

- são detetores integrais no tempo
- não apresentam resposta imediata
- são insensíveis à radiação gama
- possuem pequena dimensão
- não necessitam de conexões elétricas
- são pouco sensíveis às condições ambientais (pressão, temperatura...)
- exigem a medida posterior da atividade induzida por detetores de radiação.

Dependendo da energia do nêutron a ser medido, escolhe-se o tipo de material a ser irradiado bem como o tipo de detetor a medir a radiação induzida. A escolha deve ser feita tendo em vista a seção de choque do material para aqueles nêutrons, e a escolha dos detetores, tendo em vista o produto da reação induzida.

O detetor submetido ao campo de nêutrons, tem a população de átomos ativados dada por:

$$\frac{dn}{dt} = N\bar{\sigma}_{at}\phi - n\bar{\sigma}_{ab}\phi - n\lambda \quad (1)$$

onde n é o número de átomos ativados, N é o número de átomos alvo no detetor, $\bar{\sigma}_{at}$ é a seção de choque de ativação do núcleo alvo, $\bar{\sigma}_{ab}$ a seção de choque de absorção média no espectro de energia do campo neutrônico, do radionuclídeo formado, λ a sua constante de decaimento e $\phi(r)$ o fluxo de nêutrons.

A variação temporal da população de núcleos alvos é dada por:

$$\frac{dN}{dt} = -N\bar{\sigma}_T\phi(r) \quad (2)$$

onde $\bar{\sigma}_T$ é a seção de choque média total. A solução desta equação é:

$$N(t) = N_0 e^{-\bar{\sigma}_T\phi(r)t} \quad (3)$$

onde N_0 é o número de átomos alvo no início da irradiação.

Substituindo (3) em (1) obtemos,

$$\frac{dn}{dt} + n \left(\bar{\sigma}_{ab} \phi(r) + \lambda \right) = \bar{\sigma}_{at} \phi(r) N_0 e^{-\bar{\sigma}_T \phi t} \quad (4)$$

Resolvendo a equação (4) pela técnica do fator integrante que consiste em multiplicar ambos os lados da igualdade da equação, neste caso, por $e^{\left(\lambda + \bar{\sigma}_{ab} \phi \right) t}$, temos

$$\frac{d}{dt} \left[n(t) e^{\left(\lambda + \bar{\sigma}_{ab} \phi(r) \right) t} \right] = \bar{\sigma}_{at} \phi(r) N_0 e^{-\left[\lambda + \bar{\sigma}_{ab} \phi(r) \right] - \bar{\sigma}_T \phi(r) t} \quad (5)$$

Integrando a equação (5), considerando que $\bar{\sigma}_{ab} \phi \ll \lambda$ e $\bar{\sigma}_T \phi \ll \lambda$ obtemos a expressão que nos permite relacionar o número de radionuclídeos formados com o tempo de irradiação, assim, fica:

$$n(t_i) = \frac{\bar{\sigma}_{at} \phi(r) N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) = \frac{\bar{\sigma}_{at} \phi(r) NV}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) \quad (6)$$

Sendo $A_0 = n\lambda$ a atividade ao término do tempo de irradiação e $\bar{\Sigma}_{at} = N\bar{\sigma}_{at}$ a seção de choque macroscópica de ativação média no espectro, N o número de átomos alvo por cm^3 e V o volume do detector, reescreve-se (6) tal que

$$A_0 = \bar{\Sigma}_{at} \phi(r) V (1 - e^{-\lambda t_i}) \quad (7)$$

Irradiando-se o detector por um tempo longo (várias vezes maior que a meia-vida do radionuclídeo a ser “formado”) o termo $e^{-\lambda t_i}$ tende a zero, então A_0 (atividade após término da irradiação) tende a um valor máximo que é $\bar{\Sigma}_{at} \phi V$, conhecida como a atividade de saturação do detector (A^∞).

Então, o fluxo é:

$$\phi = \frac{A_0}{\Sigma_{\text{eff}} V} \quad (8)$$

A Figura 5 representa a atividade do detector de ativação em função do tempo (ciclo de irradiação e contagem)

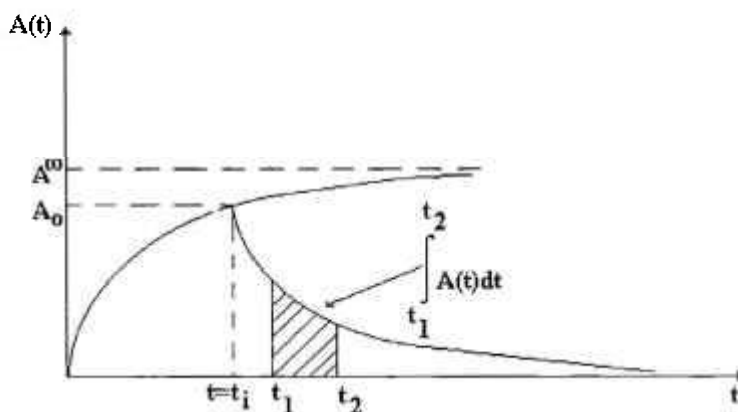


Figura 5: Ciclo de irradiação e contagem para folhas de ativação.

Onde:

- t_i é o tempo de irradiação
- t_1 início da contagem
- t_2 término da contagem

A contagem será:

$$C = \epsilon \frac{A_0 I}{\lambda} e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_c}) + BG \quad (9)$$

Onde ϵ é a eficiência de detecção (adimensional), I é a abundância gama do fotopico contado, BG é a radiação de fundo, t_e é o tempo de espera para se iniciar a contagem e t_c é o tempo de contagem, entre os instantes t_1 e t_2 . Geralmente t_e é o tempo de transportar a amostra do local de irradiação até o de contagem.

Na prática não irradia-se até o detector atingir a sua atividade de saturação, mas até A_0 atingir um valor mensurável [18].

A equação a seguir nos dá o fluxo neutrônico obtido experimentalmente:

$$\phi = \frac{\lambda (C - B G) e^{-\lambda t}}{N_0 \sigma_{2,c} \epsilon I (1 - e^{-\lambda t_1}) (1 - e^{-\lambda t_2})} \quad (10)$$

2.2.2.1 - MEDIDAS DO FLUXO TÉRMICO E EPITÉRMICO [18]

Para realizar medidas nas regiões térmica e epitérmica são utilizadas como folhas ou fios de ativação, materiais que possuem uma seção de choque de ativação com dependência de $1/v$ na região térmica e que apresentem ressonâncias na região epitérmica. A reação predominante nestas duas regiões é de captura radiativa (n,γ). Dois materiais muito utilizados são o cobalto e o ouro.

Ao irradiar-se uma folha de ouro nua (sem cobertura de material absorvedor de nêutrons térmicos, como o cádmio, por exemplo), parte da sua atividade de saturação, A_{nua}^∞ , será devida à reações com nêutrons térmicos e outra devida à nêutrons epitérmicos.

$$A_{nua}^\infty = A_t^\infty + A_e^\infty \quad (11)$$

Onde A_t^∞ e A_e^∞ são as atividades devidas aos nêutrons térmicos e epitérmicos, respectivamente.

A atividade devida à nêutrons térmicos é obtida através da técnica de irradiação de uma folha com e sem cádmio (razão de cádmio). A Razão de cádmio é definida por:

$$R_{Cd} = \frac{A_{nua}^\infty}{A_{Cd}^\infty} \quad (12)$$

Onde A_{Cd}^{∞} é a atividade de saturação das folhas com cobertura de cádmio, que é devida aos nêutrons epitérmicos.

O cádmio possui uma alta seção de choque de absorção para nêutrons térmicos, então serve como um filtro para nêutrons nesta faixa de energia. Mas não é totalmente transparente à nêutrons epitérmicos, absorvendo uma pequena parte destes, de maneira que:

$$A_e^{\infty} = A_{Cd}^{\infty} \times F_{Cd}^{\infty} \quad (13)$$

Onde o fator de cádmio (F_{Cd}^{∞}) depende da espessura da cobertura de cádmio, bem como das características da folha ativada.

Rearranjando e trabalhando com as equações, obtemos as expressões para os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos:

$$\phi_t(r) = \frac{A_{ms}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}} \right)}{N_0 \sigma_{at} K_t} \quad (14)$$

e

$$\phi_e(r) = \frac{A_{ms}^{\infty} F_{Cd}}{N_0 I_R R_{Cd} K_e} \quad (15)$$

Onde K_t e K_e são as perturbações de fluxo para os respectivos fluxos térmicos e epitérmicos. E I_R é a integral de ressonância, que representa o comportamento da seção de choque média térmica de ativação (σ_{at}).

Qualquer instrumento de medida ao ser introduzido num meio produz neste perturbações que afetam a grandeza física a ser medida. Os fatores de correção (K_t e K_e) corrigem os valores dos fluxos considerando os efeitos desta perturbação.

2.2.3 – DETECÇÃO DE NÊUTRONS RÁPIDOS VIA ESPALHAMENTO – CINTILADOR DE PRÓTON DE RECUO: NE-213

Os nêutrons interagem com os núcleos dos átomos, sofrendo espalhamentos (elásticos e inelásticos), entre outras interações. Num espalhamento elástico, se houver uma colisão frontal, haverá uma transferência máxima de energia do nêutron incidente para o núcleo em repouso. Se este núcleo possuir somente um próton ($A=1$), o próton absorverá quase toda a energia transferida, adquirindo maior poder ionizante. É por isso que usa-se materiais hidrogenados nos detectores, fazendo desse método (medida de prótons de recuo), um método muito utilizado para espectrometria de nêutrons. Os materiais podem ser cintiladores ou gases, sendo que os gases apresentam menor eficiência de contagem.

A energia do núcleo de recuo, neste caso, é dada por

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2 \theta) E_n \quad (16)$$

Como consequência, E_R é função direta do ângulo de espalhamento θ e da massa atômica A . As grandezas são apresentadas (identificadas) no diagrama da Figura 6.

Os detectores orgânicos são sensíveis para gamas e para nêutrons. Para os gamas, o processo predominante é o espalhamento Compton (sobre a produção de pares e/ou efeito fotoelétrico) para energias por volta de 0,1 a 10 MeV, pois a predominância de um efeito sobre outro depende do número atômico (Z) e da energia dos gamas [17]. No detector NE-213, os raios gama monoenergéticos (E_γ) produzem elétrons Compton com energia (E_e) variando desde zero até:

$$E_e = \frac{2E_\gamma^2}{0,511 + 2E_\gamma} \text{ MeV.}$$

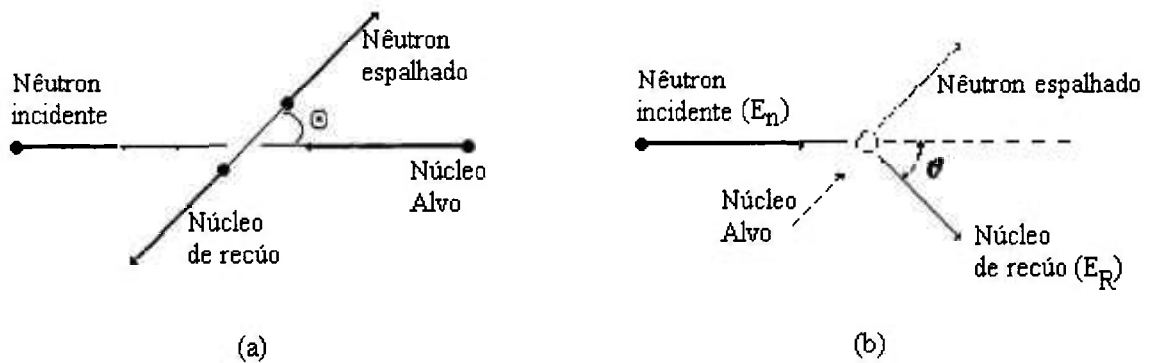


Figura 6: Diagrama representando as direções das partículas espalhadas numa colisão, (a) no sistema centro de massa e (b) no sistema laboratório.

O detector NE-213 (representado na Figura 7) oferece uma boa relação entre eficiência e resolução, boa saída de luz ($\approx 78\%$, com relação ao antraceno)^[17] e não apresenta danos a choques térmicos. Estes detectores têm sido amplamente utilizados, principalmente, por permitirem discriminar raios gama de nêutrons, que produzem elétrons e prótons de recuo, respectivamente. A fração de luz que é produzida (luminescência) depende da partícula que incide. Partículas diferentes de mesma energia podem levar os átomos excitados a estados singletos e tripletos (spins 0 e 1, respectivamente), pois os $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ são diferentes, logo depositam no material energias diferentes. Quando acontece a luminescência, ela se dá por fosforescência ou fluorescência. Em ambos os casos a emissão de luz é originada da excitação do átomo ou molécula, resultante da absorção de uma certa quantidade de energia da radiação incidente.

A componente lenta da cintilação (fosforescência) está relacionada com a excitação das moléculas a estados tripletos, ao longo da trajetória ionizante, essa componente é maior para a incidência de nêutrons do que de raios gamas no cintilador. Isto implica que o sinal de resposta do detector devido à componente lenta é, predominantemente, devido à interação dos nêutrons, enquanto que o sinal proveniente da componente rápida, deve-se, predominantemente, aos gamas.

A constante de decaimento de pulso, no cintilador NE-213, devido aos gamas (10 ns), é menor que ao devido aos nêutrons (130 ns). Esta diferença de tempo na desexcitação dos átomos no NE-213 permite ao discriminador de pulsos diferenciar e identificar pulsos formados por nêutrons e/ou por raios γ , usando o método de discriminação de forma de pulso (*pulse shape discrimination - PSD*).

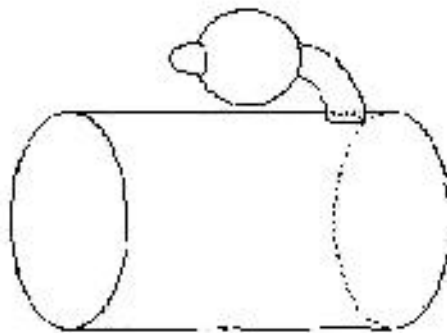


Figura 7: Esquema de um detetor orgânico líquido NE-213^[19].

Este cintilador é uma solução de xileno, ativadores, composto orgânico POPOP (1,4 di{2(5 feniloxazol) } benzeno), que é um deslocador de comprimento de onda e de naftaleno, adicionado para aumentar a produção de luz. Deslocadores de comprimento de onda (absorvem a luz produzida na cintilação e emitem num comprimento adequado) são usados para diminuir a absorção da luz no próprio composto, pelo sistema óptico, nas paredes do recipiente e aumentar a refletância pela tinta usada para pintar este recipiente de vidro no qual foi encapsulado. Esta solução produz alturas de pulso maiores que outros usados para o mesmo fim. Outra característica dos cintiladores orgânicos é que a saída de luz não crescem linearmente com a energia depositada e, sim, proporcional a $E^{\frac{1}{2}}$ ^[17].

2.3 - DESDOBRAMENTO DE ESPECTROS DE NÊUTRONS PELO CÓDIGO FANTI

Em medidas de espectro de energia de nêutrons utilizando-se um detetor NE-213, o que está sendo medido é o espectro de energia dos prótons de recuo, resultantes das

colisões dos nêutrons no material que compõe o detector. Este espectro precisa ser desdobrado (deconvolucionado). Para obter-se o espectro de energia dos nêutrons foi realizada a deconvolução utilizando-se o código FANTI^[20, 21].

2.3.1 - ESPECTRO DE ENERGIA DE PRÓTONS DE RECUO

Numa colisão frontal do nêutron incidente com o núcleo de um átomo, o próton atingido é espalhado na mesma direção do nêutron incidente, resultando na máxima transferência de energia, que de acordo com a equação (16), fazendo $\theta = 0$, teremos:

$$E_R|_{max} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (17)$$

A Tabela 1 mostra a fração máxima da energia do nêutron transferida para o próton em um espalhamento elástico.

Tabela 1: Fração máxima de energia transferida por um nêutron em uma colisão elástica^[17]

Núcleo Alvo	A	$\frac{E_R _{max}}{E_n} = \frac{4A}{(1+A)^2}$
1_1H	1	1
2_1H	2	8/9 = 0,889
3_2He	3	3/4 = 0,750
4_2He	4	16/25 = 0,640
${}^{12}_6C$	12	48/169 = 0,284
${}^{16}_8O$	16	64/289 = 0,221

Note-se que somente na colisão com o hidrogênio o nêutron pode transferir toda sua energia em uma única interação, levando a que sejam construídos detectores de próton de recuo, preferencialmente, com hidrogênio.

2.3.1.1 - DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA DO NÚCLEO DE RECUO

As energias dos núcleos de recuo estão distribuídos entre um mínimo de zero até os valores apresentados na Tabela 1. Em princípio, todos os ângulos de espalhamento são possíveis, então, pode-se esperar obter um espectro contínuo de energias. Se definimos $\sigma(\Theta)$ como a seção de choque diferencial de espalhamento, no sistema centro de massa, então, por definição, a probabilidade de que o nêutron seja espalhado num ângulo $d\Theta$ em Θ é:

$$P(\Theta)d\Theta = 2\pi \sin\Theta d\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \quad (18)$$

onde σ_s é a seção de choque total de espalhamento integrada sobre todos os ângulos. A distribuição de energias do núcleo de recuo ($P(E_R)dE_R$) representa a probabilidade de um núcleo ser espalhado com energia dE_R em E_R . Como $P(E_R)dE_R = P(\Theta)d\Theta$ ^[17], segue que:

$$P(E_R) = 2\pi \sin\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \cdot \frac{d\Theta}{dE_R} \quad (19)$$

Para nêutrons com energia cinética não-relativística, considerando a conservação do momentum e da energia no sistema centro-de-massa temos a seguinte relação para o núcleo de recuo:

$$F_R = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \Theta) E_n \quad (20)$$

agora, obtendo $d\Theta/dE_R$ de (19) e substituindo em (20), teremos:

$$P(E_R) = \frac{(1+A)^2}{A} \cdot \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_r} \cdot \frac{\pi}{E_n} \quad (21)$$

Se o espalhamento é isotrópico no sistema centro-de-massa, podemos fazer uma consideração muito importante, que é o fato de $\sigma(\Theta)$ não mudar com Θ e ainda é igual a uma constante $\sigma_s/4\pi$. O hidrogênio é o isótopo preferido para construir detetores de prótons de recuo, e a distribuição de energia esperada para ele é um simples retângulo, variando desde zero até a energia total do nêutron incidente, conforme a Figura 8. Entretanto, na prática, existem vários fatores que complicam e podem distorcer essa simples resposta retangular.

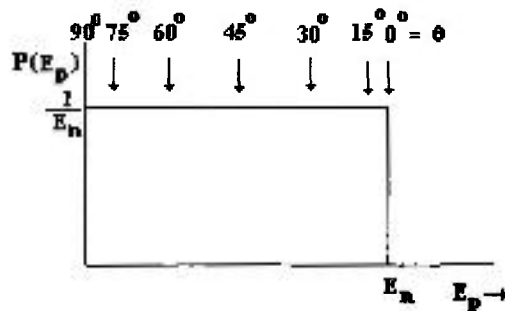


Figura 8: Distribuição de prótons de recuo produzidos por nêutrons monoenergéticos.

Dentre os fatores que distorcem a distribuição esperada, para todos os prótons de recuo provenientes de qualquer elemento (Hidrogênio ou Carbono), podemos citar:

- Os diferentes materiais que compõe o solvente do cintilador;
- O tamanho do cintilador;

Estes fatores modificam a função resposta do detetor, pelas seguintes razões físicas:

- não linearidade da saída de luz com relação à energia;
- efeito parede;
- múltiplo espalhamento no hidrogênio;
- espalhamento no carbono;
- resolução do detetor e
- a competição entre reações em altas energias.

A soma de todos estes efeitos leva ao resultado mostrado na Figura 9. Estas modificações devem ser levadas em consideração pelos códigos que realizam deconvolução de espectros de altura de pulsos.

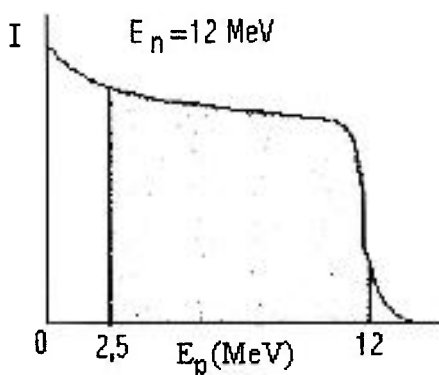


Figura 9: Efeito dos processos físicos existentes no processo de detecção de nêutrons rápidos, onde I é a variação do número de prótons de recuo com relação à energia.

Quando se usam detetores baseados em prótons de recuo, faz-se necessário fixar um discriminador para eliminar todos os pulsos abaixo de uma determinada amplitude. Essa necessidade faz-se sentir devido à existência de ruído eletrônico no sistema e também, e principalmente, pela não linearidade da resposta do detetor para nêutrons de baixas energias. O estabelecimento de um nível de discriminação modifica a eficiência do detetor, conforme vemos na Figura 9, onde se vê que os pulsos que são detectados estão no intervalo demarcado pela área sombreada, que vai de 2,5 a 12,0 MeV. A não linearidade do sinal devido a nêutrons de baixa energia (abaixo de 2,5 MeV) também requer que os sinais gerados por estes nêutrons sejam eliminados, pois os pulsos registrados, ao serem desdobrados, não correspondem às verdadeiras energias dos nêutrons incidentes.

2.3.2 - MÉTODO DE DESDOBRAMENTO DE 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 detetor ($\phi(E_n)$) pela equação

$$M(E_p) = \int_{E_m}^{\infty} R(E_p, E_n) \phi(E_n) dE_n \quad (22)$$

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

A equação (22) 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^[15].

É importante salientar que nenhum espectrômetro real mede $M(E_p)$; sendo que a quantidade medida são valores discretos, dados por:

$$M_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} M(E) dE \quad (23)$$

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_i , obtendo-se um histograma $E_p \times I$ (Figura 10-b), onde I é o número de contagens naquele canal.

O desdobramento (deconvolução) de espectro, ou seja, solução da equação (22) é feita utilizando-se algoritmos numéricos, apresentados no apêndice A, resultando na Figura 10-c.

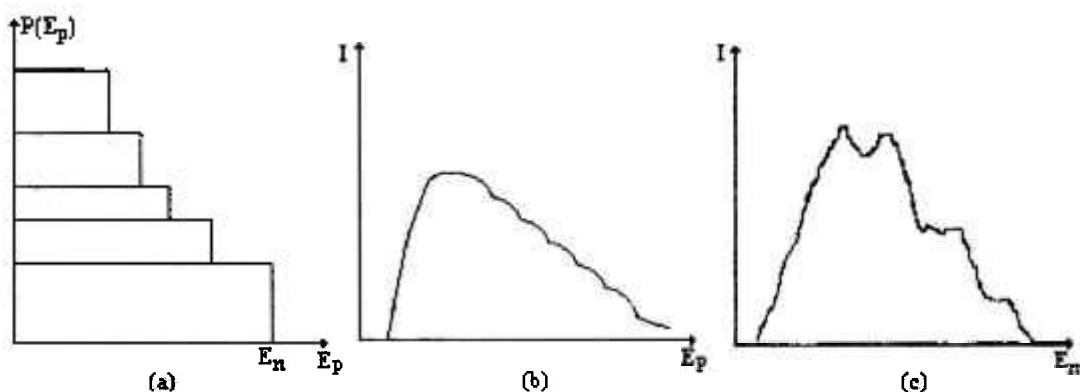


Figura 10: (a) O espectro esperado; (b) distorções por efeitos físicos e (c) espectro de energias dos nêutrons.

Dois métodos de desdobramento de espectros têm sido divulgados na literatura, a saber: Método derivativo e o da 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.

2.3.3 - EQUIPAMENTO E CONFIGURAÇÕES NECESSÁRIOS

O código FANTI, descrito com maiores detalhes no apêndice A, deve ser executado no modo MS-DOS. Se o Windows 3.x estiver instalado no computador, basta que este não esteja sendo executado para que se consiga executar o código. Não é possível executar no ambiente Windows em uma janela do modo MS-DOS. Se o Windows 95, ou superior, estiver instalado, deve-se executar o FANTI no ambiente de trabalho “somente prompt do modo de segurança”, para tanto, ativa-se a tecla “F8” antes que o sistema carregue a versão do Windows presente, e então escolhe-se referido ambiente de trabalho.

O tempo de execução varia conforme a configuração do computador no qual executa-se o código FANTI. Os casos extremos foram uma máquina com 8 MB de memória RAM, com processador 486, e outra com 32 MB de memória RAM e processador PENTIUM - 233 MHz, onde obteve-se os resultados em aproximadamente 19 s e 2 s,

respectivamente. É necessário que o computador esteja equipado com um coprocessador matemático.

2.3.4 - ENTRADAS E SAÍDAS DO CÓDIGO FANTI

O código FANTI ^[27] (Apêndice A) foi elaborado a partir dos códigos FERDOR ^[20] e FORIST ^[21], e 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 ^[20] e FORIST ^[21] que necessitam de espectros para dois ganhos de amplificação. O código FANTI também possibilita o desdobramento do espectro para energias superiores a uma dada energia limiar, que é um dos parâmetros de entrada do código. Outros parâmetros de entrada são: a calibração em energia da medida, o número de canais iniciais a serem desprezados desse espectro, o número de pontos de energias e o intervalo entre elas, no qual o espectro deve ser calculado, e ainda outros parâmetros, dentro de um mesmo arquivo formatado (file30), espectro medido (file10), o espectro de radiação de fundo (file20), que é opcional, e a matriz resposta (file40), conforme a Figura 11.

Na saída do FANTI é apresentado o vetor solução suavizado (ajustado por mínimos quadrados) e a incerteza estatística estimada, em forma tabular e gráfica, bem como o resultado dos testes de consistência do método aplicado ao problema.

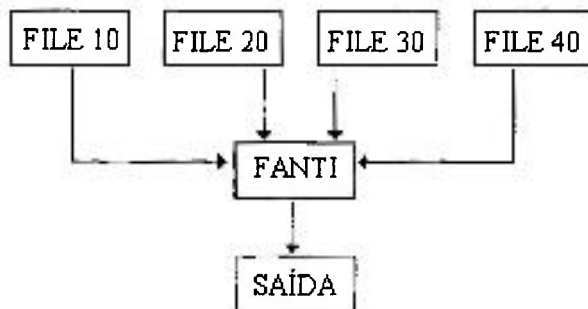


Figura 11: Diagrama de blocos de execução do código FANTI

Para fins de ilustração, temos a seguir um espectro obtido de um caso teste, para verificar se o programa estava fornecendo resultados satisfatórios, onde os dados referentes à energia 9980 KeV foram gerados por Monte Carlo (Figura 12-a). O que devemos esperar, após o desdobramento, é uma função Delta de Dirac na energia citada (Figura 12-b).

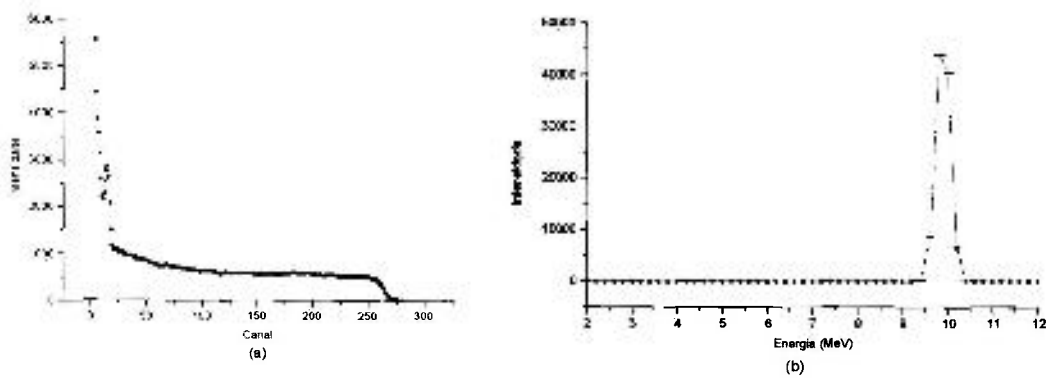


Figura 12: Espectro gerado por Monte Carlo à partir de dados experimentais (a) é desdobrado pelo código FANTI.(b)

3. MEDIDAS E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

O trabalho experimental realizado pode ser dividido em cinco fases:

- a) Elaboração e montagem de todo o arranjo experimental;
- b) Calibração dos sistemas de medidas de radiação e verificação da estabilidade dos mesmos;
- c) Medidas do espectro de energia dos nêutrons com o detetor fixo frente à fonte (posição P1), para verificação da acurácia do sistema de medidas, comparando-se os resultados com a literatura;
- d) Reimplantação do código FANTI em microcomputadores da divisão de Física de Reatores;
- e) Medidas da distribuição espacial e energética dos nêutrons que emergem das placas, deslocando os detetores para várias posições conforme Figura 13;
- f) Análise dos resultados.

3.1 - APARATO EXPERIMENTAL

O aparato experimental foi montado no galpão do acelerador Van de Graaff, do IPEN/CNEN-SP, onde dispõe-se de um tanque d'água que serve de suporte para as placas, fontes de nêutrons, fontes emissoras de raios gamas, um monitor de nêutrons tipo BF₃ e o sistema de detecção associado ao NE-213.

3.1.1 – TANQUE D'ÁGUA

O tanque d'água é uma estrutura de cantoneiras metálicas, revestidas de aço carbono, com 1,60 m de largura por 2,60 m de comprimento e 2,60 m de altura, tendo na

sua face frontal uma abertura cúbica de 0,59 m de aresta que é usada como seção de testes (Figura 13). Este tanque, além de servir de apoio para a blindagem a ser estudada, é utilizado como blindagem para nêutrons e gamas que não vão diretamente da amostra para o detetor, reduzindo a radiação de fundo na posição do detetor, proveniente da radiação espalhada nas paredes e chão do laboratório.

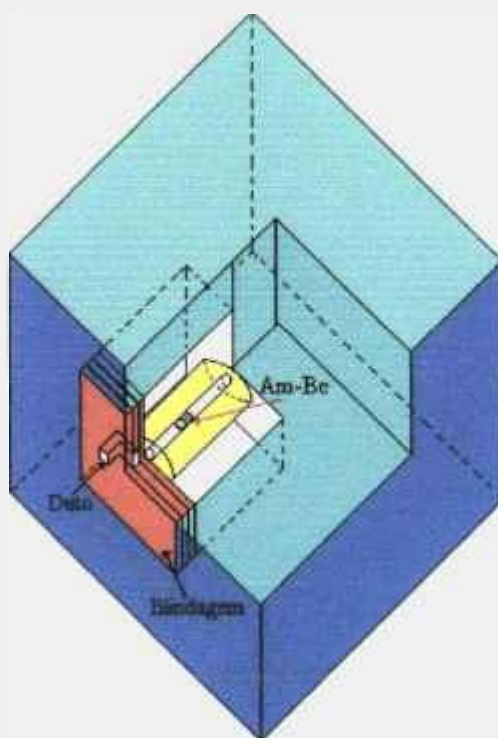


Figura 13: Representação esquemática do tanque d'água.

3.1.2 - FONTE DE NÊUTRONS

A fonte de nêutrons utilizada é uma fonte Am-Be de 1 Ci, fabricada pela Amershan, com um formato cilíndrico encapsulada por aço inoxidável, perfazendo um total de 1,5 cm de diâmetro e 2,5 cm de altura. Este formato foi levado em consideração quando foram feitas as avaliações dos resultados, pois faz com que a fonte contribua mais nas contagens em uma posição do que em outra, por ter mais ou menos blindagem entre a porção da fonte

exposta e o detetor. Considera-se que a fonte é isotrópica quanto à emissão de nêutrons. A fonte foi posicionada com o eixo do cilindro na mesma direção do eixo do detetor, pois sabe-se que com este tipo de fonte, a variação da taxa de emissão com o ângulo é mínima no eixo azimutal [5]. A fonte é disposta dentro de um tubo vazado de polietileno, que serve como blindagem para a mesma e como colimador para os nêutrons. O tubo, por sua vez, é circundado por blocos de parafina, e posto na seção de testes no tanque d'água.

Inicialmente a fonte de nêutrons estava sem o colimador e a blindagem de parafina, que foram adicionados no decorrer da calibração do equipamento, para aumentar o fluxo de nêutrons nos detetores, e para diminuir o espalhamento de nêutrons pelo chão e paredes do laboratório. O colimador é um tubo vazado de polietileno com 20 cm de comprimento, diâmetro externo de 10 cm, e diâmetro interno de 2,5 cm.

3.2 - MONTAGEM DO ARRANJO

Na primeira configuração da montagem experimental usou-se três placas de polietileno borado, perfuradas de modo à simularem uma blindagem com um duto quadrado em forma de “labirinto”, esquematizado na Figura 14. Duas placas têm furos com área de seção transversal de 2,4×2,4 cm, que é a espessura exata das placas utilizadas, facilitando a confecção do furo na placa do meio, que tem 2,4 cm de altura por 9,6 cm de comprimento. As placas são homogêneas e medem 57×57×2,4 cm. O material do qual as placas são compostas têm uma densidade de aproximadamente 0,78 g/cm³.

Montou-se também, um aparato conforme Figura 15, com placas de parafina, sem material com alta seção de choque para absorção de nêutrons térmicos. As placas de parafina também simulam uma blindagem com um duto em forma de labirinto. Duas placas têm furos com área de seção transversal de 3,5×3,5 cm, que é a espessura exata das placas utilizadas, facilitando a confecção do furo na placa do meio, que tem 3,5 cm de altura por

14,0 cm de comprimento. Cada placa mede 3,5×40×30 cm. A parafina utilizada para a confecção das placas possui uma densidade de aproximadamente 0,88 g/cm³.

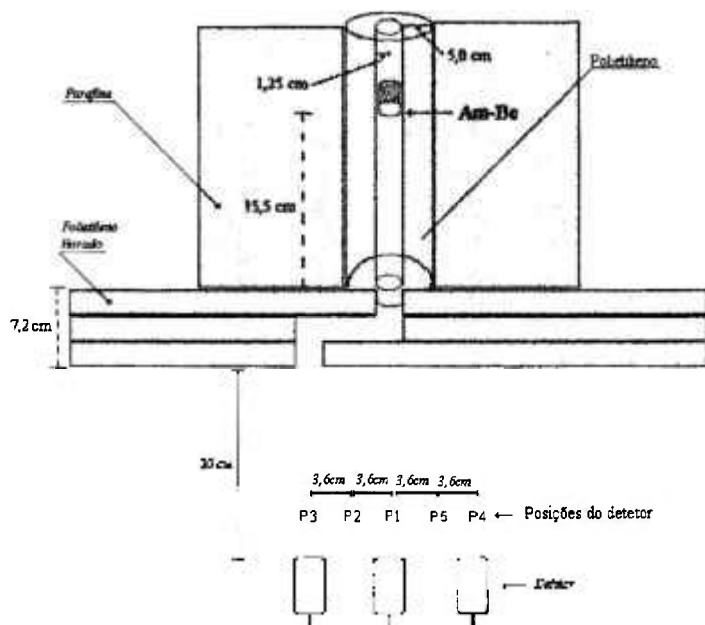


Figura 14: Representação esquemática do arranjo experimental com placas de polietileno borado e detector NE-213 ou BF₃. Vista superior.

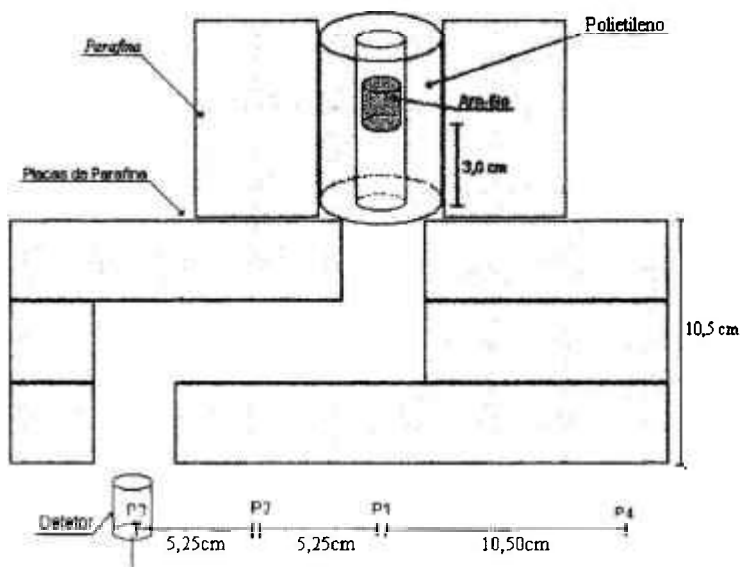


Figura 15: Vista superior do arranjo experimental utilizando placas de parafina e detector BF₃ ou NE-213.

3.3 - MATERIAL E MÉTODO

3.3.1 - ACOPLAMENTO DETETOR-FOTOMULTIPLICADORA

O detetor NE-213 foi acoplado opticamente à fotomultiplicadora RCA 8575 por intermédio de um guia de luz (lucite), pintado externamente com uma tinta refletora, para obter maior uniformidade na coleta de luz ^[15], aumentando assim, a resolução do detetor. Tanto a fotomultiplicadora quanto o guia de luz têm o diâmetro de 5,12 cm, permitindo um acoplamento perfeito. Usou-se um composto de silicone, colocando pequenas quantidades nos centros das faces a serem conectadas, de um lado ao detetor cintilador e do outro à fotomultiplicadora, e girando as partes a serem conectadas até que as bolhas de ar fossem eliminadas. Então, já estando o detetor opticamente acoplado à fotomultiplicadora, o conjunto é coberto por uma folha fina de alumínio com a parte refletora para dentro e depois totalmente envolvido com uma fita isolante preta, para evitar a entrada de luz que causaria sinais espúrios que poderiam “queimar” a fotomultiplicadora

3.3.2 - ELETRÔNICA ASSOCIADA AO DETETOR NE-213

Montou-se o sistema de detecção conforme Figura 17, onde utilizou-se, como detetor, um cintilador líquido NE-213 de 5,12 cm de altura por 3,84 cm de diâmetro.

O canal zero de energia, foi determinado com boa precisão usando um gerador de pulsos, modelo 8210 da Camberra, sendo que este ponto encontra-se em torno do canal zero (-0,024) no multicanal. Verificou-se também que o sistema eletrônico associado ao detetor NE-213 tem resposta linear com a altura de pulso que entra no pré-amplificador.

O sinal linear do dinodo da fotomultiplicadora é pré-amplificado (ORTEC 113), passa por um amplificador com dupla linha de atraso (DLA ORTEC-460), de modo a ficar

bipolar e possibilitar a análise do pulso no PSA/TSCA ORTEC-552. A unidade ORTEC 552 fornece duas saídas de pulsos; uma 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. Essas duas saídas servem respectivamente para disparar e parar o conversor de tempo para altura de pulso (TAC ORTEC 567).

A técnica de discriminação por fração constante possibilita o disparo de um sinal de tempo (start), 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 (stop), também independente da altura de pulso, mas em um instante proporcional ao tempo de formação do pulso no detector, que é da ordem de 130 ns para os nêutrons e 10 ns para os gamas ^[15]. Assim sendo, o intervalo de tempo entre os dois sinais temporais é maior para pulsos devido à nêutrons do que para pulsos devido aos gamas. A saída desse conversor, quando visto num analisador multicanal, produz a distribuição de altura de pulso apresentada na Figura 16, na qual tem-se dois picos; um devido à nêutrons e outro devido à gamas, ressaltando assim a diferença no tempo de formação de pulsos produzidos no cintilador NE-213 por esses dois tipos de radiação.

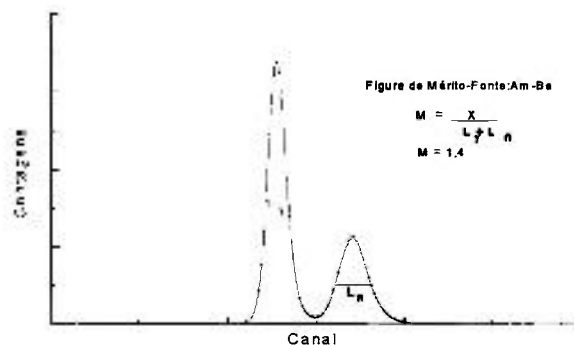
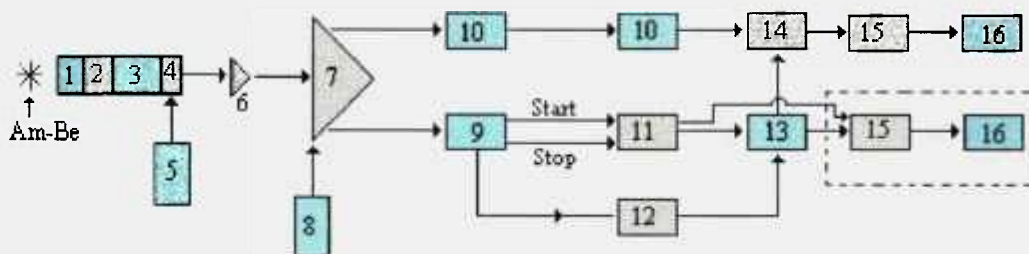


Figura 16: Distribuição de altura de pulso na saída do TAC-567.

O TAC 567 da ORTEC tem incorporado um analisador monocanal possibilitando a saída de um pulso devido à nêutrons ou gamas, dependendo do nível do discriminador. O analisador de forma de pulso (PSA/TSCA 552) também tem incorporado um analisador monocanal que permite estabelecer para uma de suas saídas um limiar (“threshold”) para a altura dos pulsos de entrada (pulsos provenientes do amplificador), possibilitando assim

eliminar pulsos devidos à ruído. A unidade de coincidência (ORTEC 418-A) 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 monocanais. Os pulsos que saem do pré-amplificador passam por um amplificador (saída unipolar do DLA ORTEC 460), sofrem um atraso temporal 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.

Figura 17: Diagrama de blocos do sistema eletrônico do espectrômetro de Nêutrons NE-



213.

Onde:

- | | |
|---|----------------------------------|
| 1: Cintilador NE-213; | 2: Guia de Luz de lucite; |
| 3: Fotomultiplicadora RCA 8575; | 4: Base PMT 265; |
| 5: Alta tensão Fluke 415-B; | 6: Pré-Amplificador 113; |
| 7: Amplificador com DDL 460; | 8: Pulsador Camberra 8210; |
| 9: Analisador de forma de Pulso 552; | 10: Amplificador de atraso 427; |
| 11: Conversor de tempo para altura de pulso: TAC-567; | 12: Gerador de disparo e atraso; |
| 13: Unidade de coincidência 418-A; | 14: Porta linear 426; |
| 15: ADCAM; | 16: Analisador Multicanal |

Cada módulo eletrônico produz um sinal característico, que está relacionado com o pulso produzido no detetor. Estes pulsos foram captados em um osciloscópio, analisados e então gravados em microcomputador, utilizando o software “Wave Star” da Tektronicx, que é a fabricante do referido osciloscópio. Estes sinais estão apresentados na Figura 18.

A eficiência de detecção do cintilador NE-213 não varia linearmente com a energia

dos nêutrons ^[15], principalmente para energias abaixo dos 800 KeV. No caso de raios gamas a eficiência de cintilação varia linearmente até energias mais baixas. Devido a essa não linearidade torna-se necessário o estabelecimento de uma energia limiar na detecção de nêutrons.

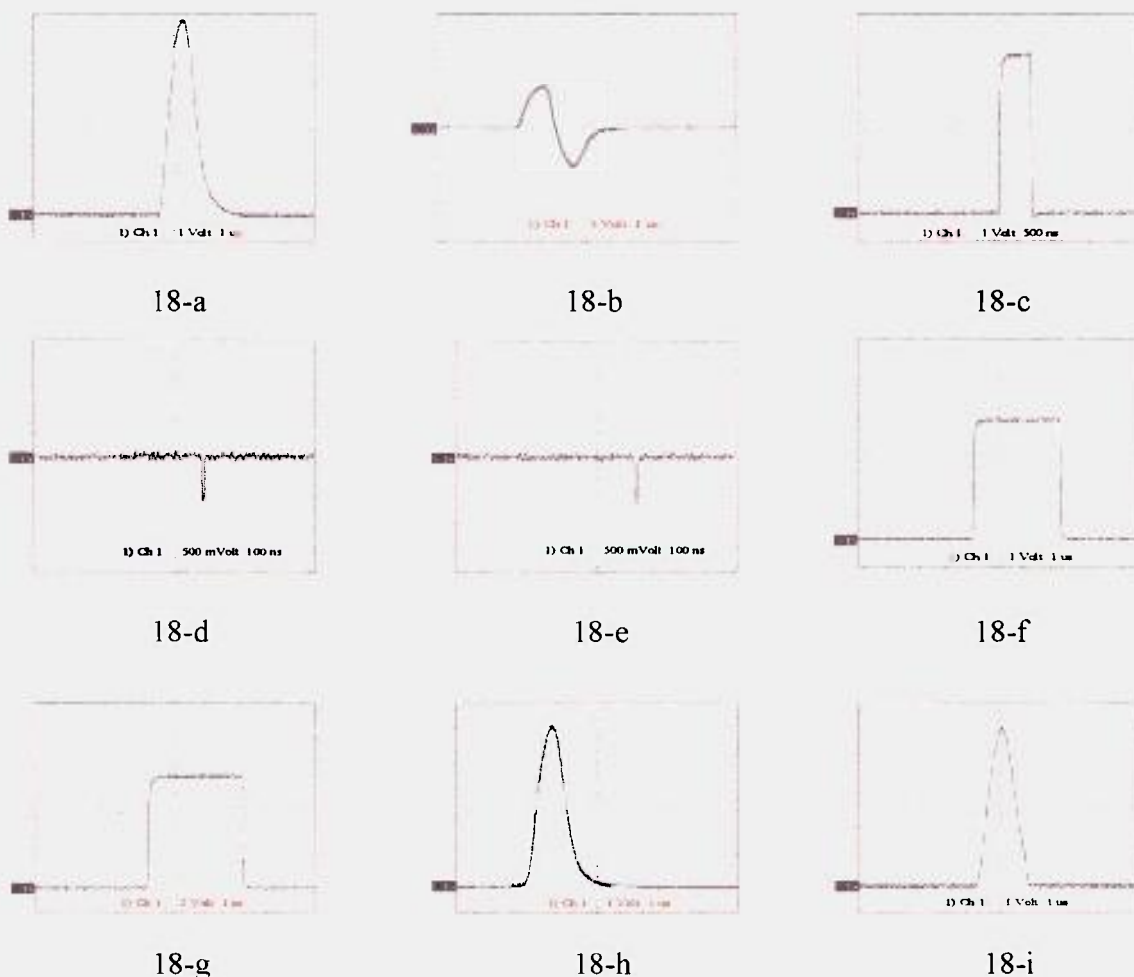


Figura 18: Sinais obtidos nas saídas de alguns módulos eletrônicos do arranjo do detector NE-213. Onde: (18-a) sinal de saída unipolar do 460; (18-b) sinal bipolar do amplificador 460; (18-c) sinal de saída do 552; (18-d) start; (18-e) stop; (18-f) sinal produzido no TAC 567; (18-g) sinal do 418-A; (18-h) sinal de saída do 427-A; (18-i) sinal que sai da porta linear.

3.4 - CALIBRAÇÃO DO SISTEMA ELETRÔNICO ASSOCIADO AOS DETETORES

3.4.1 - CALIBRAÇÃO EM ENERGIA DO DETETOR NE-213

Utilizando-se uma fonte radiativa de Am-Be para realizar as medidas, cria-se a necessidade de separar os sinais devidos aos nêutrons e aos gamas, pois a fonte emite ambas as partículas (e ainda existem os gamas produzidos pelas interações dos nêutrons com o material que serve de blindagem) e o detetor NE-213 é sensível aos nêutrons e aos gamas. O sistema representado na Figura 17 deve ser ajustado de modo que consiga discriminar os sinais produzidos por ambas as partículas.

A interação destas partículas com o detetor gera sinais que, quando vistos por um multicanal, na saída do TAC – 567, resulta na figura de mérito (Figura 16), que apresenta um pico devido à interação dos gamas e outro devido à dos nêutrons. Usando a referida figura, e fazendo uso de um discriminador monocanal existente no módulo TAC - 567, faz-se a separação dos sinais produzidos pelas partículas, ajustando o equipamento de modo a permitir passar apenas os sinais devido aos nêutrons (acima do vale formado entre os picos). Quando o objetivo for detectar os sinais devido aos gamas (quando faz-se a calibração em energia), usa-se os sinais que estiverem abaixo do vale formado entre os picos.

O sistema eletrônico gera ruídos característicos dos módulos eletrônicos, e estes podem ser interpretados pelo multicanal como sinais nucleares, então, é necessário que o ruído seja reduzido ao máximo e discriminados quando abaixo de determinada amplitude. Para discriminar o ruído faz-se uso de um monocanal existente no módulo 552 (analisador de forma de pulso) para estabelecer um limite de “corte” para a amplitude de sinais. A relação sinal-ruído na entrada do amplificador foi maior que 10, o que significa que os sinais devidos aos pulsos nucleares são pouco mascarados pelo ruído eletrônico.

Como o sistema associado ao detetor NE-213 responde linearmente à energia dos raios gamas, o espectro de altura de pulso é calibrado em energia utilizando-se fontes de raios gama de energias conhecidas. Tem-se à disposição fontes emissoras de raios gama como Am-Be, ^{60}Co , ^{137}Cs e ^{22}Na . Para o estabelecimento do canal que corresponde à energia do gama, demonstra-se teoricamente que deve-se utilizar o canal correspondente à dois terços da borda Compton [22, 23].

O detetor NE-213 detecta raios gama pela produção de elétrons Compton e nêutrons pela produção de prótons de recuo, produzidos no detetor por raios gama e nêutrons, respectivamente. Então, a energia que o sistema indica, no caso de detecção de gama, é a dos elétrons Compton produzidos no cintilador. Para correlacionarmos a energia dos gama incidentes para com a dos elétrons Compton, usamos a seguinte expressão que indica a diferença de energia entre a partícula incidente e a partícula emitida^[17]:

$$\Delta E = hv - E_{e^-} \Big|_{\theta=\pi} = \frac{hv}{1 + \frac{2hv}{m_0c^2}} \quad (19)$$

Onde $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$, hv é a energia do gama incidente, e $E_{e^-} \Big|_{\theta=\pi}$ é a energia do elétron resultante quando o gama interage colidindo frontalmente. Na equação acima, isolamos $E_{e^-} \Big|_{\theta=\pi}$ e então temos o valor da energia que deverá ser utilizado para realizar a calibração do multicanal.

Na Tabela 2, temos os valores das energias dos gamas emitidos e dos correspondentes elétrons Compton, e nas Figuras 19, 20, 21 e 22, temos espectros devidos aos gamas detectados no NE-213.

O cintilador possui baixa resolução, então os picos do ^{60}Co que estariam bem distintos em outros detetores (como NaI e HPGe), com o detetor NE-213 aparecem como

sendo um único pico, portanto é necessário usar a média das energias para calibrar o sistema, como indicado na Tabela 2.

Tabela 2: Energias dos gamas emitidos e dos correspondentes elétrons Compton

Nuclídeo	E_γ (MeV)	E_c (MeV)
Am-Be	4,44	4,1984
^{22}Na	1,257	1,06215
^{60}Co	1,333	Média dos dois picos 1,03945
^{60}Co	1,17	
^{137}Cs	0,662	0,47765
^{22}Na	0,511	0,34067

Cada espectro apresenta sua borda Compton (Figuras 19, 20, 21 e 22) em um canal diferente. O sistema tem resposta linear com a energia dos raios gama incidentes no detector, como podemos observar na Figura 23. 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.

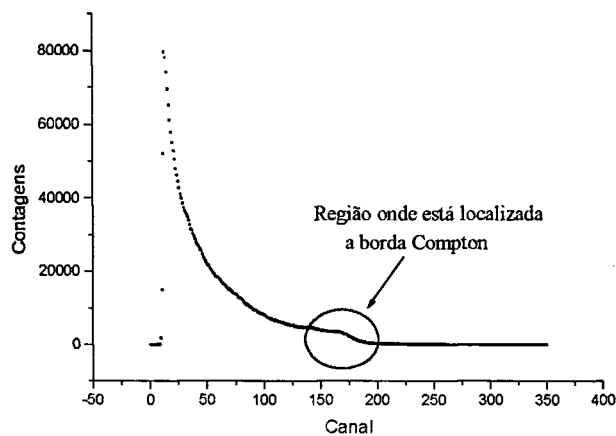


Figura 19: Espectro gama de uma fonte Am-Be obtido pelo detector NE-213.

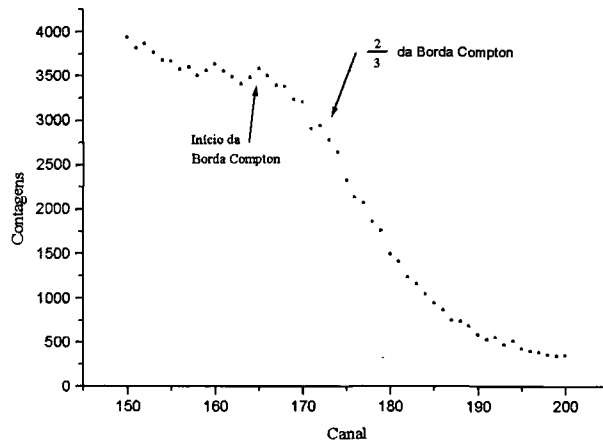


Figura 20: Detalhe de um espectro gama de uma fonte Am-Be obtido pelo detetor NE-213

9

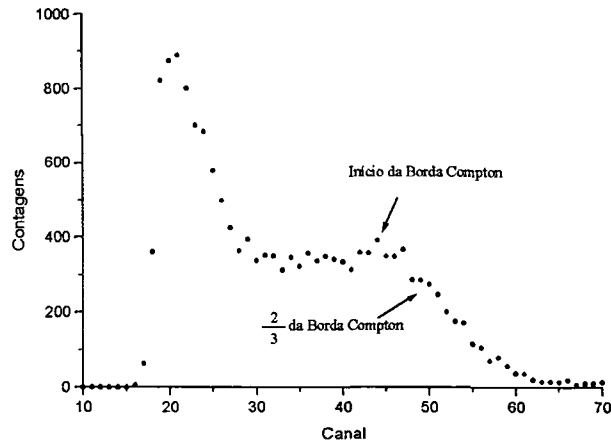


Figura 21: Espectro gama de uma fonte Co^{60} obtido pelo detetor NE-213

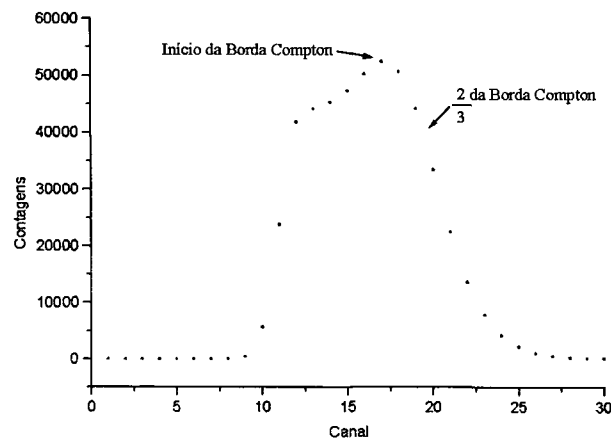


Figura 22: Espectro gama de uma fonte Cs^{137} obtido pelo detetor NE-213

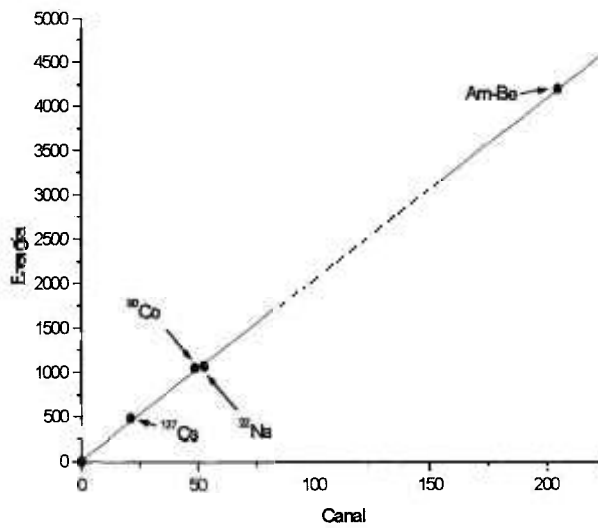


Figura 23: Curva de calibração em energia para o detetor NE-213 e sistema eletrônico associado.

O ganho de amplificação foi ajustado para que o sistema fornecesse um valor próximo de 20 keV por canal, que é o valor utilizado pelo código FANTI na geração da matriz resposta do detetor.

3.4.2 - MONTAGEM DO DETECTOR BF₃.

Montou-se um sistema de detecção, conforme Figura 24, onde utilizou-se um detector proporcional de nêutrons tipo BF₃ para fins de detectar os nêutrons térmicos emergentes dos dutos nas blindagens. Este detector foi escolhido por ter alta eficiência (maior que 90%) para nêutrons térmicos (0,025eV)

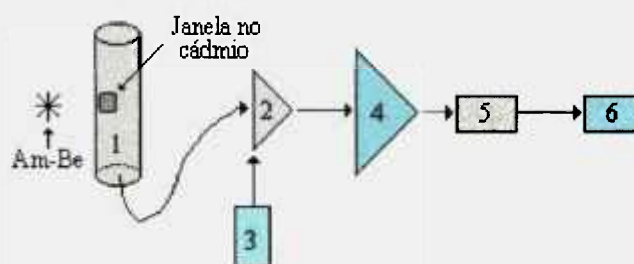


Figura 24: Diagrama de blocos do sistema eletrônico do detector de Nêutrons BF₃.

Onde:

- | | |
|---|--|
| 1: Detetor BF ₃ envolto por cádmio,
com uma janela de 2,4×2,4 cm; | 2: Pré-Amplificador ORTEC 142PC; |
| 3: Fonte de alta tensão Fluke 415-B; | 4: Amplificador ORTEC 460; |
| 5: ADCAM; | 6: Analisador multicanal acoplado a um
computador com programa Maestro, da ORTEC. |

O equipamento eletrônico utilizado estava à disposição no laboratório Van de Graaff, e alguns módulos foram reutilizados da montagem do detetor NE-213.

Levantou-se uma curva de tensão × contagens para aquele detetor, conhecida como curva patamar, apresentada na Figura 25, para determinar-se a tensão de operação do detetor em uso.

Como o cádmio possui uma alta seção de choque para nêutrons térmicos, portanto, age como um filtro para estes nêutrons, encapsulou-se o detetor BF₃ com uma folha de

cádmio de 0,5 mm. Uma pequena janela de 2,4×2,4 cm foi aberta no encapsulamento para que fosse possível detectar apenas os nêutrons térmicos emergentes do duto na blindagem.

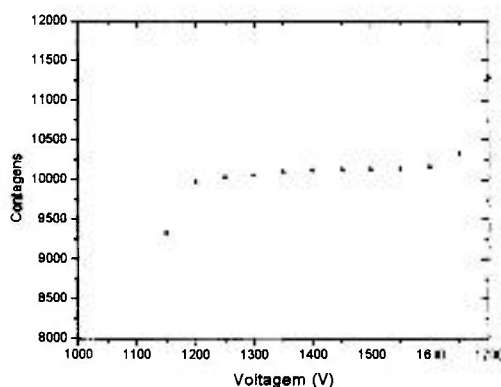


Figura 25: Curva de tensão × contagens do detector BF₃ utilizado.

As contagens foram obtidas utilizando-se um recurso do multicanal que fornece a integral do espectro dentro de um intervalo de interesse (ROI: region of interest), que neste caso iniciou-se acima dos pulsos devidos aos gama e ao ruído eletrônico. Deste modo, determinou-se que a tensão de operação é 1450 V, que aplicada ao detector BF₃ fornece um bom espectro de altura de pulsos (Figura 1). Para cada tensão de operação é necessário ajustar a região de interesse.

Realizou-se um teste de tempo morto para este sistema, determinando-se que o mesmo é classificado como não-paralizável [17], logo, o sistema fornece resultados confiáveis.

3.5 – Medidas Realizadas e Análise dos Resultados

3.5.1 - Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material Moderador com Absorvedor e Detetor NE-213

Fez-se uma medida de prótons de recuo que após a deconvolução resultou no espectro de energia de nêutrons (Figura 27). Esta medida foi realizada sem as placas entre a fonte e o detetor, na posição P1 (Figura 14), para comparar com o espectro apresentado na literatura (Figura 28), podendo-se assim, avaliar a acurácia do equipamento.

Após os devidos ajustes no equipamento realizou-se uma série de medidas com um tempo de contagem de doze horas e a fonte de nêutrons foi aproximada do detetor, pois o código FANTI fornece erros menores quanto maior for a integral das contagens ^[15], que servem como dado de entrada. Realizaram-se sete medidas, cinco com a fonte e as placas, variando a posição do detetor, uma medida da radiação de fundo (background), e uma medida com a fonte Am-Be sem as placas que forneceu um resultado satisfatório (Figura 27), com grande semelhança se comparado com a literatura (Figura 28).

Utilizando as placas como material de blindagem, variou-se as posições do detetor para que fosse possível avaliar a contribuição do duto, buscando sempre uma variação das contagens conforme a variação da posição do detetor.

Para o desvio das contagens, adotou-se que as mesmas são de natureza simplesmente estocástica e obedecem a distribuição de Poisson, desta forma o desvio corresponderá à raiz quadrada do valor médio.

A temperatura ambiente no galpão onde o sistema foi montado apresenta grandes variações no decorrer do dia (Figura 26), influenciando nas medidas realizadas. Esta influência deve-se ao fato de a variação de temperatura modificar a função trabalho do

efeito fotoelétrico na fotomultiplicadora. O problema da variação da temperatura foi resolvido, em partes, realizando as medidas no período da noite (iniciando às 17:00 h e terminando às 05:00 h do dia seguinte), onde a temperatura decresce de forma linear, possibilitando utilizar uma média da energia por canal, medida antes e depois do início das contagens. Durante o dia a temperatura cresce em um período e decresce em outro. No gráfico, o eixo “Tempo (horas)” apresenta o tempo decorrido desde a hora zero de um dia até às seis horas do dia seguinte.

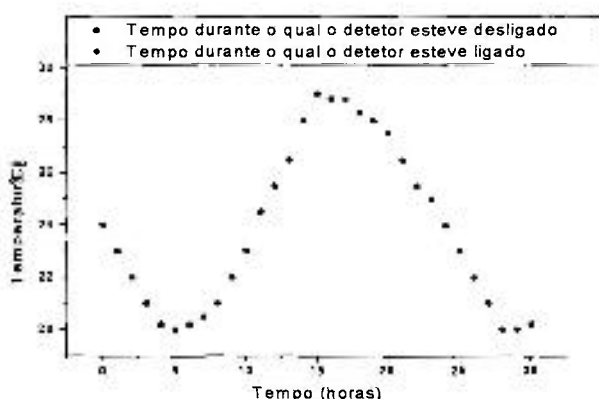


Figura 26: Variação da temperatura com o tempo no galpão Van de Graaff.

Pela Tabela 3 observa-se que na saída do duto (posição P3) não há um aumento na taxa de contagens em relação à posição P2, logo, não há uma “condução” dos nêutrons rápidos pelo duto.

TABELA 3: Contagem integral em cada posição com detetor NE-213.

Posição	Contagens
P1 Sem Placas	$7,478 \times 10^6 \pm 2,734 \times 10^3$
P1	$3,457 \times 10^6 \pm 1,859 \times 10^3$
P2	$2,758 \times 10^6 \pm 1,660 \times 10^3$
P3	$1,434 \times 10^6 \pm 1,197 \times 10^3$
P4	$8,449 \times 10^5 \pm 9,194 \times 10^2$
P5	$1,523 \times 10^6 \pm 1,234 \times 10^3$

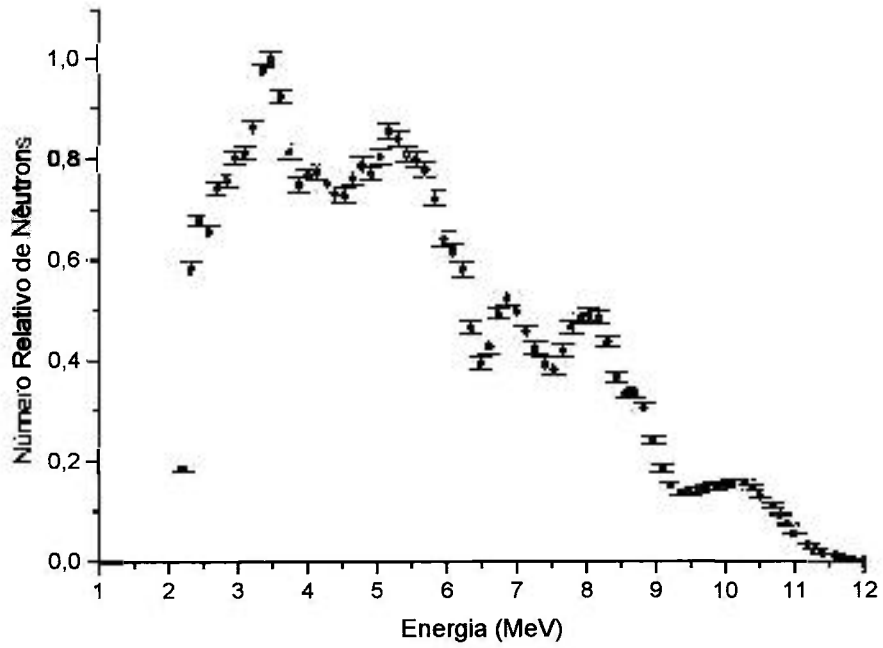


Figura 27: Espectro de Energia de Nêutrons de uma Fonte Am-Be , medido na posição P1, sem placas.

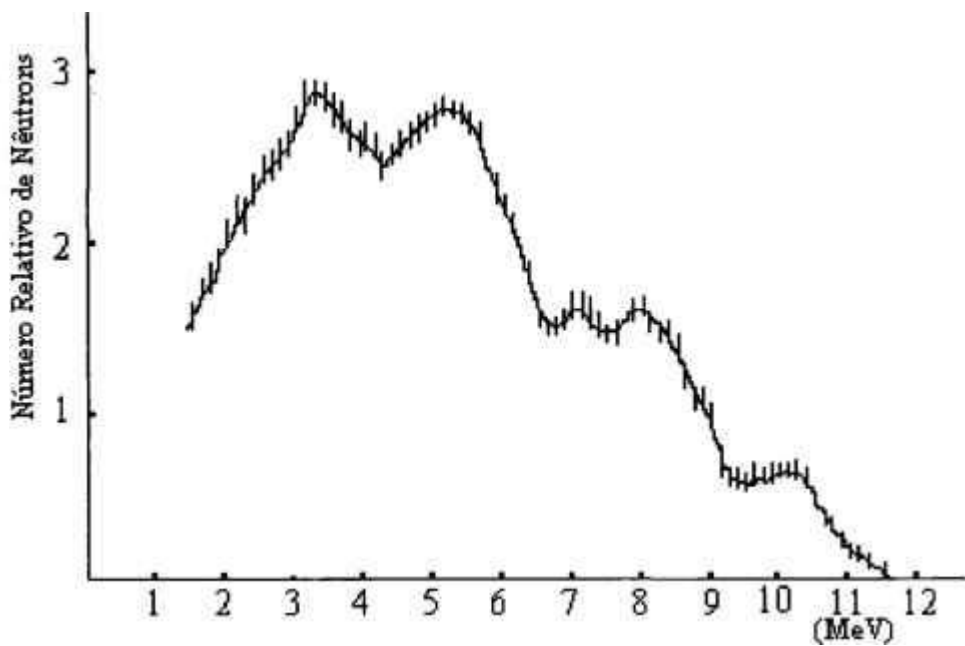


Figura 28: Espectro de Energia de Nêutrons de uma Fonte Am-Be ^[24].

Os espectros obtidos nas diferentes posições, usando como blindagem as placas de polietileno borado, mostrando a intensidade, ou número relativo de nêutrons em cada posição, estão expostos na Figura 29.

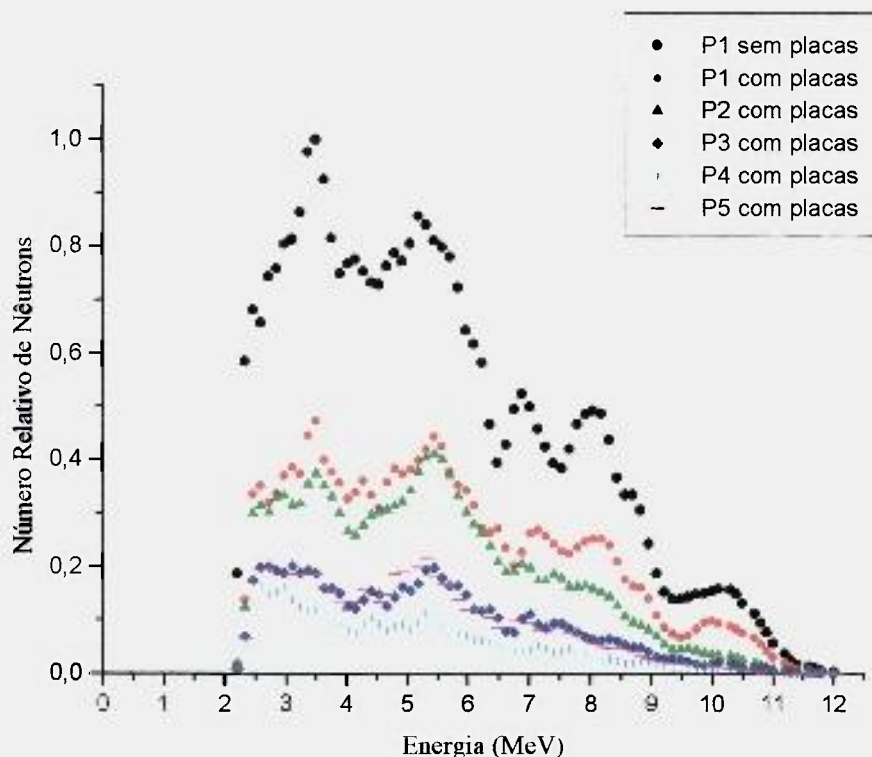


Figura 29: Espectros obtidos nas diferentes posições do detector

Com o cintilador líquido NE-213, detectando os nêutrons na faixa de 2,5 até 12,5 MeV (para a calibração do sistema utilizado neste trabalho), não é possível perceber uma fuga de nêutrons pelo duto devido a multi-espalhamento, somente uma intensidade maior nas posições onde a quantidade de material na blindagem é menor por causa da presença da cavidade do duto (Tabela 3). Se houvesse a fuga por multi-espalhamento, as contagens registradas na posição P3 seriam maiores do que na posição P°. Na região onde está localizado o duto (posições P1, P2 e P3), existe uma contagem maior do que na outra região (posições P5 e P4), devido à menor quantidade de material na região dos dutos.

Existe a influência do fator geométrico do arranjo, que expõe mais o detector ao fluxo direto (sem multi-espalhamentos) na posição P2 do que na posição P3. Observando a Figura 30, nota-se e que as linhas imaginárias L1 e L2 (que representam o fluxo de nêutrons) que saem da fonte e vão até o detector na posição P3 atravessam, em média, mais material do que aquelas linhas (L3 e L4) que vão até o detector quando este está na posição P2. Na posição P1 existe entre o detector e a fonte, efetivamente, uma placa, de modo que a queda na intensidade observada (Tabela 4, na posição P1) deve-se à uma placa.

Observando a Tabela 4, construída baseando-se na Figura 29, percebe-se que à medida que aumenta a energia dos nêutrons aumenta a perda de nêutrons na energia considerada. O número de nêutrons em cada posição do detector, se comparado ao número de nêutrons medido sem placas na posição P1, sofre uma redução, em média, maior na região de energias mais altas (esta razão foi utilizada como definição de atenuação).

Tabela 4: Valores da variação ou perda de nêutrons, em média, dos nêutrons nas respectivas faixas de energias, nas placas de polietileno borado. Os valores de energia dos nêutrons, são os dos picos do espectro da fonte de nêutrons Am-Be.

Energia (MeV)	3,55	5,45	7,2	8,2	10,0
Varição (%)	55,8	59,5	76,8	78,4	92,6

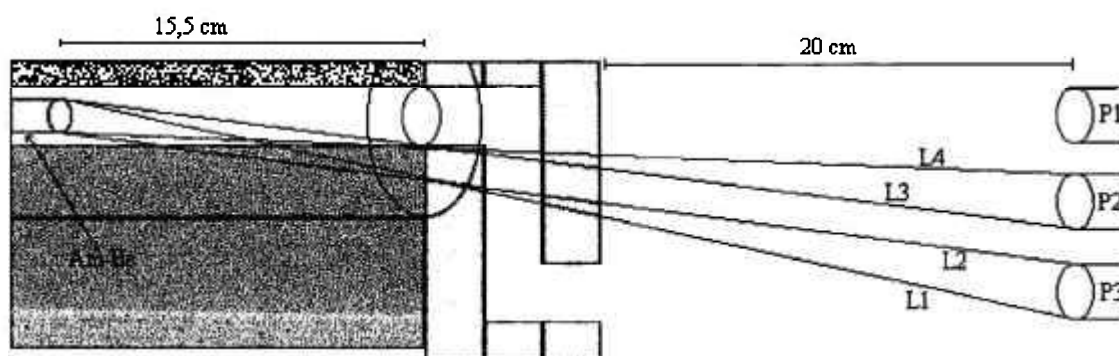


Figura 30: Detalhe do arranjo experimental utilizando placas de polietileno borado e detector NE-213, vista superior.

3.5.2 - Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material Moderador com Absorvedor e Detetor BF₃.

A medida com detetor tipo BF₃ tornou-se necessária pelo fato de o cintilador orgânico NE-213 não detectar nêutrons na faixa de energia térmica. As medidas foram realizadas variando-se a posição do detetor BF₃ como realizado para o NE-213 (Figura 14).

Observando a Tabela 5, que contém os valores obtidos por um BF₃ e a fonte Am-Be, utilizando placas de polietileno borado, pode-se formular a hipótese de que a falta de material é responsável pela maior contagem nas posições onde há a presença do duto (P1, P2 e P3) do que na posição onde não há presença do duto (P4).

Tabela 5: Contagem acumulada em cada posição, com detetor BF₃, por 2500s

Posição	P1	P2	P3	P4	P5
Contagens	10162 ± 101	9965 ± 99,8	9420 ± 97	9066 ± 95	9590 ± 97,9

Seria de se esperar que o valor das contagens na posição P3 fosse maior que o valor na posição P2, mas o boro, que possui alta seção de choque de captura para os nêutrons térmicos, presente nas paredes do duto, absorve os nêutrons na faixa de energia térmica, que seriam conduzidos por multi-espalhamentos nas paredes do duto para fora da blindagem.

3.5.3 - Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material Moderador e Detetor NE-213

Os espectros obtidos nas diferentes posições, usando como blindagem as placas de parafina, mostram que a intensidade, ou número relativo de nêutrons na Figura 31, diminui conforme desloca-se o detetor posicionando-o nos locais de interesse.

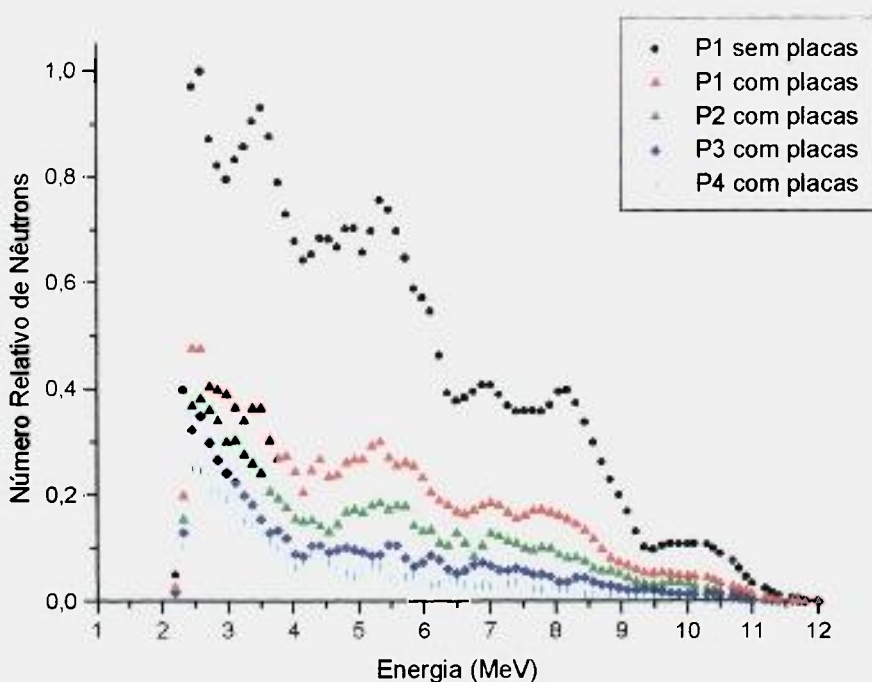


Figura 31: Espectros obtidos em diferentes posições, com placas de parafina.

Observando a Tabela 6, construída baseando-se na Figura 31, percebe-se que à medida que aumenta a energia dos nêutrons aumenta a redução relativa ao espectro medido sem blindagens.

O número de nêutrons em cada posição do detetor, se comparado ao número de nêutrons medido sem placas na posição P1, sofre uma redução, em média, maior na região de energias mais altas.

Tabela 6: Valores da redução, em média, dos nêutrons nos respectivos picos de energias, nas placas de parafina.

Energia dos Nêutrons (MeV)	3,55	5,45	7,2	8,2	10
Redução (%)	69,125	69,3	70,89	72,27	78,99

3.5.4 - Medidas Realizadas Utilizando Placas de Material Moderador e Detetor BF₃

Realizou-se uma série de medidas com as placas de parafina com um detetor BF₃, realizadas conforme esquema apresentado na Figura 15. As contagens apresentadas na Tabela 7 foram obtidas por uma média das várias medidas realizadas em cada posição (P1, P2, P3 e P4) com duração de 2500 s cada medida. A repetição das medidas na mesma posição deu-se para que ficasse certificada a reprodutibilidade do sistema, sendo que os valores variam dentro de uma margem de erro aceitável (raiz quadrada da média).

Tabela 7: Contagens acumuladas por um detetor tipo BF₃ nas diferentes posições, durante 2500 s.

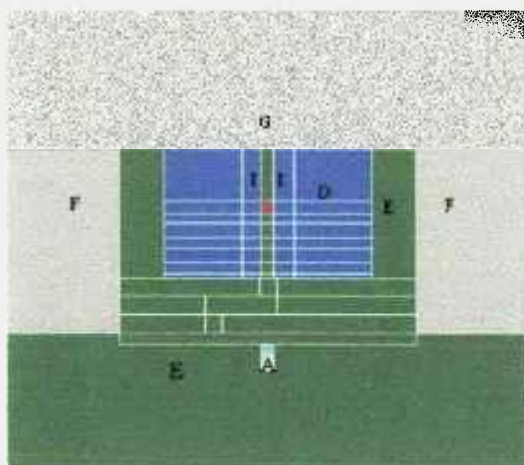
Posição	P1	P2	P3	P4	P5
Contagens	60312 ± 245	53882 ± 232	67900 ± 260	44600 ± 211	52360 ± 229

Observando a Tabela 7, nota-se claramente a influência do duto na condução dos nêutrons pelo material que simula uma blindagem.

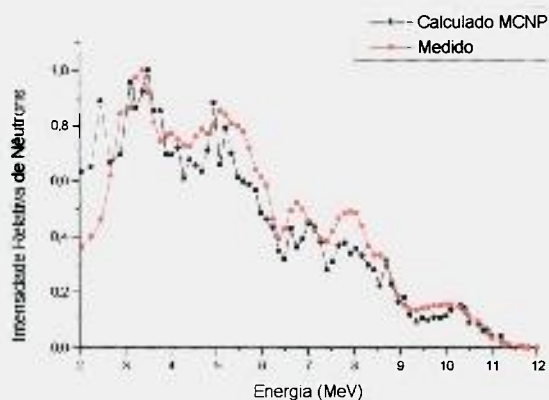
Tem-se um aumento significativo nas contagens na posição P3 (saída do duto), com relação à posição P2.

4 - MODELAGEM DE BLINDAGENS COM DUTOS

Utilizando-se o código MCNP - “A General Monte Carlo code for Neutron and Photon Transport” (apêndice B e ref. [11]), inicialmente, calculou-se o espectro de nêutrons emitidos pela fonte Am-Be sem material de blindagem entre a saída do colimador e o detetor na posição P1(Figura 32-a). Como o resultado obtido com o cálculo é semelhante ao obtido através de medidas utilizando o detetor NE-213 (Figura 32-b), pode-se aferir que a metodologia de cálculo é satisfatória. A diferença de fluxo integrado entre o espectro medido e calculado, na região de nêutrons rápidos é de 8,9%.



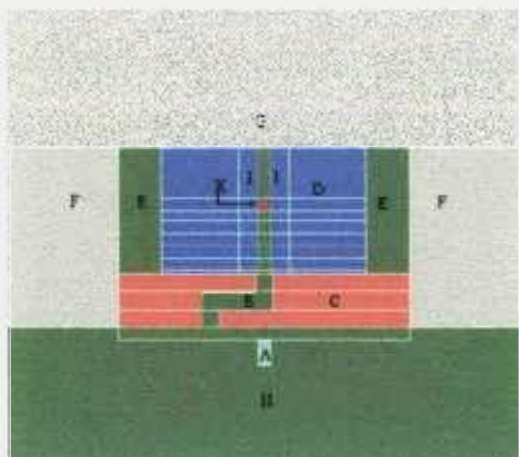
(32-a)



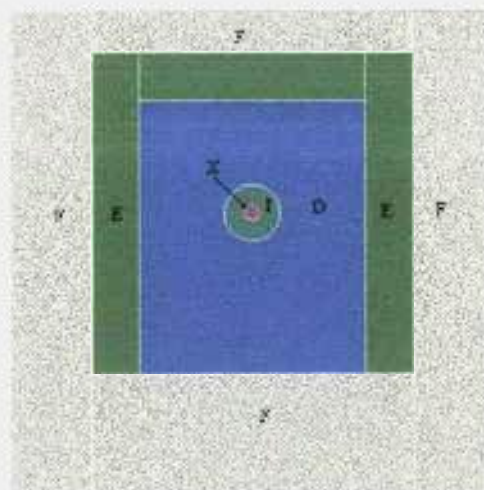
(32-b)

Figura 32: Modelagem da geometria para cálculo do espectro da fonte (32-a) e comparação entre espectro calculado e medido (32-b).

Pode-se observar que dentro de um mesmo material existem superfícies delimitadas por linhas. Estas superfícies são utilizadas para atribuir diferentes importâncias (pesos) para cada região. Este procedimento é uma das técnicas de redução de variância, que podem ser usadas para otimizar o cálculo. Neste caso preferiu-se calcular atribuindo as mesmas importâncias (importância um) para todas as regiões entre a fonte e o detetor, e importância zero para as regiões que estivessem dentro do tanque d’água e localizadas atrás do material de blindagem (região “G”).



33-a



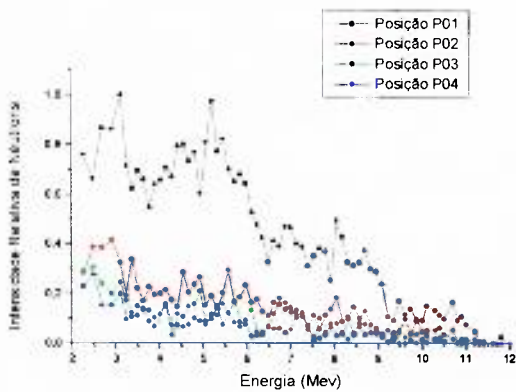
33-b

Figura 33: Modelagem da geometria para dutos em blindagens. Vista superior em corte (33-a) e frontal em corte (33-b).

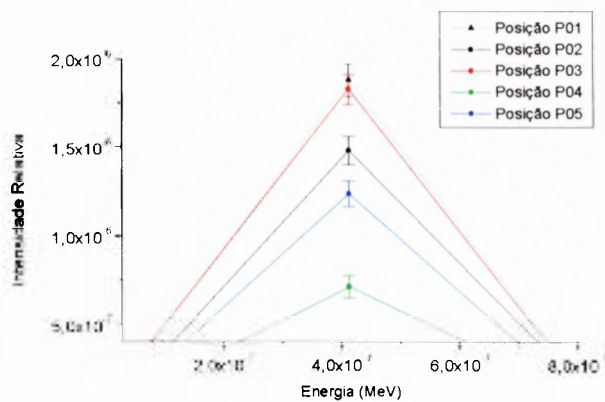
Onde:

- | | |
|------------------------------------|--|
| A: Detetor; | F: Tanque d'água; |
| B: Duto na blindagem; | G: Tanque d'água que fica atrás da fonte; |
| C: Placas que servem de blindagem; | H: Ar em volta do detetor; |
| D: Blocos de parafina; | I: Cilindro de polietileno que serve como colimador; |
| E: Ar; | X: Fonte de nêutrons |

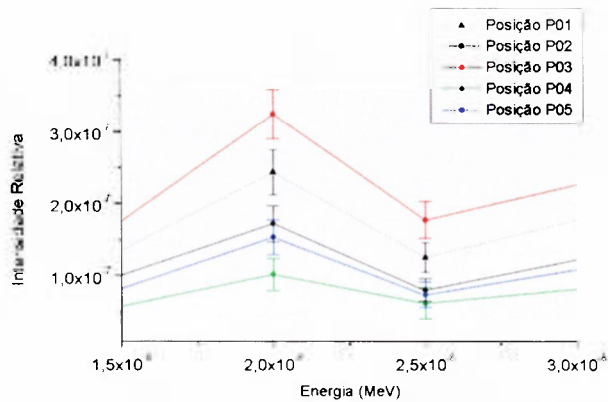
Com o intuito de aferir a contribuição do duto na condução de nêutrons para fora da blindagem, calculou-se a intensidade de partículas que atravessam a superfície do detetor nas diferentes posições. Em cada caso considerou-se que a fonte emite quatro milhões de partículas (quatro milhões de histórias), que fornece uma boa estatística. Os resultados estão expostos nas figuras 34-a, 34-b e 34-c, divididos em diferentes faixas de energias.



34-a



34-b



34-c

Figura 34: Espectros de nêutrons em diferentes faixas de energias. Uma faixa de energia de nêutrons rápidos (Figura 34-a), outra de energia epitérmica (Figura 34-b) e outra que inclui a região térmica (Figura 34-c).

Percebe-se que os nêutrons na região térmica são conduzidos por multi-espalhamentos, pois a intensidade na posição P01 é menor do que na posição P03 (Figura 34-c) o que não é notado para os nêutrons na região epitérmica (Figura 34-b). Na região de energias mais altas não é possível aferir, com estes cálculos, a influência dos multi-espalhamentos pelas paredes dos dutos.

Para facilitar a análise, escreveu-se os valores das intensidades em forma de tabela (Tabela 8), onde estão expostos os valores para energias térmicas. Os valores foram

normalizados pela intensidade da posição P01, para ambos os resultados: medido e calculado.

Tabela 8: Comparação entre intensidades de nêutrons, térmicos e epitérmicos, calculadas e medidas nas diferentes posições, normalizadas pelas intensidades da posição P01.

	P01	P02	P03	P04	P05
Intensidade calculada	1,0	0,774	1,04	0,398	0,645
Intensidade medida	1,0	0,893	1,13	0,739	0,868

Ainda, para facilitar a análise da tabela, construiu-se um gráfico com os valores das intensidades normalizadas em função do deslocamento do detector.

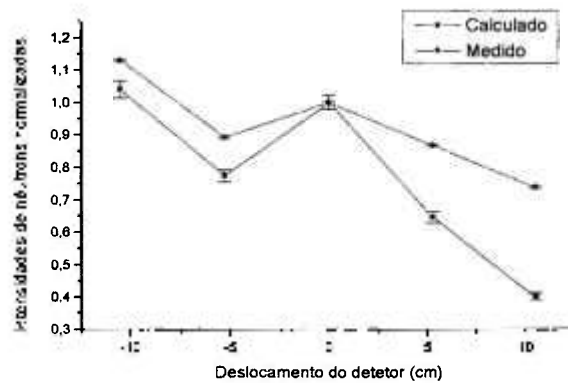


Figura 35: Valores das intensidades medidas e calculadas em função do deslocamento do detector BF₃.

Este gráfico mostra que na região da saída do duto (deslocamento -10,5 cm), as intensidades medida e calculada têm o mesmo comportamento, ou seja, aumentam seus valores com relação às demais posições. Embora demonstrem valores diferentes, o comportamento é o mesmo para todas as posições, e na região da saída do duto, esta diferença é de 7,96%. Nas demais posições a diferença aumenta, mas o comportamento é o mesmo, o que mostra que a tendência do cálculo é repetir os resultados obtidos nas

medidas. Os resultados de cálculo deverão melhorar a medida que as bibliotecas de seções de choque sejam adaptadas para as regiões de nêutrons térmicos.

Neste trabalho estamos utilizando valores normalizados, pois não existe, aqui, interesse em valores absolutos, até mesmo porque isto seria demasiadamente difícil, pois acarretaria em estimar os erros associados em cada etapa das medidas e na deconvolução dos dados obtidos.

4. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Dentre as técnicas de espectrometria existentes, conclui-se que a espectrometria com cintilador líquido NE-213, é altamente recomendável devido ao fato de permitir obtenção de informações em faixas de energias mais abrangentes que outros métodos, além de ter baixo custo de manutenção e ocupar pequena área experimental.

O código FANTI, por ser de fácil implantação e manipulação, é uma ferramenta conveniente se comparado com outros códigos que têm a mesma função. Por ser de uso indispensável na obtenção de espectros usando detetores cintiladores líquidos NE-213, seu estudo é fundamental. Conclui-se que o código funciona dentro do esperado quando executado nos microcomputadores testados.

Observando as Tabelas 3 e 7 e as Figuras 29 e 31, percebe-se que existem diferenças nas contagens e nas formas de espectros medidos nas posições P3 e P4, embora estas posições sejam simétricas com relação à fonte de nêutrons, deixando clara, assim, a influência do duto na blindagem, ou seja, existe atenuação e absorção menor na saída do duto pela falta de material ocasionada pela existência do duto.

Observa-se nas Tabelas 4 e 6 que, à medida que o detetor afasta-se lateralmente em relação à posição da fonte, é detectado um aumento na atenuação e na absorção dos nêutrons na blindagem, isso pode ser verificado também nas Figuras 29 e 31, que comparam os espectros obtidos em todas as posições.

Uma análise da Tabela 7 indica que os nêutrons na faixa de energia térmica são “conduzidos” por multi-espalhamentos nas paredes do duto para fora da blindagem, e a Tabela 5 indica que esta condução é evitada se o material da blindagem contém boro. Não observou-se “condução”, pelo duto, de nêutrons com energias superiores à 2,5 MeV, tanto com boro como sem boro.

O experimento foi modelado com o código MCNP, de maneira que a geometria modelada ficou semelhante ao arranjo experimental, conforme a Figura 32-a e a Figura 33. A reprodução da medida de espectro da fonte de nêutrons (Americio-Berílio), tem boa concordância com o resultado experimental, como pode-se observar na Figura 32-b. Portanto, pode-se concluir que a modelagem, neste caso, fornece resultados confiáveis.

Baseando-se na Figura 35 e na Tabela 8, pode-se concluir que os resultados de cálculos (simulações), na região do duto, são satisfatórios, pois apresentam boa concordância com os resultados experimentais. A diferença de aproximadamente 9,0% para os objetivos deste trabalho é perfeitamente aceitável.

Pretende-se melhorar os resultados calculados, aproximando-os aos experimentais utilizando-se de recursos do código que não foram utilizados, pois o MCNP é muito extenso e complexo, exigindo muito tempo de dedicação (maior do que o tempo sugerido para a realização de um trabalho de mestrado) e experiência; embora seja amigável é poderoso e tem um volume muito grande de recursos.

Também poderão ser realizadas medidas na faixa de energias intermediárias (nêutrons epitérmicos) utilizando-se detetores do tipo próton de recuo a gás, que são sensíveis a esta faixa de energia.

APÊNDICE A

CÓDIGO FANTI

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

$$M(E) = \int_0^{2\pi} R(E, E') T(E') dE' \quad (A-1)$$

onde $T(E')$ é o espectro verdadeiro de energia dos nêutrons, $M(E)$ é o espectro medido e $R(E, E')$ 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 (A-1) deve ser reduzida a um problema de desdobramento matricial, o qual pode ser resolvido numericamente, para tanto, o espectro verdadeiro é aproximado por [20, 21].

$$T(E') = \sum_{j=1}^{nc} x_j \delta(E' - E_j) \quad (A-2)$$

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

Substituindo A-1 em A-2, obtém-se [21]

$$M(E) = \sum_{j=1}^{nc} R(E, E_j) x_j \quad (A-3)$$

Na 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 A-3 sobre o intervalo i de altura de pulso e dividindo o resultado pela largura do intervalo. Com esse procedimento, a equação A-3 fica:

$$Y_i = \sum_{j=1}^{nc} A_{ij} X_j \quad i=1, \dots, nr \quad (\text{A-4})$$

onde nr é o número de grupos de altura de pulso e o elemento de matriz A_{ij} é dado por:

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

onde E_i é o limite superior do i-ésimo grupo de altura de pulso.

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

$$\underline{Y} = \underline{A} \underline{X} \quad (\text{A-6})$$

Utilização de mínimos quadrados

Haverá uma única solução para a equação A-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 $X (\underline{X} = \underline{A}^{-1} \underline{Y})$, que representa o espectro de nêutrons incidentes, relacionado com a matriz resposta inversa .

Um método melhor para resolver a equação A-3 é usar nr maior do que nc e obter a solução pelo método de mínimos quadrados, o qual é aplicado à equação A-3, minimizando a quantidade

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{nr} W_i \left(Y_i - \sum_{j=1}^{nc} A_{ij} X_j \right)^2 \quad (\text{A-7})$$

onde W_i é a função peso adotada como o inverso da variância de Y_i . A minimização é obtida calculando $\delta\chi^2 / \delta X_k = 0$, resultando em

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

Rearranjando e retirando os índices obtém-se

$$\underline{X} = \left(\underline{A}' \underline{W} \underline{A} \right)^{-1} \underline{A}' \underline{W} \underline{Y} \quad (\text{A-9})$$

onde \underline{A}' é a matriz transposta de \underline{A} e $W_{ij} = W_i \delta_{ij}$.

Devido a erros de arredondamento no cálculo, pelo computador, na 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 χ^2 dado por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{nr} W_i \left(Y_i - \sum_{j=1}^{nc} A_{ij} X_j \right)^2 + NC \sum_{j=1}^{nc} \left(\frac{X_j}{q_j} \right)^2 \quad (\text{A-10})$$

onde :

$$q_j = \underset{\text{sobre}}{\text{mínimo}} \quad i \left(\frac{y_i + S_i}{A_{ij}} \right) \quad (\text{A-11})$$

com S_i sendo um desvio padrão de Y_i .

Suavização do espectro

A equação de suavização utilizada é:

$$\phi_k = \sum_{j=1}^{n_c} G_{kj} x_j \quad , k=1, \dots, nw$$

onde a matriz suavização é definida tal que ϕ_k é o fluxo para a energia E_k ; nw é o número de energias nos 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 detetor.

Desdobramento de espectro por inversão de matriz

O programa FANTI ^[15] foi desenvolvido na linguagem FORTRAN-77 para calcular o espectro de energia de nêutrons partindo-se de um espectro de altura de pulso produzido por um sistema de detecção que usa um cintilador líquido NE-213.

É utilizado um método de desdobramento (deconvolução) de espectro por inversão de matriz, considerando a não negatividade de todos os elementos da matriz resposta, utilizando mínimos quadrados como vínculo. A matriz resposta é constituída de grupos de energias diferentes, agrupados por canais (“binados”) de forma não linear, enquanto que a matriz a ser invertida, que é o conjunto de dados de entrada, é constituída por valores obtidos pelo detetor. A função resposta usada no desdobramento inclui a resolução do espectrômetro, implicando em que o espectro desdobrado tenha inicialmente erros estatísticos e requeira suavização para reduzir estes erros.

O FANTI usa a matriz resposta gerada com o programa NRESP ^[26], baseado no método de Monte Carlo, para 75 energias de nêutrons entre 0,2 e 19,0 MeV e 140 alturas de pulsos. O código FANTI é uma versão do código FERDOR ^[20], 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.

APÊNDICE B

CARACTERÍSTICAS GERAIS DO CÓDIGO MCNP

O código MCNP (“a General Monte Carlo code for Neutron and Photon Transport”), desenvolvido em Los Alamos ^[11], soluciona o problema de transporte da radiação, nêutrons, prótons e fótons, com dependência energética e temporal em geometria tridimensional, utilizando o método de Monte Carlo ^[25]. 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 armazenamento de dados, têm tornado este código um dos mais utilizados e mais promissores para a solução de problemas complexos de blindagem, espectrometria de partículas, cálculos de dose, cálculos de fatores efetivos de multiplicação de nêutrons e transporte de radiação.

O código MCNP possui vários tipos de conjuntos de dados nucleares a serem selecionados pelo usuário: bibliotecas de seções de choque contínuas com a energia; bibliotecas de dosimetria ou ativação de nêutrons, utilizadas para determinação de taxas de reação e, bibliotecas apropriadas para o tratamento de espalhamento de nêutrons térmicos em moléculas e cristais.

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).

Este é um método estocástico de simulação do problema físico. Em linhas gerais, ele consiste em, conhecendo-se a função distribuição de probabilidades para cada evento, amostrar aleatoriamente esses eventos, simular a evolução do fenômeno e através de

técnicas estatísticas convenientes estimar a resposta solicitada^[8]. A Figura B.1 apresenta um diagrama simplificado de como o código processa o cálculo.

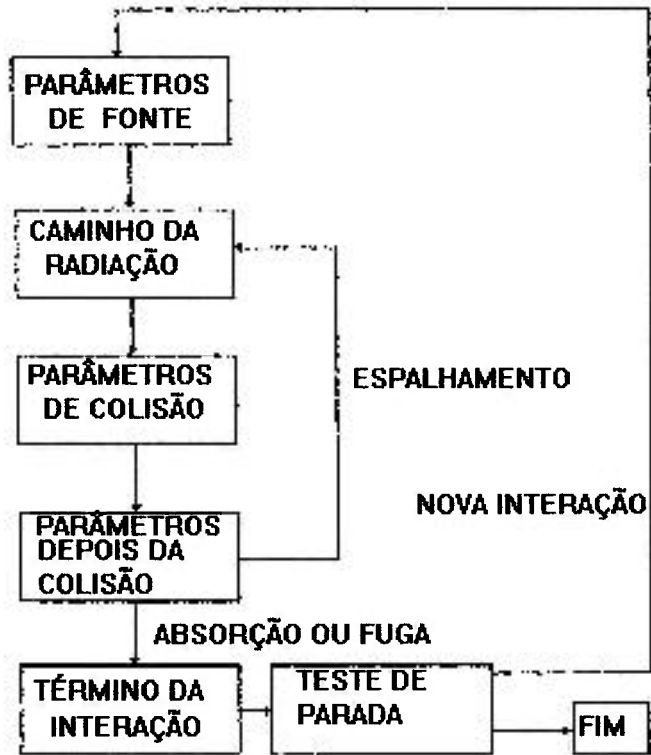


Figura B.1 - Diagrama simplificado de cálculo com o Método Monte Carlo.

O MCNP realiza um tratamento bastante sofisticado para espalhamento inelástico, considerando reações tais como (n,n') , $(n,2n)$, $(n,n'\alpha)$, (n,γ) , etc. A direção de cada partícula emitida é amostrada a partir de uma tabela de distribuições angulares e sua energia é, independentemente, amostrada de uma lei de espalhamento.

O pacote geométrico disponível no MCNP é bastante simples, porém completo. O código inclui um conjunto de equações de superfícies de 1º ao 4º graus: planos, esferas, cilindros, cones, elipsóides, hiperbolóides, parabolóides e toros circulares ou elípticos. Estas superfícies são especificadas por termos mnemônicos e por parâmetros obtidos do próprio sistema a ser modelado. A Tabela 3.1, do manual do usuário^[11], fornece os tipos de superfícies, os mnemônicos e a ordem dos cartões de entrada.

Uma célula é definida pelas intersecções, uniões ou complementos das regiões do espaço que estas superfícies delimitam. Em cada célula é definida a densidade do material que a constitui e parâmetros opcionais para técnicas de redução de variância.



5 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 INTERNATIONAL ENERGY AGENCY; **Engineering Compendium on Radiation Shielding**; 1968
- 2 CHAPMAN, G T & STORRS, C L.; **Effective Neutron Removal Cross Sections for Shielding**; Oak Ridge National Lab., 1955 (ORNL-1843) (AECD-3978).
- 3 CLIFFORD, C E et al; **Measurements of the Spectra of Uncollided Fission Neutron Transmitted Through Thick Samples of Nitrogen...**; Nucl. Sci. Eng., 27(2): 299-307, 1967.
- 4 KAZANSKII, Y A et al; **Physics of Reactor Shielding**; Tsypin, Moskva, 1966.
- 5 MARS, J. W., THOMAS, D. J. , BURKE, M.; **High Resolution Measurements of Neutron Energy Spectra From Am-Be and Am-B neutron Sources**; Nuclear Instruments and Methods 366; 340-348, (1995).
- 6 VAN DER ZAWN, L.; Can. Journal Phys., 40 (1961) 33
- 7 VERBINSKI, V V; BOKHARU, M S; COUTNEY, J C; WHITSIDES, 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.
- 8 SHIN, K.; **Semiempirical Formula for Energy-Space Distributions of Streamed Neutrons and Gamma-Rays in Cylindrical Ducts**; J. Nucl. Sci. Technol., 25: 8-18, 1988
- 9 NUMATA, S; YAMAJI, A; SAITO, T.; **Shielding Experiment for Gamma Ray Streaming Through Two-Legged Concrete ...**; J. Nucl. Sci. Technol., 25: 19-31, 1988.

- 10 CRAMER, S N; LEE, T Y.; **Monte Carlo Analysis of a Neutron Streaming Experiment**; Nucl. Sci. Eng., 107: 180-187, 1997
- 11 BRIESMEISTER, J. F.; **MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (version 4B)**; Los Alamos, March 1997.
- 12 IGUCHI, T. Et all; **Development de 14 MeV Neutron Spectrometer for Fusion Experimental Reactor**; Fusion Engineering and Design, 34-35, 1997
- 13 COELHO, P R P, MAIORINO, J R, **Problema Padrão Experimental Para Avaliação de Cálculo de Blindagem**; VII Encontro Nacional de Física de Reatores e Termo-Hidráulica, Recife, Pernambuco, 1989.
- 14 COELHO, P R P, **Medida da Produção de Nêutrons na Reação D-T**; V Congresso Geral de Energia Nuclear, Rio de Janeiro, agosto de 1994.
- 15 COELHO, P R P; **Padrão Experimental em Espectrometria de Nêutrons Rápidos Utilizando Nêutrons da Reação DT e Avaliação de Métodos de Cálculo de Blindagem**; Tese de Doutorado, IPEN/CNEN-SP, 1993.
- 16 COELHO, P R P; **Measurements and Calculations of Fast Neutron Energy Spectra Emerging From Laminated Materials**; Proceedings of PHYSOR 96, Vol. 2, pg. E-261, Tsokuba, Japan, 1996.
- 17 KNOLL, G F; **Radiation Detection And Measurement**; Second Edition, John Wiley & Sons, 1989.
- 18 BITELLI, U; **Medida e Cálculo da Distribuição Espacial e Energética de Nêutrons no Núcleo do Reator IEA-R1**; Dissertação de Mestrado, IPEN / CNEN – SP, 1988.

- 19 DA SILVA, A A ; **Espectrometria de Nêutrons com Detector Cintilador Orgânico Líquido NE-213**; Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 1980.
- 20 **FERDOR and COOLC – Spectra Unfolding Codes**; Oak Ridge, Oak Ridge National Lab. (PSR-17)
- 21 **FORIST – Neutron Spectrum Unfolding Code-Iterative Smoothing Technique**; Oak Ridge, Oak Ridge National Lab. (PSR-92)
- 22 BEGHIAN, L E & WILENSKY, S; **A Fast Neutron Spectrometer Capable of Nanosecond Time Gating**; Nucl. Instr. Meth., 35: 34-44, 1965.
- 23 VERBINSK, V V, BURRUS, W R, LOVE, T A, ZOBEL, W; HILL, N W, **Calibration of an Organic Scintillator for Neutron Spectrometry**; Nucl. Inst. Meth., 65: 8-25, 1968.
- 24 THONSOM, M. N.; **Neutron Spectra from Am- α -Be and Ra- α -Be Sources**; Nuclear Instruments and Methods 37; 305-308, (1965).
- 25 STEVENS, P.N, **Monte Carlo Method in Radiation Transport – Vol. 1**; Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 1984.
- 26 DIETZE, G; KLEIN, H; **NRESP4 and NEFF4 – Monte Carlo Codes for the Calculation of Neutron Response Functions ...**; Braunschweig, PTB, October 1982. (PTB-ND-22)
- 27 ANTUNES, L.J; BORKER, G; KLEIN, H; BULSKI, G; **Unfolding 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