



BR9939128



CNEN/SP

ipen Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

INIE BR -- 3741

**MEDIDA DO FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS DO
REATOR IPEN/MB-01 COM DETECTORES DE
ATIVÇÃO DE FIOS DE ¹⁹⁷AU**

ANDRÉ LUIS FERREIRA MARQUES

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

Orientador:

Dr. Daniel Kao Sun Ting

L
30 - 44

São Paulo

1995

**PAGES ARE MISSING IN THE
ORIGINAL DOCUMENT**

MEDIDA DO FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS DO REATOR IPEN/MB-01 COM DETECTORES DE ATIVAÇÃO DE FIOS DE ^{197}Au

André Luis Ferreira Marques

RESUMO

Este trabalho tem por objetivo implantar a técnica de medida do fluxo neutrônico por meio da análise de ativação de detectores, com o formato de fios, o que viabiliza, junto com outros métodos de medida, a validação de técnicas computacionais em projetos neutrônicos, através da comparação entre fluxos neutrônicos medidos e calculados no reator IPEN/MB-01.

Para tal, foi projetado, montado e comissionado um dispositivo de contagem de fios. Em paralelo, foram calculados os Fatores de Correção de Fluxo de nêutrons térmicos (Autoblindagem, Depressão de Fluxo e Fator de Cádmiu), devido às perturbações do detector e ao emprego da técnica da Razão de Cádmiu, empregando-se o programa ANISN.

As condições físicas e operacionais do núcleo foram:

- potência térmica de 100 Watts e temperatura do moderador de 21 +/- 0.2 graus Celsius;
- configuração do núcleo retangular com 28 x 26 varetas combustíveis; e
- barras de segurança totalmente removidas e barras de controle inseridas 40% do comprimento ativo das varetas combustíveis.

São apresentadas as medidas da distribuição espacial do fluxo térmico de nêutrons obtidas por ativação de fios de ouro (pureza 99,99%), com diâmetros nominais de 0.125 e 0.25 mm.

Os valores de fluxo térmico são da ordem de 10^9 nêutrons/cm².s, havendo o maior valor na região do refletor situada na parte mais externa do núcleo. Houve medições em sete canais de ensaio do núcleo do reator:

- um no centro do núcleo;
- três na direção radial, no sentido do centro para leste, e igualmente espaçados de 60 mm;
- um na região exterior aos elementos combustíveis (no lado do moderador Leste);
- um próximo a uma das barras de controle; e
- um no interior da região de atuação do Mecanismo de Acionamento de Barras (MAB), só que afastado das barras de controle.

Destacamos que o emprego de fios de ouro para medida de fluxo neutrônico foi feito pela primeira vez no reator IPEN/MB-01, estando esta técnica implantada para uso de experimentalistas no mapeamento de fluxo do seu núcleo.

SUMÁRIO

	Página
1 - INTRODUÇÃO	1
1.1 - Considerações Gerais Sobre as Medidas de Parâmetros Neutrônicos em Reatores Nucleares Tipo Unidade Crítica	1
1.2 - Métodos de Medida de Fluxo Neutrônico	4
1.2.1 - Classificação dos Detectores de Nêutrons	4
1.2.2 - Requisitos para a Seleção dos Detectores de Nêutrons	6
1.3 - O Espectro de Nêutrons	7
1.4 - Objetivo do Trabalho	11
2 - RESUMO TEÓRICO DA TÉCNICA DE ATIVAÇÃO UTILIZANDO MEDIDORES DE FIOS DE OURO (^{197}Au)	13
2.1 - Técnica de Ativação com Fios de Ouro	13
2.1.1 - Aspectos Gerais	13
2.1.2 - Panorama do Emprego dos Fios de Ativação	17
2.1.3 - Materiais Empregados	19
2.1.4 - A Seleção pelo Ouro	22
2.1.5 - A Seleção pelo Formato do Tipo Fio	22
2.1.6 - A Utilização do Cádmio	23

	Página
2.2 - Modelos Matemáticos Envolvidos com a Ativação	25
2.2.1- Medidas do Fluxo Térmico	33
3 - FATORES DE CORREÇÃO PARA A DETERMINAÇÃO DO FLUXO DE NÊUTRONS	39
3.1 - Introdução	39
3.2 - Estima dos Fatores de Correção de Perturbação do Fluxo de Nêutrons por meio de Referências Bibliográficas	39
3.2.1 - Efeito de Depressão de Fluxo Neutrônico	40
3.2.2 - Efeito de Auto-Blindagem (Self-Shielding)	41
3.2.3 - Efeito Global de Interferência no Fluxo a ser medido	43
3.3 - Estima dos Fatores de Correção de Cádmiu por Referências Bibliográficas	45
3.4 - Cálculo dos Fatores de Correção por Teoria de Transporte de Nêutrons	50
3.4.1 - Introdução	50
3.4.2 - O Programa ANISN	51
3.4.3 - O Emprego do Programa ANISN	52
3.4.4 - A Célula Computacional	54
3.4.5 - Os Dados de Entrada e de Saída	56
3.4.6 - Resultados	60

	Página
3.4.6.1 - Validação da Modelagem	60
3.4.6.2 - Fator de Correção para um Grupo de Energia	64
3.5 - Conclusões sobre os Fatores de Correção de Fluxo e de Cádmiio	71
4 - EQUIPAMENTOS, DISPOSITIVOS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS	73
4.1 - O Núcleo do Reator IPEN//MB-01	73
4.2 - Procedimentos e Dispositivos Experimentais para Irradiação de Fios	76
4.2.1 - Propriedades do Material do Fio de Ativação	76
4.2.2 - Seleção dos Canais de Irradiação	77
4.2.3 - Procedimento de Irradiação	81
4.3 - Bancadas e Procedimentos Experimentais para Contagem dos Fios de Ativação	83
4.3.1 - Dispositivo de Contagem e Tratamento de Sinais	83
4.3.2 - Determinação da Eficiência do Sistema de Contagem	91
5 - APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS MEDIDOS DOS FLUXOS TÉRMICOS DO REATOR IPEN/MB-01	92
5.1 - Plotagem dos Fluxos Neutrônicos	92
5.2 - Análise de Erros	103

	Página
6 - AVALIAÇÃO PRELIMINAR DAS MEDIDAS ATRAVÉS DA COMPARAÇÃO ENTRE VALORES MEDIDOS E VALORES CALCULADOS POR TEORIA DA DIFUSÃO DE NÊUTRONS	107
6.1 - Introdução	107
6.2 - Comparação com Resultados de Programas	107
6.3 - Comparação com outras Medidas Obtidas por outros Processos	111
7- CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS POSTERIORES	119
APÊNDICE 1 - LAUDO DE COMPOSIÇÃO DOS FIOS DE OURO	124
APÊNDICE 2 - DADOS TÉCNICOS SOBRE OS MATERIAIS RELACIONADOS COM O DETECTOR	125
APÊNDICE 3 - DADOS TÉCNICOS PARA CÁLCULOS DOS FLUXOS TÉRMICOS	126
APÊNDICE 4 - TABELAS DE RESULTADOS DAS IRRADIAÇÕES PARA OS CANAIS SELECIONADOS	127
APÊNDICE 5 - MODELOS GEOMÉTRICOS DE MODELAGEM DO PROGRAMA CITATION	136
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	138

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE AS MEDIDAS DE PARÂMETROS NEUTRÔNICOS EM REATORES NUCLEARES TIPO “UNIDADE CRÍTICA”

O conhecimento do fluxo de nêutrons é um aspecto de grande relevância, senão o maior, para o projeto e a operação de reatores nucleares. Dependendo da aplicação do reator nuclear (pesquisa, irradiação de materiais ou potência) é importante conhecer o fluxo absoluto e relativo (perfil), assim como o fluxo integrado de nêutrons em intervalos específicos de energia.

As distribuições de fluxo neutrônico são funções da posição no núcleo e da energia dos nêutrons, decorrendo daí os termos "dependência espacial" e "dependência energética", uma vez que nêutrons de todas as energias estão sempre presentes no reator nuclear. Tais distribuições são funções razoavelmente complexas e dependem fortemente da configuração (geometria) do núcleo e dos materiais que o compõem (1 e 2).

Por exemplo, para reatores de potência é necessário que sejam conhecidos os fluxos térmico, epitérmico e rápido, enquanto que em reatores onde são feitos experimentos a respeito de danos por irradiação é mais importante que se conheça o fluxo de nêutrons rápidos.

Para a operação de um reator nuclear, qualquer que seja este, é fundamental o conhecimento do fluxo de nêutrons a fim de que vários fatores e grandezas sejam determinadas como (3,4,5):

- a reatividade;
- a densidade de potência (W/m^3);
- curvatura do fluxo de nêutrons (Buckling);
- o grau de queima do combustível (Burn-Up);
- distribuição de temperatura no interior do reator;
- a estratégia de movimentação de barras de controle e de segurança, de modo que seja compensada a queima de combustível durante a operação do reator;
- a razão de conversão;

- o número requerido de elementos combustíveis para se atingir a criticalidade, entre outros.

O fluxo neutrônico pode ser obtido numa primeira instância pela solução da Equação de Transporte de Nêutrons, ou Equação de Boltzmann, que envolve três variáveis espaciais, duas variáveis angulares, uma variável energética e uma variável no tempo. A solução desta equação fornece o balanço do número médio de nêutrons em um elemento de volume do meio material em que se delimita o núcleo do reator.

Todavia, a solução **precisa** desta equação é muito difícil, por causa do seguinte conjunto de fatores:

1) das heterogeneidades inerentes ao núcleo do reator (formato geométrico finito, distribuição espacial das propriedades do moderador, diferença de materiais empregados, concentração de alguns produtos de fissão absorvedores de nêutrons);

2) das simplificações implementadas para viabilizar o processamento em computadores (economia e adequação do tempo de processamento, capacidade de memória);

3) das aproximações assumidas nas modelagens:

3.1 - considerar somente casos estacionários, descartando-se muitas vezes a dependência com o tempo;

3.2 - representação da dependência angular por séries infinitas, quando consideramos apenas alguns termos de maior significado;

3.3 - divisão discreta da dependência energética em grupos, onde consideramos o fluxo neutrônico como independente da energia que se refere o grupo;

3.4 - divisão do volume em espaços finitos ; e

4) das imprecisões e incertezas dos dados nucleares.

Das incertezas introduzidas pelos motivos expostos acima, somente com medidas experimentais do fluxo neutrônico é que podemos:

- averiguar se o conjunto de hipóteses assumidas, para a solução de um determinado problema envolvendo a Equação de Difusão de Nêutrons ou a Equação de Transporte de Nêutrons, está coerente;
- confirmar se os modelos matemáticos empregados estão formulados de maneira adequada com a realidade que devam representar; e
- prover informações e dados de regiões onde os métodos de cálculo são reconhecidamente inadequados.

A experimentação permite assim ter uma idéia mais fidedigna dos fenômenos que estão ocorrendo no núcleo do reator. Com o confronto dos cálculos e das medidas de fluxo neutrônico é que podem ser validadas e/ou corrigidas as hipóteses e modelagens assumidas para a solução das equações propostas.

Além disso, o resultado do confronto entre as medidas e os valores calculados permite que sejam realizados outros tipos de experimentos, em melhores condições técnicas, porque conseguimos um conhecimento mais acurado do núcleo em questão, permitindo, sobretudo, validar métodos de cálculos. Tais medidas constituem também uma forma de conhecimento de parâmetros nucleares relacionados com a operação em si e a segurança de reatores nucleares.

Ressaltamos que o processo de validação de códigos de projeto pode ser feito comparando-se os valores calculados com os valores medidos, em Unidades Críticas, sendo esta metodologia aplicável na extrapolação de resultados para reatores de potência, desde que sejam mantidas similaridades geométricas e físicas (enriquecimento, forma de preparo, materiais).

A comparação entre os cálculos teóricos e os resultados práticos assume uma importância maior nos reatores que servem de bancada experimental para o projeto de reatores (como é o caso do reator IPEN/MB-01), para núcleos de reatores PWR, uma vez que se permitem otimizações de projeto com condições mais flexíveis (teste de várias configurações), seguras (baixo nível de potência) e econômicas.

Em todo este conjunto de atividades existem vários aspectos a serem considerados, passando a maioria pelo tipo de detector empregado e as características de obtenção das medidas desejadas. Isto será abordado no item que se segue.

1.2 - MÉTODOS DE MEDIDA DO FLUXO NEUTRÔNICO

1.2.1 - CLASSIFICAÇÃO DOS DETECTORES DE NÊUTRONS

A detecção de nêutrons está relacionada com a detecção de partículas ionizantes, uma vez que não é possível detectá-los diretamente, porque o nêutron não possui carga elétrica. Para tal, deve-se provocar uma reação nuclear com os nêutrons, que resulte na emissão de partículas ionizantes ou radiações as quais serão detectadas.

Nos anos 30, foram desenvolvidas muitas pesquisas no campo das partículas atômicas, que conduziram à descoberta do nêutron, permitindo-se resolver muitas questões da estrutura nuclear da matéria (6 e 7).

Em reatores nucleares térmicos, a maior parte da potência térmica gerada é proveniente da fissão nuclear ocasionada por nêutrons térmicos. Dessa forma, os sensores nucleares que devem fazer parte do controle do reator e/ou dos sistemas de segurança são baseados em detectores que interagem primariamente com nêutrons térmicos.

O mapeamento do fluxo neutrônico em um reator nuclear pode ser feito internamente ao núcleo (chamado de "in-core") ou externamente ao núcleo ("out-of-core"), empregando-se vários tipos de detectores (5,7 e 8). Em reatores de pesquisa, existem também os seletores de velocidades de nêutrons em canais de irradiação. Neste trabalho, classificamos os detectores resumidamente em:

- **detectores a gás** - baseiam-se nos efeitos produzidos quando uma partícula carregada passa por um meio gasoso. Tais detectores são câmaras preenchidas com gás (BF_3 ou He_3), onde existem dois eletrodos metálicos coletores de íons e elétrons, que irão detectar a ionização decorrente da radiação incidente. Tais detectores existem em grande quantidade, possuindo as seguintes vantagens:

boas propriedades de discriminação de radiação gama, longa estabilidade e boa resistência a danos de radiações;

- **detectores cintiladores** - compostos por cristais, líquidos ou plásticos que emitem fótons na faixa visível, após a passagem de uma radiação ionizante originada de uma reação nuclear com nêutrons: $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ e outras;

- **detectores semicondutores** - foram desenvolvidos para suplantam a baixa resolução em energia que os detectores cintiladores apresentam, sendo constituídos por materiais semicondutores com duas regiões de dopagens distintas, formando com isso um diodo eletrônico, que irão conduzir as informações a respeito da radiação a ser medida. Os materiais usualmente empregados são o Silício (Si) e o Germânio (Ge);

- **detectores de ativação** - que são pequenos fios, folhas, fitas, discos ou esferas de metais ou pastilhas que, ao sofrerem reações nucleares com nêutrons, produzem radioisótopos que decaem emitindo radiações ionizantes (as quais por sua vez serão medidas); e

- **detectores sólidos a traços** - onde a detecção é feita por meio de traços ou rastros em superfícies de materiais dielétricos sólidos orgânicos ou inorgânicos (vidro, mica, celulose, policarbonatos), produzidos pelos produtos das reações, em geral, prótons, alfas e produtos de fissão. As superfícies recebem uma solução básica (ou ácida) para facilitar a contagem dos traços, que apresentam-se normalmente na forma de pontos, feitos pelas partículas ionizantes.

Dentro da classificação acima, os detectores podem ser divididos ainda em **indicação direta e indicação indireta**.

Os detectores de indicação direta são aqueles que medem e apresentam o fluxo neutrônico praticamente ao mesmo tempo em que recebem o feixe de nêutrons, ou seja, dentro do próprio campo neutrônico. Isto é uma propriedade muito boa, porque fornece a informação quase que instantaneamente, permitindo que interpretações e atuações possam ocorrer prontamente. Citamos como exemplos de detecção direta os detectores: cintiladores, semicondutores, detectores a gás e os de ativação do tipo auto-energizados.

Por sua vez, os detectores de indicação indireta possibilitam a medida do fluxo neutrônico somente após terem sido retirados da irradiação no campo neutrônico, por meio de uma análise de dados. Devido a esta característica, não são usados para a operação contínua de reatores. São exemplos destes detectores: detectores sólidos a traços e os de ativação simples.

Os reatores de pesquisa utilizam, em geral, a detecção "out-of-core" e a "in-core", porque se exige uma precisão elevada na determinação do fluxo neutrônico para diversas atividades, entre elas:

- projeto de outros núcleos (estudos de configuração, estudo de fatores de correção de fluxo);
- irradiação de materiais (considerando-se uma determinada distribuição de fluxo);
- produção de radioisótopos;
- esterilização de materiais; e
- calibração de detectores nucleares a serem empregados em outras instalações e aplicações.

No caso dos detectores "in-core", a miniaturização ou a compactabilidade, são propriedades fundamentais, tendo em vista os pequenos espaços existentes para a colocação dos detectores. Em geral, no interior do núcleo, os espaços disponíveis são da ordem de poucos centímetros, o que nos leva a selecionar os detectores segundo requisitos comentados a seguir.

1.2.2 - REQUISITOS PARA A SELEÇÃO DOS DETECTORES DE NÊUTRONS

Para a seleção de qual meio de detecção se deve usar, os seguintes itens, que envolvem aspectos mecânicos e nucleares na essência, devem ser levados em conta (9):

- a) O detector deve ter dimensões reduzidas, se comparadas àquelas existentes, em ordem de grandeza (de 100 a 1000 vezes na prática), no meio em que se deseja o mapeamento. Isto decorre da necessidade de se causar a menor perturbação possível no campo neutrônico que desejamos medir;

b) Deve possuir resposta em função da energia dos nêutrons compatível com a dos nêutrons existentes no reator. Disto decorre que, na seleção de materiais dos detectores, por exemplo, deve-se procurar aqueles materiais com as maiores seções de choque de ativação para as respectivas velocidades dos nêutrons em estudo. Em termos práticos, as seções de choque dos materiais utilizados devem propiciar a ativação induzida por nêutrons específicos de cada região de energia. Em nosso caso específico, na região térmica, a seção de choque de captura deve ser alta e comportar-se proporcionalmente ao inverso da velocidade do nêutron; na região epitérmica, a seção de choque de captura deve ter um pico de ressonância predominante e, na região rápida, os materiais devem apresentar reações de limiar (10);

c) Deve possuir vida útil comparável com os ciclos de operação do núcleo de reator, caso o reator seja do tipo fechado ou hermético, porque, neste caso, as operações de colocação e retirada dos detectores deverão coincidir com os períodos de manutenção e recarga do reator (em geral da ordem de 3 a 5 anos em reatores comerciais e de 10 a 15 anos em reatores de propulsão naval);

d) Deve possuir discriminação da radiação gama (ou partícula ionizante) que acompanha o fluxo de nêutrons que desejamos medir. A radiação gama interage com o meio físico que envolve o núcleo do reator, produzindo partículas secundárias que irão atrapalhar as nossas medidas, por meio de reações competitivas; e

e) Deve possuir eficiência conhecida em função da energia do nêutron. A atuação do detector deve ser tal que não deturpe muito o campo a ser medido. Neste sentido, a sua eficiência (em absorção) deve ser **baixa** (ou seja, o detector não deve "absorver" um número muito grande de nêutrons, ou mesmo partículas ionizantes) para não provocar perturbações excessivas no campo de interesse e que não possam ser corrigidas posteriormente.

1.3 - O ESPECTRO DE NÊUTRONS

O limite exato entre as faixas de energias em que podemos agrupar os nêutrons (térmicos, epitérmicos e rápidos) é um pouco arbitrário, sendo influenciado pelas seções de choque características dos materiais utilizados para detectar nêutrons em cada faixa de energia.

Neste trabalho, vamos adotar a convenção que a referência 11 nos fornece. Assim sendo, o espectro de energia dos nêutrons de um reator nuclear pode ser dividido, de forma progressiva com a energia dos nêutrons, em três regiões:

- **Térmica** - que considera os nêutros com energia cinética até 0,5 eV;
- **Intermediária** - que considera os nêutrons com energia cinética entre 0,5 eV e 0,5 MeV; e
- **Rápida** - que considera os nêutrons com energia cinética superior a 0,5 MeV.

Os nêutrons emitidos pela fissão de ^{235}U possuem uma energia inicial de 2 MeV aproximadamente. Porém existem nêutrons com maior energia e que são chamados de "first-flight nêutrons", ou seja, nêutrons que não perderam qualquer quantidade da sua energia original por meio da interação com os átomos. Desta forma, o espectro dos nêutrons rápidos tem a forma geral do espectro de fissão do ^{235}U , modificado pela remoção não uniforme de energia resultante da interação dos nêutrons com os materiais do reator.

Os nêutrons produzidos na fissão são então moderados, perdendo parte da sua energia original por colisões elásticas com os diversos materiais do reator. Esta perda de energia por colisão é proporcional à energia que o nêutron possuía antes da interação elástica. Nesta região do espectro de energia, a relação do fluxo de nêutrons com a respectiva energia possui a forma $1/E$ (E =energia), sendo denominada de região de "ressonância".

Em níveis mais baixos de energias, a transferência de energia dos nêutrons para o meio onde se encontram é influenciada pelas vibrações térmicas dos átomos. A energia cinética do nêutron correspondente a sua velocidade mais provável, na temperatura absoluta T (Kelvin), é dada por $1/2 m v^2 = kT$, sendo m e v a massa e a velocidade do neutron e k a constante de Boltzmann ($8.617\text{E}-05$ eV/K). Desta forma, os nêutrons térmicos possuem um espectro que é muito próximo à distribuição de Maxwell, ocasião em que estarão em equilíbrio térmico com o moderador, em uma energia média de 0,025 eV.

É importante comentar que , com relação à variável *tempo* em um reator nuclear, coexistem dois grupos de nêutrons: os nêutrons prontos e os nêutrons atrasados. Os primeiros são gerados em cerca de 10^{-14} segundos, compreendendo 99% da emissão total de nêutrons. Os nêutrons atrasados são o resultado da decaimento dos produtos de fissão e representam apenas 1% do total dos nêutrons emitidos.

A distribuição de energia dos nêutrons produzidos no processo de fissão, também chamada "espectro de fissão", é bem ampla e está compreendida no intervalo que vai desde alguns eV até próximo de 10 MeV.

Algumas representações semi-empíricas do espectro de fissão são encontradas em referências bibliográficas (6). A mais utilizada é a de Watt, onde E é a energia do neutron em MeV e $\phi(E)$ é o fluxo de nêutrons (nêutrons/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$):

$$\phi(E) = 0.484 e^{-E} \sinh \sqrt{2E} \quad (1.1.1)$$

Na figura 1.A, reproduzimos um gráfico representando o espectro típico em um reator nuclear térmico (12), onde nas abcissas está a energia do neutron (eV) e nas ordenadas está a densidade de fluxo (nêutrons/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{eV}$):

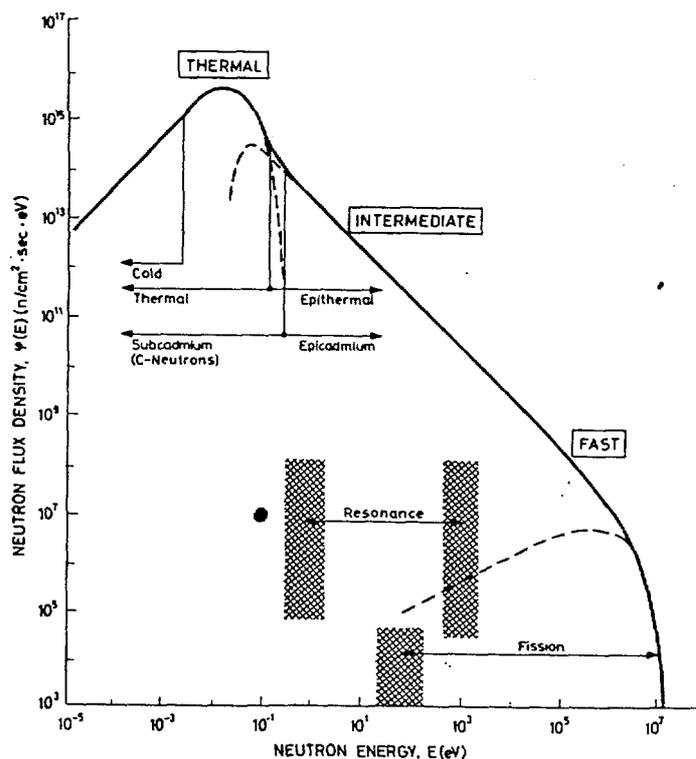


Figura 1.A - Espectro Típico de um Reator Nuclear Térmico

As seguintes observações sobre o emprego da técnica de ativação para a medida do espectro de nêutrons são válidas:

1) O fluxo de nêutrons em cada região é determinado pela ativação de materiais de detectores que apresentem uma seção de choque cujo comportamento favoreça a ativação pelos nêutrons na região de interesse. Isto realça a importância do estudo de materiais na área de detecção;

2) No caso de nêutrons térmicos, há vários materiais para detectores, cuja seção de choque apresenta um comportamento inversamente proporcional à velocidade

do neutron ($1/v$). A seção de choque predominante é a de captura radioativa do tipo (n,γ) . A determinação do fluxo térmico torna-se assim simplificada, quando são selecionados materiais com seção de choque de comportamento próximo à relação $1/v$. Além disso, é interessante que a seção de choque de absorção seja predominante em relação à seção de choque de espalhamento naquela parte do espectro;

3) Na região de nêutrons intermediários (epitérmica) continua dominando a reação de captura radioativa (n,γ) . Todavia, a distribuição das seções de choque é caracterizada por máximos relativos ou picos de ressonância. Na determinação do fluxo nessa região, é importante selecionar materiais que tenham assim um pico de ressonância bem predominante. Um exemplo prático deste caso é o ^{197}Au , que apresenta uma ressonância muito grande em 4.9 eV, responsável por quase metade da função de resposta (produto da seção de choque de absorção pelo fluxo neutrônico) de todo o espectro de energia daquele material;

4) As reações do tipo (n,p) , (n,α) , (n,n') e $(n,2n)$ predominam na região de nêutrons rápidos, muitas delas do tipo reações de limiar, pois só se processam com nêutrons que tenham uma energia mínima. Para a determinação do fluxo rápido devem ser escolhidos materiais que apresentam reações de limiar nessa região de energias.

1.4 - OBJETIVO DO TRABALHO

O objetivo deste trabalho é implementar a técnica de ativação e contagem de fios, para que experimentalistas possam posteriormente medir a distribuição espacial do fluxo neutrônico térmico, em canais do reator IPEN/MB-01, por meio da irradiação de fios de ouro (^{197}Au).

Os resultados das medições a serem feitas posteriormente (portanto não fazendo parte do escopo de nosso trabalho) auxiliarão a verificação do projeto neutrônico do reator nuclear (48 MWt) da Instalação Nuclear à Água Pressurizada (INAP) da Marinha do Brasil (MB).

A implantação da técnica de ativação e contagem de fios de ouro para mapeamento de distribuição espacial do fluxo térmico de nêutrons foi composta pelas seguintes atividades:

- Revisão Bibliográfica;
- Seleção de materiais dos detectores (fios de ^{197}Au nos diâmetros nominais de 0.125 mm e 0.250 mm) e da cobertura de Cádmiio (0.0508 mm de espessura);
- Seleção das Posições de Irradiação no núcleo do reator;
- Determinação dos Fatores de Correção e do Fator de Cádmiio (uso do programa ANISN - Teoria de Transporte);
- Projeto, Especificação, Fabricação e Obtenção de Equipamentos : colimador, capela de blindagem e sistema de movimentação;
- Montagem e Teste dos Equipamentos e dos Fios para irradiação;
- Calibração do Sistema de Contagem (detector HPGe) com fonte de ^{152}Eu no formato de fio;
- Preparação do Programa FLUCRI para organização das informações que comporão as medidas de fluxo: tempo de irradiação, tempo de espera, propriedades neutrônicas, fatores de correção e eficiência do sistema de contagem;
- Análise de Erros;
- Planejamento das Irradiações junto à Equipe de Operação do Reator IPEN/MB-01;
- Irradiação de posições selecionadas: no centro do núcleo; três na direção radial, no sentido do centro para leste e igualmente espaçados de 60 mm; na região exterior aos elementos combustíveis (no lado do moderador Leste); próximo a uma das barras de controle; no interior da região de atuação do Mecanismo de Acionamento de Barras (MAB), só que afastado das barras de controle;
- Contagem das irradiações;
- Análise das medidas obtidas nas posições selecionadas;
- Comparação preliminar com valores calculados (programa CITATION - Teoria de Difusão) e com valores obtidos em outros processos de medida (Folhas e Câmaras de Fissão); e
- Estabelecimento de subsídios para futuros experimentos.

CAPÍTULO 2

RESUMO TEÓRICO DA TÉCNICA DE ATIVAÇÃO UTILIZANDO MEDIDORES DE FIOS DE OURO (^{197}Au)

2.1 - TÉCNICA DE ATIVAÇÃO COM FIOS DE OURO

2.1.1 - ASPECTOS GERAIS

Neste trabalho, o termo técnico da área nuclear "ativação" é compreendido como a indução (artificial ou não) de radioatividade em materiais, utilizando-se os nêutrons como partículas bombardeantes ou incidentes. A técnica aplicativa associada à ativação é conhecida como "análise de ativação". Através desta, que é uma técnica não-destrutiva e de relativa facilidade de aplicação, se pode ter um conjunto de informações a respeito do campo neutrônico em que expomos o material-alvo.

Esta técnica foi usada originalmente em 1936 por VON HEVESY e LEVI¹³ para detectar o Disprósio e o Európio em misturas de Terras Raras, sem o uso das técnicas de separação química. As referências disponíveis também mencionam o trabalho pioneiro de W. BOTHE⁵¹, em 1943, na utilização de detectores de ativação.

As medidas de fluxo e espectro de energia dos nêutrons por ativação são feitas através da contagem da radioatividade induzida nos detectores de ativação, por meio da espectrometria da radiação ou da partícula emitida (gama, beta).

No caso específico do bombardeamento de um material alvo por nêutrons, há a produção de um núcleo excitado e, por conseguinte, muito instável.

Quando são empregados nêutrons lentos, como nos reatores térmicos e neste trabalho, o modo de desexcitação do nuclídeo formado é por meio da emissão de raios gama ou pela nova emissão de um outro nêutron, se bem que existam algumas exceções que não serão tratadas aqui (13).

de reações competitivas). Quando empregamos uma folha ou fio, a seguinte relação é verdadeira, sendo f uma função:

$$\phi_{\text{TÉRMICO}} = f(k \cdot A_s) \quad (2.1.1)$$

onde: A_s = Atividade de saturação, que é o número de desintegrações no tempo no qual a taxa de produção de um radionuclídeo é igual à taxa de decaimento e transmutação do referido radionuclídeo. O termo k é um fator característico para o emprego de um determinado detector (fio, esfera, barra, disco ou folha), considerando-se: os erros introduzidos pelas suas características físicas (tamanho, pureza, formato); as características do dispositivo de medição e do dispositivo de contagem (tipo, eficiência típica, sensibilidade). O trabalho a ser conduzido nesta dissertação é a determinação destes termos, de forma que, para uma dada medida da atividade de saturação do fio, possamos inferir o fluxo térmico local.

Comparando-se com outros detectores, os detectores de ativação possuem as seguintes vantagens:

- são mais baratos (da ordem de dezenas de dólares americanos - US\$);
- não mudam suas propriedades em presença da radiação gama, sendo assim insensíveis a esta radiação;
- dispensam quaisquer ligações eletro-eletrônicas, permitindo portanto uma montagem mais simples no interior do núcleo;
- não necessitam de mecanismos de varredura de fluxo no local da medição;
- possuem alta resistência às temperaturas (elevado ponto de fusão - na maioria acima de 600 graus Celsius) e às solicitações mecânicas pelo núcleo (elevada resistência mecânica - na maior parte acima de 30% do Módulo de Elasticidade do Ferro);
- são de dimensões menores, acessando regiões de difícil posicionamento no interior do núcleo;
- induzem uma perturbação menor no fluxo neutrônico, diminuindo o problema das heterogeneidades (absorção);
- por serem normalmente metálicos, podem ser facilmente ajustados nas

colocados em cápsulas que, por sua vez, irão prejudicar fisicamente a medida do fluxo neutrônico; e

- não necessitam de reagentes químicos, o que evita a contaminação com outros materiais (13).

Como já mencionado no item 1.2.2; a escolha do tipo, formato e material do detector de ativação depende da resposta à energia desejada, magnitude do fluxo de nêutrons incidente, propriedades nucleares (seções de choque), tempo de irradiação, extensão do campo de irradiação, técnicas e dispositivos de contagem pós-irradiação e características e propriedades de fabricação (11).

Como exemplo de análise dos fatores mencionados acima para a seleção do tipo e material do detector de ativação, abordamos a diferença entre baixo fluxo e alto fluxo neutrônico.

Para baixos fluxos, devemos escolher detectores de ativação com alto valor de seção de choque de absorção (acima de 60 barns), para que possamos garantir uma "ativação" mínima, a ser medida pelo sistema de contagem empregado.

Para altos fluxos, os detectores devem ter seção de choque de absorção reduzida de forma que a atividade decorrente não atinja níveis elevados que proíbam o seu manuseio segundo os limites de radioproteção. Um exemplo desta situação é o emprego do Cobalto (seção de choque de absorção de 38 barns) para detecção in-core de núcleos de reatores de potência, que inerentemente possuem fluxos neutrônicos muito elevados (15).

Vale a pena comentar que, para ambos os casos, a meia-vida do material do detector de ativação é muito importante, uma vez que esta característica tem implicações práticas na dinâmica da rotina de contagem em si (em geral da ordem de dezenas de horas até dezenas de dias).

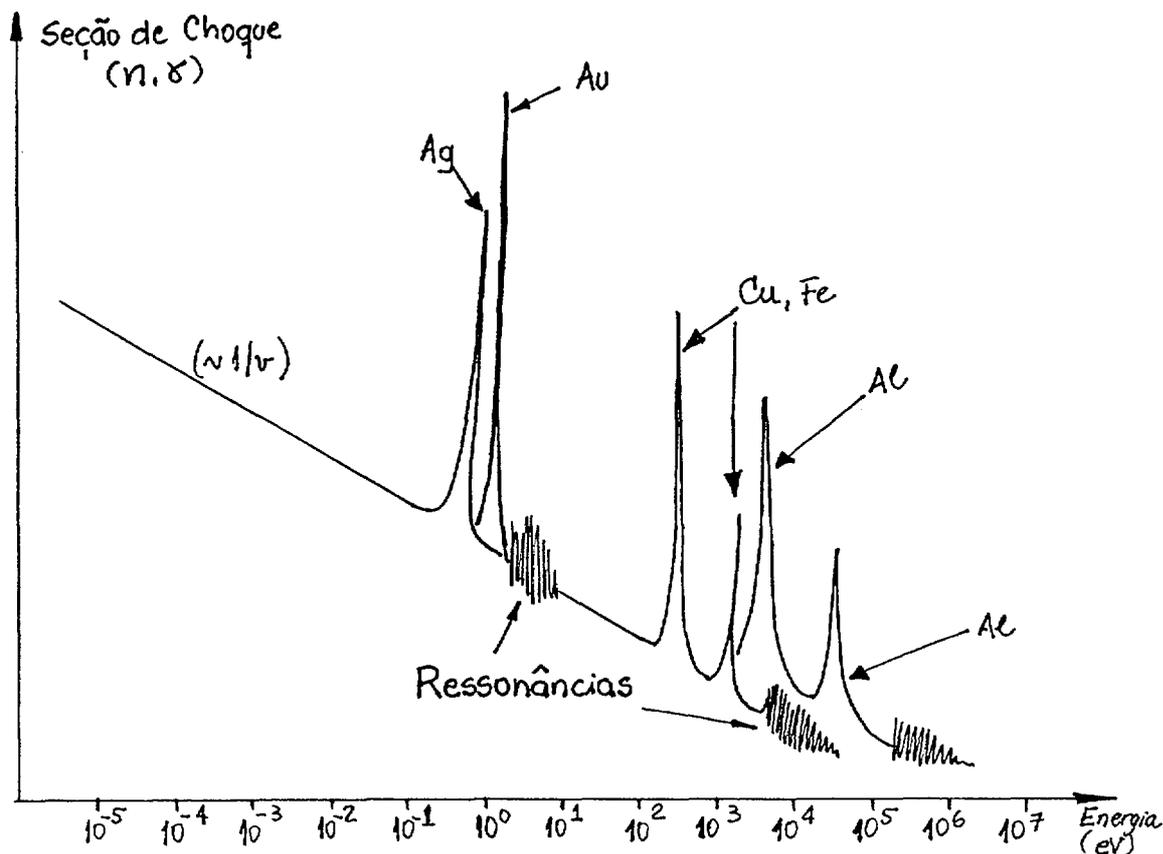
Baixos valores de meia-vida requerem uma agilidade muito grande para que as medidas possam ser realizadas. Esta situação, inclusive, pode não ser compatível com requisitos operacionais do reator e de proteção radiológica, inviabilizando todo o processo de contagem.

Em geral, as seções de choque de absorção de nêutrons são mais altas em baixas energias. Desta forma, os detectores de ativação são normalmente mais indicados para medirmos fluxos de nêutrons térmicos e/ou epitérmicos. Para garantir um alto grau de sensibilidade, a escolha de materiais deve ser feita de modo que tenham elevada seção de choque para reações induzidas por nêutrons.

Seguem-se alguns exemplos de materiais empregados nos detectores de ativação (no formato de folhas, fios, discos, esferas) segundo a energia dos nêutrons que desejamos medir:

- Nêutrons Térmicos - ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{197}Au
- Nêutrons Epitérmicos - ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{115}In , ^{197}Au
- Nêutrons Rápidos - ^{27}Al , ^{31}P , ^{32}S , ^{58}Ni

A figura 2.A apresenta um esquema geral das seções de choque de absorção x energia para os materiais mais comumente utilizados (70 e 71).



2.1.2 - PANORAMA DO EMPREGO DOS FIOS DE ATIVAÇÃO

Atualmente, a utilização da técnica de irradiação e contagem de detectores de ativação de fios está **dominada e consagrada**, encontrando-se em larga utilização, principalmente, em reatores nucleares de pesquisa. Existe também o seu emprego em Geoquímica e Geologia (na determinação da composição de materiais da crosta terrestre, meteoritos). Especificamente sobre a referida aplicação da técnica em reatores nucleares, podemos apresentar os seguintes exemplos (5):

- **Reator do Advanced Reactivity Measurement Facility** - situado em Idaho Falls - EUA, onde foram empregados 40 fios de liga de ouro/cobre, com 25.4 mm de comprimento, no levantamento de parâmetros de correção nas medidas de fluxo neutrônico;

- **Reator ASTRA**, localizado em Seibersdorf - Áustria, empregando-se fios de cobre, de 0.5 mm de diâmetro, como detector de ativação, a uma potência de 10 kW e durante 10 minutos, junto com detectores de Ge(Li) para medir a atividade dos fios;

- **Reator STUDSVIK R2** - Suécia, empregando-se fios de Cobalto como detector de ativação;

- **Reator FORD**, da Universidade de Michigan, em Ann Arbor - EUA, utilizando-se de fios de aço como detectores de ativação e detector de SPND (Self Powered Neutron Detector) para medir a atividade dos fios (16);

- **Reator YANKEE**, situado em Rowe, no estado de Massachusetts - EUA, que utilizou fios de aço inoxidável para medir o fluxo neutrônico para potências térmicas acima de 2 MWt. Este reator PWR foi construído pela Westinghouse para a Yankee Atomic Electric Company, no final dos anos 50, tendo a potência térmica máxima gerada pelos 76 elementos combustíveis em 485 MWt e a potência elétrica de 136 MWe. Os fios de aço inox mediam o fluxo neutrônico, longitudinal e radialmente, em 22 elementos combustíveis (17 e 18);

- **Reator CAVALIER**, da Universidade da Virgínia - EUA, que utilizou fios de ouro na medida do fluxo neutrônico, dentro do programa de troca de combustível altamente enriquecido para levemente enriquecido (High Enriched Uranium para Low Enriched Uranium) (19);

- **Unidade Crítica da Universidade de Kioto** - Japão, que para medir o seu fluxo neutrônico utiliza fios de ouro e dosímetros termoluminescentes de ortossilicato de magnésio como detectores de ativação (20);

- **Reator BOER-II**, que é um Reator de Testes de Materiais, localizado em Berlim - Alemanha, onde são empregados fios de cobre (99,999%) como detectores de ativação. O comprimento dos fios é de 605 mm e o diâmetro de 1 mm, sendo irradiados durante 30 minutos na potência de 10 kW. Neste reator, inclusive, a utilização de detectores de ativação é mandatória, uma vez que o espaço disponível no interior do núcleo não é suficiente para utilizarmos detectores de dimensões maiores que as encontradas nos detectores de ativação;

- **Reator WINDSCALE (AGR)** - Inglaterra, tendo sido medido o fluxo de nêutrons em 90 canais com o uso de fios de Manganês-Níquel e sistema de contagem tipo NaI para a radiação gama. Os fios mediam 2 pol de comprimento e 0.02 pol em diâmetro (21);

- **Reator HERO (AGR)** - Inglaterra, que serviu de suporte experimental para o reator Windscale, tendo também empregado fios de Manganês-Níquel, com diâmetros de 0.02 pol e 0.3, 0.4 e 0.57 pol de comprimento (22);

- **Unidade Crítica do Japan Atomic Energy Research Institute** - Japão, onde o mapeamento do fluxo neutrônico foi feito com fios de ^{197}Au , colocados na direção horizontal do núcleo, para auxiliar os estudos de desenvolvimento de expressões analíticas de Buckling, para núcleos com geometria variada que utilizam óxido de urânio levemente enriquecido (23); e

- **Reator BR-1**, localizado na cidade de Mol, Bélgica, onde foram feitas irradiações de fios e folhas de Cobalto, inseridos em meios de parafina e grafite separadamente, com o propósito de se padronizar este tipo de detector para normas técnicas da EURATOM (24).

2.1.3 - MATERIAIS EMPREGADOS

Nas tabelas 1.1, 1.2 e 1.3 apresentamos os principais materiais dos detectores de ativação utilizados na medição do fluxo neutrônico, com as respectivas propriedades em todo o espectro de energia.

TABELA 1.1 - MATERIAIS EMPREGADOS NOS DETECTORES DE ATIVAÇÃO DE NÊUTRONS TÉRMICOS (7)

ELEMENTO ALVO	Abundância Isotópica (%)	Seção de Choque de Ativ. Térmica (barns)	ELEMENTO GERADO	Meia-Vida ($T_{1/2}$)
Manganês	^{55}Mn (100)	13.2 +/- 0.1	^{56}Mn	2.58 h
Cobalto	^{59}Co (100)	16.9 +/- 1.5	$^{60\text{m}}\text{Co}$	10.4 min
		20.2 +/- 1.9	^{60}Co	5.28 a
Cobre	^{63}Cu (69.1) ^{65}Cu (30.9)	4.41 +/- 0.2	^{64}Cu	12.87 h
		1.8 +/- 0.4	^{66}Cu	5.14 min
Prata	^{107}Ag (51.35) ^{109}Ag (48.65)	45 +/- 4	^{108}Ag	2.3 min
		3.2 +/- 0.4	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	253 d
Índio	^{113}In (4.23) ^{115}In (95.77)	56 +/- 12	$^{114\text{m}}\text{In}$	42 d
		2.2.0 +/- 0.6	^{114}In	72 s
		160 +/- 2	$^{116\text{m}}\text{In}$	54.12 min
		42 +/- 1	^{116}In	14.1 s
Disprósio	^{164}Dy (28.18)	2000 +/- 200	$^{165\text{m}}\text{Dy}$	1.3 min
		800 +/- 100	^{165}Dy	140 min
Ouro	^{197}Au (100)	98.5 +/- 0.4	^{198}Au	2.695 d

TABELA 1.2 - MATERIAIS UTILIZADOS NOS DETECTORES DE ATIVAÇÃO DE NÉUTRONS EPITÉRMICOS (25)

ELEMENTO ALVO	ISÓTOPO	Meia-Vida ($T_{1/2}$)	Energia de Ressonância Principal (eV)	Integral da Seção de Choque de Ativação (barns)	% da Atividade Epitérmica devida à Ressonância Principal
Índio	^{115}In	54.12 min	1.457	2700	aprox. 0.96
Ouro	^{197}Au	2.695 d	4.905	1150	aprox. 0.95
Tungstênio	^{186}W	24 h	18.8	400	aprox. 0.98
Lantânio	^{139}La	40.2 h	73.5	11	aprox. 0.97
Manganês	^{55}Mn	2.58 h	337	15.7	aprox. 0.88

TABELA 1.3 - MATERIAIS UTILIZADOS NOS DETECTORES DE ATIVAÇÃO DE LIMIAR (7)

Elemento Alvo	Reação de Interesse	Abundância Isotópica	Meia -Vida ($T_{1/2}$)	Energia γ (MeV)	Abundância - (%)	Limiar (MeV)
Flúor	$^{19}\text{F} (n,2n) ^{18}\text{F}$	100	109.7 min	0.511	19.4	11.6
Magnésio	$^{24}\text{Mn} (n,p) ^{24}\text{Na}$	78.7	15 h	1.368	100	6
Alumínio	$^{27}\text{Al} (n,\alpha) ^{24}\text{Na}$	100	15 h	1.368	100	4.9
Alumínio	$^{27}\text{Al} (n,p) ^{27}\text{Mg}$	100	9.46 min	0.84 - 1.01	100	3.8
Ferro	$^{56}\text{Fe} (n,p) ^{56}\text{Mn}$	91.7	2.56 h	0.84	99	4.9
Cobalto	$^{59}\text{Co} (n, \alpha) ^{56}\text{Mn}$	100	2.56 h	0.84	99	5.2
Níquel	$^{58}\text{Ni} (n,2n) ^{57}\text{Ni}$	67.9	36 h	1.37	86	13
Níquel	$^{58}\text{Ni} (n,p) ^{58}\text{Co}$	67.9	71.6 d	0.81	99	1.9
Cobre	$^{63}\text{Cu} (n,2n) ^{62}\text{Cu}$	69.1	9.8 min	0.511	19.5	11.9
Cobre	$^{65}\text{Cu} (n,2n) ^{64}\text{Cu}$	30.9	12.2.7 h	0.511	37.8	11.9
Zinco	$^{64}\text{Zn} (n,p) ^{64}\text{Cu}$	48.8	12.2.7 h	0.511	37.8	2
Índio	$^{115}\text{In} (n,n') ^{115m}\text{In}$	95.7	4.5 h	0.335	48	0.5
Iridio	$^{127}\text{I} (n,2n) ^{126}\text{I}$	100	13 d	0.667	33	9.3
Ouro	$^{197}\text{Au} (n,2n) ^{196}\text{Au}$	100	6.18 d	0.33 - 0.35	25 - 94	8.6
Lítio	$^7\text{Li} (n,\alpha)^4\text{He}$	92.58	12.3 a	0 - 0.019	100 (β)	3.8

Como visto, os materiais normalmente empregados para detecção de nêutrons térmicos são (26): Sódio, Manganês, Cobalto, Ligas Alumínio-Cobalto, Ouro, Prata, Índio, ligas Índio-Alumínio e Disprósio-Alumínio.

O Manganês possui vantagem especial de ser absorvedor puro de nêutrons na região $1/v$ (ou térmica) do espectro energético de nêutrons. Na prática, ele é empregado junto com o Níquel, em uma liga de 90% de Manganês, para a medição de fluxos maiores que 10^4 n/cm² .s.

Devido a sua longa meia-vida e a sua pequena seção de choque de ativação, o Cobalto é usado para medidas de longo tempo de integração (acima de 2 horas) (27), quando estamos interessados em saber a dose total que o material foi exposto. Além disso, este material é especificado para medir fluxos neutrônicos de grande intensidade (10^{10} a 10^{13} n/cm² .s).

O Cobre também é um absorvedor puro de nêutrons na região térmica, como o Manganês, sendo utilizado para fluxos maiores que 10^5 n/cm² .s possuindo excelente trabalhabilidade mecânica.

O Índio é usado frequentemente para a determinação de baixos fluxos, sendo sua meia-vida de 54 minutos, devendo ter espessuras de pelo menos 0,01 mm. A sua seção de choque não segue a relação $1/v$, havendo o fato de que ressonâncias, na faixa de eV, podem levar a ativação epitérmica muito forte.

O Disprósio também é indicado para medir baixos fluxos neutrônicos, havendo um ligeiro desvio da sua seção de choque da relação $1/v$. Em comparação com o Índio, a contribuição da ativação epitérmica é menor. Este detector é usado nas formas: metálica, ligas com Al ou óxidos (Dy₂O₃). A ativação epitérmica do detector é baixa se comparada com a ativação térmica, o que faz este detector ser muito útil para medidas de baixo fluxo em situações onde é difícil, ou impossível, se determinar a razão de Cádmiio (isto será comentado mais adiante).

O emprego de ligas, como as de Alumínio e Níquel, é útil para estendermos a faixa de medida para fluxos de nêutrons de maior energia e/ou maior tempo de irradiação. No caso particular do Índio, observa-se uma utilidade acentuada, o que requer extremo cuidado para que não sejam introduzidas distorções na fabricação de folhas. Neste caso, a liga contribui para

uma maior resistência mecânica. Entretanto, em todos os casos, as ligas aumentam os erros nas medidas devido às incertezas e não uniformidades decorrentes das diferenças espaciais na concentração ocorrida na fabricação das mesmas.

2.1.4 - A SELEÇÃO PELO OURO

Dos materiais apresentados acima, o ouro apresenta apenas um isótopo que é o ^{197}Au , ou seja, a sua composição isotópica é de 100%. Quando este captura um nêutron, torna-se radioativo emitindo partículas beta (0.961 MeV) e radiações gama (0.4118 MeV, 95%) o que facilita as atividades de medição da radiação induzida, sendo recomendado para execução de medidas muito precisas.

Além disso, o ^{197}Au possui uma meia-vida de 2.696 dias, que pode ser considerada como relativamente longa, tornando-o muito conveniente para o emprego como detector de ativação. Isto permite uma ampla gama de tempos de exposição e não nos obriga a fazer a contagem (medida) no mesmo local em que houve a irradiação, como é recomendável para o Índio e com o Disprósio (28).

É importante mencionar também que o ouro é extremamente maleável, o que contribui para uma trabalhabilidade muito boa, podendo ser encontrado com alto teor de pureza. Caso seja de nosso interesse medirmos altos fluxos (entre 10^{12} a 10^{13} n/cm².s), normalmente é empregada uma liga de ouro e alumínio (0.1% e 99.9% respectivamente), sendo importante ter atenção aos radioisótopos formados pela ativação deste último elemento químico.

As características mencionadas acima foram preponderantes para que seleccionássemos conseqüentemente o ^{197}Au para utilização na técnica de irradiação de detectores de ativação.

2.1.5 - A SELEÇÃO PELO FORMATO DO TIPO FIO

Uma vez que o livre caminho médio do nêutron nos materiais de alta seção de choque de absorção é muito pequeno, as espessuras dos detectores de ativação devem ser pequenas para que não perturbemos, demasiadamente, o

fluxo que está sendo medido. As referências 9, 10 e 11 (normas técnicas) recomendam dimensões dos elementos irradiados, quando se utiliza o ^{197}Au , iguais ou menores a (para fluxos da ordem de 10^3 a 10^{10} nêutrons/cm².s):

- Fios: diâmetro de 1.016 mm ou 0.040 pol; e
- Folhas: espessura de 0.127 mm ou 0.005 pol.

Comparando-se as características físicas dos fios e das folhas de ativação (estas mais comumente utilizadas), vemos que ambos necessitam ter alta pureza (da ordem de 99.99%) e dimensões diminutas. Com relação aos demais aspectos, tanto os fios como as folhas satisfazem plenamente os requisitos.

No caso particular dos fios, estes têm a vantagem de serem individualmente pequenos para serem posicionados entre os elementos combustíveis e até mesmo entre os seus componentes (varetas, placas). As folhas mesmo sendo bem pequenas requerem dispositivos de suporte que normalmente são bem maiores que as mesmas.

Os fios podem ser também colocados e retirados mais facilmente do núcleo e a sua geometria permite uma medida contínua e/ou pontual, dependendo de nosso dispositivo de medida. Isto é importante porque se obtém um resultado experimental mais preciso e contínuo em relação ao sentido de medida (radial ou axial) do próprio núcleo, quando comparado com o emprego de folhas, esferas ou discos.

Com o intuito de se mapear o fluxo neutrônico de forma mais contínua no reator IPEN/MB-01, foi selecionado o formato tipo *fio* para os detectores de ativação, face às características aqui mencionadas. (É importante comentar que o formato tipo folha fornece uma medida discreta ou pontual).

2.1.6 - A UTILIZAÇÃO DO CÁDMIO

A ativação resultante da irradiação dos fios é provocada simultaneamente pelos fluxos térmico, epitérmico e rápido.

Como o fluxo que desejamos medir é **térmico**, devemos adotar um procedimento complementar àquele utilizado na irradiação do detector de

ativação, para que possamos descontar a influência dos fluxos de nêutrons **epitérmicos e rápidos**.

No que diz respeito estritamente ao fluxo de nêutrons **rápidos**, devemos adotar um procedimento específico para a sua medida, onde temos que usar um material diferente daquele empregado para a medida do fluxo **térmico/epitérmico**. No entanto, ressaltamos que a discussão detalhada deste procedimento não faz parte do escopo deste trabalho.

O procedimento complementar é chamado "cadmium-difference method" - método da diferença ou razão de Cádmiu. Neste procedimento, fazemos duas irradiações, cuja primeira consiste em se irradiar o detector (fio ou folha) coberto por Cádmiu, em espessura da ordem de 1.0 mm - 0.040 pol, e medir a atividade ali existente.

Em seguida, subtraímos a atividade obtida daquela existente no detector sem a cobertura de Cd (segunda irradiação). Desta forma, a cobertura de Cd atuou como um filtro "seletivo" e o fluxo térmico que nos interessa pode ser calculado através da medida do fluxo total e do fluxo não térmico (rápido e epitérmico) pela expressão abaixo:

$$\phi_{\text{TÉRMICO}} = \phi_{\text{TOTAL}} - \phi_{\text{NÃO TÉRMICO}} \quad (2.1.2)$$

O fato importante que fundamenta este processo é que o Cádmiu é um absorvedor eficaz de nêutrons abaixo de uma determinada energia, convencionada aqui de E_c , deixando passar os nêutrons que tenham energia superior àquele valor.

O valor de E_c é conhecido como "effective cadmium cut-off energy" e depende da espessura das dimensões, dos formatos do material e de outros fatores (distribuição angular e energética de nêutrons, características de absorção, pureza) (29,30,31 e 32). Escolhendo-se uma espessura suficiente de Cd, o valor de E_c pode ser considerado quase que independente da temperatura do moderador (e dentro da distribuição de Maxwell).

Para exemplificar, o valor de E_c é igual a 0.5 eV, caso tenhamos uma cobertura de Cd de 1mm de espessura e um fluxo isotrópico (em média os

valores de E_C situam-se entre 0.4 e 0.7 eV, podendo-se assumir o valor médio de 0.55 eV).

2.2 - MODELOS MATEMÁTICOS ENVOLVIDOS NA TÉCNICA DE DETECTORES DE ATIVAÇÃO

Nesta parte do trabalho, apresentaremos as equações que descrevem a técnica de medida de fluxo neutrônico por ativação de materiais.

Estes modelos possuem basicamente equações diferenciais que relacionam propriedades nucleares e quantidades de nêutrons envolvidos nas reações. Entretanto, não podemos esquecer da caracterização com a grandeza tempo, devido ao decaimento radioativo.

O fenômeno da ativação de um detector em um campo neutrônico, durante um intervalo de tempo finito de irradiação, pode ser descrito matematicamente por uma expressão derivada do conceito de balanço neutrônico, computando-se assim os vários mecanismos pelos quais os átomos podem ser produzidos e perdidos.

Considerando-se o balanço de átomos ativados em um volume finito do detector de ativação, temos a expressão:

$$\begin{array}{l} \text{Variação na População} \\ \text{de Átomos Ativados} \end{array} = \begin{array}{l} \text{Taxa de Produção} \\ \text{de Átomos Ativados} \end{array} - \begin{array}{l} \text{Taxa de Desaparecimento} \\ \text{de Átomos Ativados} \end{array}$$

O termo **produção de átomos ativados** é derivado da taxa de interações que ocorrem entre o nêutron incidente e o átomo do material do detector de ativação. Em uma maneira simples de abordar o problema, admitimos que o volume seja pequeno, o suficiente para que o fluxo neutrônico seja considerado constante.

O termo **desaparecimento de átomos ativados** tem relação com o decaimento radioativo, que ocorre no detector ativado, e também pela absorção de nêutrons durante a irradiação.

Detalhando-se cada termo do balanço para o fio de ^{197}Au , chegamos à expressão 2.2.1 (considerando-se estado estacionário de fluxo neutrônico, fluxo monoenergético e temperatura constante do moderador):

$$\frac{dn}{dt} = N \cdot \sigma_{atv} \cdot \phi - n \cdot \sigma_a \cdot \phi - n \cdot \lambda \quad (2.2.1)$$

onde:

- n é o número de átomos do radionuclídeo formado (que em nosso caso é o ^{198}Au);
- N é o número de átomos alvo do detector de ativação (^{197}Au);
- σ_{atv} é a seção de choque de ativação média do espectro (^{197}Au), medida em cm^2 ;
- σ_a é a seção de choque de absorção média no espectro dos átomos do radionuclídeo formado (^{198}Au), medida em cm^2 . As seções de choque médias no espectro de energia, em um conceito geral, σ_{atv} e σ_a são definidas pela expressão 2.2.2:

$$\sigma = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \psi(E) dE}{\int_0^{\infty} \psi(E) dE} \quad (2.2.2)$$

onde $\sigma(E)$ é a seção de choque com dependência energética, ou seja, como varia a seção de choque com a energia que o nêutron possui.

- λ é a sua respectiva constante de decaimento, medida em s^{-1} ; e
- ϕ é o fluxo de nêutrons, medido em nêutrons/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$, sendo definido pela expressão 2.2.3 como:

$$\psi = \int_0^{\infty} \Psi(E) dE \quad (2.2.3)$$

onde $\psi(E)$ é o fluxo diferencial de nêutrons (particular para cada energia ou faixa de energia dos nêutrons), medido por nêutrons/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{eV}$.

Caso os nêutrons térmicos estejam seguindo a distribuição de Maxwell, a seção de choque de ativação média no espectro de energia em função da temperatura do meio passa a ser definida como na expressão 2.2.4 (5):

$$\sigma_{\text{atv}} = \sigma_{T_0} \cdot \frac{\sqrt{\pi \cdot T_0}}{2\sqrt{T}} \quad (2.2.4)$$

onde:

- σ_{T_0} é a seção de choque térmica encontrada na literatura para o material do detector;

- T é a temperatura associada ao meio onde o nêutron se encontra; e T_0 é 293,6 K. De acordo com a referência 33, este valor no caso do Au é de 98.8 +/- 0.3 barns.

Por exemplo, para uma temperatura de 50°C, a seção de choque de ativação é igual a $0.845\sigma_{T_0}$.

O nosso objetivo é resolver esta equação de forma que tenhamos o valor do fluxo neutrônico expresso pelas características físicas e propriedades nucleares do reator e do detector, além dos tempos de irradiação e contagem, eficiência do sistema de contagem, perturbações de fluxo e imprecisões.

Ressalta-se que a nossa técnica de medição é indireta, ou seja, com a ativação do fio, obteremos um conjunto de dados que, após o devido tratamento para compensar perturbações e adequar as particularidades do sistema de contagem, nos permitirá determinar o fluxo térmico.

Definidas as grandezas nucleares acima, resolveremos a equação 2.2.1 através da substituição de alguns de seus termos, de forma a ter o menor grupo homogêneo de variáveis, visando simplificar o nosso processo de solução.

A taxa de consumo dos átomos alvo no detector é dada por 2.2.5:

$$\frac{dN}{dt} = -N \cdot \sigma_T \cdot \Phi \quad (2.2.5)$$

de σ_T é a seção de choque média total no espectro que leva em conta todas possíveis reações nos átomos alvo.

A solução da equação 2.2.5 é dada por 2.2.6:

$$N = N_0 \cdot e^{-\sigma_T \cdot \Phi \cdot t} \quad (2.2.6)$$

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

Substituindo 2.2.6 em 2.2.1, substituímos a grandeza N e homogeneizamos um pouco mais em termos de variáveis, que agora são n e t , obtendo-se a expressão 2.2.7 (com $n=0$, para $t=0$):

$$\frac{dn}{dt} + n(\sigma_a \Phi + \lambda) = \sigma_{av} \cdot N_0 \cdot e^{-\sigma_T \cdot \Phi \cdot t} \cdot \Phi \quad (2.2.7)$$

A equação em questão foi arranjada de forma que o lado esquerdo só contenha os termos relativos ao ^{198}Au , que é o radionuclídeo formado. No seu lado direito, temos os termos relacionados com o detector, ou a parte "direta" de nossa medição. Resolvendo esta equação 2.2.7 pela técnica do fator integrante, que consiste em multiplicar ambos os lados da igualdade por $e^{(\lambda + \sigma_a \Phi)t}$, temos em 2.2.8:

$$d \left[n \cdot e^{(\lambda + \sigma_a \Phi)t} \right] / dt = \sigma_{av} \cdot \Phi \cdot N_0 \cdot e^{-[\sigma_a \Phi + \lambda]t + \sigma_T \Phi t} \quad (2.2.8)$$

A partir das seguintes ordens de grandeza (33):

- o fluxo monoenergético do Reator IPEN/MB-01 é da ordem de 10^9 nêutrons/s.cm²;
- σ_a e σ_T são da ordem de 10^{-20} cm²;
- λ é da ordem de 10^{-6} s⁻¹;

podemos concluir que $\sigma_a \cdot \Phi \ll \lambda$ e $\sigma_T \cdot \Phi \ll \lambda$, com uma relação de superioridade de um milhão de vezes. A partir de tais conclusões e integrando a equação 2.2.8, obtemos a expressão 2.2.9 que nos permite relacionar o número de átomos (n) do radionuclídeo formado com o tempo de irradiação (t):

$$n = \sigma_{atv} \cdot \Phi \cdot N_o \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \cdot \lambda^{-1} \quad (2.2.9)$$

O nosso primeiro passo concretizou-se nesta equação, porque temos uma equação não diferencial com um número reduzido de variáveis. A partir deste ponto, vamos abordar a variável tempo com melhor detalhamento à situação que ocorre no procedimento de irradiação.

É importante observar que o detector será irradiado por um determinado intervalo de tempo, para que tenha uma atividade mínima, de forma que possamos medí-la em um detector. Depois disto, será retirado do local de irradiação, ocorrendo assim o decaimento radioativo, que irá diminuir a atividade que mencionamos.

Sejam as seguintes definições:

- $A_o = n \cdot \lambda$, a atividade ao término do tempo de irradiação;
- Σ_{atv} a seção de choque macroscópica de ativação média no espectro;
- N o número de átomos alvo por cm cúbico; e
- V o volume (em cm cúbicos) do detector exposto à janela do detector por meio do colimador. A equação 2.2.9 pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} n \lambda &= \sigma_{atv} \cdot \Phi \cdot N_o \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \\ A_o &= \Sigma_{atv} \cdot \Phi \cdot V \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

Da expressão 2.2.10, identificamos dois aspectos práticos importantes quando irradiamos o detector de ativação. Após um **período muito grande de irradiação**, o termo $e^{-\lambda t}$ tende a zero, fazendo com que A_o tenda a um valor máximo que é igual a A^∞ , também conhecida como atividade de saturação do detector. Desta forma $A^\infty = \Sigma_{atv} \cdot \Phi \cdot V$.

A atividade de saturação é um conceito que corresponde ao número de desintegrações no tempo, para uma condição de regime permanente, na qual a taxa de produção de um nuclídeo radioativo é igual à taxa de perda por decaimento radioativo ou transmutação.

Outro conceito importante mencionado é o de intervalo de tempo muito grande, sendo compreendido como um tempo de irradiação maior 3 a 4 vezes que a meia-vida do nuclídeo formado. Para quantificarmos o que foi mencionado,

tempos de irradiação equivalentes a 4 meias-vida do nuclídeo formado são suficientes para induzir uma atividade de 6% a 12% inferior à atividade de saturação (8). Do que foi exposto, reescrevemos a equação (2.2.10) de forma que:

$$dN/dt = A^\infty \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.2.11)$$

Na prática, não é necessário irradiar o detector de ativação até que seja atingida a sua atividade de saturação, mas sim até um valor de A_0 suficiente para ser medido em um sistema de detecção. Isto representa uma economia nos recursos de irradiação (horas de operação de reator e todos os seus sistemas auxiliares).

Uma vez obtido o valor de A_0 , a atividade de saturação A^∞ é calculada através da equação 2.2.11 obtendo-se o fluxo de nêutrons na :

$$\Phi = \frac{A^\infty}{\Sigma_{atv} \cdot V} \quad (2.2.12)$$

Esta equação é a expressão básica de cálculo do fluxo neutrônico. Mediremos um valor de A_0 para obter A^∞ , enquanto $\Sigma_{atv} \cdot V$ são propriedades do detector.

Ao término da irradiação do detector de ativação, que no nosso caso é o núcleo do reator, começa haver o decaimento radioativo imediatamente, levando-se o detector para a contagem em um sistema de detecção como já mencionado anteriormente. Cabe aqui ressaltar a importância de se conhecer a eficiência do sistema de contagem e o ruído de fundo presentes no sistema de medição.

A figura 2.B apresenta a variação da atividade do detector de ativação em função do tempo, sendo que até $t = t_0$ o detector é irradiado, quando então é retirado do campo neutrônico (núcleo do reator). Entre os instantes t_1 e t_2 o detector de ativação é contado em um sistema de detecção que apresenta uma eficiência global de contagem ϵ (adimensional) obtida na operação de calibração.

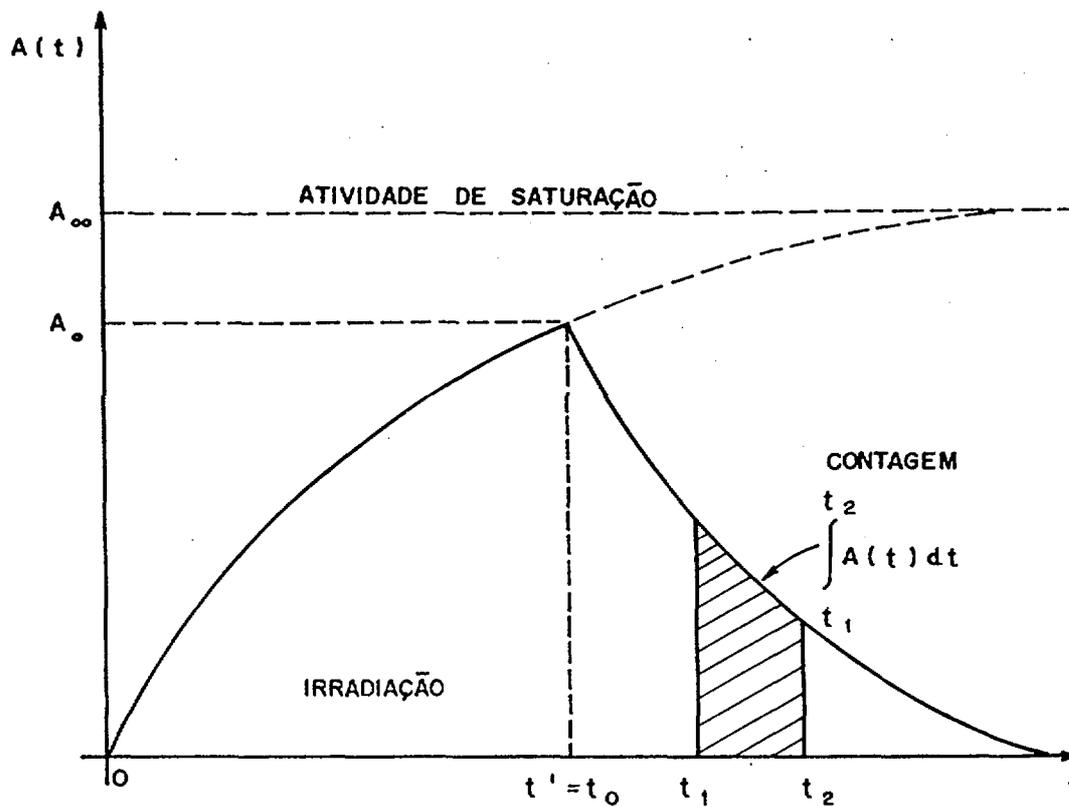


Figura 2.B - Diagrama de Atividade x Tempo existente na Irradiação e Contagem

A contagem acumulada C (ou integrada), obtida no sistema de contagem do detector de ativação, entre os instantes t_1 e t_2 no sistema de espectrometria é dada por 2.2.13:

$$C = \varepsilon I \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda(t-t_0)} dt + BG \quad (2.2.13)$$

sendo I a abundância gama do fotopico contado (gama/100 desintegrações) e BG a radiação de fundo entre os instantes t_1 e t_2 .

Resolvendo-se a equação 2.2.13, obtemos a contagem acumulada C:

$$C = [e^{-\lambda(t_1-t_0)} - e^{-\lambda(t_2-t_0)}] (\epsilon A_0 I / \lambda) + BG \quad (2.2.14)$$

Os intervalos de tempos ali apresentados são:

$(t_0 - 0)$ = tempo de irradiação

$(t_1 - t_0)$ = tempo de espera, ou t_e

$(t_2 - t_1)$ = tempo de contagem, t_c

Da equação 2.2.11,

$$A_0 = A^\infty \cdot (1 - e^{-\lambda t_0}) \quad (2.2.15)$$

Substituindo em 2.2.14, obtemos a atividade de saturação A^∞ da expressão:

$$A^\infty = \frac{\lambda \cdot (C - BG) e^{\lambda t_e}}{\epsilon \cdot I (1 - e^{-\lambda t_c}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_0})} \quad (2.2.16)$$

Inserindo a equação 2.2.16 em 2.2.12, obtemos a equação que nos dá o fluxo de nêutrons obtido experimentalmente pela contagem de detectores de ativação irradiados, considerados como finos, de forma que possam ser desprezados os efeitos de perturbação do fluxo neutrônico. Desta forma temos que 2.2.17:

$$\Phi = \lambda \cdot (C - BG) \cdot e^{\lambda t_e} / N_0 \cdot \sigma_{atv} \cdot \epsilon \cdot I (1 - e^{-\lambda t_0}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_c}) \quad (2.2.17)$$

A grandeza $(C-BG)$ é obtida por meio do sistema de contagem (eletrônico) que já desconta o ruído de fundo presente no local de contagem do detector de ativação.

Apesar do desenvolvimento ter sido feito com abordagem monoenergética, a formulação acima se aplica ao fluxo total de nêutrons (**todas as energias**). Para a obtenção do fluxo térmico, é preciso usar uma metodologia, mencionada no item 2.1.6, que estratifique a energia na equação 2.2.17. Também é preciso destacar a necessidade de se inserir o **fator de perturbação do fluxo** (por causa da introdução do próprio detector), o que será feito no capítulo 3.

2.2.1- MEDIDAS DO FLUXO TÉRMICO

Para medidas de nêutrons na faixa de energia térmica do espectro, os detectores de ativação devem ter seções de choque de ativação que sigam a lei $1/v$ na região térmica e apresentem ressonâncias isoladas na região epitérmica. Para o nosso trabalho, nestes detectores devem ainda prevalecer as reações de captura do tipo (n,γ) .

Quando se irradia o detector, uma porcentagem de sua atividade será devida aos nêutrons térmicos, outra aos nêutrons epitérmicos e outra aos nêutrons rápidos. A atividade de saturação do detector será composta por três parcelas:

$$A^{\infty} = A_{term}^{\infty} + A_{epiterm}^{\infty} + A_{rap}^{\infty} \quad (2.2.18)$$

sendo A_{term}^{∞} a atividade de saturação devida aos nêutrons térmicos, $A_{epiterm}^{\infty}$ a atividade de saturação devida aos nêutrons epitérmicos e A_{rap}^{∞} a atividade de saturação devida aos nêutrons rápidos.

Como mencionado no item 2.1.6 - *A Utilização do Cádmi*, para obtermos a medida do **fluxo térmico**, empregamos a técnica da razão de Cádmi, consistindo em irradiar sob as mesmas condições, num mesmo canal do reator, além do fio nu, um fio com cobertura de Cádmi, aparecendo assim duas atividades de saturação: a atividade obtida com o fio nu (A_{scob}^{∞}) e a atividade obtida com a cobertura de Cd (A_{ccob}^{∞}).

O que desejamos obter é a A_{term}^{∞} , que é derivada como abaixo:

$$A_{term}^{\infty} = A^{\infty} - A_{nãterm}^{\infty}$$

O termo A^{∞} é igual ao termo medido experimentalmente A_{scob}^{∞} . O termo $A_{nãterm}^{\infty}$ é aproximado por $A_{epiterm}^{\infty}$, uma vez que a A_{rap}^{∞} pode ser considerada como baixa em relação às outras duas parcelas quando usamos detectores de ouro. Assim, temos:

$$A_{term}^{\infty} = A_{scob}^{\infty} - A_{epiterm}^{\infty}$$

Para obtermos o termo $A_{epiterm}^{\infty}$, utilizamos a Razão de Cádmiu, que é definida pelo quociente entre dois dados obtidos experimentalmente:

$$R_{Cd} = \frac{A_{scob}^{\infty}}{A_{ccob}^{\infty}} \quad (2.2.19)$$

sendo A_{ccob}^{∞} a atividade de saturação do fio de Ouro coberto com Cádmiu.

Como já mencionado, este último elemento químico atua como um filtro de nêutrons, do tipo *passa alta*, por causa da sua alta seção de choque de absorção na faixa de energia térmica (2450 barns). É importante salientar que o Cádmiu **não é um filtro ideal de nêutrons térmicos**. Alguma fração dos nêutrons epitérmicos é absorvida pelo próprio Cádmiu. Desta forma, a atividade de saturação epitérmica está menor do que deveria. Daí decorre a necessidade de considerar um fator que compense essa absorção. Este fator é o **Fator de Cádmiu** (F_{Cd}), definido como:

$$F_{Cd} = \frac{A_{epiterm}^{\infty}}{A_{ccob}^{\infty}} \quad \text{ou} \quad A_{epiterm}^{\infty} = A_{ccob}^{\infty} \cdot F_{Cd} \quad (2.2.20)$$

Conceitualmente, o seu valor deve ser maior que 1.0, para que majoremos a atividade de saturação do detector, quando aplicamos a cobertura de Cádmiu, de forma a considerar a parcela de nêutrons epitérmicos que foram absorvidos na própria cobertura junto com os nêutrons térmicos.

A explicação para isto reside no fato do Cádmiu possuir uma faixa muito larga de ressonância epitérmica, o que resulta em uma diferença (mesmo que pequena) entre a ativação com energias acima da energia de corte do Cádmiu e a ativação com energias acima da energia de corte da região dos nêutrons térmicos (29). Este fator será visto em detalhes mais adiante no item 2.3.4

Rearranjando as expressões 2.2.18, 2.2.19 e 2.2.20 obtemos:

$$A_{epitérm}^{\infty} = A_{scob}^{\infty} \cdot \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}} \quad (2.2.22)$$

$$A_{scob}^{\infty} = A^{\infty}$$

$$A_{scob}^{\infty} = A_{term}^{\infty} + A_{epitérm}^{\infty}$$

$$A_{term}^{\infty} = A_{scob}^{\infty} - A_{epitérm}^{\infty} \quad (2.2.23)$$

$$A_{term}^{\infty} = A_{scob}^{\infty} \cdot \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}}\right)$$

e substituindo estas duas equações nas equações 2.2.12 e 2.2.17, chegamos na expressão matemática que nos fornece o fluxo de nêutrons térmicos:

$$\Phi_{term.} = \lambda \cdot (C - BG) \cdot e^{\lambda t_e} \cdot [1 - (F_{cd} / R_{cd})] / N_o \cdot \sigma_{atv} \cdot l \cdot (1 - e^{-\lambda t_o}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_c}) \cdot C_{t\u00e9rmico} \quad (2.2.24)$$

Podemos observar que o numerador da expressão \u00e9 a atividade devida somente aos n\u00e9utrons t\u00e9rmicos. No denominador, al\u00e9m de propriedades nucleares, existe o termo $C_{t\u00e9rmico}$ que \u00e9 a **corre\u00e7\u00e3o da perturba\u00e7\u00e3o do fluxo t\u00e9rmico**, devido \u00e0 introdu\u00e7\u00e3o de nosso detector no campo neutr\u00f4nico.

A quantifica\u00e7\u00e3o deste valor ser\u00e1 vista mais adiante no **cap\u00edtulo 3**, onde consideraremos todos os fatores que influenciam na sua determina\u00e7\u00e3o.

Tr\u00eas observa\u00e7\u00f5es s\u00e3o importantes:

- 1) O fluxo neutr\u00f4nico \u00e9 determinado para cada ponto m\u00e9dio do trecho do detector que est\u00e1 sendo exposto ao sistema de contagem (colimador), existindo assim tantos pontos quanto for a divis\u00e3o entre o comprimento total do fio e o comprimento da abertura do colimador;
- 2) Para obtermos o **fluxo t\u00e9rmico** precisamos de duas irradia\u00e7\u00f5es, o que implica em se operar o reator duas vezes. Se quisermos otimizar, podemos irradiar um detector sem cobertura e outro com cobertura de Cd, simultaneamente, desde que a dist\u00e2ncia m\u00ednima entre eles seja de 5.1 mm (para o nosso caso espec\u00edfico) (29) para evitar a influ\u00eancia do Cd no fio sem cobertura.

Caso seja possível estimar ou arbitrar a Razão de Cádmiu, para cada ponto a ser medido, reduziremos os custos operacionais, bastando a irradiação do fio nu. A estimativa de Rcd para o comprimento ativo do núcleo pode ser feito da seguinte forma (32):

$$R_{cd} = [(1+rs)/r]. \{s+[1/k.(T/T_0)^{0.5}]\}^{-1} \quad (2.2.25)$$

onde:

- r e s são grandezas espectrais que indicam o afastamento do comportamento da seção de choque em relação à lei $1/v$. No formalismo de Westcott, possuem funções analíticas que determinam os respectivos valores (12). Todavia, são também obtidos mais facilmente por via experimental e se relacionam com as temperaturas T e T_0 da seguinte forma:

$$s.(T_0/T)^{1/2} = 17.28 \quad e \quad r.(T/T_0) = 0.0538$$

- K é um coeficiente que leva em consideração as características do fluxo neutrônico incidente (beam ou isotropic) e a espessura da cobertura de Cádmiu, tendo sido originalmente desenvolvido a partir de um trabalho para detectores de ativação no formato de folhas. Este fator é retirado da referência bibliográfica 12;

- T_0 é temperatura normalizada para a obtenção das propriedades da seção de choque;

- T é a temperatura do meio em que foi feita a medida.

Substituindo-se os valores disponíveis para a nossa experimentação temos que:

- $T_0 = 293.6 \text{ K}$ - $T = 294.2 \text{ K}$
- $s = 17.31$ - $r = 0.0537$
- $K = 2.0728$ - $R_{cd} = 2.0150$ (assumida na região do **comprimento ativo**)

De posse destes valores, poderemos comparar com os valores medidos e avaliar a indicação desta aproximação para a estimativa preliminar da R_{cd} .

3) É importante sabermos a razão entre o **fluxo térmico** e o **fluxo não térmico** (*epitérmico + rápido*) em uma determinada posição do reator. Isto pode ser determinado de uma forma razoavelmente simples, por meio da razão entre as atividades do detector nú e do detector coberto com Cádmiio. A diferença entre estas atividades pode ser aproximada por:

$$A_{scob(Cd)}^{\infty} - A_{ccob(Cd)}^{\infty} \cong N_o \sigma_{termica} \Phi_{termica} + N_o \cdot \Phi_o \cdot \int_{E_{termica}}^{E_{cor(Cd)}} \frac{\sigma(E)}{E} dE \quad (2.2.26)$$

$$\Phi_o = \frac{1}{\ln(E_c/E_t)}$$

Em geral, a segunda parcela da soma acima é pequena porque envolve um curto intervalo de energia ($E_c - E_{tém}$). Conhecendo-se a Razão de Cádmiio a partir de nossas medidas, é possível termos uma idéia de quão maior é o fluxo térmico em relação ao fluxo não térmico, uma vez que esta relação é proporcional a $R_{Cd} - 1$, lembrando-se que as medidas são função do detector e do espectro de nêutrons.

$$R_{Cd} - 1 = \frac{A_{scob}^{\infty}}{A_{ccob}^{\infty}} - 1 = \frac{A_{scob}^{\infty} - A_{ccob}^{\infty}}{A_{ccob}^{\infty}} \cong \frac{N_o \sigma_{termica} \Phi_{termico}}{N_o \cdot \Phi_o \cdot \int_{E_c}^{\infty} \frac{\sigma(E)}{E} dE} \quad (2.2.27)$$

Em termos mais precisos, as equações a seguir consideram que, para a região térmica (obedecendo à distribuição de Maxwell), podemos adotar uma função degrau para expressar a energia E ($E \leq \mu kT$). Desta forma, poderemos agrupar a distribuição dos nêutrons intermediários à distribuição Maxwelliana, expressando melhor o que ocorre com a adoção do método da Razão de Cádmiio, porque uma fração dos nêutrons intermediários são absorvidos pela cobertura de Cd. Escrevemos as equações abaixo por consequência, considerando que $\varphi(E)$ seja a densidade de fluxo na energia E :

$$R_{Cd} = \frac{\int_0^{\infty} \varphi(E)\sigma(E)dE}{\int_{E_c}^{\infty} \varphi(E)\sigma(E)dE} = \frac{\int_0^{\infty} \varphi_{Maxw}(E)\sigma(E)dE + \int_{\mu kT}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}{\int_{E_c}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}$$

$$R_{Cd}^{-1} = \frac{\int_0^{\infty} \varphi_{Maxw}(E)\sigma(E)dE + \int_{\mu kT}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}{\int_{E_c}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE} - \frac{\int_{E_c}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}{\int_{E_c}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}$$

$$R_{Cd}^{-1} = \frac{\int_0^{\infty} \varphi_{Maxw}(E)\sigma(E)dE + \int_{\mu kT}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE - \int_{E_c}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}{\int_{E_c}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}$$

$$R_{Cd}^{-1} = \frac{\int_0^{\infty} \varphi_{Maxw}(E)\sigma(E)dE + \int_{\mu kT}^{E_c} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE}{\int_{E_c}^{\infty} \varphi_{int}(E)\sigma(E)dE} \quad (2.2.28)$$

que significa que o numerador contempla a contribuição dos nêutrons térmicos e parte dos nêutrons epitérmicos, enquanto que o denominador considera somente a contribuição dos nêutrons não absorvidos pela cobertura de Cd.

CAPÍTULO 3

FATORES DE CORREÇÃO PARA A DETERMINAÇÃO DO FLUXO DE NÊUTRONS TÉRMICOS

3.1 - INTRODUÇÃO

Nas medidas e mapeamentos de fluxos de nêutrons usando-se detectores de ativação, deve-se considerar a relação entre a população de nêutrons existentes antes e depois da presença dos detectores, por causa das perturbações introduzidas, dependendo das características de cada um. Por exemplo, os fios metálicos de ativação de pequenos diâmetros produzem perturbações bem menores no campo neutrônico do que detectores convencionais.

Como estamos interessados em obter medidas absolutas do fluxo neutrônico, é importante conhecer os Fatores de Correção de fluxo, para que possamos compensar a introdução do fio metálico.

Neste capítulo iremos abordar o assunto de duas formas: a partir de referências bibliográficas (fazendo-se ajustes para a situação que foi considerada) e a partir de cálculos envolvendo a Teoria de Transporte de Nêutrons. No final, analisamos as duas e concluímos os Fatores de Correção para o prosseguimento do trabalho.

3.2 - ESTIMATIVA DOS FATORES DE CORREÇÃO DE PERTURBAÇÃO DO FLUXO DE NÊUTRONS POR REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

De forma prática, a partir de referências bibliográficas, existem duas maneiras de levar em conta a correção mencionada: a primeira é considerando-se, isoladamente, os dois principais fenômenos que ocorrem com a introdução do detector (auto-blindagem e depressão de fluxo); e a segunda é considerando-se o fenômeno global da perturbação do campo neutrônico que desejamos medir.

3.2.1 - EFEITO DE DEPRESSÃO DE FLUXO NEUTRÔNICO (Flux Depression)

O efeito de depressão de fluxo se deve ao fato do fio de ativação ocupar um espaço anteriormente ocupado pelo meio moderador. Com isso, além do fio não permitir (no local) a mesma taxa de espalhamento, e a mesma moderação por decorrência, o detector absorve nêutrons, provocando uma depressão de fluxo neutrônico. Desta forma, o detector pode ser considerado como uma fonte negativa de nêutrons cuja intensidade é determinada pelo número total de nêutrons absorvidos por unidade de volume por segundo. A figura 3.A mostra este efeito, considerando-se a seguinte legenda:

- ϕ - é o fluxo sem a presença do fio ou detector;
- ϕ_s - é o fluxo incidente no fio; e
- ϕ_m - é o fluxo médio medido.

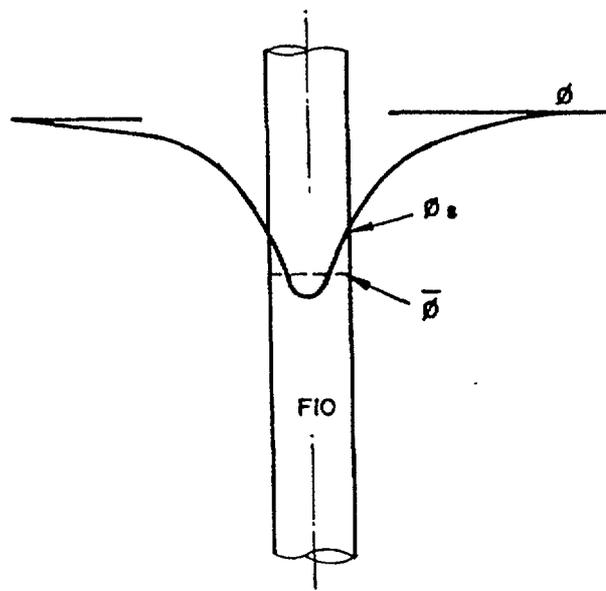


Figura 3.A - Efeito de Depressão no Fluxo Neutrônico

O respectivo fator de correção é definido como sendo a razão entre o fluxo na superfície do detector e o fluxo anterior ao posicionamento do detector.

Para o caso de detectores com formas cilíndricas, os trabalhos divulgados com desenvolvimento teórico e prático, possuem um escopo diferente daquele existente neste trabalho, porque tratam de outros materiais que não o Au e com outros aspectos geométricos dos fios aqui empregados.

Assim sendo, vamos assumir inicialmente o valor existente na referência 34, sabendo-se que o material ali considerado foi o Cobalto e o meio de moderação a água leve. Este fator é igual a **0.975** para fios com 0.125 mm de diâmetro e 10 mm de comprimento.

3.2.2 - EFEITO DE AUTO-BLINDAGEM (Self-Shielding)

O efeito de auto-blindagem se deve à atenuação do fluxo neutrônico das camadas mais externas do fio para as internas, provocando uma distribuição radial não homogênea do fluxo neutrônico no interior do detector. Isto causa uma diminuição na ativação do fio pela diminuição do fluxo neutrônico.

Especificamente para o caso de fios de irradiação, a referência 35 apresenta uma metodologia para a determinação do fator de correção devido à auto-blindagem. O fator de correção f foi definido assim como a razão entre o fluxo médio no interior do fio (com auto-blindagem) e o fluxo na superfície do fio (não perturbado) para um cilindro de raio R .

Naquele trabalho, foi assumido que o nêutron pode ser considerado como monoenergético e que o campo neutrônico deva ser isotrópico, não considerando, entretanto, o espalhamento no absorvedor. Este conjunto de hipóteses afasta-se de nosso campo real de trabalho, na medida que é muito simplificador e que nos induz a fazer uma avaliação adicional posterior.

A equação do fator f é dado por (28), considerando a variável x como $x = R \cdot \Sigma a$:

$$f = \frac{2x}{3} \left\{ 2 \left[x \cdot K_1(x) \cdot I_1(x) + K_0(x) \cdot I_0(x) - 1 \right] + \frac{K_1(x) \cdot I_1(x)}{x} - K_0(x) \cdot I_1(x) + K_1(x) \cdot I_0(x) \right\} \quad (3.1)$$

onde as funções de Bessel $K_n(x)$ e $I_n(x)$ são tabeladas nas referências 36 e 37.

Na referência 35, a figura 3.B apresenta na abcissa o tamanho do absorvedor em termos do caminho médio de absorção. Na ordenada, está representado o fator de correção de fluxo devido à auto-blindagem. Observa-se a parametrização em função da grandeza $2.R.\Sigma_a$ e pelo formato do detector, que no nosso caso é aproximado por um cilindro.

Neste caso, o fator de correção do fenômeno da auto-blindagem pode ser estimado como se segue:

a) Diâmetro do Fio: 0.125 mm

Fator de Autoblindagem = 0.98

Fluxo Incidente na superfície do detector = 1.020 x Fluxo Médio no Detector

b) Diâmetro do Fio: 0.250 mm

Fator de Autoblindagem = 0.95

Fluxo Incidente = 1.053 x Fluxo Médio no Detector

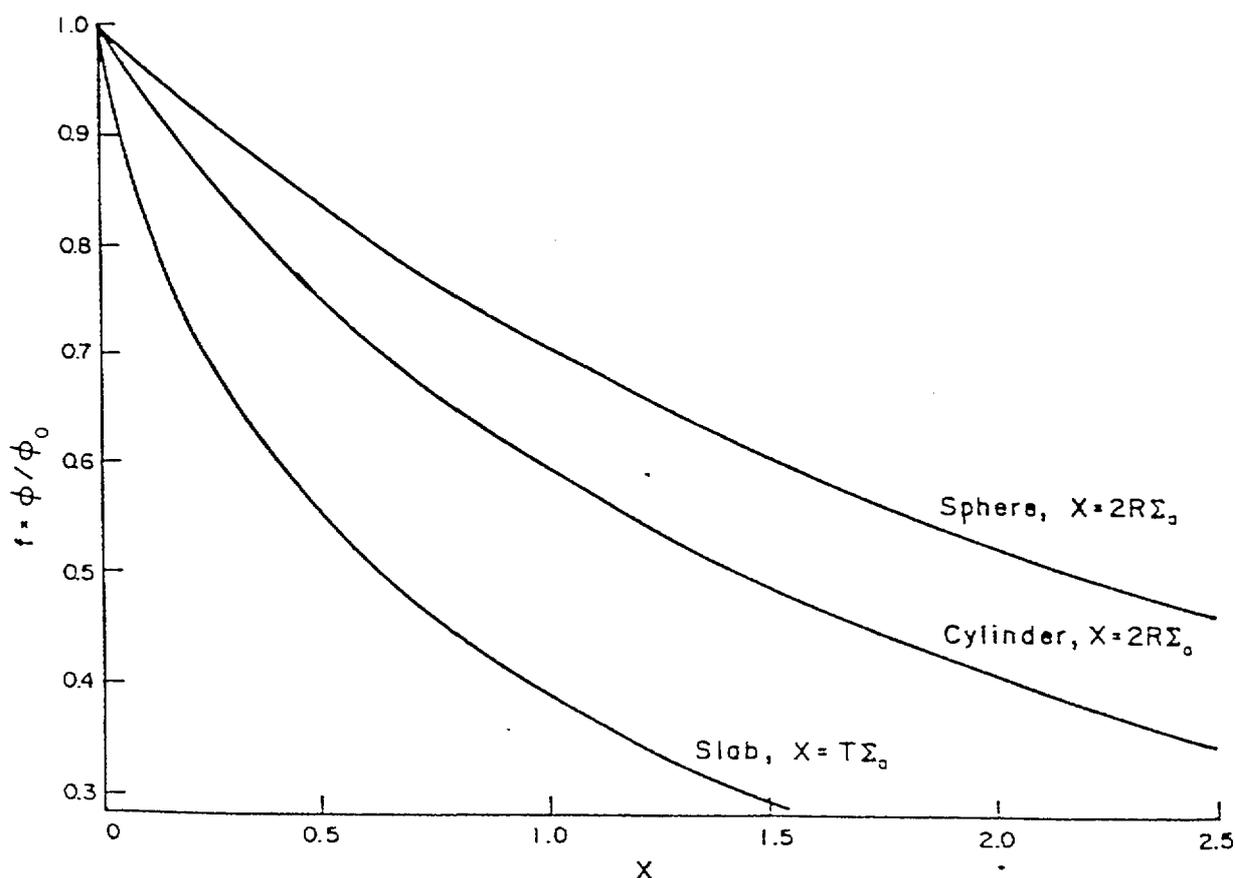


Figura 3.B - Efeito de Auto-Blindagem

3.2.3 - EFEITO GLOBAL DE INTERFERÊNCIA NO FLUXO A SER MEDIDO

Na referência 38, foi desenvolvido um método para se determinar o coeficiente global de perturbação do fluxo neutrônico térmico pela utilização de fios de ativação.

Este método considera, inicialmente, a Equação de Transporte de Nêutrons para um meio homogêneo, infinito e no regime estacionário. Em seguida, esta mesma equação é escrita considerando-se a introdução do detector.

Após operações matemáticas e a aplicação de métodos numéricos, utilizam-se funções de distribuição, funções esféricas de Bessel e funções de Green e suas propriedades inerentes, tendo-se o fluxo neutrônico perturbado a partir de um fluxo neutrônico não perturbado conhecido.

No desenvolvimento mencionado acima, foram consideradas as seções de choque macroscópicas (cm^{-1}) para a água e para o ouro como sendo respectivamente:

- Espalhamento: 3.1204 (água) e 0.549 (ouro)
- Absorção: 0.0191 (água) e 5.17 (ouro)

Além disso, devem ser consideradas as seguintes relações:

$$1.0 \leq \Sigma_a^D \leq 10.0 \quad \text{e} \quad \Sigma_s^D \ll \Sigma_a^D$$

onde Σ_a^D é a seção macroscópica de absorção do detector e Σ_s^D a seção macroscópica de espalhamento do detector.

A figura 3.C possui na abcissa o produto $\rho \cdot \Sigma_a^D$ que está intimamente relacionado com as propriedades físicas do material e geométricas transversais do detector (ρ é o seu raio em cm).

Na ordenada, está representada a razão entre o fluxo perturbado e o fluxo não perturbado. As curvas que relacionam as ordenadas com as abcissas estão parametrizadas no produto $L \cdot \Sigma_a^D$, que relaciona propriedades geométricas

longitudinais (L é comprimento em cm) com propriedades físicas do material. Desta forma, todos os parâmetros estão adimensionalizados.

Desejamos obter a correção a ser aplicada no fluxo medido (ou fluxo perturbado pela presença do detector) para obtermos o fluxo não perturbado.

Para o nosso caso, a razão entre o fluxo perturbado e o fluxo não perturbado é obtida como:

- a) Diâmetro do Fio: 0.125 mm
 Fator Global de Atenuação = 0.95
 Fluxo Não Perturbado = 1.053 x Fluxo Perturbado
- b) Diâmetro do Fio: 0.250 mm
 Fator Global de Atenuação = 0.90
 Fluxo Não Perturbado = 1.110 x Fluxo Perturbado

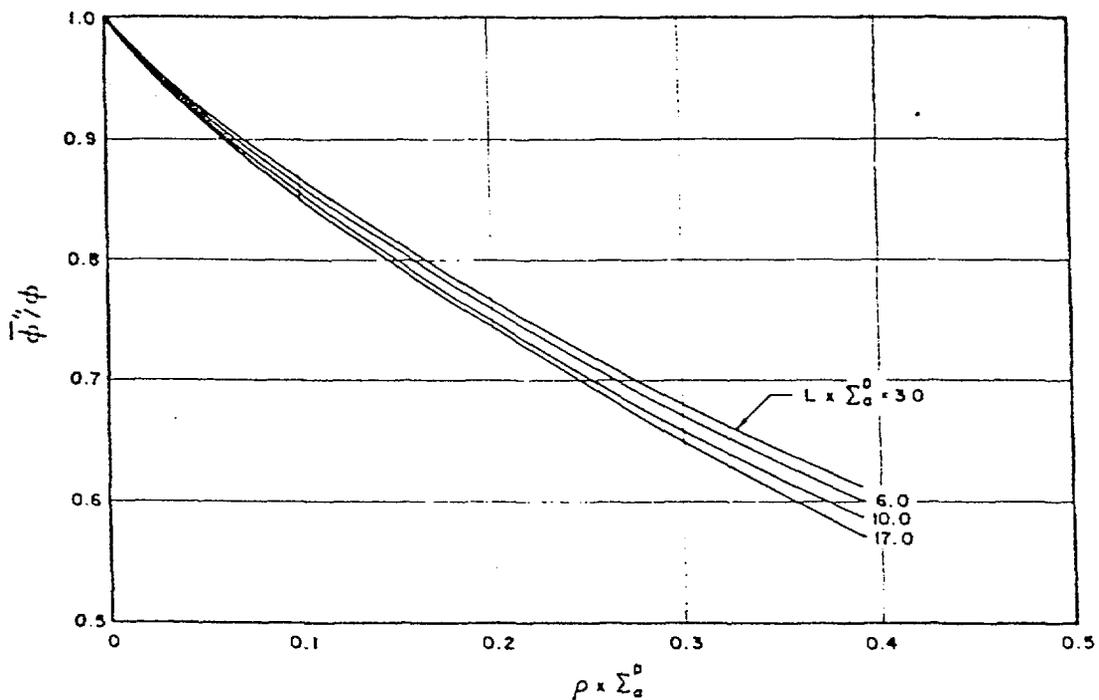


Figura 3.C - Efeito Global de Interferência no Fluxo a ser Medido

Vale lembrar que o fator acima veio de uma abordagem integral, ou seja, este fator leva em consideração todos os possíveis efeitos que possam provocar perturbação no fluxo neutrônico.

A comparação entre os valores obtidos em 3.2.1 e 3.2.2 é vista na tabela abaixo:

Tabela 3.1 - Valores de Fatores de Correção de Fluxo obtidos nas seções 3.2.1 - 3.2.2 e 3.2.3

Diâmetro	Depres. Flux.	Autoblindagem	Dep.F. x Autob.	Perturb.Total
0.125 mm	0.975	0.980	0.955	0.95
0.250 mm	não disponível	0.950	—	0.90

3.3 - ESTIMATIVA DOS FATORES DE CORREÇÃO DE CÁDMIO POR REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

A definição do Fator de Cádmió foi apresentada na equação 2.2.20 como sendo a razão entre a atividade de saturação do detector devido aos nêutrons epitérmicos e a atividade de saturação do detector com a aplicação da cobertura de Cádmió. A necessidade de introduzirmos este fator decorre do fato de que o Cádmió absorve uma parcela dos nêutrons epitérmicos junto com os nêutrons térmicos, devendo haver somente a retenção destes últimos.

A melhor maneira de determinarmos o Fator de Cádmió é por via experimental, tomando-se as atividades de um fio irradiado com diversas coberturas de Cd, que serão colocadas em um gráfico, em função da espessura de Cd.

Uma vez feito isto, extrapolamos a curva de valores até a origem para termos a ativação de ressonância verdadeira (true resonance counting rate). A principal desvantagem nesta prática reside na necessidade de dispormos de várias coberturas de Cd e conduzir várias irradiações para determinarmos o Fcd para a nossa configuração de experimento. Desta forma, a utilização de referências bibliográficas tende a compensar esta desvantagem.

O F_{Cd} possui definição matemática dentro da notação de Westcott, a qual define o espectro de nêutrons como uma superposição de um espectro **Maxwelliano** (em função da temperatura) e de um espectro que obedeça a relação $1/E$, por meio de funções Δ centradas na energia $\mu.k.T$ (12), sendo $k = 8.617E-05$ eV/K. A equação 3.2 apresenta a definição matemática:

$$F_{cd} = \frac{\frac{2}{\sqrt{\mu}} + \frac{s\sqrt{\pi}}{2}}{2\sqrt{kT} \frac{s\sqrt{\pi}}{\sqrt{E_c}} + \frac{2}{2}} \quad (3.2)$$

sendo μ e s fatores relacionados ao desvio da hipótese de que os nêutrons sigam a distribuição Maxwelliana e que a seção de choque de absorção seja $1/v$ na região térmica.

A definição de s para detectores de ativação com Au é: $s.(T_0/T)^{1/2} = 17.28$, onde T_0 é a temperatura padrão de 293.6 K e T é temperatura em se realiza a medida. Os valores de μ são arbitrados na literatura (31) em : 3.3 para reatores moderados a água leve (que é o nosso caso) e 5.0 para reatores moderados a água pesada.

Substituindo-se os valores relativos ao nosso trabalho, encontramos uma estimativa preliminar do Fator de Cádmiio:

$$\mu = 3.3$$

$$s = 17.31$$

$$kT = 0.025 \text{ eV}$$

$$E_c = 0.5 \text{ eV (aprox)}$$

$$F_{Cd} = 1.041$$

Deve-se ressaltar que a formulação acima não leva em conta a espessura da cobertura de Cádmiio, o que altera a quantidade de nêutrons epitérmicos absorvidos na cobertura.

A referência 60 apresenta uma metodologia de cálculo do F_{Cd} , considerando-se que não haja espalhamento e que a energia de **cut-off** seja conhecida. Esta metodologia preconiza que o fluxo seja isotrópico e é baseada no

conceito da probabilidade média de absorção de nêutrons por uma barreira de espessura d . Esta probabilidade α é dada pela expressão:

$$\alpha = 1 - e^{-\mu \cdot d} (1 - \mu \cdot d) + \mu^2 d^2 \text{Ei}(1 - \mu \cdot d) \quad (3.3)$$

onde:

- d é a espessura em g/cm^2 ;
- μ é o coeficiente de absorção de nêutrons (cm^2/g), definido como $N_0 \cdot \sigma / A$;
- N_0 é o número de Avogadro;
- σ a seção de choque microscópica de absorção (100%) do Cd, na energia de cut-off;
- A o seu peso atômico; e
- $\text{Ei}(1 - \mu \cdot d)$ é uma função integral exponencial cuja solução encontra-se na referência 60, sob forma de gráfico.

Caso o fluxo de nêutrons (em uma superfície) seja F , então a uma profundidade d , ele deverá ser $(1 - \alpha) \cdot F$, apesar de não garantirmos mais a isotropia. Desta forma, $F \cdot d$ será dado pela razão: $F \cdot d = F / (1 - \alpha) \cdot F$ ou simplesmente $1 / (1 - \alpha)$.

Substituindo os valores médios atinentes ao nosso trabalho, teremos:

$$N_0 = 6.02 \text{E}23 \text{ átomos/g-átomos}$$

$$\sigma = 120 \text{ barns @ } 0.5 \text{ eV}$$

$$A = 112.40$$

$$\mu = 0.643 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$d = 0.05 \text{ cm ou } 0.432 \text{ g/ cm}^2$$

$$\mu \cdot d = 0.278$$

$$\alpha = 0.38$$

$$F \cdot d = 1 / (1 - \alpha) = 1.613$$

Vemos assim que há uma discrepância considerável entre os dois métodos de estimar o valor do Fator de Cádmio. Os valores servem como referência apenas. Isto nos leva a buscar uma outra maneira de estimar este Fator.

Uma possível solução é adotarmos a referência 31 a partir de trabalhos feitos para folhas de ouro, uma vez que não encontramos uma referência bibliográfica experimental específica. Consideraremos as razões

comprimento/diâmetro de nossos fios, 80 (0.125 mm) e 40 (0.25 mm), como *suficientemente elevadas*, de forma a aproximarmos o tratamento dispensado ao caso dos fios para a situação correlata de folhas (em geral, a razão diâmetro/espessura está na ordem de 600).

Naquela referência, foram conduzidos cálculos analíticos para a determinação do Fator de Cádmiio, considerando-se folhas de espessura de 0 (detector ideal) a 0.25 mm, com espessuras de Cádmiio de 0.5, 0.8, 1.0 e 1.2 mm, tanto para fluxo direcionado como para fluxo isotrópico de nêutrons. Os intervalos de energia foram assim distribuídos:

Tabela 3.1 - Intervalos de Energia para Cálculo do Fator de Cádmiio

0.0807 < E < 0.6 eV	$\Delta E = 0.01 \text{ eV}$
0.6 < E < 3 eV	$\Delta E = 0.50 \text{ eV}$
3 < E < 32 eV	$\Delta E = 0.50 \text{ eV}$
32 < E < 100 eV	$\Delta E = 2.00 \text{ eV}$
100 < E < 600 eV	$\Delta E = 10.0 \text{ eV}$
600 < E < 3.000	$\Delta E = 200 \text{ eV}$

O Fator de Cádmiio para o fluxo isotrópico foi calculado com a função descrita abaixo:

$$F_{cd} = \frac{\int_0^{\infty} \{1 - 2 E_3[\sum_a(E)d]\} \Delta\left(\frac{E}{kT}\right) \frac{dE}{E}}{2 \int_0^{\infty} \{E_3[\sum_{cd}(E)d_{cd}] - E_3[\sum_a(E)d + \sum_{cd}(E)d_{cd}]\} \Delta\left(\frac{E}{kT}\right) \frac{dE}{E}} \quad (3.4)$$

onde a função E_3 (integral exponencial de terceira ordem) advém da probabilidade de absorção ζ_i , definida como: $\zeta_i = 1 - 2 E_3(X)$.

A figura 3.D mostra a relação entre a espessura do fio (folha) e os fatores de Cádmiio:

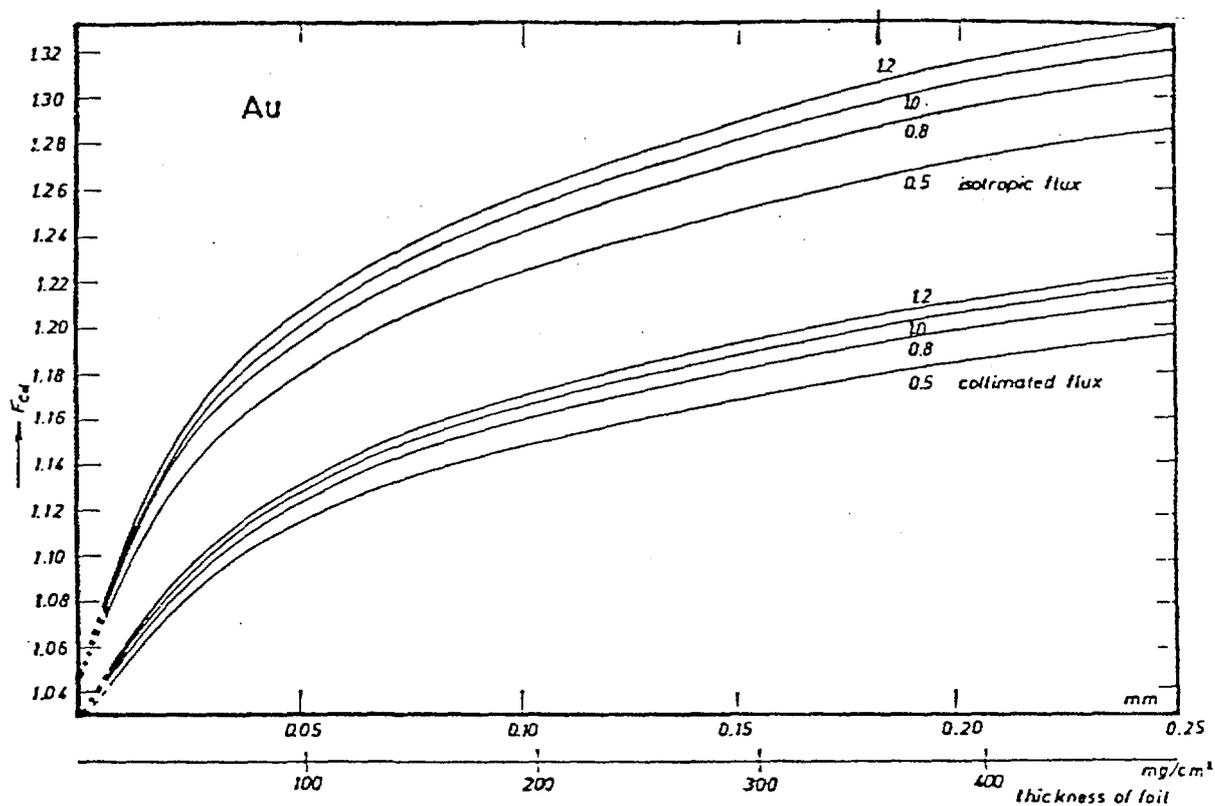


Figura 3.D - Fator de Correção de Cádmi

Para a estimativa dos Fatores de Cádmi temos:

- Diâmetro do Fio = 0.125 mm Fator = 1.230
- Diâmetro do Fio = 0.250 mm Fator = 1.280

Comparando-se os três conjuntos de valores para o Fator de Cádmi, vemos que não há uma coerência muito forte. Desta forma, é interessante que determinemos este fator por meio de cálculos matemáticos, considerando a nossa situação com maior precisão.

3.4 - CÁLCULO DOS FATORES DE CORREÇÃO POR TEORIA DE TRANSPORTE DE NÊUTRONS

3.4.1 - INTRODUÇÃO

Como visto, nem sempre as aproximações feitas enquadram-se perfeitamente no conjunto de hipóteses das referências consultadas.

Desta forma, lançamos mão também de métodos computacionais aliados a modelos espaciais que retratem o nosso problema de maneira adequada: convergência da solução, tempo de máquina não muito longo (computador digital), precisão coerente com os dados disponíveis, vários grupos de energia, número de intervalos espaciais maior que dois.

Neste caso específico, partimos para a solução da Equação de Transporte de Nêutrons (ETN) por se tratar da forma mais precisa de resolvermos o nosso conjunto de problemas (estimativa do Fator de Cádmiu, dos Fatores de Correção de Autoblindagem e de Depressão de Fluxo), ao invés de utilizarmos a Teoria da Difusão de Nêutrons.

Para a solução da ETN, admitimos as seguintes hipóteses:

- o nêutron é uma partícula pontual, caracterizada por posição e velocidade;
- o meio ou núcleo do reator contem um número muito grande e suficiente de nêutrons; e
- são desconsiderados os nêutrons atrasados.

No que diz respeito ao aspecto espacial (x,y,z), no cálculo dos fatores de correção admitimos que seja suficiente a modelagem que utilize apenas a dimensão radial (unidimensional), em uma cota (z) significativa de nosso experimento, como por exemplo a posição mediana do comprimento ativo da vareta combustível.

Em nosso trabalho, entendemos o termo *célula computacional* como um arranjo espacial de materiais que melhor represente a nossa região de interesse.

A abordagem dos vários grupos de energia deve ser tratada com o maior número possível de grupos, selecionados em faixas de energias de nosso

interesse, como a primeira ressonância do ouro (5 eV) e a energia de cut-off do Cádmiio (0.5 eV).

Com o emprego de computadores digitais, a solução da ETN se faz pela conversão das várias equações individuais (espacial x energia) que a compõem (envolvendo integrais e derivadas) em um conjunto de equações algébricas.

Isto é feito pela discretização dos valores das funções contínuas correlacionadas em um conjunto também discretizado de coordenadas e energias. Este conjunto de tarefas pode ser feito com métodos de ordenadas discretas, com o método dos harmônicos-esféricos, com a aproximação por Transformada de Fourier ou com o Método de Monte Carlo. Na aproximação pelas ordenadas discretas, representamos a função em questão $f(\mathbf{x})$ pelos seus valores em um conjunto discreto de variáveis independentes " \mathbf{x} ". A solução da ETN pode ser obtida por programas disponíveis, como é o caso do programa ANISN.

3.4.2 - O PROGRAMA ANISN

O programa ANISN (Multigroup One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering) resolve a ETN, em uma dimensão, para nêutrons ou radiação gama, nas geometrias **barra, esfera ou cilindro**. Foi desenvolvido pelo Oak Ridge National Laboratory - Tennessee - EUA.

A técnica empregada na solução é um método avançado de ordenadas discretas que representa a generalização do método gerado por G. C. Wick, estendido para geometrias curvilíneas por B.G. Carlson do Los Alamos Scientific Laboratory - EUA. A linguagem utilizada é o FORTRAN IV.

As principais características deste programa são:

- permite expansão de ordem n nos polinômios de Legendre (PL), que tratam do espalhamento geral anisotrópico, condição mais realística em relação ao que realmente se passa no núcleo do reator;
- permite uma gama variada de condições de contorno, conferindo um bom grau de flexibilidade às modelagens;

- armazena, se necessário, dados de seção de choque, fontes fixas e fluxos neutrônicos em arquivos separados; e
- identifica e mostra os erros encontrados no arquivo de dados e no próprio processamento.

3.4.3 - O EMPREGO DO PROGRAMA ANISN

Em nosso trabalho, a estratégia de emprego do programa para a estimativa dos coeficientes de perturbação de fluxo e do Fator de Cádmió está sintetizada no seguinte conjunto de atividades:

A) Aplicar o programa para situações em que conheçamos valores dos Fatores de Correção e Fator de Cádmió. Através da comparação entre resultados aqui obtidos e aqueles previamente divulgados (referências bibliográficas), poderemos avaliar se a modelagem e o emprego do ANISN estão validados;

B) Uma vez validada a modelagem, aplicar o programa para a configuração do núcleo *sem a introdução do detector*, considerando o moderador e as varetas combustíveis, que devem ser interpretadas como **fontes de fissão**. Com isto, estaremos obtendo o valor do fluxo do reator sem qualquer perturbação externa introduzida, servindo este valor de fluxo como referência;

C) Aplicar o programa para o caso da *introdução de fio como detector*, um para o diâmetro de 0.125 mm e outro para 0.25 mm. Estes valores servem para avaliar a perturbação introduzida pelos dois tipos de fios. Nesta condição, temos o fluxo **sem cobertura de Cádmió**, como foi mencionado no desenvolvimento do método da Razão de Cádmió, recebendo o detector o fluxo de todas as energias especificadas.

D) Aplicar o programa para a condição em que temos a cobertura de Cádmió (0.0508 cm de espessura), tanto para o fio de 0.125 mm como para o de 0.25 mm, decorrendo disto o fluxo (atividade) **com cobertura de Cádmió**. O detector recebe assim o fluxo com energia acima da energia de corte do Cd. Aplicar o programa, variando-se a espessura da cobertura de Cádmió, de forma a termos a influência da cobertura de Cd sobre as medidas do fio, auxiliando a determinação do Fator de Cádmió.

Recorrendo-se à equação 2.2.24, concluímos que o fator de perturbação do fluxo deve ser determinado com a situação de **fio sem cobertura de Cádmi**, porque o numerador daquela expressão já é o fluxo de nêutrons térmicos, determinado pela introdução física (geométrica) do fio como detector. O aspecto energético é coberto pelo conceito do **Fator de Cádmi**, fazendo com que a cobertura de Cd não deva ser considerada no aspecto geométrico. Este fato é o desacoplamento dos aspectos geométrico e energético.

Em resumo, temos os seguintes casos a serem aplicados, após a validação da modelagem:

Tabela 3.2 - Resumo dos Casos a serem aplicados com o ANISN

Diâmetro do Detector	Cobertura de Cd	ESPESSURA cm	OBJETIVO
SEM	SEM	0	Calcular o Fluxo Não Perturbado
0.125 mm	SEM	0	Calcular Fatores de Auto-Blindagem e de Depressão de Fluxo
0.250 mm	SEM	0	Calcular Fatores de Auto-Blindagem e de Depressão de Fluxo
0.125 mm	COM	0.01 a 0.1	Calcular o Fator de Cádmi
0.250 mm	COM	0.01 a 0.1	Calcular o Fator de Cádmi

A modelagem deve seguir os seguintes determinantes:

- 1) Modelar a posição (j) do interior do núcleo (onde j é o indicador dos nove canais longitudinais medidos), levando-se em conta as dimensões e materiais envolvidos. Para o nosso problema em particular, a geometria cilíndrica é adequada, porque o formato da seção reta do detetor e das varetas combustíveis é circular, podendo-se admitir que haja simetria espacial na maior parte das regiões onde foram colocados os detectores;
- 2) Descobrir o número e a distribuição de intervalos espaciais e iterações computacionais para se encontrar uma solução satisfatória da ETN;
- 3) Em uma primeira série, selecionar 20 ou mais grupos de energias, principalmente na região de 0.5 eV e 5.0 eV, levantando-se em conta o Espectro

de Fissão de Watt e as Seções de Choque (de cada material) para as energias selecionadas. Com a aplicação do programa nestas condições, serão geradas as seções de choque de nosso problema específico. Em uma segunda série, colapsar as seções de choque para 3 grupos de energia (rápido, intermediário e térmico) e também para um grupo de energia (validação da modelagem), desenvolvendo todos os casos mencionados acima.

3.4.4 - A CÉLULA COMPUTACIONAL

Para a montagem da célula computacional representativa, tomamos a região central do reator (coordenadas MN-1415) onde se posiciona o detector e a região circundante com quatro varetas combustíveis (com revestimento de aço e pastilhas de UO_2) e o moderador que ali se encontra. A figura resultante (3.E) é apresentada a seguir:

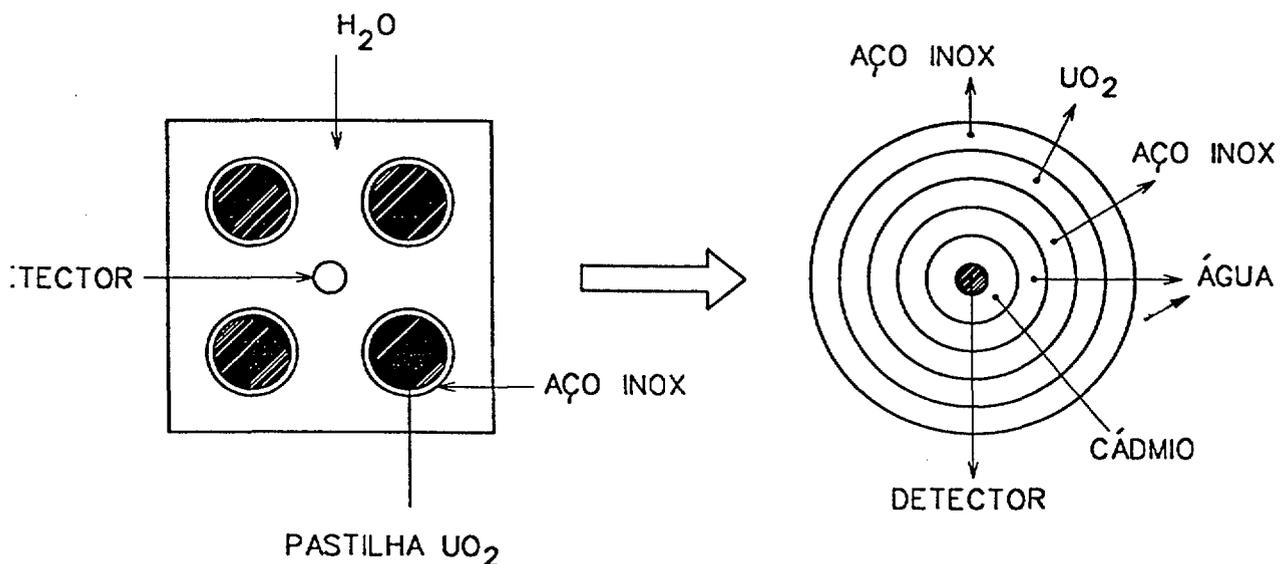


Figura 3.E - Esquema da Célula Computacional

Aplicamos a configuração bidimensional **cilíndrica** no ANISN, a qual é a que mais se aproxima das formas geométricas existentes em nosso problema. No caso do detector, da cobertura de Cádmiio e do moderador naquela região

terna, estes podem ser representados em círculos concêntricos, que possuem raios geométricos retirados do desenho em escala real.

No entanto, é preciso estimarmos a quantidade de materiais que estarão posicionados nos setores circulares, concêntricos com o fio, e que, no entanto, estão posicionados distantes do detector, como é o caso das varetas combustíveis. É necessário distribuir os materiais em áreas especiais a começar pelo revestimento de aço.

O método aplicado para a determinação dos raios geométricos dos setores circulares foi o de ponderação pela área geométrica em relação a soma das áreas de todos os materiais presentes, cujo valor é de $5,50 \text{ cm}^2$. A área total do UO_2 é de $2,21 \text{ cm}^2$; a do aço é de $0,80 \text{ cm}^2$ e a do moderador é de $2,49 \text{ cm}^2$. No caso específico do encamisamento, os dois setores circulares foram dimensionados com a metade da área ponderada respectivamente.

A célula básica é descrita como abaixo:

- de $0,0 \text{ cm}$ a $6,25 \times 10^{-3} \text{ cm}$ - **Ouro** (círculo com este raio para o fio de $0,125 \text{ mm}$; e $1,250 \times 10^{-3} \text{ cm}$ para o fio de $0,250 \text{ mm}$). Foram selecionados 10 meshes.
- de $6,25 \times 10^{-3} \text{ cm}$ a $5,705 \times 10^{-2} \text{ cm}$ - **Cádmio** (setor circular com a mesma área da cobertura de Cádmio, que poderá variar conforme o estudo da influência da cobertura do Cd, pelo aumento de sua espessura). Foram selecionados 10 meshes.
- de $5,705 \times 10^{-2} \text{ cm}$ a $5,70 \times 10^{-1} \text{ cm}$ - **Água** (setor circular com área igual à região entre as varetas combustíveis e a cobertura de Cádmio). Foram selecionados 10 meshes.
- de $5,70 \times 10^{-1} \text{ cm}$ a $5,786 \times 10^{-1} \text{ cm}$ - **Aço**. Foram selecionados 10 meshes, para a área ponderada.
- de $5,786 \times 10^{-1} \text{ cm}$ a $6,430 \times 10^{-1} \text{ cm}$ - **UO_2** . Foram selecionados 5 meshes, para a área ponderada.
- de $6,430 \times 10^{-1} \text{ cm}$ a $6,51 \times 10^{-1} \text{ cm}$ - **Aço**. Foram selecionados 10 meshes, para a área ponderada.

de $6.51E-1$ a 1.24 cm - **Água** (setor circular que envolve a parte externa do conjunto, tendo sido colocado para garantir coerência de fluxo no interior da vareta combustível). Foram selecionados 10 meshes.

3.4.5 - OS DADOS DE ENTRADA E DE SAÍDA

Os dados para compor o cartão de entrada, que servem como base para aplicar o programa, são apresentados e comentados logo abaixo:

- Solução: **forward** - que consiste em resolver a ETN na sua forma direta. O programa também permite utilizarmos a solução *Adjoint*. Neste caso, a formulação da ETN difere do padrão direto pela mudança de sinal do operador divergente e pela transposição das probabilidades de transição da fonte de nêutrons. A solução *Adjoint* possui aplicações em cálculos de perturbações, ponderação de seções de choque e cálculos de fonte-detector (source-detector).
- Ordem Máxima de Espalhamento - foi escolhida a **terceira** ordem para todas as zonas da célula, ou **P3** em termos dos polinômios de Legendre, que procuram representar a dependência angular anisotrópica (expansão do fluxo angular de nêutrons em polinômios de Legendre). Esta ordem apresenta uma aproximação muito boa.
- Ordem da representação da quadratura angular - foi selecionada a **ordem 8** que significa dividir o espaço (esfero-radiano) em oito seções, em todas as direções.
- Geometria - **cilíndrica**, por causa do formato predominante entre os vários componentes do experimento: fio, tubos e varetas combustíveis. A origem dos raios foi o centro do fio no interior do núcleo, tendo-se feito círculos concêntricos respeitando as dimensões características existentes. Em cada setor circular, delimitado por dois círculos sucessivos, representou-se uma região de material característico.
- Condição de Contorno à esquerda - **reflexão**, porque a modelagem admitiu cilindros concêntricos, havendo simetria em todas as direções. Ou seja, aplicou-se a idéia de “espelho” e “imagem”.

- Condição de Contorno à direita - o programa nos coloca a seguintes disponibilidades: vácuo, reflexão, periódico e albedo (white/albedo). As opções consideradas em nossa célula foram **reflexão** e **vácuo**, tendo sido aplicados os dois casos. Admitindo-se a hipótese de que a célula esteja envolvida por um meio infinito e com predominância do moderador, parece-nos válido considerar que a corrente de nêutrons que sai é igual a que retorna (igualdade de J). No entanto, isto será mais significativo para os grupos de energia mais elevados. Dos nêutrons que retornarem ao detector, somente deverão ser significativos ao detector aqueles que nasceram rápidos, por causa de todo o espalhamento e absorção reinantes. Nos grupos de energia mais baixos, a contribuição será bem menor, podendo-se afirmar que para estes últimos, tanto a condição de contorno **reflexão** como a de **vácuo** oferecem o mesmo resultado prático. Na figura 3.F, apresentamos a distribuição espectral das razões entre os fluxos obtidos com a condição de contorno reflexão e com a condição de contorno vácuo.

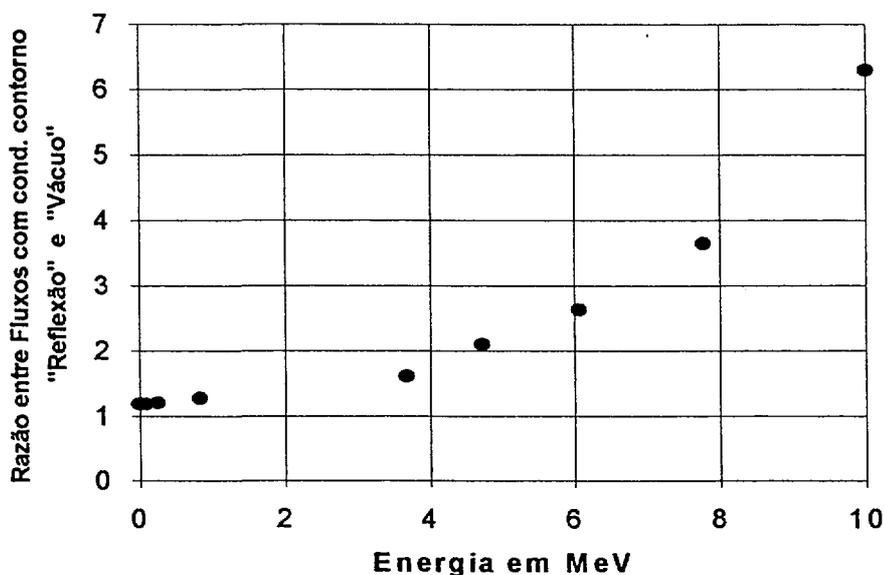


Figura 3.F - Razão entre Fluxos obtidos com Reflexão e Vácuo

- Número de zonas ou regiões - varia de acordo com a representação desejada para estudar a região de interesse. No caso mais completo, estão presentes as seguintes regiões (no sentido radial, de dentro para fora da célula computacional): **Ouro, Cádmiio, Água, Aço, Combustível Nuclear (UO₂), Aço, Água.**

Número de intervalos (meshs) - varia de acordo com a região de interesse. Ao todo, o problema pode ser resolvido de forma satisfatória com **50** ou mais meshs. Foram selecionados 65 meshs.

Tipo de Autovalor - adotado a **Fonte Fixa** (fixed source), considerando-se a fonte do Dióxido de Urânio como a única fonte de nêutrons, uma vez que estamos interessados no fenômeno da termalização. Isto faz com que haja o Espectro de Watt somente na região do Dióxido de Urânio. Caso estivéssemos interessados em estudar a criticalidade, o programa possibilita também a seleção dos fatores k ou α como autovalores.

Número de Grupos de Energias - **85**, numerados em ordem crescente, da maior para a menor energia, devendo ser um número maior que 20, para que possamos estudar o fenômeno da energia-de-corte do Cádmiio e das reações com o Ouro. Na segunda série de aplicações, colapsamos para três grupos de energia (45 grupos na região rápida, 20 grupos na região intermediária e 20 grupos na região térmica). Na última aplicação, fizemos o colapso para um grupo de energia.

- Fator de Densidade - atribuído inicialmente como sendo **1.0**, uma vez que para a nossa aplicação são necessários apenas valores relativos.

- Número Máximo de "Inner Iteration" - **10**, tendo sido obtido este valor através de aumento progressivo que fornecesse a convergência da solução. O ciclo de cálculos em um determinado grupo de energia, considerando-se o auto-espalhamento (self-scattering) decorrente de colisões em todas as direções e células espaciais, computando-se o fluxo angular, é chamado de **inner interaction**. O processo iterativo termina quando duas fontes de auto-espalhamento se diferem de um valor igual ou menor a um previamente determinado.

- Número Máximo de "Outer Iteration" - **20**, também obtido com tentativas sucessivas para garantir a convergência da solução. O ciclo de cálculos envolvendo a convergência para os vários grupos de energia, onde já tenha ocorrido a convergência dentro de cada grupo de energia (inner interaction), é conhecido como **outer iteration**. Neste tipo de situação, consideramos tanto o espalhamento para energias mais baixas (downscattering) como para energias mais altas (upscattering) (65).

- Processo de Aproximação - para encontrarmos a solução, no caso de acharmos valores negativos de fluxo, foi selecionada a opção **método de diferenças ponderadas** entre a aproximação linear e a função degrau (step function). As outras opções disponíveis são: somente função degrau, somente função linear, ponderação entre a função linear e um valor fixo.

- Precisão Desejada - **10E-5**, em decorrência dos diversos valores disponíveis (propriedades nucleares, dimensões, valores de energia).

- Fator de Relaxação - **0.5**.

- Propriedades Nucleares - levantadas na referência (2) - número de átomos/cm.barns.

- Identificadores de Materiais - de acordo com referência à biblioteca de seções de choque.

- Raios x Meshs x Materiais - correlação entre a arranjo espacial entre os materiais e o número de divisões de interesse.

As informações de saída do programa são compostas de:

- Apresentação sucinta dos principais dados de entrada (número de grupos, condições de contorno, raios etc.);

- Coeficientes de Legendre para o espalhamento anisotrópico;

- Controlador de iterações "inner" e "outer" executadas pelo programa, indicando-se os valores de entrada;

- Atividades por zona (reações/seg);

- Fluxo Total (nêutrons/cm².s), por grupo de energia e na posição mediana de cada mesh, tomando-se por base a informação fornecida como fonte, ou seja, valor do fluxo de referência. Em nosso caso selecionamos 1 n/cm².s, porque nos interessamos por valores relativos entre os valores calculados.

3.4.6 - RESULTADOS

3.4.6.1 - VALIDAÇÃO DA MODELAGEM

Dentro do conceito de se averiguar a validade da modelagem, pela comparação com resultados divulgados em referências bibliográficas, fizemos duas comparações.

A primeira diz respeito à Energia de Corte do Cádmiu. A figura 3.1 abaixo confirma o valor constante nas referências bibliográficas, sendo um valor próximo a 0.5 eV.

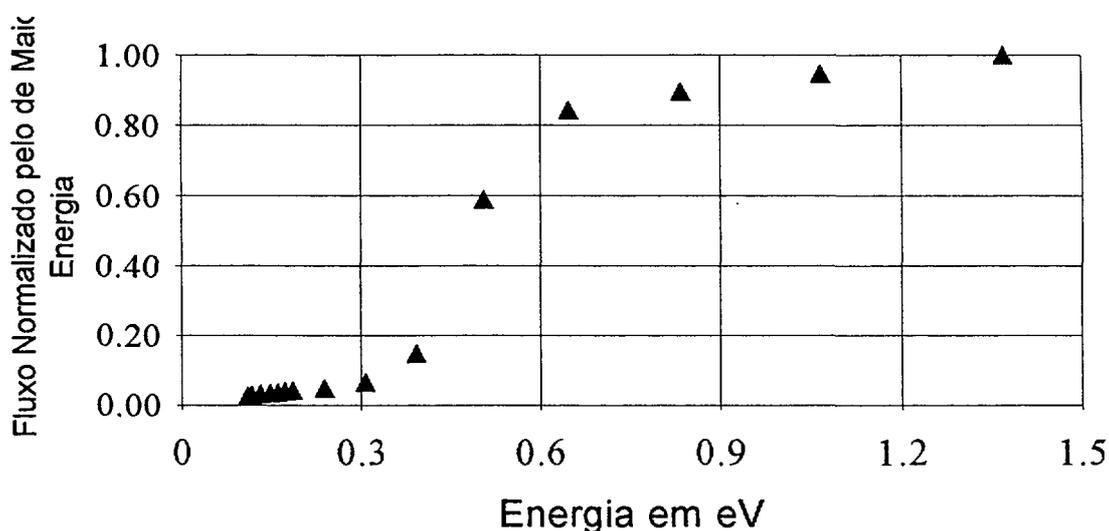


Figura 3.1 - Variação do Fluxo com a Energia dos Nêutrons na Posição Central

A conclusão que chegamos é que a Energia de Corte do Cádmiu situa-se em uma faixa entre 0.45 e 0.7 eV, apreciando-se a figura 3.1, o que está de acordo com as referências bibliográficas (29).

A segunda comparação foi feita com as referências mencionadas anteriormente, utilizando-se a mesma hipótese de que o fluxo neutrônico seja monoenergético e isotrópico. Empregando-se a opção de colapso para um **único grupo de energia** para o fluxo de nêutrons, para a mesma célula representativa já considerada, obtemos a figura 3.J, cujas ordenadas são o fluxo normalizado pelo ANISN.

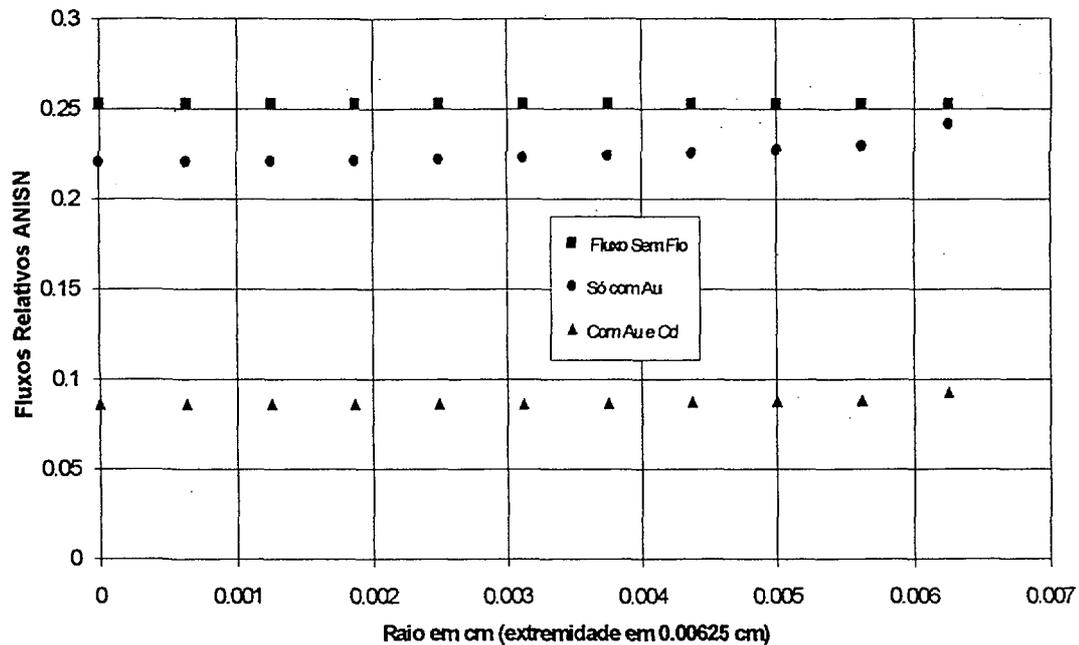


Figura 3.J - Comparação entre Fluxos Relativos (Monoenergéticos)

Esta figura mostra o perfil relativo de fluxos, nas três condições típicas do emprego do detector de ativação, para o diâmetro de 0.125 mm. O perfil superior é aquele que existe na posição do detector, quando este não está presente, (o fluxo não perturbado). O perfil intermediário é aquele decorrente da introdução do detector naquela posição central do núcleo (fio nu). Por fim, o perfil inferior é aquele existente com a cobertura de Cádmiu envolvendo o detector no seu interior (fio com cobertura).

Apreciando-se estes três perfis monoenergéticos, identificamos:

- a) O fluxo sem detector é constante, da mesma forma que nos casos com vários grupos de energia;
- b) O fluxo com o fio nu apresenta uma pequena redução, decorrente da absorção intrínseca do Au; e
- c) O fluxo da situação do fio com cobertura apresenta a maior queda, 2.5 vezes em média, fato este decorrente da alta seção de choque de absorção do Cádmiu.

A partir destas conclusões, ampliamos os detalhes na região interior ao fio, que as figuras abaixo mostram, considerando as ordenadas como os valores de fluxos normalizados pelo valor encontrado na região mais externa do fio:

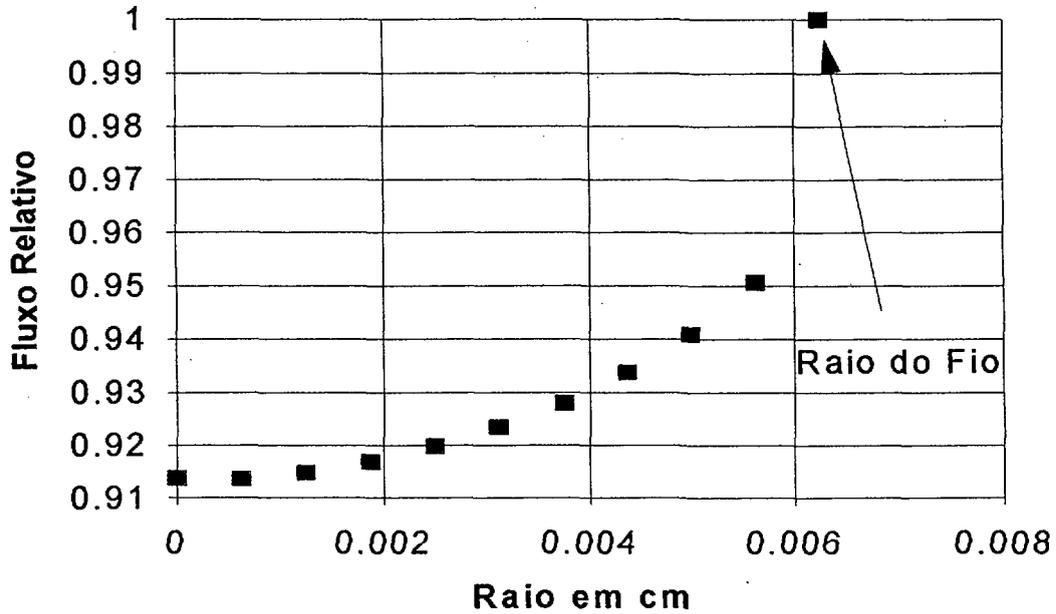


Figura 3.K - Fluxo Monoenergético no Interior do Fio Nu de 0.125 mm

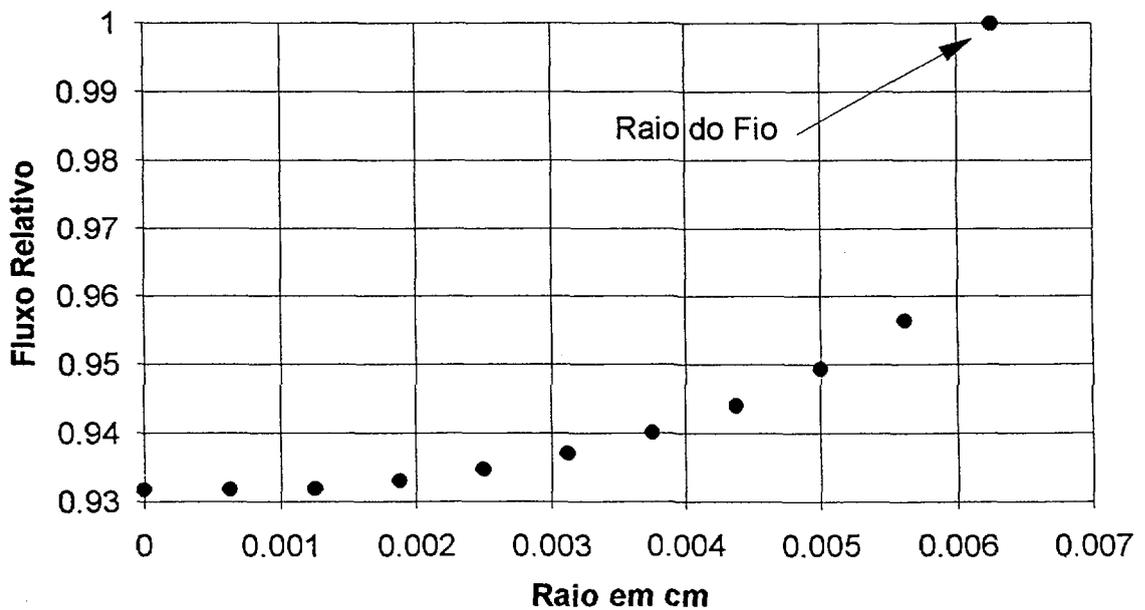


Figura 3.L - Fluxo Relativo Monoenergético no Interior do Fio de 0.125mm com Cobertura de Cádmio

Em ambos os casos, a autoblindagem foi da ordem de grandeza de 7%, o que está coerente com as referências bibliográficas consultadas. Com isso, concluímos que a presença da cobertura não influi no cálculo do fator de autoblindagem.

Desta forma, constatamos que as duas comparações foram coerentes com valores já divulgados, estando validada a nossa modelagem com o programa ANISN.

Para o fio de 0.250 mm de diâmetro, procedemos da mesma forma com um grupo de energia, tendo obtida a seguinte figura que condensa os dois perfis de fluxo para o fio com e sem a cobertura de Cádmiio:

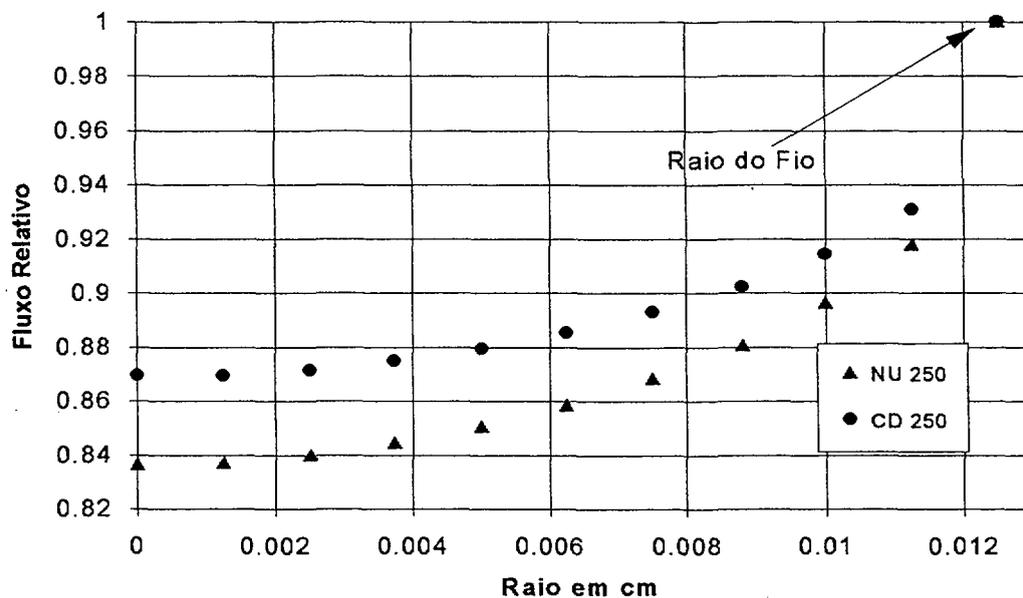


Figura 3.M - Fluxo Relativo Monoenergético no Interior do Fio de 0.250mm

A diferença é da ordem de 3 %, podendo-se concluir que a cobertura também aqui não afeta a autoblindagem. Para este detector, a atenuação é maior do que no fio de 0.125 mm (o que é esperado), havendo uma diferença de atenuação com a utilização do Cádmiio.

A figura abaixo reúne os valores calculados para um grupo de energia:

Tabela 3. - FATORES DE CORREÇÃO PARA UM GRUPO DE ENERGIA

CONFIGURAÇÃO	AUTOBLIND.	DEPR.FLUXO
FIO DE 0.125 mm SEM COBERTURA	0.930	0.954
FIO DE 0.250 mm SEM COBERTURA	0.876	0.896

3.4.6.2 - VALORES CALCULADOS DOS FATORES DE CORREÇÃO E DE CÁDMIO PARA O FLUXO TÉRMICO

A figura 3.N apresenta o perfil relativo de fluxo no domínio amplo de nossa célula, estando presentes todas as regiões para três grupos de energia.

A **abscissa** representa a posição radial em nossa célula, estando centrada no interior do fio. A **ordenada** é o fluxo relativo em relação ao valor de referência de fluxo atribuído nos dados de entrada do programa, que em nosso caso foi de 1 nêutron/cm².s. O valor máximo encontrado corresponde ao fluxo no interior da região correspondente às pastilhas de UO₂.

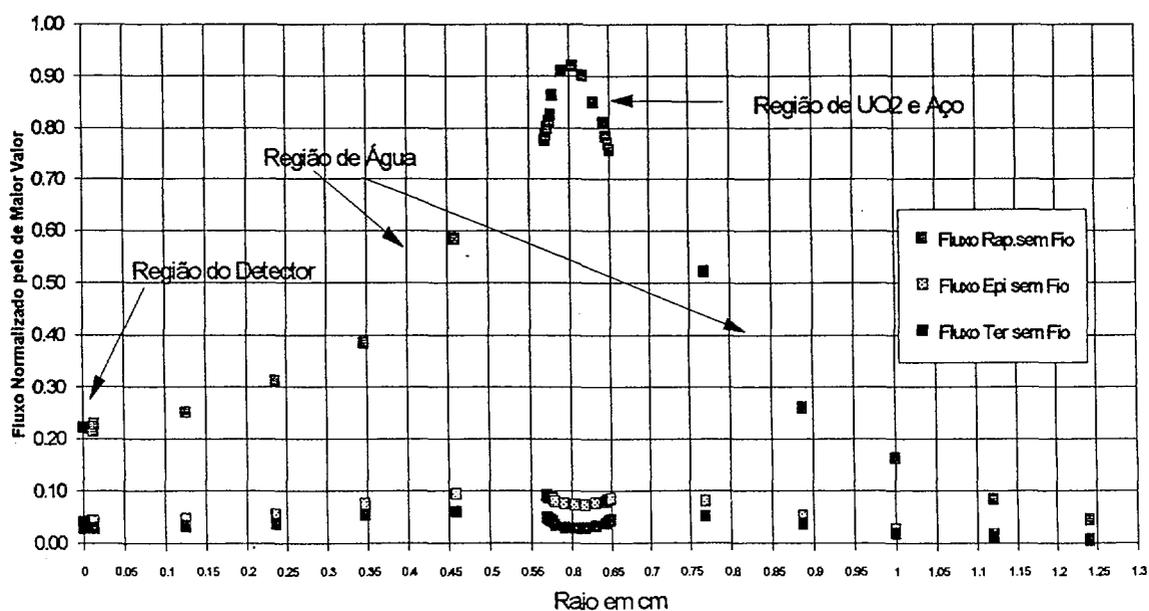


Figura 3.N- Fluxos Relativos com Três Grupos de Energia

A figura 3.O apresenta a região próxima ao raio nulo, onde será colocado o detector, a partir da figura apresentada acima. Como se pode observar, uma vez que não possuímos detector inserido, o fluxo não é perturbado, sendo praticamente constante à medida que o raio diminui. O grupo de energia rápida não está apresentado porque a sua variação é inexistente. Valem as mesmas observações feitas para as abcissas e ordenadas.

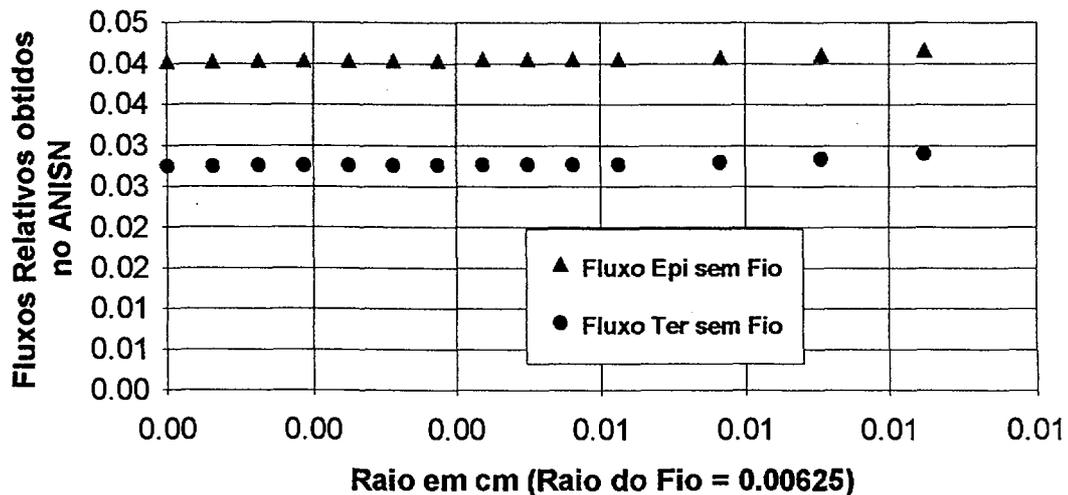


Figura 3.O - Fluxos Relativos sem o Fio na Posição Central

A figura 3.P apresenta o perfil de fluxo obtido com os dados de saída do ANISN, na região próxima ao fio. A **abcissa** representa a posição radial da célula centrada no interior do fio, enquanto que a **ordenada** representa os valores de fluxo normalizados. A legenda **NU125 TER** significa que é o caso do fio sem cobertura, com **0.125** mm de diâmetro e considerando os nêutrons com energia na faixa **térmica**. Para o diâmetro de **0.250** mm a legenda é **250** e para as faixas de energia **epitérmica** e **rápida** temos **EPI** e **RAP**.

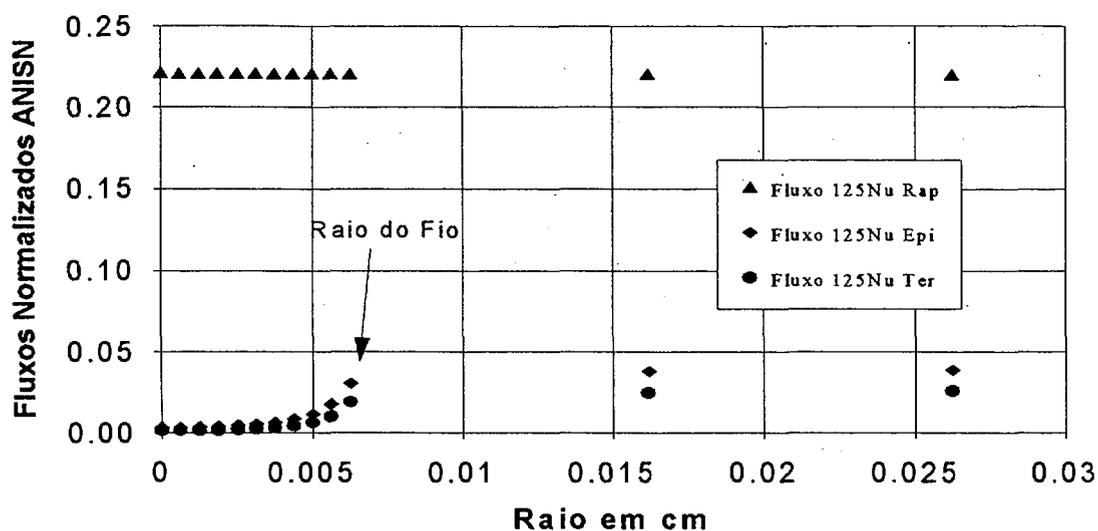


Figura 3.P - Fluxos Relativos com o Fio na Posição Central

A figura acima nos mostra os fenômenos da depressão de fluxo e da autoblindagem. Como podemos notar, é possível restringir o nosso campo de atuação no tratamento dos dados de saída. Somente o grupo térmico será considerado e somente da região mais externa do fio para o seu interior.

As figuras 3.Q e 3.R apresentam o perfil de fluxo na região do fio, para os diâmetros de 0.125 e 0.250 mm. Valem as mesmas observações para a abcissa, enquanto a ordenada representa o fluxo relativo normalizado pela posição mais externa do fio.

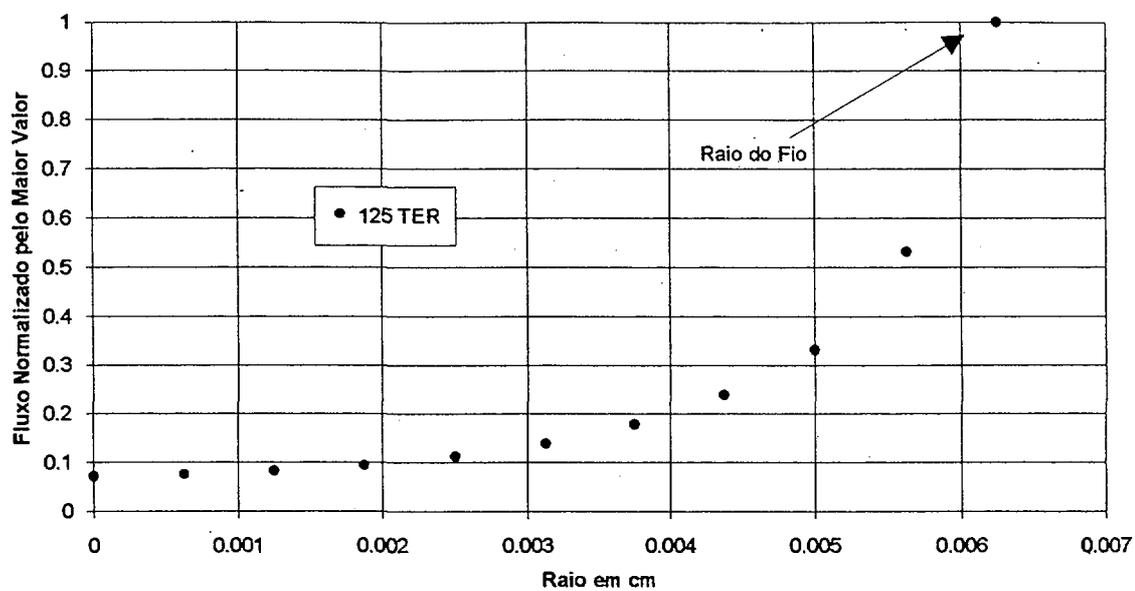


Figura 3.Q - Fluxos Relativos do Fio 0.125 mm sem cobertura de Cd

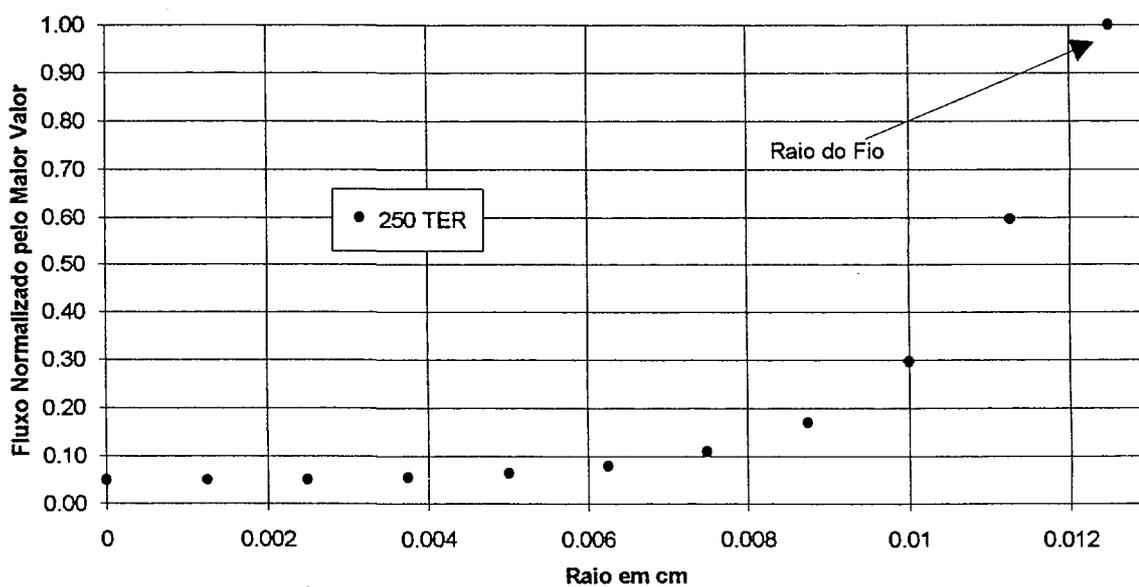


Figura 3.R - Fluxos Relativos do Fio 0.250 mm sem cobertura de Cd

Os Fatores de Correção foram definidos da seguinte forma:

$$\text{Fator de Correção de Autoblindagem} = \frac{\text{Fluxo Médio no Interior do Fio}}{\text{Fluxo Incidente na superfície mais externa do fio}}$$

$$\text{Fator de Correção de Depressão de Fluxo} = \frac{\text{Fluxo Incidente na superfície mais externa do fio}}{\text{Fluxo na região sem a presença do fio}}$$

Tomando-se os valores dos dados de saída do código ANISN na faixa de energia térmica, para compor os termos das definições acima, chegamos aos seguintes resultados:

Tabela 3.3 - FATOR DE CORREÇÃO DE AUTOBLINDAGEM

CONFIGURAÇÃO	FAIXA TÉRMICA
FIO DE 0.125 mm E SEM COBERTURA	0.377
FIO DE 0.250 mm E SEM COBERTURA	0.229

Tabela 3.4 - FATOR DE CORREÇÃO DE DEPRESSÃO DE FLUXO

CONFIGURAÇÃO	FAIXA TÉRMICA
FIO DE 0.125 mm SEM COBERTURA	0.685
FIO DE 0.250 mm SEM COBERTURA	0.326

O fator de interferência global é considerado com o produto entre os dois fatores mencionados acima, redundando na razão entre o fluxo médio no interior do detector e o fluxo não perturbado.

Tabela 3.5 - FATOR DE INTERFERÊNCIA GLOBAL

CONFIGURAÇÃO	FAIXA TÉRMICA
FIO DE 0.125 mm SEM COBERTURA	0.258
FIO DE 0.250 mm SEM COBERTURA	0.075

Para obtermos o Fator de Cádmiu, aplicaremos o procedimento abaixo, conforme descrito na referência 55 :

- Obtemos uma curva que possua nas abscissas **valores decrescentes** de espessura de cobertura de Cádmiu; e nas ordenadas o valor da atividade total (ou o fluxo total) obtido no centro do detector para cada uma das espessuras existentes nas abscissas;
- Extrapolamos o trecho da curva que apresenta inclinação quase constante até a origem. Este trecho quase constante equivale à situação onde qualquer aumento na espessura da cobertura de Cádmiu não provoca contribuição significativa no fluxo incidente no detector (retenção completa dos nêutrons epitérmicos na cobertura de Cádmiu). O ponto na origem corresponde à atividade total (ou fluxo) devida aos nêutrons epitérmicos em um detector sem cobertura.;
- Selecionamos a espessura de nosso interesse, que é de 0.0508 cm, obtendo-se o respectivo valor de atividade total (ou fluxo total), o que corresponde à atividade (fluxo) devida aos nêutrons epitérmicos que não foram retidos na cobertura de Cádmiu;
- Fazemos a razão entre o primeiro e o segundo valor, obtendo-se o Fator de Cádmiu.

Para o fio com 0.125 mm de diâmetro, obtivemos o Fcd como 1.32 e para o fio com 0.250 mm diâmetro o Fcd é de 1.33.

As figuras 3.S e 3.T apresentam o perfil da diminuição do fluxo no interior do fio, quando se promove o aumento da espessura da cobertura de Cádmiio.

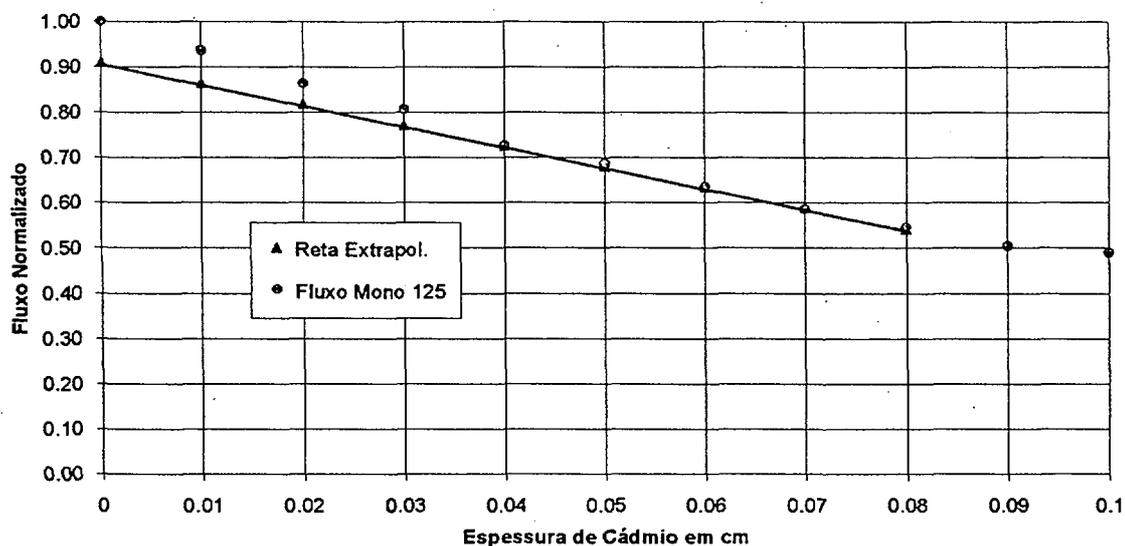


Figura 3.S - Variação do Fluxo Relativo Monoenergético com a Espessura de Cádmiio (fio de 0.125mm de diâmetro)

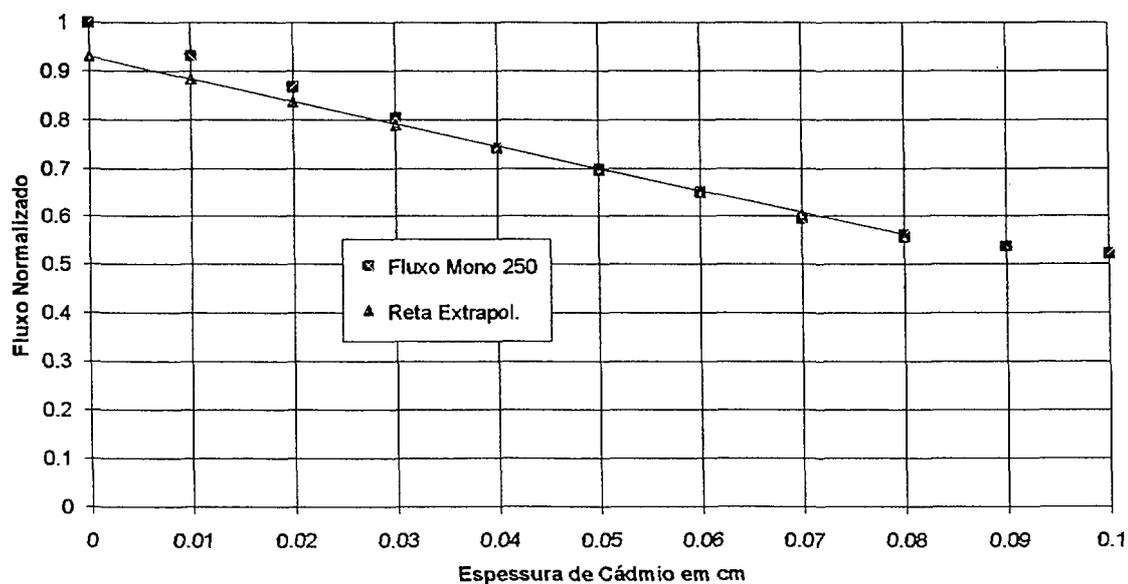


Figura 3.T - Variação do Fluxo Relativo Monoenergético com a Espessura de Cádmiio (fio de 0.250 mm de diâmetro)

3.5 - CONCLUSÕES SOBRE OS FATORES DE CORREÇÃO DE FLUXO E DE CÁDMIO

Comparando-se os resultados obtidos para o caso monoenergético com as referências bibliográficas, obtivemos a seguinte tabela:

Tabela 3.7 - COMPARAÇÃO DE VALORES (REF. BIBLIOG. X MONOENERG.)

Dia (mm)	Ref. Biblio.			ANISN (monoenerg)		
	Depr.Flux.	Autoblind	Pert.Total	Depr.Flux.	Autoblind	Pert.Total
0.125	0.975	0.980	0.955	0.954	0.930	0.887
0.250	não dispon.	0.950	----	0.896	0.876	0.785

A conclusão que podemos chegar é que a sistemática de utilização do ANISN produz resultados coerentes com as referências bibliográficas, considerando-se o Fator de Perturbação Total como o produto entre o Fator de Depressão de Fluxo e o Fator de Autoblindagem. Apresenta-se uma diferença entre os valores que é da ordem de 7%, o que é aceitável face às diferenças existentes entre as condições em que foram obtidos cada um daqueles dados.

Para o prosseguimento do trabalho, tomaremos os Fatores de Correção como sendo aqueles obtidos com a faixa térmica. Reunindo-se todos os valores obtidos, montamos a seguinte tabela para os Fatores de Correção:

Tabela 3.8 - COMPARAÇÃO DE VALORES (REF.BIBLIOG. X TÉRMICO)

Dia (mm)	Ref. Biblio.			ANISN (térmico)		
	Depr.Flux.	Autoblind	Pert.Total	Depr.Flux.	Autoblind	Pert.Total
0.125	0.975	0.980	0.955	0.685	0.377	0.258
0.250	0.975 (assum)	0.950	0.926	0.326	0.229	0.075

A conclusão que se chega é a de que os Fatores de Correção obtidos por meio das referências bibliográficas estão muito acima dos valores calculados (3 a 4 vezes). Atribuímos a esta situação a diferença existente entre cada um dos métodos de obtenção dos fatores, principalmente no que diz respeito à energia dos nêutrons.

Desta maneira, devemos considerar os valores dos Fatores de Correção obtidos por cálculo, para o prosseguimento dos trabalhos, porque estes são determinados com condições mais apropriadas ao nosso experimento e que a sistemática adotada está coerente com valores de referências para abordagem monoenergética (benchmark).

Para o Fator de Cádmiio, obtemos a seguinte situação:

Tabela 3.9 - COMPARAÇÃO DE VALORES Fcd (REF. BIBLIOG X ANISN)

Diâmetro	Referência Bibliográfica	ANISN
0.125 mm	1.230	1.32
0.250 mm	1.280	1.33

A conclusão que se chega é a de que o Fator de Cádmiio deve ser considerado como **1.32** e **1.33** (para 0.125 e 0.250 mm), porque levam em consideração as nossas condições específicas de experimentação.

O emprego das referências bibliográficas de Fcd disponíveis (somente no formato folha) para o formato cilíndrico, apesar das devidas aproximações dimensionais (razão entre o comprimento e o diâmetro), não é assim recomendado.

CAPÍTULO 4

EQUIPAMENTOS, DISPOSITIVOS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

4.1 - O NÚCLEO DO REATOR IPEN/MB-01

O reator IPEN/MB-01 é um reator de pesquisa do tipo tanque construído e projetado inteiramente no Brasil, constituindo-se em uma montagem de material físsil, onde a reação em cadeia é auto mantida e controlada a potência nominal máxima de 100 Watts.

É destinado ao estudo das características neutrônicas de núcleos moderados à água leve, tendo a flexibilidade necessária para testar diferentes configurações de núcleo. Seu objetivo é comprovar a validade do projeto neutrônico e garantir que o núcleo opere conforme suas especificações.

Os trabalhos atualmente desenvolvidos estão direcionados à validação de modelos matemáticos neutrônicos aplicáveis ao núcleo da INAP. Posteriormente, o seu núcleo será configurado com uma parte do núcleo da INAP, para completar a validação do projeto neutrônico, dentro dos requisitos de licenciamento (73).

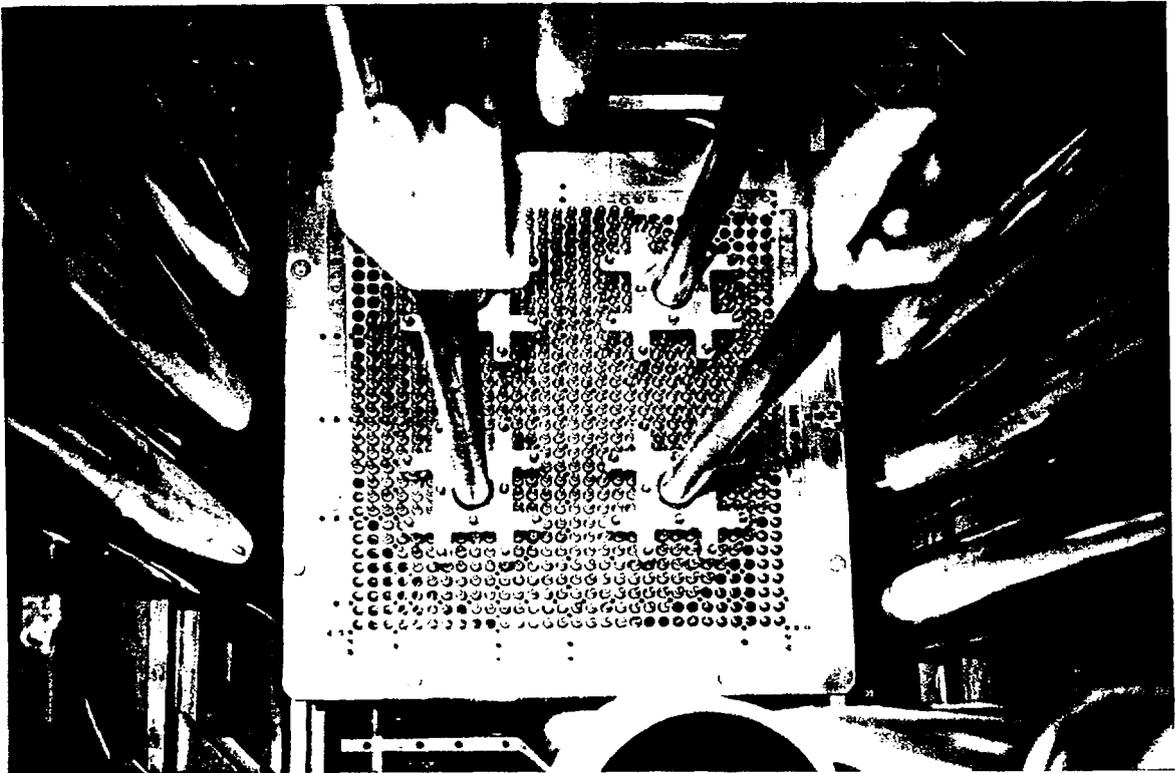
O núcleo atual é composto por um conjunto de 680 varetas combustíveis idênticas em geometria, suportadas entre três placas metálicas. O núcleo possui a forma de um paralelepípedo com dimensões 39 x 42 x 54.6 cm (parte ativa), sendo dividido geometricamente em quatro quadrantes com elementos de controle e segurança colocados em quadrantes diagonalmente opostos.

As varetas combustíveis são de aço inoxidável (ANSI 304 L), contendo pastilhas de UO_2 sinterizadas e enriquecidas a 4,3% e as varetas de controle são construídas com liga 80% Ag - 15% In - 5% Cd e revestidas com aço inoxidável. O comprimento total das varetas é de 119,4 cm e o espaçamento entre varetas é igual a 1.5 cm centro a centro.

Além dos elementos de controle, a Unidade Crítica tem elementos de segurança construídos com pó compactado de carbeto de Boro (B_4C) numa vareta de aço inoxidável, não havendo enriquecimento em B-10. Cada elemento de controle/segurança é constituído de um conjunto de 12 varetas absorvedoras,

unidas através de um corpo central denominado "aranha" (feita em aço ANSI 304). As varetas dos elementos de controle e segurança têm comprimento igual a 127,9 cm.

As varetas combustíveis têm como estrutura suporte uma treliça fixada na estrutura exterior ao Tanque Moderador, que serve também para fixar o sistema de controle de reatividade. A fotografia 4.1.1 mostra uma vista superior do interior do núcleo.



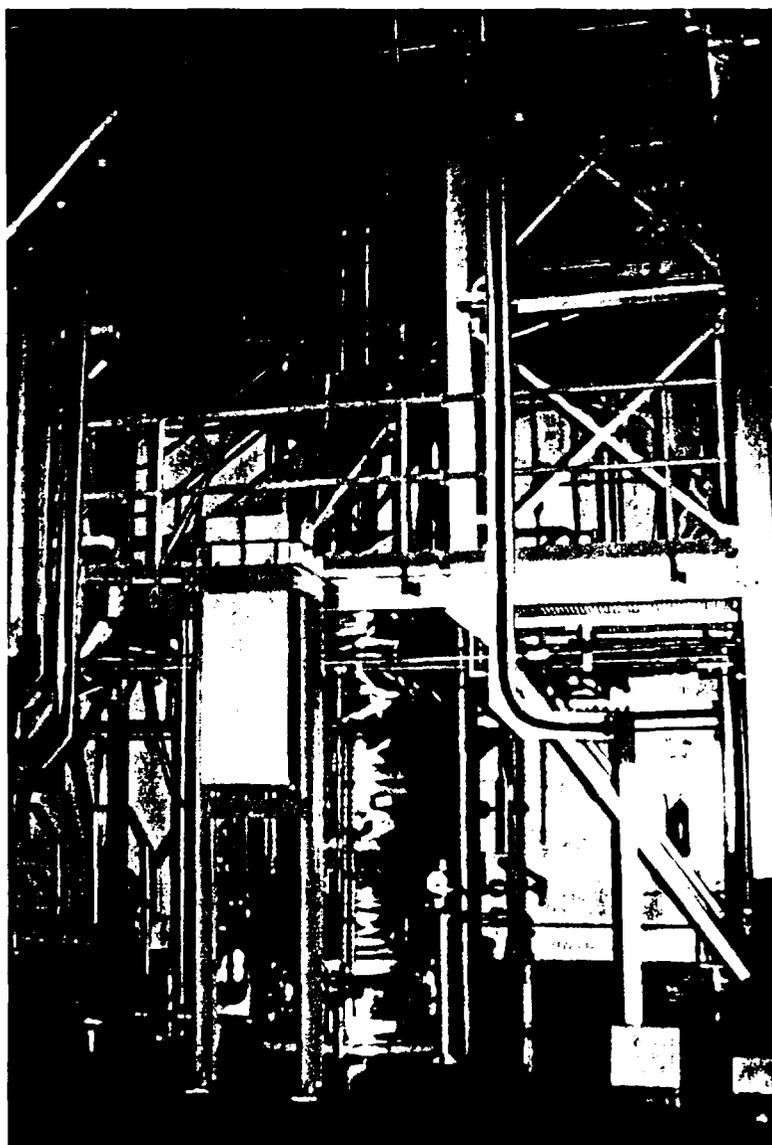
Fotografia 4.1.1 - Vista Superior do Núcleo do Reator IPEN/MB-01

O Tanque Moderador é um cilindro metálico que contém a água de moderação e dentro do qual fica imerso o núcleo da Unidade Crítica. Este tanque é aberto na parte superior para permitir a introdução dos elementos de controle e segurança e a instrumentação.

Na sua parte inferior, há orifícios para instalação das válvulas de drenagem do moderador e um orifício para passagem do tubo guia por onde é introduzida a fonte de nêutrons, do tipo Amerício-Berílio (Am-Be) e com intensidade de 2.5×10^6 nêutrons por segundo (n/s), necessária para fornecer sinais de referência para os detectores do sistema de instrumentação nuclear do reator durante a partida.

Ao redor do Tanque Moderador, existe uma estrutura metálica que permite o acesso ao topo do mesmo, bem como para o sistema de controle de reatividade e a estrutura suporte do núcleo.

A fotografia 4.1.2 mostra uma visão geral do Tanque Moderador.



Fotografia 4.1.2 - Vista Lateral do Tanque Moderador do Reator IPEN/MB-01

4.2 - PROCEDIMENTOS E DISPOSITIVOS EXPERIMENTAIS NA IRRADIAÇÃO DE FIOS

4.2.1 - PROPRIEDADES DO MATERIAL DO FIO DE ATIVAÇÃO

Para efeitos de cálculos, avaliações e procedimentos experimentais, as seguintes propriedades do ^{197}Au foram consideradas:

- Reação que ocorre na ativação: $^{197}\text{Au} (n, \gamma) ^{198}\text{Au}$
- Porcentagem isotópica: 100%
- Meia-vida do radionuclídeo formado (^{198}Au): igual a 2.696 dias
- Seção de Choque : este material apresenta uma seção de choque com comportamento $1/v$ na região térmica. O valor da seção de choque térmica é de $98,8 \pm 0,3$ barns, que é um valor alto se comparado com os valores das seções de choque dos demais materiais na região térmica.
- Esquema de desintegração do ^{198}Au : na figura 4.A apresentamos o esquema de desintegração do ^{198}Au , onde se pode notar uma emissão beta (99% - 957 KeV) seguida de emissão gama com intensidade igual a 95,53% em 411,8 KeV.

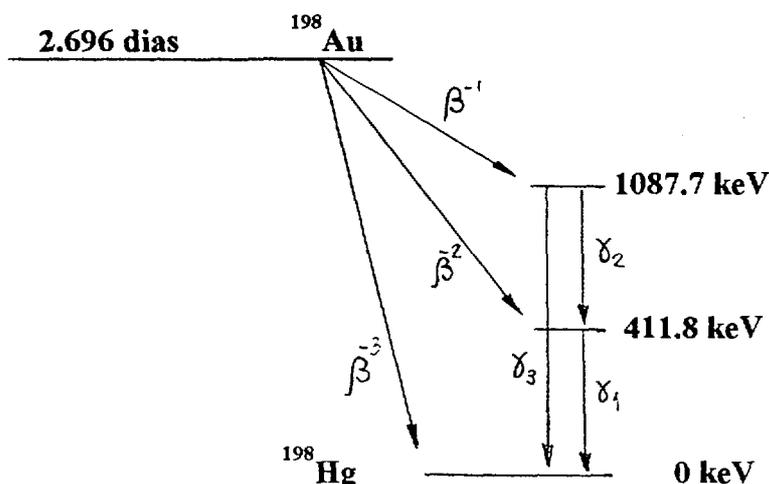


Figura 4.A - Esquema de Desintegração do ^{198}Au

Como vemos, podemos medir a atividade do detector de ativação tanto por espectrometria beta como gama. Apesar da espectrometria beta requerer um menor conjunto de meios de contagem, utilizaremos a espectrometria gama por haver um pico de radiação gama muito característico, facilitando a contagem, e porque a espectrometria beta apresenta uma auto-absorção muito grande, o que conferirá uma contagem mais difícil do que a da radiação gama.

Os fios de ouro empregados foram caracterizados no Laboratório de Caracterização de Materiais (LACAM) do Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP), antiga Coordenadoria para Projetos Especiais (COPESP), cujo laudo está no Apêndice 1, apresentando outros elementos químicos em concentrações aceitáveis, confirmando a pureza do fabricante de 99,99%.

4.2.2 - SELEÇÃO DOS CANAIS DE IRRADIAÇÃO

Na placa espaçadora superior do núcleo do Reator IPEN/MB-01, existem 209 furos, que doravante serão denominados de **canais**, onde podem ser acondicionados os fios para irradiação (39).

Para a condução deste trabalho, foram selecionados 7 canais para a medida do fluxo neutrônico, tendo sido levadas em consideração algumas particularidades, tais como:

- 1 - Em nenhuma hipótese a segurança do reator pode ser ameaçada pela introdução dos medidores de ativação;
- 2 - Não se deve colocar os fios em posições e quantidades indistintamente, pois os mesmos podem se perturbar mutuamente, atrapalhando a medida do fluxo de forma incorrigível;
- 3 - A seleção do canal deve levar em conta a sua finalidade básica, o que para o nosso caso será discutido mais adiante, como por exemplo a necessidade de se conhecer o fluxo neutrônico em uma dada região específica do núcleo (refletor, parte central);
- 4 - O canal deve ter um acesso viável do ponto de vista operacional e manutenção, por parte dos experimentadores, uma vez que nem sempre é possível se mapear todas as regiões do núcleo porque, alguns setores,

eventualmente têm interferências com outros equipamentos do núcleo, como os MABs ; e

5 - Para a garantir a reprodutibilidade das medidas, é importante que o fio esteja posicionado adequadamente, tanto em termos de fixação mecânica (rigidez, apoios etc.) como em relação ao sistema de referências para as posições do núcleo de nosso interesse.

Para prover apoio mecânico e proteção física, os fios de ouro foram colocados no interior de pequenos tubos de Alumínio, com diâmetro externo de 4,5 mm, como mostrado na fotografia 4.2.1. Esta opção se deve ao fato deste material ser de fácil trabalhabilidade e apresentar seções de choque de absorção e espalhamento de nêutrons térmicos muito pequenas (cerca de 0.241 e 1.4 barns respectivamente)(1).



Fotografia 4.2.1 - Preparação do Fio de Ativação com Proteção de Alumínio

A nossa seleção dos canais de irradiação está relacionada com as medidas que se fazem necessárias para a verificação do projeto neutrônico da INAP. Estas medidas foram levantadas junto à Seção de Neutrônica, que nos

forneceu uma sugestão de levantamento de dados do núcleo da reator IPEN/MB-01.

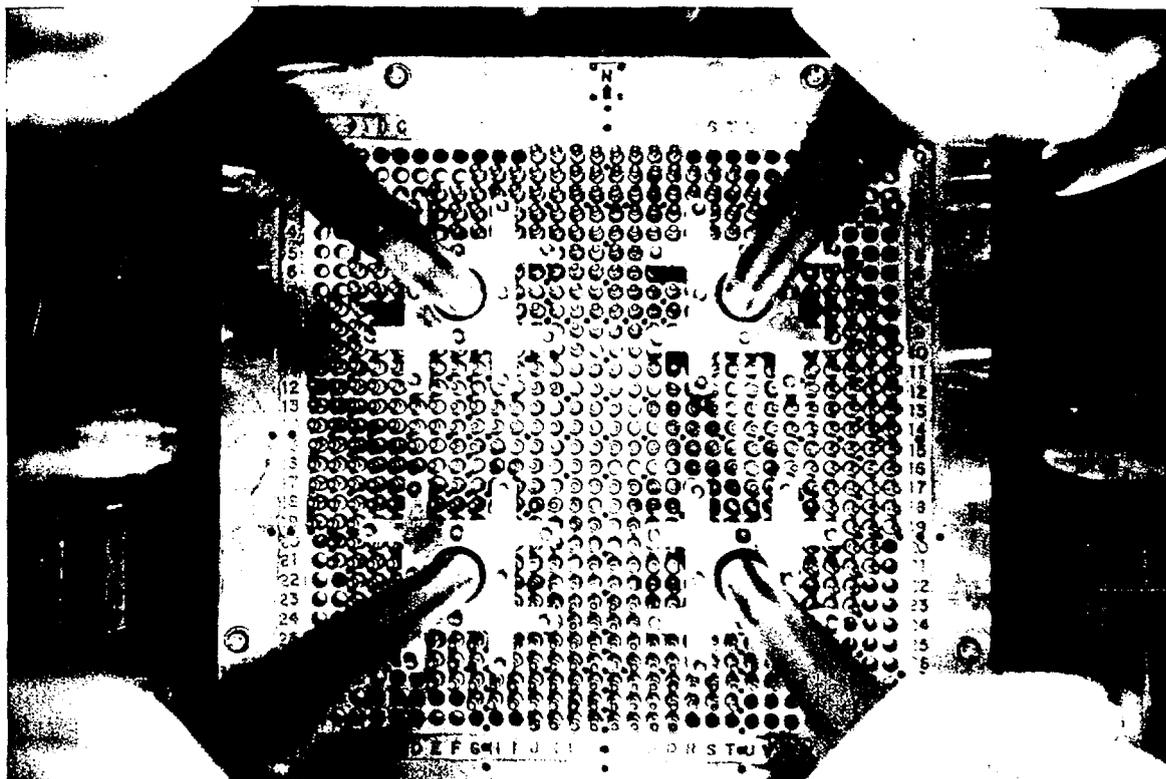
Recorrendo à fotografia 4.2.2, onde se encontra a vista superior do núcleo do reator, identificamos os canais por meio do sistema de coordenadas alfanumérico. No sentido Norte-Sul, existem números de 0 a 29, e no sentido Leste-Oeste existem letras de A a Z.

As medidas foram feitas no sentido "axial" (na direção vertical), fornecendo informações razoavelmente "contínuas", dependendo-se do número de pontos medidos. Aproveitando-se algumas dessas medidas, foi possível compor um conjunto de medidas no sentido "radial" (na direção horizontal) só que de forma "discreta", com apenas alguns pontos em cotas selecionadas.

Devido às características operacionais do Reator IPEN/MB-01, para o núcleo em estudo, as **barras de segurança** encontram-se sempre suspensas durante a operação, enquanto que as **barras de controle** devem ficar levantadas de forma a encobrir cerca de 40% do comprimento ativo das varetas combustíveis. Desta forma, a parte inferior das barras de controle situa-se na cota de 327.6 mm.

Em consulta à Seção de Neutrônica, os 7 canais identificados no interior do núcleo foram:

- um bem ao centro do núcleo;
- três no sentido do centro para leste e igualmente espaçados de 60 mm;
- um na região do refletor (bem afastada das varetas combustíveis);
- um próximo a uma das barras de controle; e
- um no interior da região de atuação do MAB, só que afastado das barras de controle.



Fotografia 4.2.2 - Vista Superior do Núcleo do Reator IPEN/MB-01

A posição central (coordenadas MN-1415) foi selecionada por ser uma região onde deve ocorrer o maior grau de simetria no fluxo de nêutrons, olhando-se o reator como um todo. Isto viabiliza inclusive uma complementação de outros trabalhos (40/41) já realizados, pelo confronto ponderado de informações e de dados, auxiliando a verificação da consistência de nossa atividade. Foram feitas leituras de 10 em 10 mm, perfazendo um total de 73 pontos exclusivamente nesta posição.

Para se ter uma melhor idéia dos parâmetros medidos a respeito da reflexão de nêutrons, na região externa do núcleo, foi selecionada a posição de coordenadas Leste-1415, tendo sido medidos 16 pontos.

As três posições intermediárias entre a posição MN-1415 e Leste-1415 (coordenadas Q-1415, U-1415 e Y-1415) foram selecionadas para se ter informações de como o fluxo se comporta à medida que nos afastamos do centro do núcleo, possibilitando também uma medida radial conforme já mencionado. Foram medidos 20 pontos em cada uma delas.

As posições "afastada" e "próxima" das barras de controle (coordenadas PQ-78 e PQ-910 respectivamente) foram selecionadas para estudos posteriores de como se processa a interferência daquele tipo de barra (Ag-In-Cd) no controle do fluxo de nêutrons. Foram medidos 28 pontos.

4.2.3 - PROCEDIMENTO DE IRRADIAÇÃO

O procedimento de irradiação, estando os tubos de Al com os fios de ativação já posicionados nos canais selecionados, constitui em criticalizar o reator e estabilizar o nível de potência, via instrumentação do próprio reator.

Atingido este ponto, prosseguimos com a irradiação dos detectores por um determinado intervalo de tempo de pelo menos 30 minutos (11). Este tempo de irradiação é função da massa do fio a ser irradiado e das características do sistema de contagem (número de pontos a serem contados, meia-vida do nuclídeo formado, sensibilidade do detector).

Para a determinação do tempo de irradiação, recorremos à referência (66), assumindo-se que a maior importância esteja no produto de primeira ordem (first order product) que é o ^{198}Au , desconsiderando-se assim a produção de outros produtos (de segunda ordem em diante) com o ^{199}Au . Naquele trabalho, considerou-se que a quantidade de material gerado é proporcional à quantidade de material existente do elemento alvo, a uma dada constante de reação. A quantidade produzida de ^{198}Au é dada pela fórmula (em mg de material produzido por g de material alvo):

$$AU = [(r \cdot e^{-u}) / (1-r)] \cdot [e^{(1-r) \cdot u} - 1] \quad (4.1)$$

onde:

$$r = k_0/k_1;$$

$$k_0 = \sigma_t \cdot \phi \text{ (seção de choque microscópica total x fluxo de nêutrons);}$$

$$k_1 = \ln 2 / T_{1/2} \text{ do } ^{198}\text{Au}$$

$$u = k_1 \cdot \text{tempo (t)}$$

Para o nosso trabalho, as variáveis acima possuem os seguintes valores:

$k_0 = 9.88 \text{ E-}14$ átomos gerados / s (assumindo-se o fluxo da UCRI como da ordem de $1\text{E}9$)

$k_1 = 2.917 \text{ E-}6 \text{ s}^{-1}$

$r = 3.387 \text{ E-}8$

$u = 2.97 \text{ E-}6 \text{ s}^{-1} \cdot t$

A figura 4.B mostra a produção do ^{198}Au (mg/g) em função do tempo de irradiação (miligrama do material produzido por grama de material alvo):

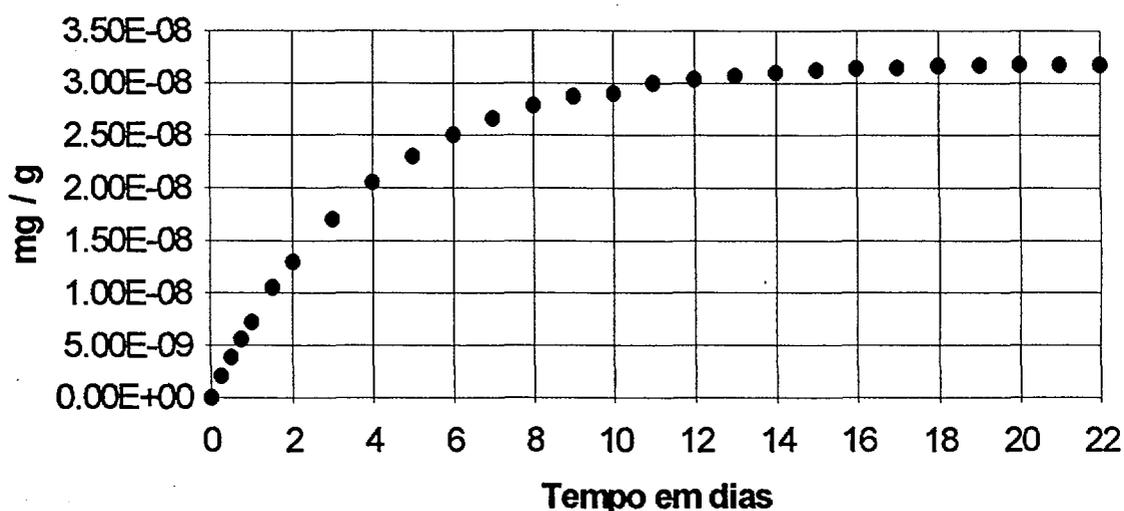


Figura 4.B - Produção do ^{198}Au x tempo de irradiação

Do cálculos efetuados, vemos que a atividade de saturação é atingida após 20 dias de irradiação, porque o fluxo da UCRI é muito pequeno. Este tempo é muito longo para as condições de operação contínua do Reator IPEN/MB-01. Desta forma, iremos irradiar por um período de no máximo 8 horas, que corresponde ao maior tempo prático de operação do reator. Deve-se ressaltar que, após prolongadas exposições, o detector apresentará atividade superior àquela preconizada como limite por questões de proteção radiológica no seu manuseio.

Para o emprego do método da Razão de Cádmiu, utilizamos como cobertura um tubo de 0.09 pol de diâmetro externo e 0.05 pol de diâmetro interno, espessura de 0.508 mm, com pureza 99.999%, de procedência da empresa Reactor Experiments - Terminal Way/963 - EUA.

Após a irradiação, o reator é desligado por meio da inserção de barras e drenagem do moderador, iniciando-se o procedimento de radioproteção para o acesso ao núcleo e retirada dos fios irradiados. Em seguida, os fios são levados para o dispositivo de contagem.

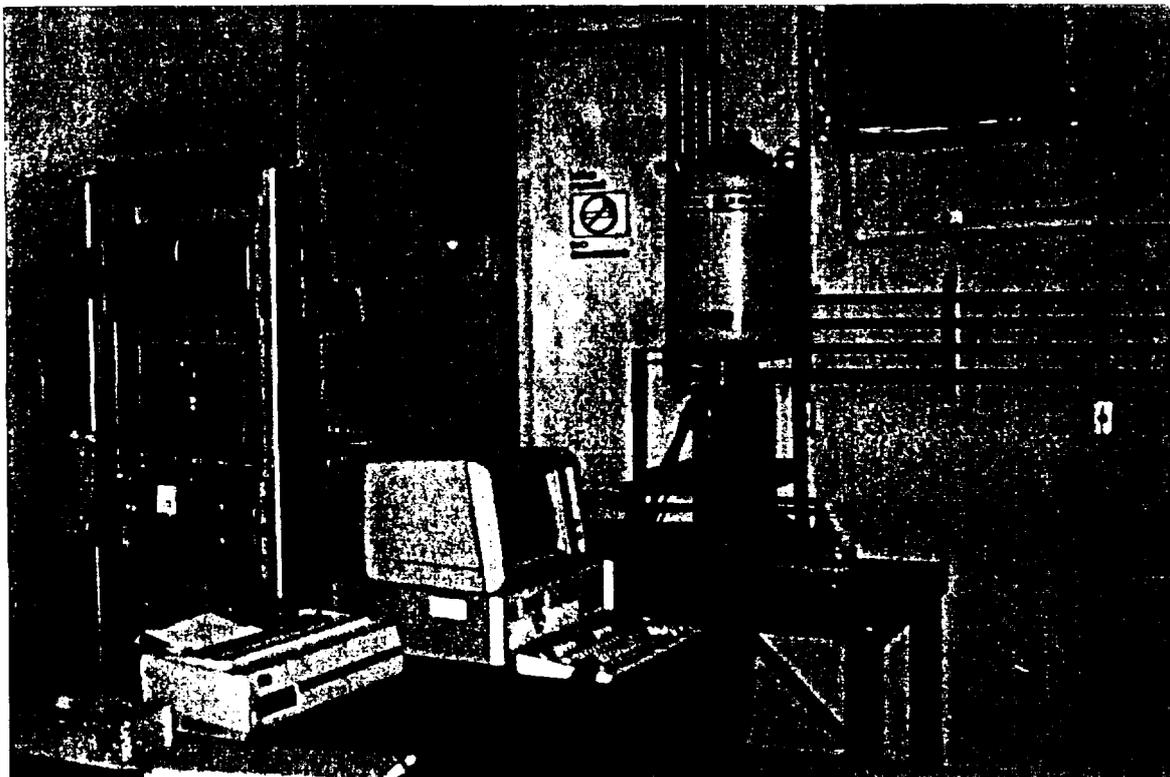
Ao término da contagem e gravação dos dados, as informações são tratadas para obtermos atividades corrigidas no tempo que, junto com os outros fatores já discutidos, nos fornecerão o fluxo térmico.

4.3 - BANCADAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS PARA CONTAGEM DOS FIOS DE ATIVAÇÃO

4.3.1 - DISPOSITIVO DE CONTAGEM E TRATAMENTO DE SINAIS

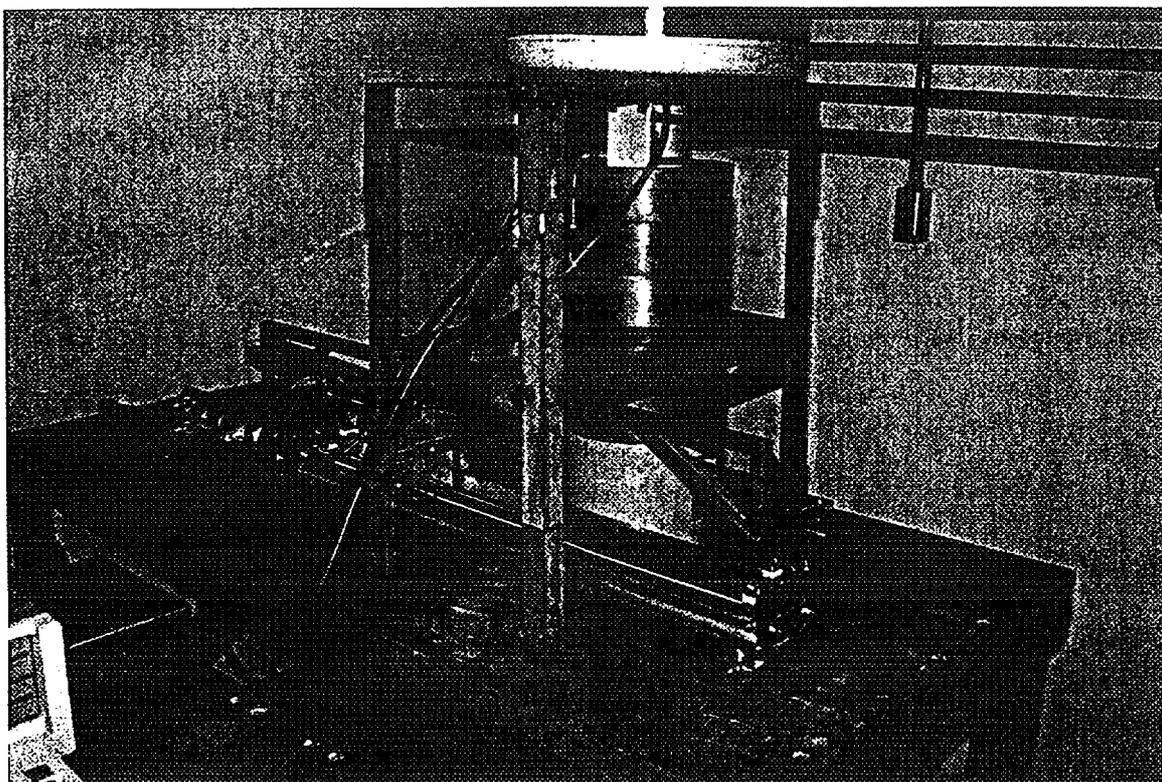
Para a contagem dos fios, foi montado um sistema que é composto pelos seguintes componentes mecânicos e eletrônicos vistos na fotografia 4.3.1:

- Bancada ou mesa suporte;
- Sistema de Movimentação, que possui motor de passo, hastes de apoio, fuso ou sem-fim, régua de fixação do fio a ser medido;
- Capela de blindagem, que possui o colimador, as paredes de chumbo e dispositivos de fixação, suporte para o detector;
- Multicanal; e
- Microcomputador e Impressora.

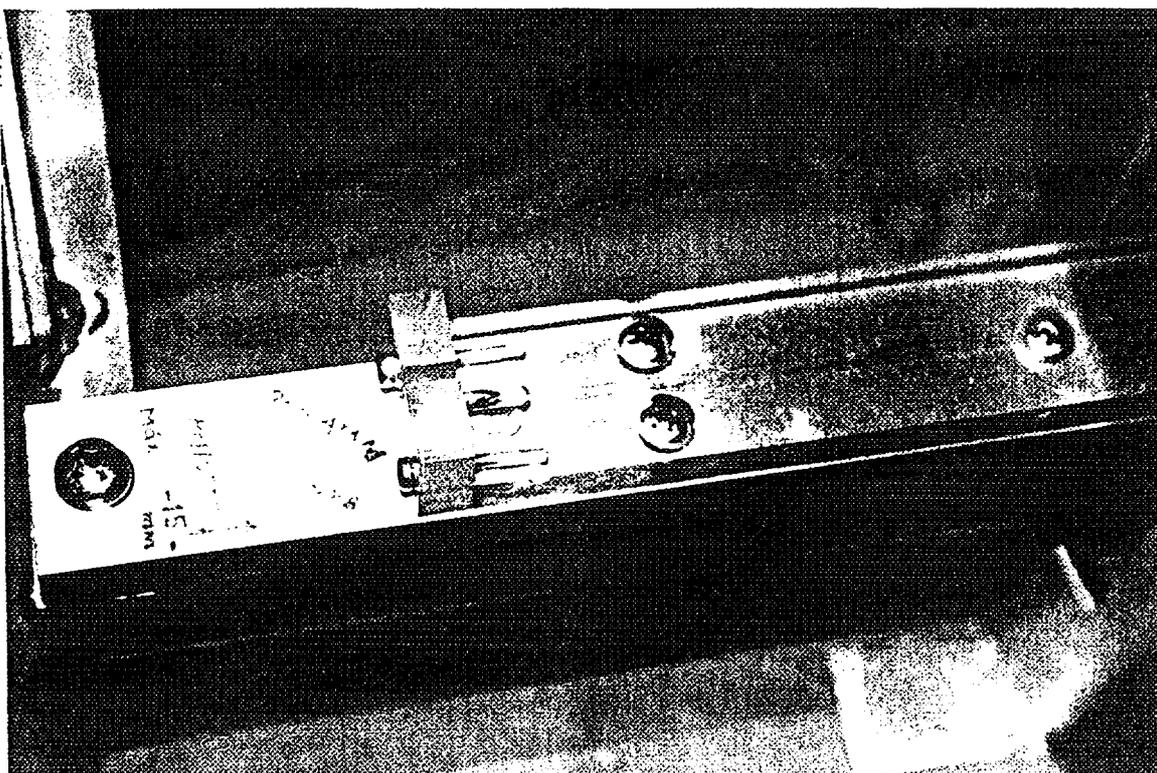


Fotografia 4.3.1 - Sistema de Contagem e Tratamento de Sinais

O posicionamento do fio na régua fixação é feito pelo encaixe mecânico dos parafusos nos respectivos entalhes, tendo-se o cuidado de deixá-lo de forma bem esticada. Isto está dentro do conceito de garantir as melhores condições de reprodutibilidade das medidas feitas. As fotografias 4.3.2 e 4.3.3 mostram uma visão de conjunto do que foi mencionado.



Fotografia 4.3.2 - Bancada de Medição de Fios de Ativação



Fotografia 4.3.3 - Detalhe de Fixação do Fio na Bancada de Contagem

O fio esteve muito próximo ao colimador, o que possibilitou:

- taxa de contagem razoavelmente alta;
- uma menor influência do ruído de fundo e também um menor tempo requerido para contagem para uma quantidade pequena de material radioativo (cerca de $2.2 \cdot 10^{-3}$ gramas de Au);
- diminuição do número de fótons espalhados que atingem o detector, inclusive aqueles não desejados e provenientes do ruído de fundo; e
- redução das correções de atenuação, inclusive devido à presença do ar atmosférico.

As figuras 4.C e 4.D mostram uma visão geral da capela de blindagem e da régua de acrílico onde o fio esteve posicionado durante a sua contagem. Além disso, identificamos a bancada e o sistema de movimentação.

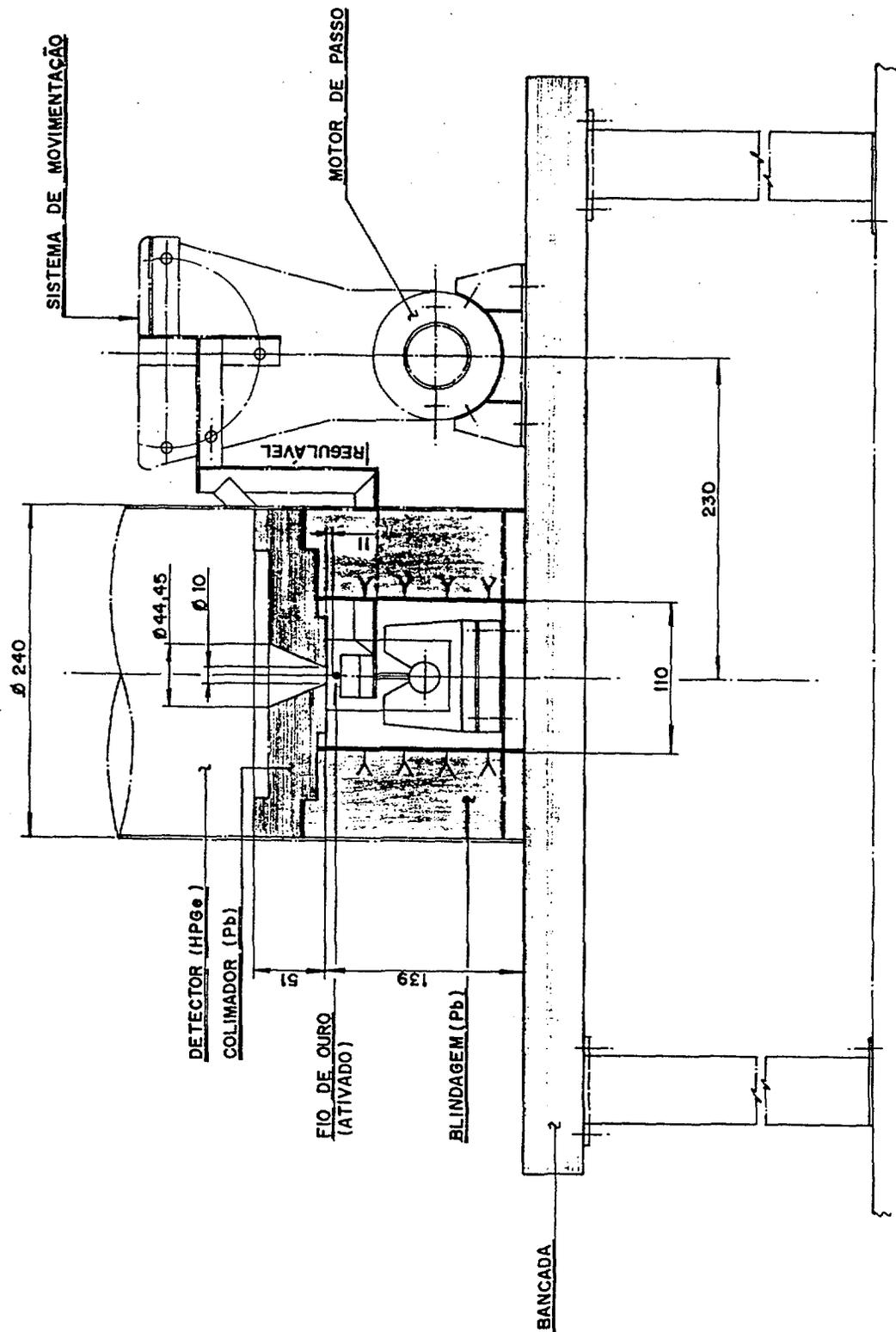


Figura 4.C - Visão Transversal da Capela de Blindagem e Sistema de Movimentação (distâncias em mm)

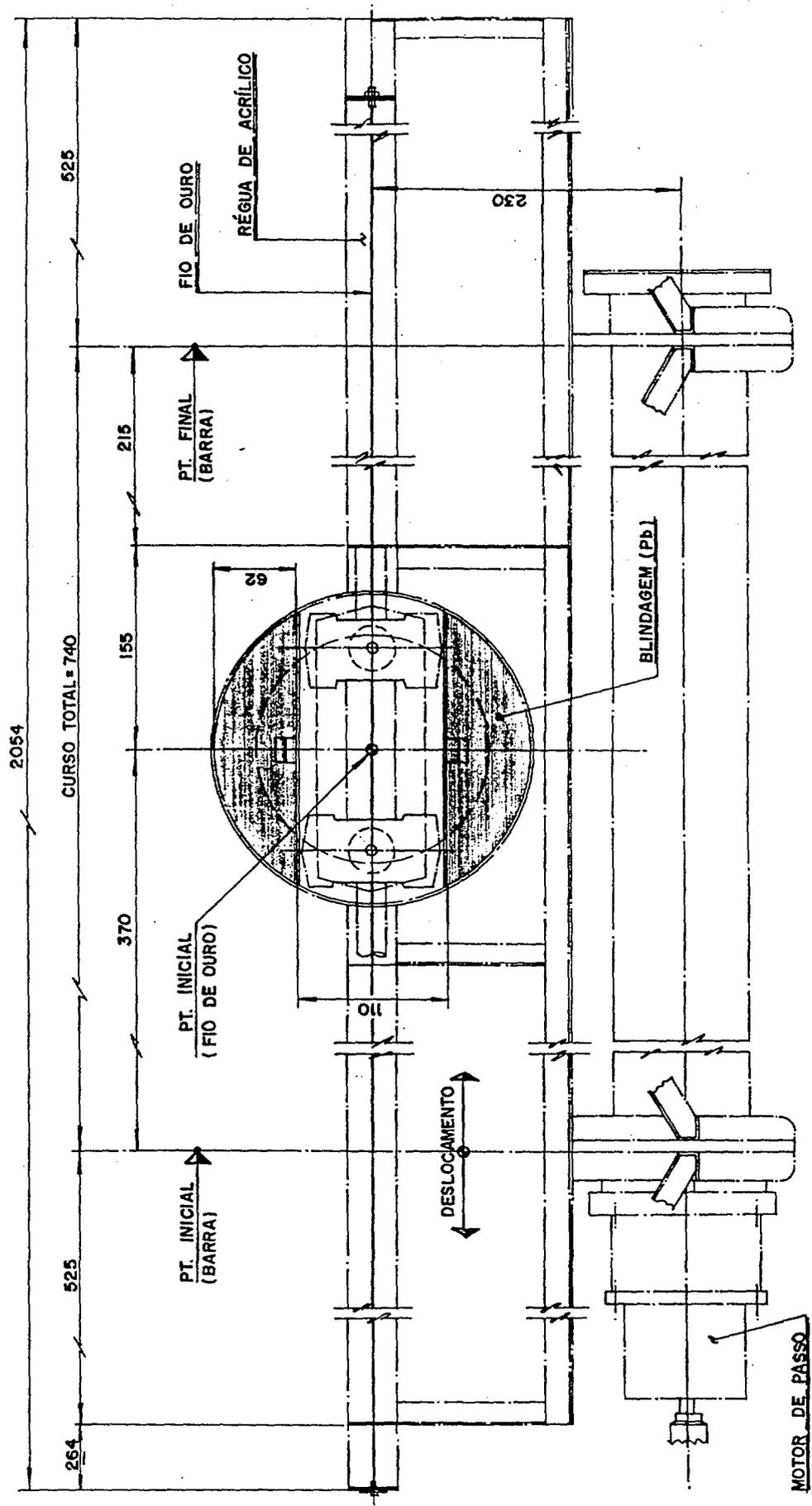
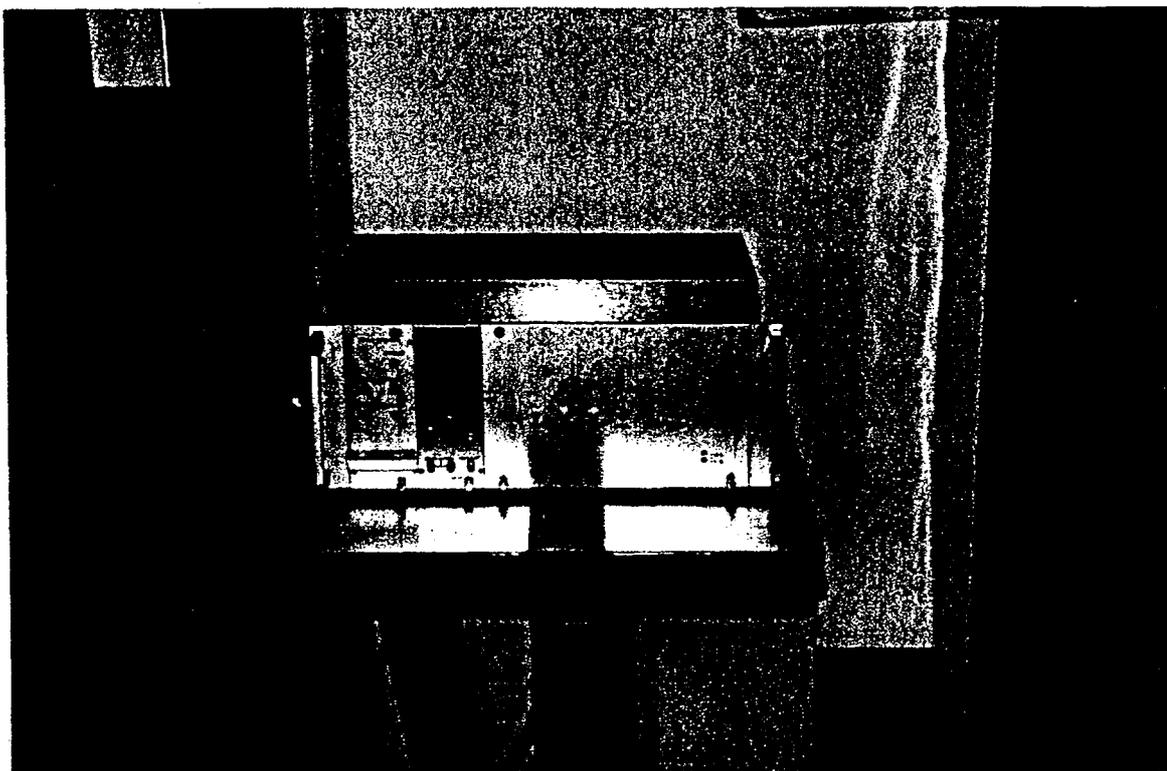


Figura 4.D - Visão Longitudinal da Capela de Blindagem e Sistema de Movimentação (distância em mm)

Outro posicionamento importante foi manter o fio irradiado e a janela do detector na distância superior a 100 mm, para não ser necessária a correção que compense o efeito de "soma correlata multiplicativa" (multiplicative correlated summing), devido a outro gama ou raio X emitido (em cascata) com o gama medido, por estarmos utilizando detectores HPGe (42).

Foi também observado o cuidado de que as paredes internas da capela de blindagem não fossem colocadas muito próximas do fio. Isto decorre do fato de que muitas radiações oriundas daquela fonte incidem nas paredes, funcionando como fonte de espalhamento Compton e fótons de aniquilação de 511-keV (43).

Em seguida, a régua é movimentada de forma a ajustarmos o indicador de posição do sistema de movimentação com a cota 00 mm. Feito isto, zeramos o contador e iniciamos a contagem, de acordo com os avanços longitudinais providos pelo motor de passo no fuso, segundo nossa estratégia de medição. O número de contagens líquidas para a posição central foi de 20.000, enquanto que para as outras posições foi de 10.000, obtendo-se uma incerteza estatística da ordem de 1.5%. A fotografia 4.3.4 mostra o indicador de posição do sistema de movimentação.



Fotografia 4.3.4 - Indicador de Posição do Sistema de Movimentação

Em nosso caso, o avanço padrão foi de 10 mm, considerando-se as dimensões da abertura inferior do colimador. Nos setores em que não se precisa medir muitos pontos, pode-se programar um avanço longitudinal maior, o que diminui o tempo total de contagem do fio em questão.

Do detector, as contagens vão para o sistema de tratamento de sinais que nos fornecerá a atividade existente naquele trecho específico do fio e que corresponde a uma determinada posição vertical no interior do núcleo.

As medidas com fio nu e com fio coberto com Cádmiio foram armazenadas e posteriormente processadas pelo programa FLUCRI, existente no setor de Medidas de Parâmetros Nucleares do Reator IPEN/MB-01, quando então obtemos o fluxo térmico de nêutrons em cada posição medida. Este programa foi desenvolvido para processar os dados de experiências com folhas. Em nosso caso, adaptamos os dados de entrada de forma que cada ponto medido do fio fosse tratado como um ponto obtido em folha, processando todo o equacionamento matemático já descrito no Capítulo 2 com os nossos dados de entrada para cada posição.

A figura 4.D apresenta o circuito eletrônico empregado na aquisição, tratamento e apresentação dos sinais de contagem. As condições do amplificador foram: coarse gain 20, shapping time 6 micro segundos e BLR em Auto e pulso positivo unipolar.

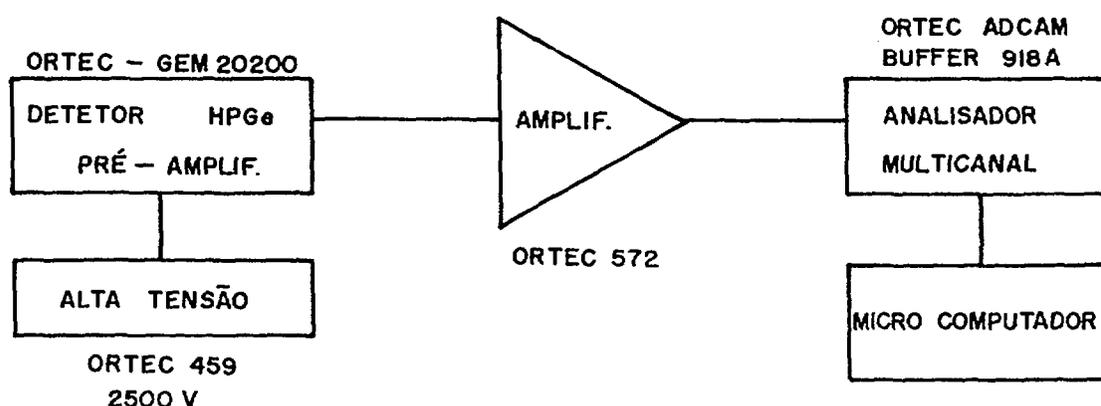


Figura 4.D - Circuito Eletrônico do Sistema de Contagem

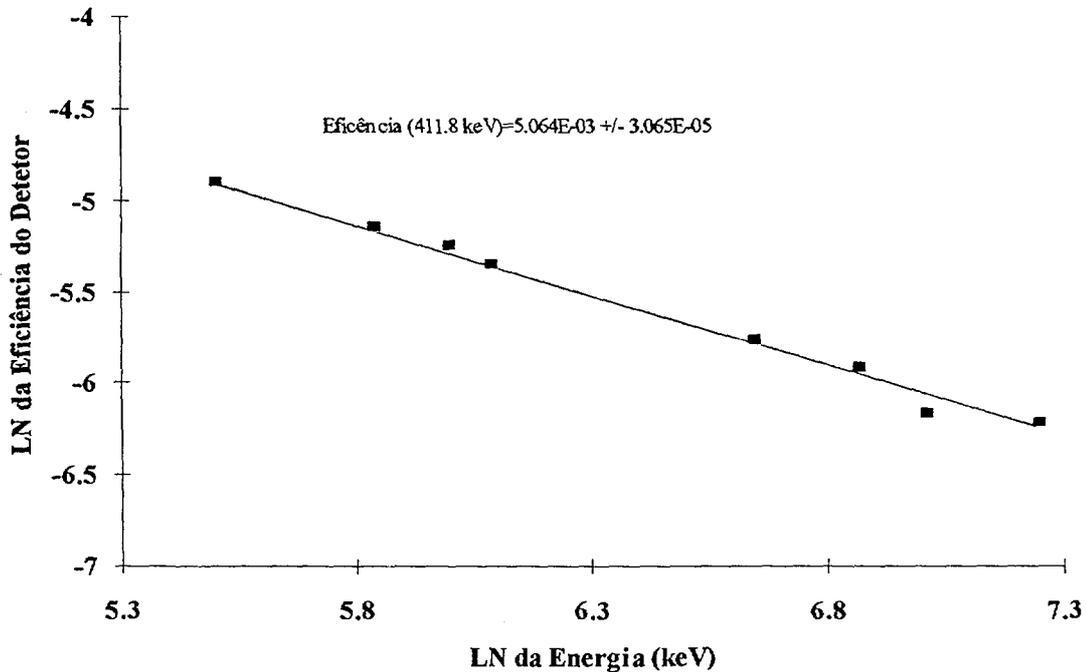
4.3.2 - DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO SISTEMA DE CONTAGEM

Para esta etapa, foi usada uma fonte de ^{152}Eu , recomendada pela referência 43, que é uma fonte emissora de vários gamas de energia (de 122 a 1408 keV) e possui uma meia-vida muito longa (13,5 anos).

O formato da fonte de ^{152}Eu é também na forma de fio (1 mm de diâmetro e 10 mm de comprimento), tendo sido colocada na mesma posição dos fios a serem contados. Foram utilizados 8 fotopicos entre 244 e 1408 keV, tendo sido calculada a respectiva eficiência.

O termo eficiência utilizado aqui é a razão entre o número de pulsos medidos pelo detector e o número de quanta radioativos emitidos pela fonte (fio).

A figura 4.F apresenta a curva de eficiência global de contagem da fonte considerada, obtida pelo Método dos Mínimos Quadrados. A eficiência na energia de 411.8 keV (^{198}Au) é de $5.064\text{E-}3 \pm 3.065\text{E-}5$.



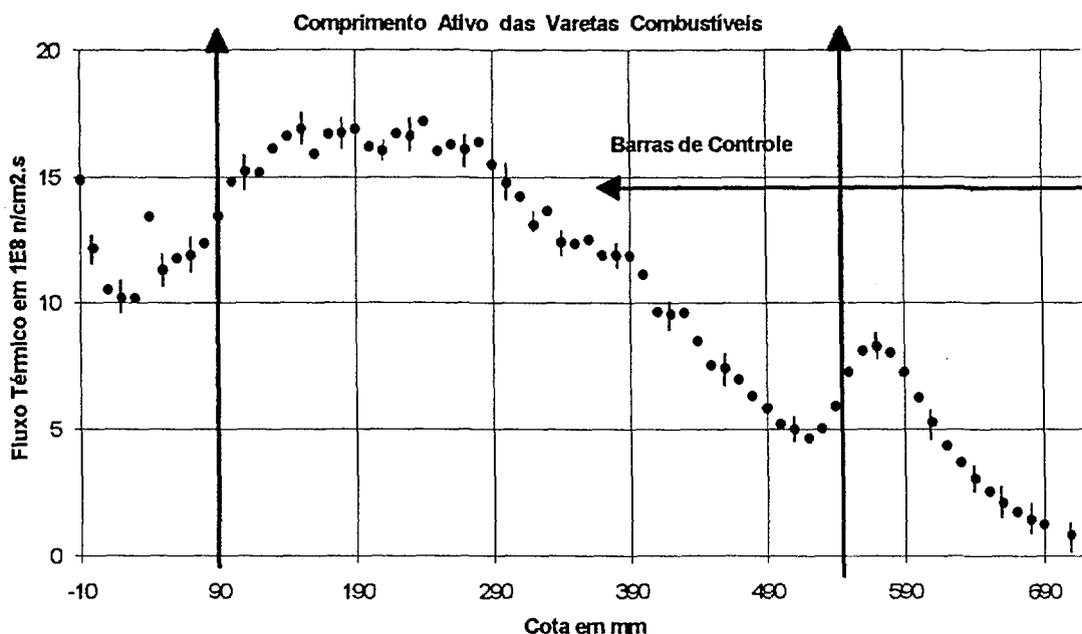
CAPÍTULO 5

APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS MEDIDOS DOS FLUXOS TÉRMICOS DO REATOR IPEN/MB-01

5.1 - PLOTAGEM DOS FLUXOS NEUTRÔNICOS

Para a apresentação dos fluxos de nêutrons, foram montadas tabelas de dados conforme o Apêndice 4, para cada uma das posições irradiadas.

As figuras de 5.A a 5.F apresentam o fluxo neutrônico medido nos canais e seus pontos. Nas abcissas encontra-se a dimensão vertical ou cota (expressa em mm) e, nas ordenadas, o fluxo térmico em 10^8 nêutrons/cm².s. O erro estatístico (equivalente a um desvio-padrão) é representado por uma barra vertical sob a medida, sendo indicado em cotas principais. O comprimento crítico está delimitado por setas verticais (entre as cotas 91 e 546 mm) e a posição vertical das barras de controle (40% inseridas) está apresentada por uma seta horizontal.



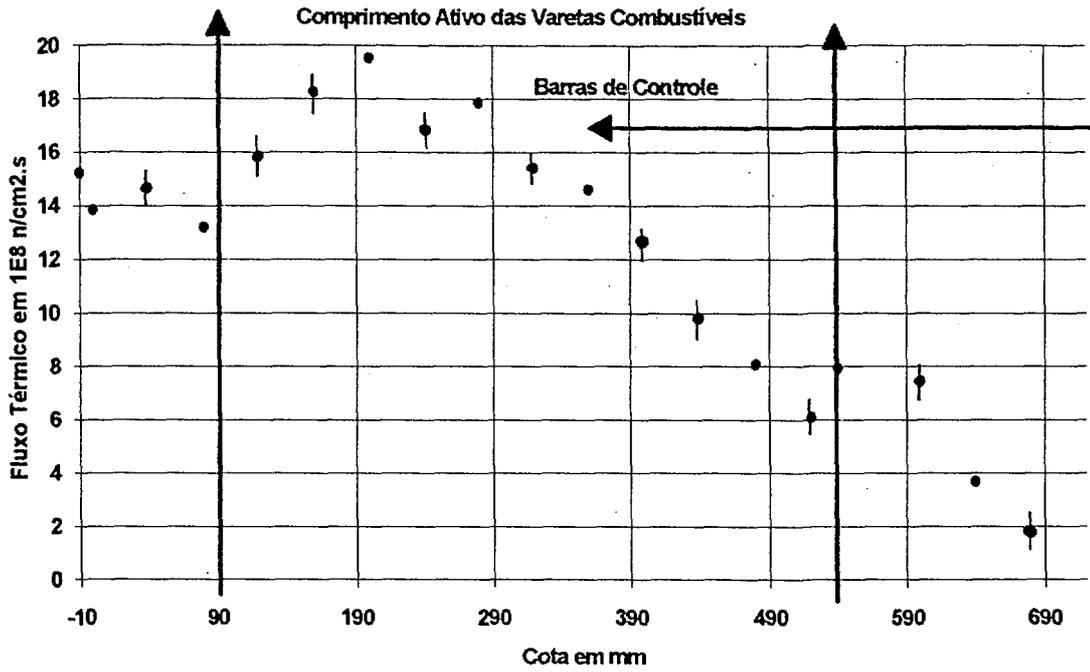
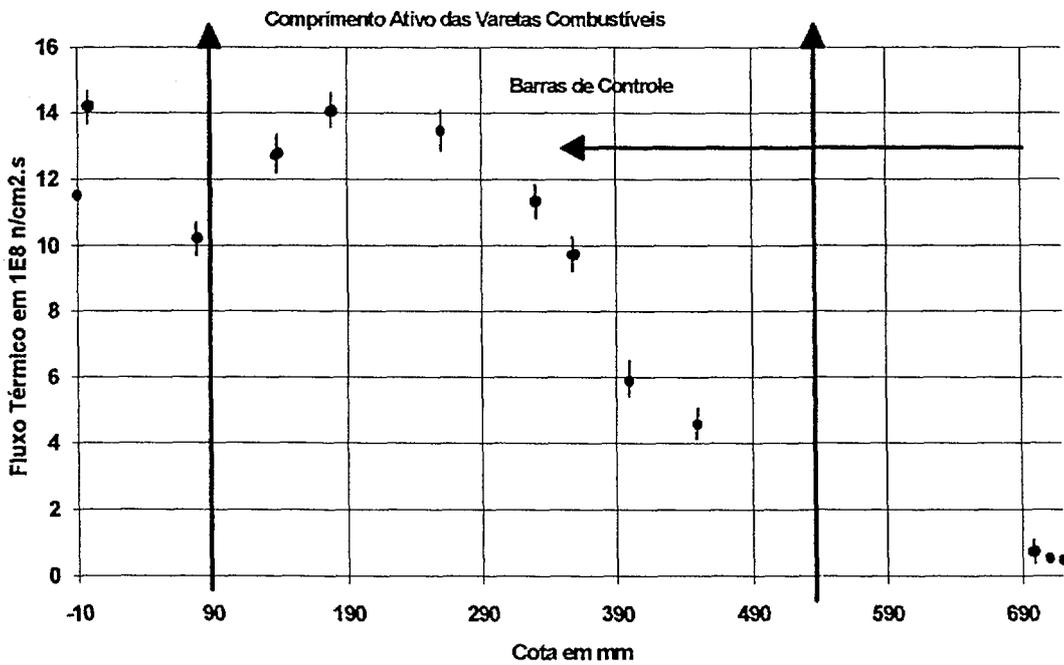


Figura 5.B - Plotagem do Fluxo Neutrônico Térmico na Posição Central (diâmetro de 0.25mm)



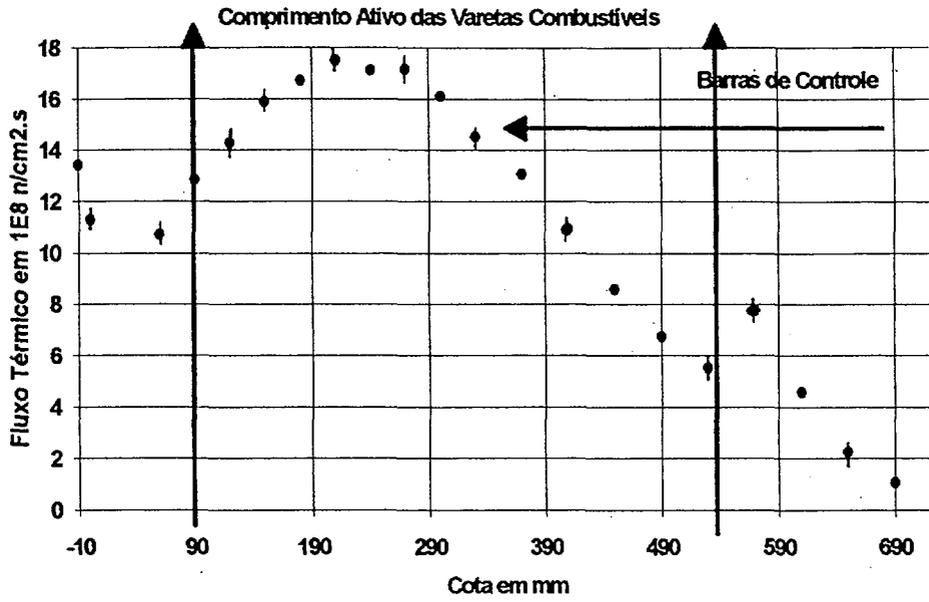
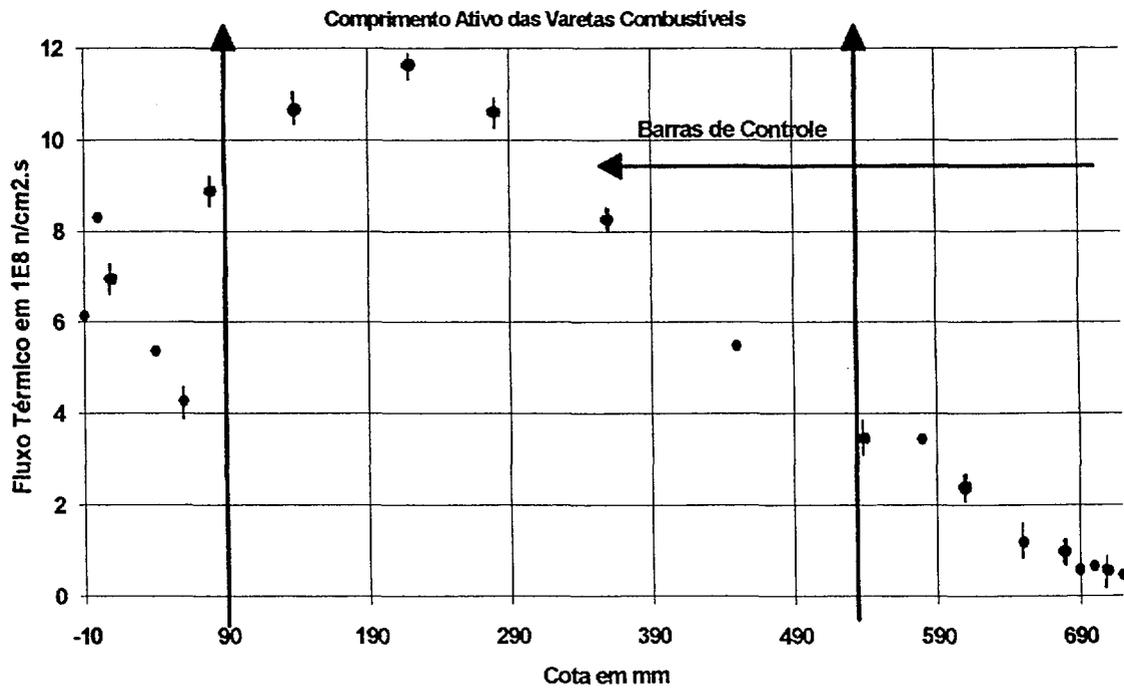


Figura 5.D - Plotagem do Fluxo Neutrônico Térmico na Posição UV-1415



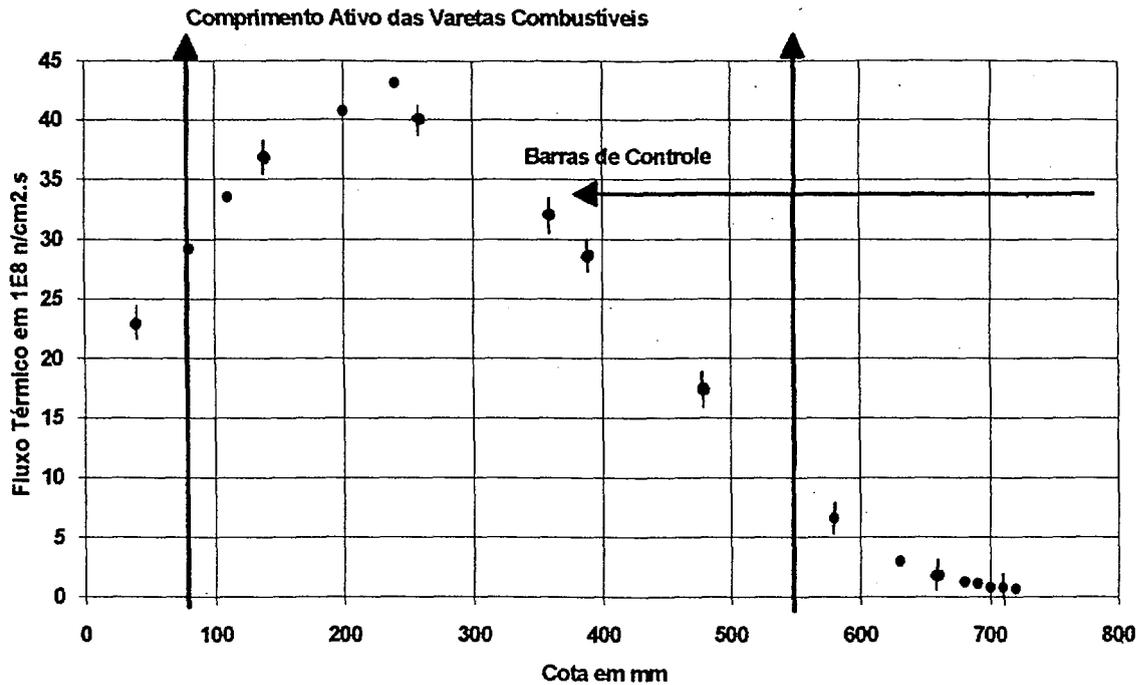


Figura 5.F - Plotagem do Fluxo Neutrônico Térmico na Posição Fora da Placa Matriz Leste-1415

Nos 5 mapeamentos localizados na direção Leste-Oeste (1415), identificamos três regiões:

- um pico de fluxo térmico próximo à cota 10 mm, atribuído à quantidade de refletor ali existente e a um pequeno grau de heterogeneidades presentes;
- o maior valor de fluxo térmico próximo à cota de 240 mm, região média do comprimento ativo; e
- um pico de fluxo térmico próximo à cota de 580 mm, valendo as mesmas considerações do primeiro pico.

As figuras 5.G e 5.H mostram os fluxos térmicos medidos na região das

ativo, o que representa a parte inferior da barra de controle na cota de 438 mm). O fluxo da posição PQ/910 é bem próximo, de uma barra de controle, o que ajuda a explicar, inclusive, a maior desordem e perturbação no fluxo térmico.

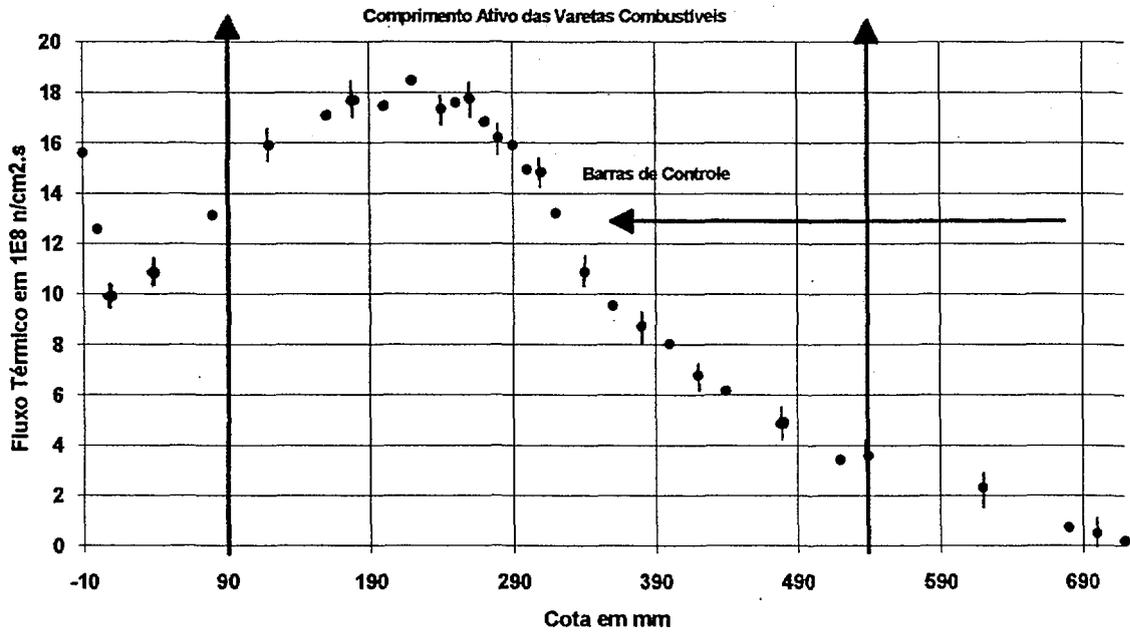
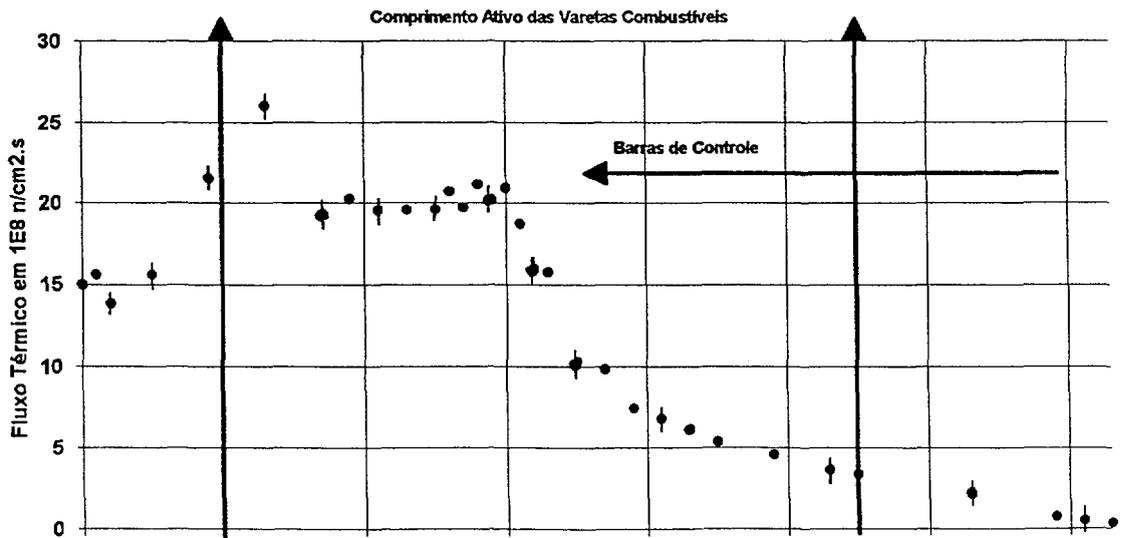


Figura 5.G - Plotagem do Fluxo Neutrônico Térmico na Posição PQ-7/8



A figura 5.I apresenta a superposição das figuras 5.A e 5.G, ajudando-nos a visualizar melhor o efeito das barras de controle no achatamento do fluxo térmico.

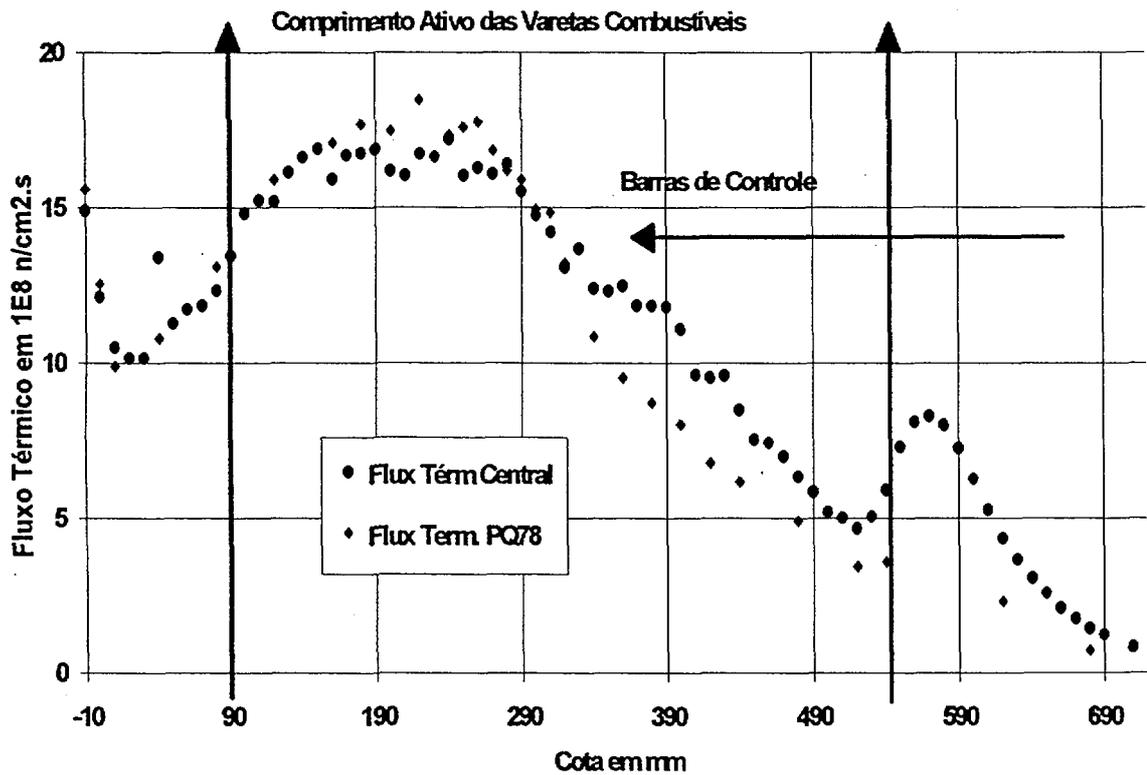
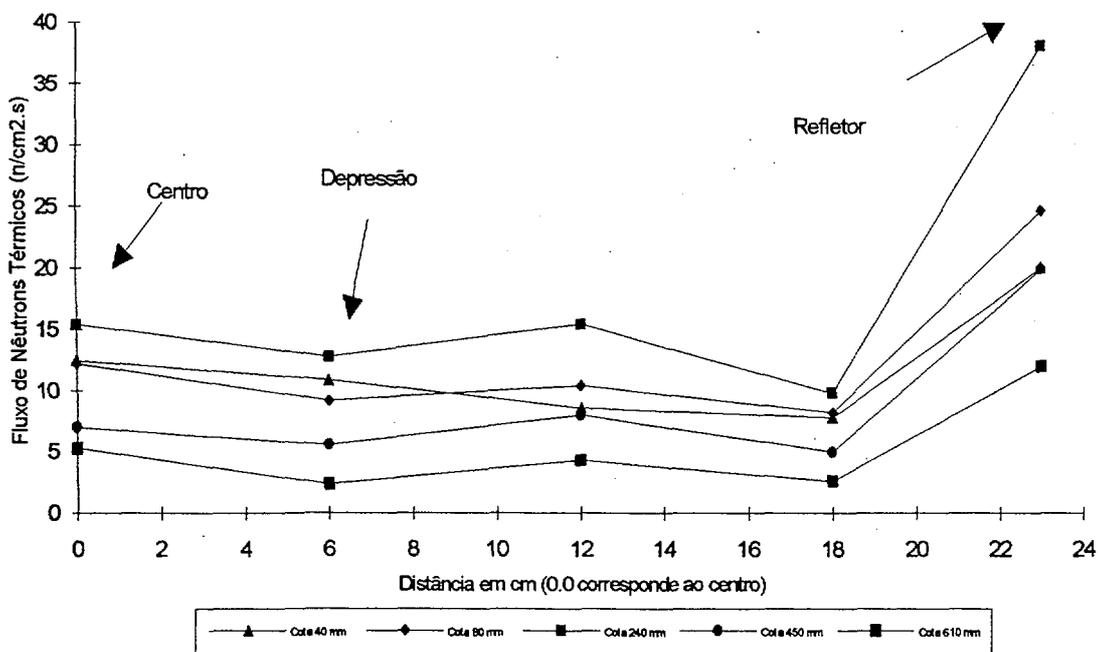


Figura 5.I - Superposição entre os Fluxos da Posição Central e da Posição 7/8

A figura 5.J apresenta uma plotagem do fluxo térmico no sentido radial (centro-leste), considerando-se algumas cotas selecionadas.



0.0 = Posição Central / 6.0 = Posição QR / 12.0 = Posição UV / 18.0 = Posição YZ / 22.5 = Posição Leste

Figura 5.J - Plotagem do Fluxo Neutrônico Térmico no Sentido Radial

Como se pode notar, há uma depressão no fluxo na região da posição QR, que pode ser originada por dois motivos: erro na contagem ou influência das barras de controle (próximas àquela posição). De toda forma, recomenda-se repetir todo o conjunto de medidas.

As figuras 5.L a 5.R apresentam a plotagem da razão de Cádmiu nos canais e cotas em que foram feitas as medidas, fornecendo-nos a relação aproximada entre o fluxo térmico e o fluxo rápido. Vemos que na parte ativa, esta razão permanece com valores praticamente constantes, enquanto que nas extremidades, devido à termalização dos nêutrons, apresenta valores crescentes e coerentes com os valores de fluxo térmico.

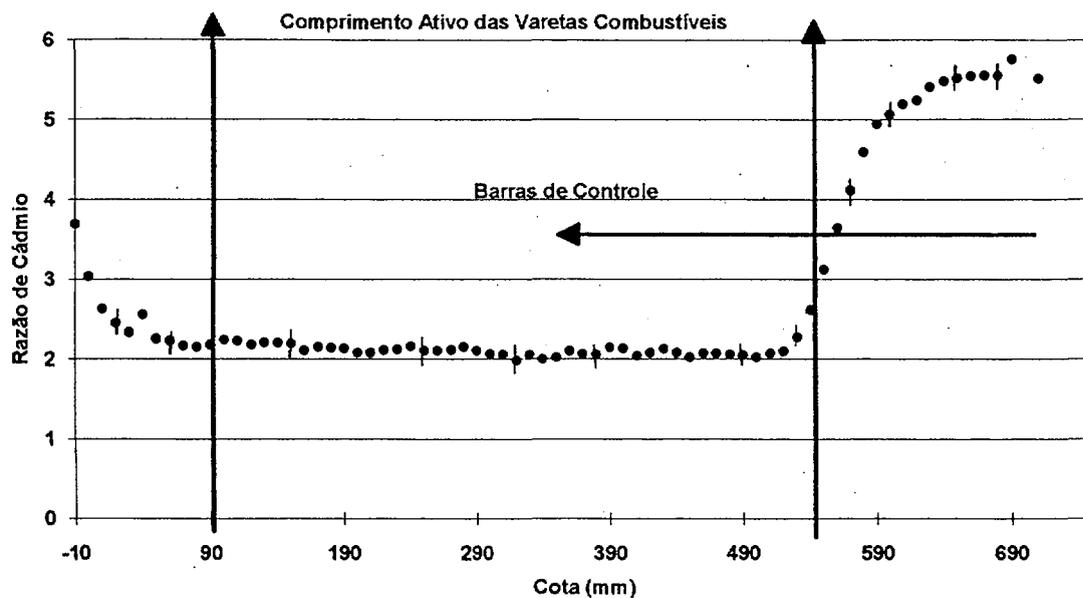


Figura 5.L - Plotagem da Razão de Cádmio na Posição Central (MN-1415)

Este valor de Razão de Cádmio, na região do comprimento ativo, está de acordo com o valor estimado anteriormente ($R_{cd} = 2.0150$) por meio de formulação encontrada em referência bibliográfica (32).

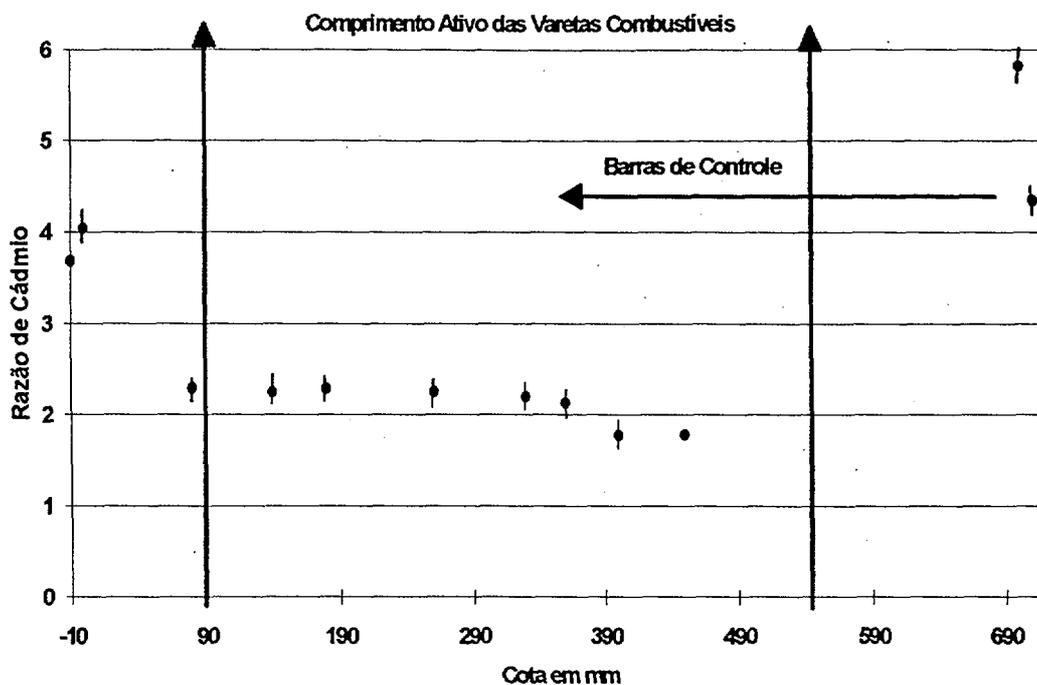


Figura 5.M - Plotagem da Razão de Cádmio na Posição QR -1415

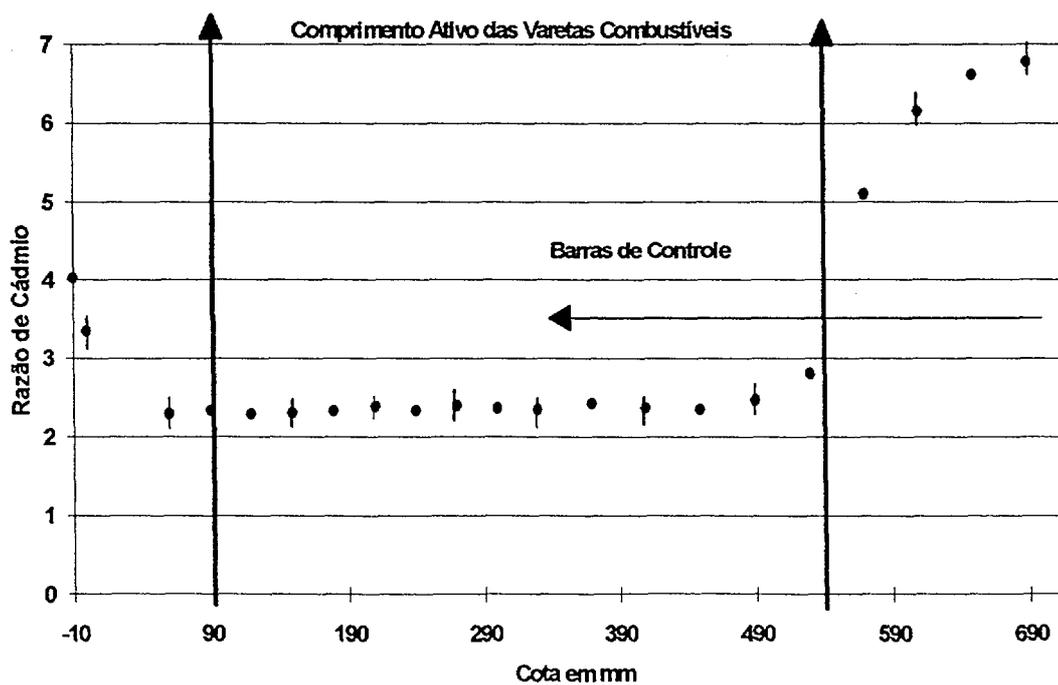


Figura 5.N - Plotagem da Razão de Cádmio na Posição UV-1415

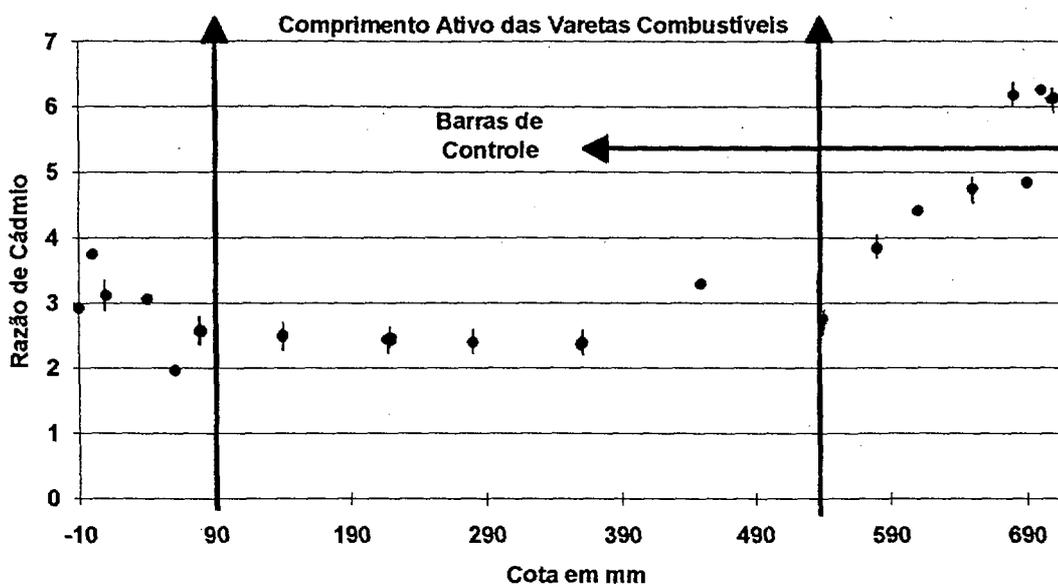


Figura 5.O - Plotagem da Razão de Cádmi na Posição YZ - 1415

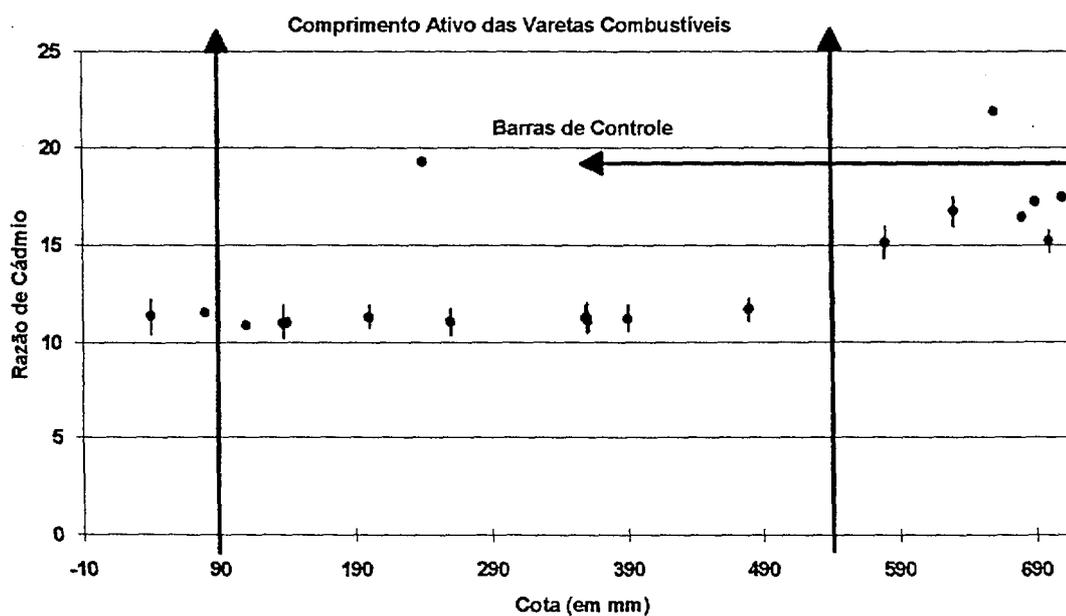


Figura 5.P - Plotagem da Razão de Cádmi na Posição Fora da Placa Matriz Leste-1415

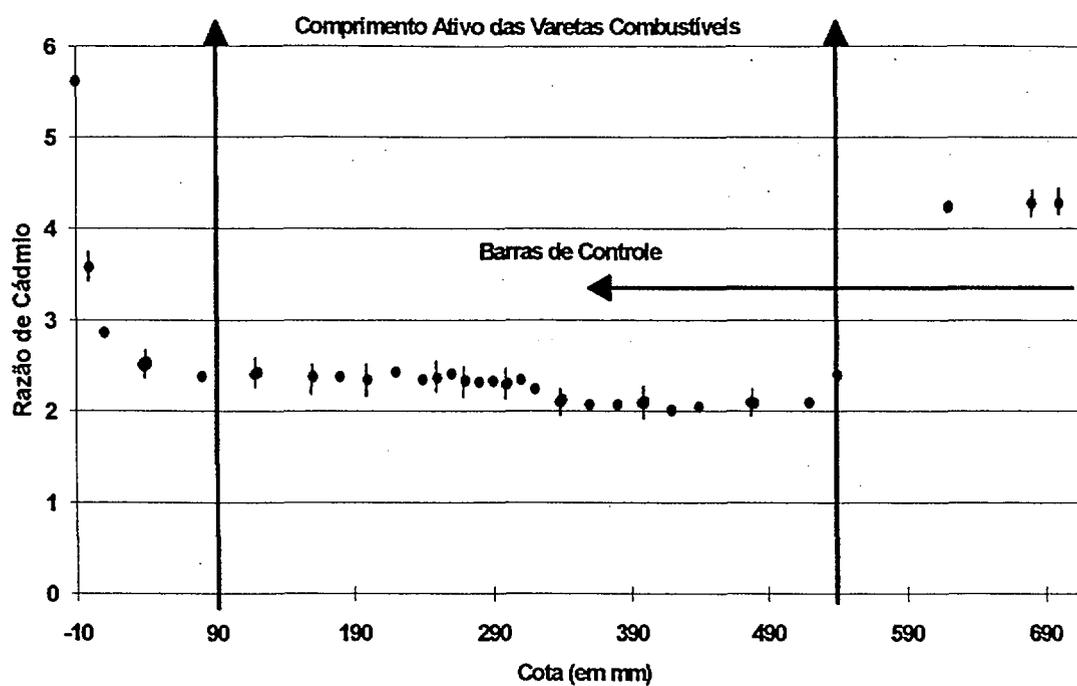


Figura 5.Q - Plotagem da Razão de Cádmio na Posição PQ - 7/8

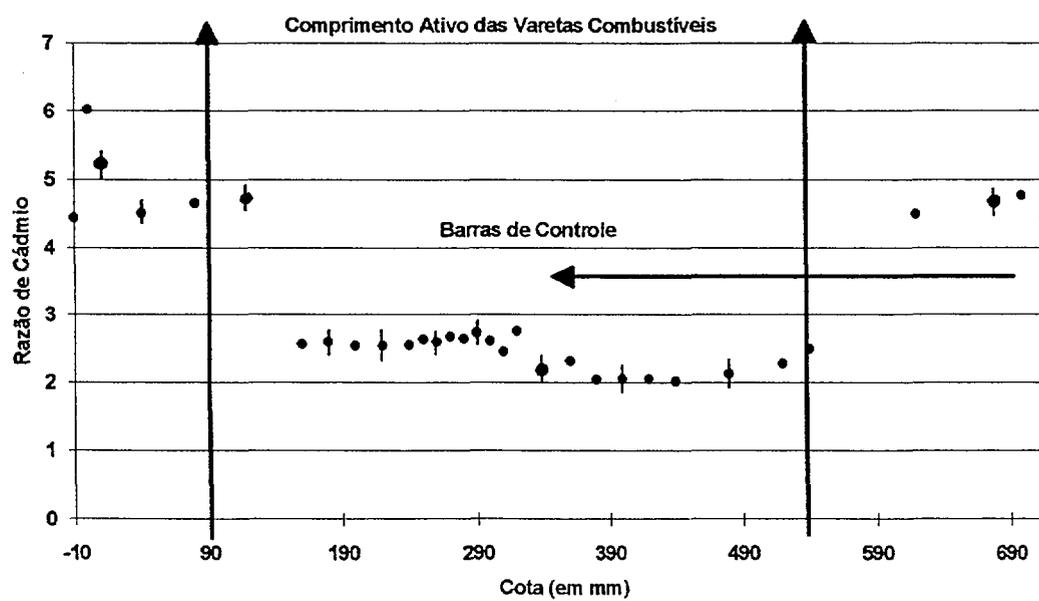


Figura 5.R - Plotagem da Razão de Cádmio na Posição PQ - 9/10

5.2 - ANÁLISE DE ERROS

Nesta parte do trabalho, faremos uma estimativa dos erros envolvidos nas várias etapas de nosso trabalho, com base nas referências 12, 45, 46 e 47, dentro do objetivo de conhecermos melhor a qualidade de nossos resultados para, inclusive, possibilitar a sua comparação com outros trabalhos.

A base desta atividade é a aplicação da Fórmula de Propagação de Erros (12), que consiste em se determinar a variação da grandeza (que se deseja saber) em função dos diversos parâmetros que dela fazem parte, por meio de diferenciação. Deve ser feita a hipótese de que os erros são individualmente pequenos (menores que 5%) e simétricos em relação ao zero.

A estratégia de obtermos os erros é avaliar a contribuição de cada fator que compõe a equação matemática do fluxo de nêutrons térmicos. Vamos analisar como os diversos fatores variam na determinação do fluxo neutrônico.

No caso do fluxo de nêutrons, a expressão geral 2.2.24 é usada colocando-se o número total de átomos em função da massa do fio de ativação, para considerar somente o comprimento que estará exposto ao colimador (10 mm). Isto modifica a expressão que determina o fluxo térmico de nêutrons para a forma abaixo:

$$\Phi_{\text{term.}} = A^{\infty} \cdot P_a \cdot [1 - (F_{\text{cd}} / R_{\text{cd}})] / N_a \cdot m \cdot f \cdot \sigma_{\text{atv.}} \cdot C_{\text{térmico}} \quad (5.1)$$

sendo m a massa da fio de ativação, N_a o número de Avogrado, f a fração isotópica do átomo alvo e P_a o peso atômico do material alvo. Sendo N_a , f e P_a constantes físicas, o erro experimental na determinação do fluxo de nêutrons dependerá basicamente dos erros da atividade de saturação, seção de choque de ativação e da massa do fio.

Conforme podemos observar, todos os parâmetros são independentes entre si, o que facilita todo o cálculo com o cancelamento dos termos de correlação.

Começamos pela Atividade de Saturação, uma vez que esta é composta por mais de um termo, enquanto os outros componentes da equação do fluxo são determinados isoladamente.

A equação 2.2.16 que fornece a Atividade de Saturação pode ser rearranjada considerando que o tempo de contagem é muito menor que o inverso da constante de decaimento na maioria dos radionuclídeos contados. Assumimos com isso que a atividade do detector permaneça praticamente constante durante a operação de contagem.

Do que foi exposto acima, obtemos:

$$A^{\infty} = (C - BG) \cdot e^{\lambda t_c} / \varepsilon \cdot I \cdot t_c \cdot (1 - e^{-\lambda t_c}) \quad (5.2)$$

Fazendo a diferenciação nesta equação, em relação aos vários termos que a compõem, conseguimos ter:

$$\left(\frac{\sigma(A^{\infty})}{A^{\infty}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma(C - BG)}{C - BG}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(e^{\lambda t_c})}{e^{\lambda t_c}}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\sigma(1 - e^{-\lambda t_c})}{(1 - e^{-\lambda t_c})}\right)^2 \quad (5.3)$$

sendo σ o desvio-padrão das diversas variáveis.

Os erros percentuais relativos aos tempos são estimados como sendo a metade da menor divisão dos cronômetros (45 e 47). Disto decorre que:

$$\left(\frac{\sigma(e^{\lambda t_c})}{e^{\lambda t_c}}\right), \frac{\sigma(t_c)}{t_c} \text{ e } \frac{\sigma(1 - e^{-\lambda t_c})}{(1 - e^{-\lambda t_c})} < 0.1\%$$

sendo por conseguinte desprezados. Desta forma, todos os termos que não possuem a variável tempo (t) irão ser computados na determinação do erro.

A expressão que nos dá o desvio percentual na determinação da atividade de saturação é:

$$\frac{\sigma_{A^{\infty}}}{A^{\infty}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(C-BG)}{C-BG}\right)^2 + \left(\frac{\sigma\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma I}{I}\right)^2} \quad (5.4)$$

Assim, aplicando-se a fórmula da propagação de erros em (5.4), temos:

$$\left(\frac{\sigma\Phi}{\Phi}\right)^2 = \left(\frac{\sigma A^{\infty}}{A^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\sigma_{atv})}{\sigma_{atv}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 \quad (5.5)$$

que rearranjando nos dá:

$$\frac{\sigma\Phi}{\Phi} = \sqrt{\left(\frac{\sigma A^{\infty}}{A^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\sigma_{atv})}{\sigma_{atv}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2} \quad (5.6)$$

Essa expressão é a utilizada na avaliação do erro experimental na determinação do fluxo de nêutrons. Como já foi mencionado, os demais termos têm definição isolada, sendo obtidos de referências.

A tabela abaixo especifica os erros atribuídos a vários dos fatores que compõem as expressões anteriores.

TABELA 5.1 - ERROS ATRIBUIDOS

Variável	Erro Percentual (%)	Referência
(C-BG)	1	45
σ_{atv}	0.3	69
I_R	1.5	12
ϵ	2.5	item 4.3.2
I	0.07	45
m	0.8	Apêndice 1

Assim, aplicando-se os valores da tabela acima, obtemos para o fluxo térmico um erro de 2.8%.

CAPÍTULO 6

AVALIAÇÃO PRELIMINAR DAS MEDIDAS POR MEIO DE SOFTWARES E COMPARAÇÃO COM RESULTADOS DE OUTRAS MEDIDAS

6.1 - INTRODUÇÃO

O nosso objetivo é fornecer meios que possam comprovar que a técnica de irradiação de fios de ouro está implementada para utilização futura por outros experimentalistas no reator IPEN/MB-01.

Para uma avaliação preliminar das medidas obtidas, temos dois tipos de procedimento. Em termos de valores absolutos, utilizamos os softwares *Hammer-Citation* para obtermos o fluxo médio calculado nas mesmas posições irradiadas.

Em termos relativos (formato do fluxo), procedemos a uma comparação com outros experimentos de medição do fluxo de nêutrons térmicos, já realizados no mesmo núcleo do reator, de forma a analisar o comportamento normalizado (em relação à medida de maior valor) de nossas medidas no sentido axial.

6.2 - COMPARAÇÃO COM RESULTADOS DE SOFTWARES

O software *Hammer*, cuja abreviatura significa "Heterogeneous Analysis by Multigroup Methods of Exponentials and Reactors", gera dados nucleares utilizando a Equação de Transporte (unidimensional), levando em consideração 1 grupo de energia térmica (de 0 a 0.625 eV) e 1 grupo de energia rápida (acima de 0.625 eV), em nosso trabalho, por questões de adequação às medidas efetuadas.

Para a sua utilização é necessária a divisão do núcleo em células (subdivisões), tridimensionalmente, que podem ser visualizadas nas duas figuras do Apêndice 5, onde são computadas as características geométricas e materiais do núcleo. Em nosso trabalho, consideramos como fluxo calculado como aquele obtido por média ponderada entre as quatro células vizinhas do canal selecionado de medição. Particularmente, como todas as células têm o mesmo volume, na mesma região, a média aritmética entre quatro valores é o valor do fluxo térmico calculado.

A saída do *Hammer* é o conjunto das contantes de multigrupo homogeneizadas em cada uma das células do reator. Este conjunto é uma parte dos dados de entrada do *Citation*.

O software *Citation* resolve a Equação de Difusão de Nêutrons, considerando a forma de multigrupos de energia e tridimensionalmente, pelo método das diferenças finitas, no espaço e no tempo, com solução pelo método explícito. Para o nosso trabalho, não consideramos a variável tempo, porque a potência térmica é muito baixa, não existindo queima significativa de combustível e porque não estamos interessados em considerar situações transientes.

No preparo dos dados de entrada, não foi considerada a presença do detector de ativação e da proteção mecânica de Alumínio, assumindo-se que a perturbação decorrente seja muito pequena, não alterando a ordem de grandeza do fluxo. Ao mesmo tempo, foram consideradas as condições operacionais mencionadas na introdução.

Nos valores calculados, considera-se satisfatória a precisão de até 10%, conforme contatos mantidos com a Seção de Neutrônica do CTMSP.

Para a comparação, selecionamos cinco cotas (em mm) que representam marcos significativos na posição vertical do núcleo:

- 00 (origem) - por ser localizada fora do comprimento ativo e porque a presença do moderador se faz sentir de forma evidente;
- 90 - por ser o início do comprimento ativo;
- 210 - por se localizar próximo ao máximo de fluxo no comprimento ativo;
- 540 - por ser o final comprimento ativo; e
- 720 - por se localizar fora do comprimento ativo, porque a presença do moderador se faz sentir mais evidente e porque é onde é esperado o menor valor de fluxo.

Em algumas posições e cotas, não está disponível o valor concernente àquela posição, uma vez que tivemos problemas com os dados coletados. No

entanto, colocamos a medida relativa à posição mais próxima daquela selecionada acima. Esta situação é indicada nas tabelas de dados.

Comparando-se as medidas em cotas selecionadas, obtemos as tabelas abaixo (valores em $1E8 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$):

Tabela 6.1 - Posição Central - 1415

Cota (em mm)	Fluxo Calculado	Fluxo medido
0	2.5274	8.2789
90	4.3710	9.1754
210	8.6637	10.9441
540	2.8417	4.0266
720	0.3751	0.56 (710 mm)

Tabela 6.2 - Posição QR - 1415

Cota (em mm)	Fluxo Calculado	Fluxo medido
0	2.3773	12.9190
90	4.1397	9.2916 (80 mm)
210	8.2127	12.7803 (180 mm)
540	2.5911	-
720	0.3371	0.4418

Tabela 6.3 - Posição UV - 1415

Cota (em mm)	Fluxo Calculado	Fluxo medido
0	1.9675	12.2100
90	3.4116	11.6854
210	6.7550	15.9087
540	2.2125	5.0215
720	2.8035	-

Tabela 6.4 - Posição YZ - 1415

Cota (em mm)	Fluxo Calculado	Fluxo medido
0	1.4840	7.5563
90	2.5167	8.0832 (80 mm)
210	4.9617	10.5913 (220 mm)
540	1.6502	3.1516
720	0.2362	0.4174

Tabela 6.5 - Posição LESTE - 1415

Cota (em mm)	Fluxo Calculado	Fluxo medido
0	1.3889	-
90	4.2205	19.9195 (80 mm)
210	9.5577	27.8099 (200 mm)
540	2.8622	-
720	2.4014	0.4527

Tabela 6.6 - Posição PQ - 78

Cota (em mm)	Fluxo Calculado	Fluxo medido
0	1.9679	8.5557
90	3.5159	8.9542 (80 mm)
210	6.9679	12.5984 (220 mm)
540	1.6337	2.4465
720	0.1976	0.1324

Tabela 6.7 - Posição PQ - 910

Cota (em mm)	Fluxo Calculado	Fluxo medido
0	2.1716	14.1983
90	4.0829	19.5413 (80 mm)
210	8.1307	17.7910 (220 mm)
540	1.6004	3.0393
720	0.1874	0.3125

Para uma comparação do perfil calculado e do perfil medido do Fluxo Térmico, a figura 6.A apresenta os dois perfis para a posição central.

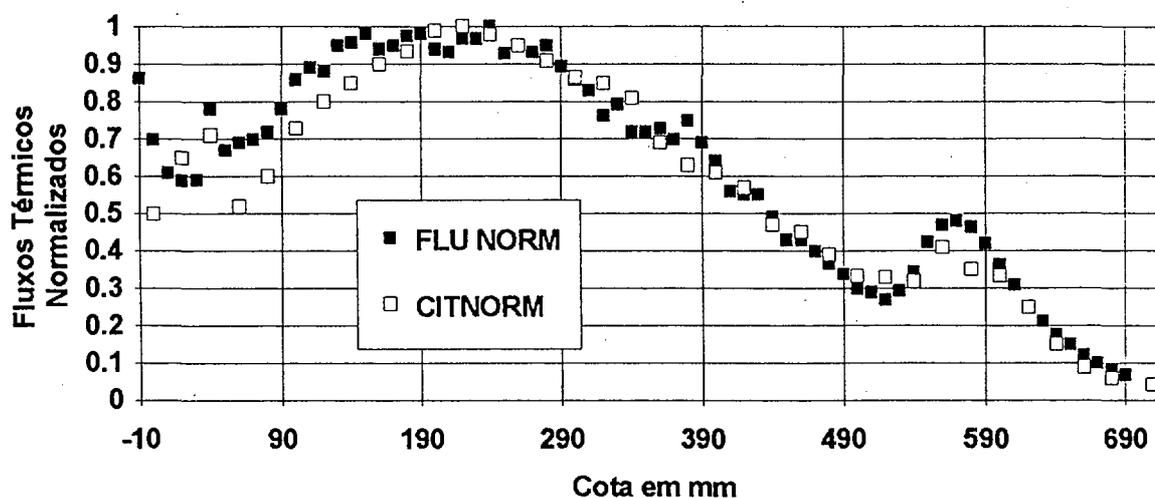


Figura 6.A - Medidas Normalizadas de Fluxo Térmico Neutrônico obtido por Ativação de Fio e pelo Código Citation

6.3 - COMPARAÇÃO COM OUTRAS MEDIDAS OBTIDAS POR OUTROS PROCESSOS

Existem dois trabalhos divulgados que apresentam a distribuição axial do fluxo de nêutrons térmicos, na posição central (MN-1415), e que foram normalizadas pelo maior valor das medidas encontradas.

O primeiro trabalho (40) foi realizado com uma mini-câmara de fissão (CFMU-17), fabricada pelo IPEN/CNEN-SP, com diâmetro de 2 mm, comprimento ativo de 50 mm, eletrodo central revestido de U_3O_8 (1 mg/cm^2), enriquecido a 93% em massa de ^{235}U . Foram obtidos 35 pontos, não tendo sido feitas as correções aos dados experimentais, tais como perturbações causadas pelo detector ou sensibilidade diferencial do detector. A precisão de posicionamento é similar ao das barras de controle (0.5%) e há um erro de 6%, a um nível de confiança estatística de 95%.

O segundo trabalho (41) foi realizado com irradiação de folhas de ouro, em sete posições (91, 182, 273, 364, 455, 546 e 637 mm), com a potência de 2.76 Watts, estando as barras de controle retiradas 59 % do comprimento ativo. As folhas possuíam 8 mm de diâmetro, 0.0125 mm de espessura e pureza de 99.999%, fornecendo medidas com confiança estatística de 95%.

Para um levantamento de dados estatísticos iniciais, apresentamos as tabelas 6.2.A e 6.2.B que contêm a média e o desvio padrão das diferenças percentuais entre os valores normalizados obtidos com o fios e com a câmara de fissão e folha de ouro respectivamente.

Para definir a coluna que apresenta a diferença percentual entre as medidas, assumimos que os valores obtidos por meio de fio são a **referência**, uma vez que o fio irradiado apresenta um conjunto de medidas contínuas ao longo do comprimento, tendo sido aplicadas todas as correções necessárias nas medidas de ativação de fios para a obtenção dos resultados. Isto não ocorreu na câmara de fissão, e no caso das folhas, estas apresentam um número reduzido de medidas e que são "discretas" ao longo do curso de avanço. Desta forma, as medidas oriundas do fio são melhores em relação aos trabalhos disponíveis, devendo ser tomadas como padrão.

Tabela 6.8 - DE VALORES NORMALIZADOS ENTRE FIO E CÂMARA DE FISSÃO

COTA (em mm)	MEDIDA NORMALIZADA DO FIO DE OURO (A)	MEDIDA NORMALIZADA DA CÂMARA DE FISSÃO (B)	DIFERENÇA PERCENTUAL [(A-B)/A]
90	0.7062	0.6817	3.47
100	0.6116	0.6271	-2.53
110	0.5916	0.5718	3.35
120	0.5912	0.5493	7.09
130	0.7811	0.5634	27.87
140	0.6560	0.5994	8.63
160	0.6902	0.6652	3.62
180	0.7826	0.7418	5.21
210	0.8826	0.8415	4.66
240	0.9811	0.9108	7.17
270	0.9741	0.9650	0.93
300	0.9335	0.9896	- 6.01
360	0.9351	0.9770	- 4.48
390	0.8586	0.9301	- 8.33
420	0.7949	0.8750	- 10.1
450	0.7268	0.8104	- 11.5
490	0.6461	0.7020	- 8.65
520	0.5576	0.6243	- 12.0
550	0.4324	0.5282	- 22.16
580	0.3405	0.4291	- 26.02
610	0.2711	0.3578	- 32.0
640	0.4243	0.3918	- 7.66
670	0.4660	0.4248	8.84
700	0.6038	0.3032	49.80
720	0.1780	0.1867	- 4.89

A margem de erro estatístico de cada processo é de:

- Ativação de Fio - 3% (item 5.2);
- Utilização de Mini-Câmara de Fissão - 6% (estimado após consulta à equipe do Laboratório de Medidas de Parâmetros Nucleares)

O maior erro presente na comparação é assumido como a soma dos valores acima, ou seja, 9 %, e vamos assumir que as diferenças percentuais são válidas quando tiverem valores iguais ou menores que esta cifra.

Na região do comprimento ativo, existem 14 medidas com diferenças percentuais menores que os 9%, sendo a média das diferenças percentuais de - 1.15 %, com desvio padrão de 7.18 %. No entanto, existem 4 medidas com diferenças percentuais maiores que 9%, com média - 1.43 % e desvio padrão de 19.55 %. No cômputo geral, 77% das medidas são válidas, com média e desvio padrão pequenos.

Na região do refletor e na parte superior do núcleo, existem 3 medidas com diferenças percentuais menores que 9%, cuja média é a média das diferenças percentuais é - 1.24 % e desvio padrão de 8.83 %. Existem 4 medidas com valores acima de 9%, com média de - 7.595 % e desvio padrão de 38.48%. No cômputo geral, 57 % das medidas não são válidas, apresentando média e desvio padrão elevados.

Apreciando-se a figura 6.B, onde está mostrada a diferença pontual entre as medidas apresentadas acima, ao longo do comprimento vertical do canal medido, vemos que justamente na região do refletor, que apresenta uma maior diferença entre os dois processos, o perfil do fluxo térmico está mais próximo, entre os dois casos, do que na região do comprimento ativo.

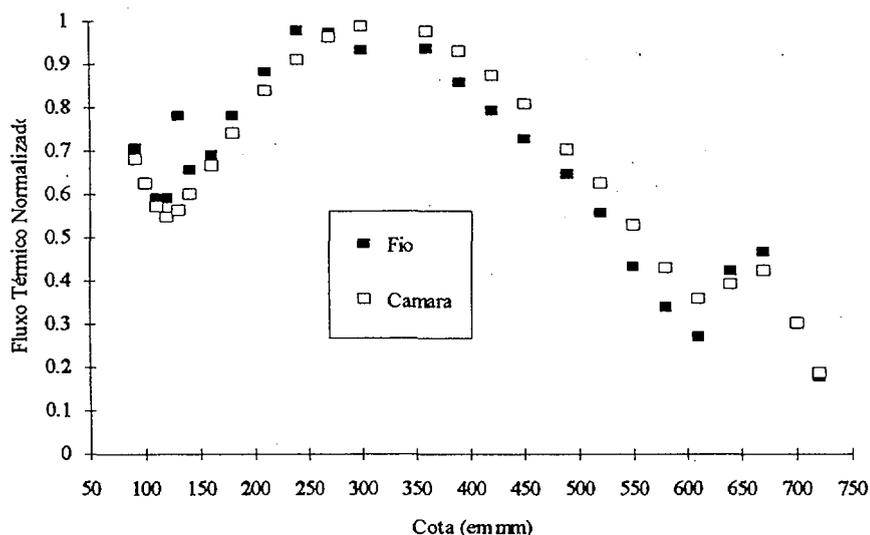


Figura 6.B - Comparação Fluxo Térmico de Ativação de Fio de Ouro e de Mini-Câmara de Fissão

As possíveis explicações para as discrepâncias observadas são:

- Em termos de estatística, nas medidas com a câmara de fissão foram resultado de uma média aritmética entre três valores contados para a mesma posição vertical de cada canal medido, enquanto que no fio, houve apenas uma contagem;
- No trabalho da Câmara de Fissão, assumiu-se que as fissões que ali ocorreram seriam exclusivamente devido ao ^{235}U , o que não é totalmente correto devido existir também um parcela pequena de ^{238}U , que contribui para a ocorrência de fissões com nêutrons não térmicos;
- Naquele trabalho, também foi assumido que as fissões que ali ocorreram seriam devidas exclusivamente aos nêutrons térmicos. Isto também não plenamente correto porque, na região do refletor (parte superior do núcleo) existe uma parcela pequena de fluxo neutrônico rápido que contribui para as fissões, como pode ser visto nos gráficos Razão de Cádmio x Cota (em mm). Isto majora o valor da medida da câmara de fissão, quando comparamos com as medidas de fluxo térmico obtidas com a ativação de fio. Em função desta última observação, comparamos o fluxo térmico normalizado da câmara de fissão (que pelo visto não é estritamente térmico) com as medidas normalizadas do fio nú (que considera

nêutrons de todas as energias), porque desta forma estaremos comparando duas medidas com o maior semelhança, em termos de fluxo de nêutrons. A figura 6.C mostra a comparação mencionada;

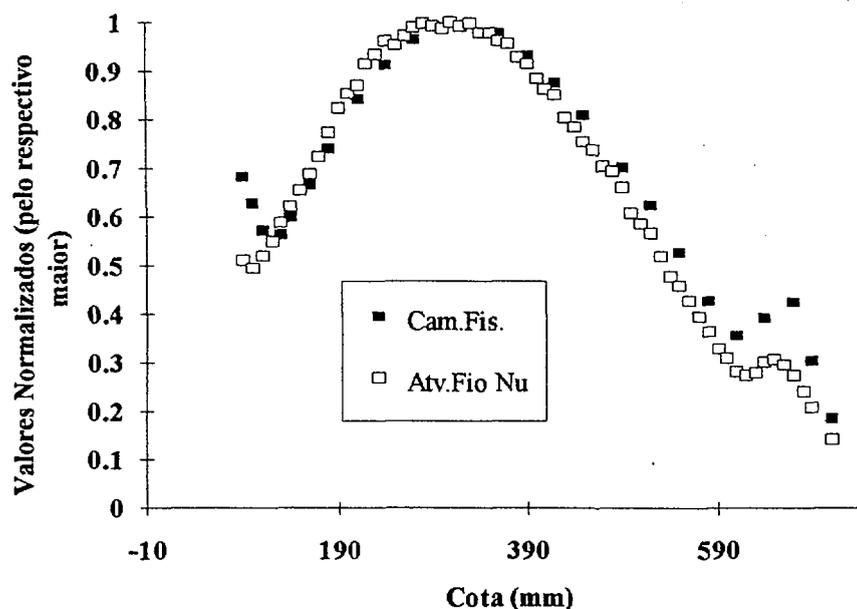


Figura 6.C - Comparação entre Atividade Fio Nu x Medida Câmara de Fissão

- Em todas as medidas (fio x câmara), existe um erro de posicionamento, que é mais sensível no caso da ativação de fios porque, para obter o fluxo térmico, é necessário irradiar a mesma posição com um fio nu e com um fio coberto com Cd. Caso haja uma diferença entre as duas irradiações, em termos de posicionamento dos fios na bancada de contagem, estaremos com medidas decaladas, o que prejudica os resultados de fluxo térmico e a comparação com as medidas da Câmara. Em função desta observação, montamos a figura 6.D, que apresenta a atividade do fio nú, a atividade do fio coberto com Cd e do Fluxo Térmico;

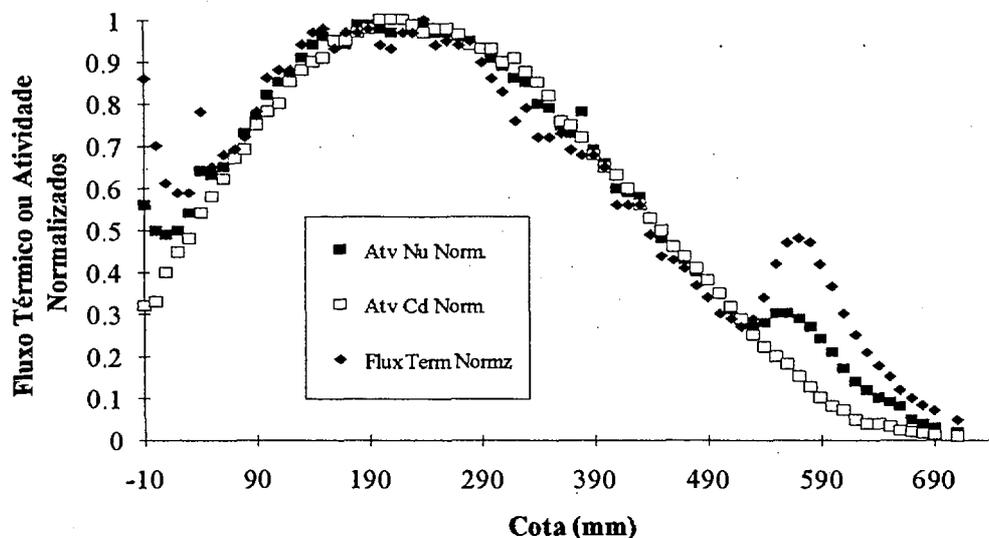


Figura 6.D - Comparação entre Atividades e Fluxo Térmico do Fio Nú (diâmetro 0.125 mm)

Com os dados acima, concluímos haver coerência entre as medidas obtidas entre a ativação de fios de ouro e com o emprego da mini-câmara de fissão. Contudo, ressaltamos que é necessário obter um conjunto maior de dados, com a repetição das medidas em cada posição, de forma a possuímos maior certeza e melhores condições para o tratamento estatístico feito aqui. Assim sendo, podemos estar normalizando todo o conjunto de medidas, em ambos os casos, por um "maior valor" que não representa uma medida confiável. Além disso, é importante se conhecer melhor o erro estatístico envolvido em cada processo, o que ocorre com a repetição das medidas.

O trabalho com ativação de folhas de ouro não apresenta muitos pontos, o que prejudica a atividade de comparação, com o mesmo tratamento dispensado acima. Assim sendo, vamos apresentar os dados disponíveis e compará-los, por meio de gráfico, com os dados da ativação de fio de ouro.

Apreciando-se a figura 6.E, vemos que há coerência entre os valores apresentados pelos dois métodos.

Tabela 6.9 - DE FLUXOS TÉRMICOS NORMALIZADOS ENTRE FIO E FOLHA DE OURO

COTA mm	MEDIDA NORMALIZADA FIO	MEDIDA NORMALIZADA FOLHA
90	0.7062	0.5802
180	0.7826	0.7366
270	0.9741	1.0
360	0.9351	0.9351
450	0.687268	0.7268
540	0.4380	0.43870
640	0.4243	0.4243

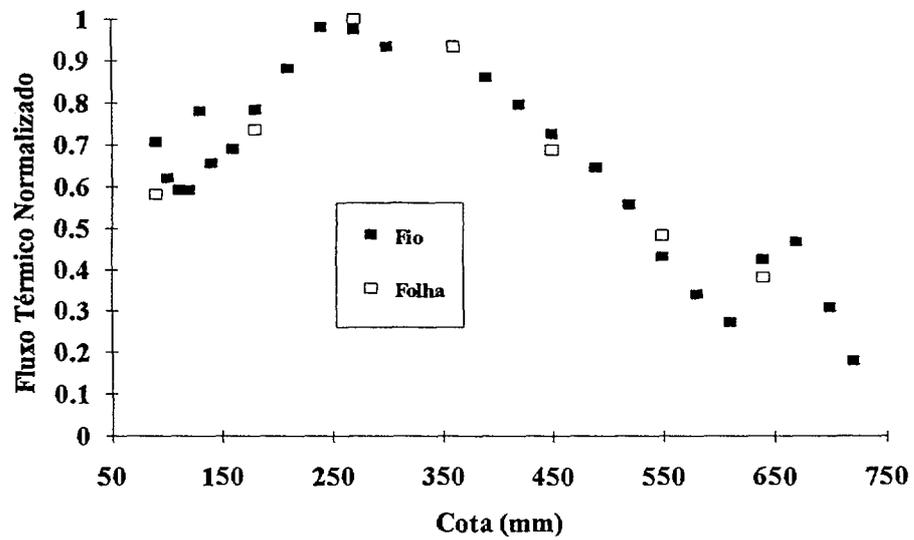


Figura 6.E - Comparação Entre Medidas de Ativação de Fio de Ouro e de Folhas de Ouro

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS POSTERIORES

A medida do fluxo neutrônico absoluto em núcleos de reatores nucleares no Brasil vem sendo feita por meio de vários métodos. No Reator IPEN/MB-01, vinham sendo utilizados detectores de ativação na forma de folhas e mini-câmara de fissão.

Com este trabalho, mostrou-se a viabilidade do emprego do método de detectores de ativação na forma de fios (com diâmetros de 0.125 e 0.250 mm), possibilitando a sua aplicação frequente, inclusive com outros materiais, em futuras medidas naquele reator.

Com relação aos fatores de correção, vimos que as referências bibliográficas não nos fornecem valores de correção apropriados para o formato fio. Os valores obtidos referem-se a uma região particular do núcleo, ou seja, aquela onde há uma distribuição uniforme do moderador e das varetas combustíveis em todas as direções.

Desta forma, na região do refletor (externa ao núcleo) deve-se desenvolver o fator de correção a ser empregado. Por aproximação, utilizamos o mesmo que para as outras posições.

Conforme também pode ser visto, a faixa térmica de energia não é influenciada pela condição de contorno reflexão ou vácuo, o que valida a utilização dos fatores de correção calculados para as posições próximas das barras de controle (posições 7/8 e 9/10), onde há a presença de um meio absorvedor mais influente do que no interior do núcleo (devido à proximidade, sendo, para este caso específico, a condição de contorno como vácuo).

Na implantação do método, procurou-se aproveitar o maior número de materiais e equipamentos já então disponíveis e que são normalmente utilizados em outros experimentos no reator, de forma a não aumentar os investimentos necessários a implantação do método.

A aplicação de uma irradiação preliminar (ou de ensaio) foi altamente profícua porque dirimiu o conjunto de incertezas iniciais. Para a aplicação futura do método, recomenda-se repetir esta irradiação preliminar para confirmar as condições de ensaio.

Em termos de otimização de trabalho, a nossa prática demonstrou ser melhor a irradiação de até dois fios de uma só vez. Isto serve para aproveitar todos os recursos disponíveis e com as características experimentais ali existentes, como por exemplo o tempo de decaimento.

Para a irradiação, contagem, preparação e análise dos dados, de cada fio, são necessárias em média 20 horas de trabalho. Porém, não identificamos qualquer impedimento para a irradiação de um número maior de fios, dentro do conceito de se otimizar a operação do reator.

Em nossa experimentação, chegamos à conclusão de que um período total de 90 minutos é suficiente para a irradiação dos fios (sem cobertura) de 0.125 mm de diâmetro. As atividades induzidas permitiriam a contagem de até dois fios por dia (60 pontos em média, com espaçamento de 10 mm entre si), considerando-se 10.000 contagens líquidas na região do fotopico, integradas ao longo do tempo, em cada posição, com uma incerteza estatística da ordem de 1.5%. Para as medidas futuras, recomendamos que sejam obtidas 20.000 contagens líquidas para diminuir a incerteza.

Para o Método da Razão de Cádmiu, irradiamos os mesmos fios por um período médio de 7 horas, para que pudéssemos reunir as mesmas atividades existentes quando sem a cobertura de Cádmiu. Isto otimizou a operação de contagem.

No caso dos fios de 0.250 mm de diâmetro, estes mesmos períodos de irradiação mostraram-se mais que suficientes para diminuir o tempo total de contagem, melhorando a eficiência desta atividade. A preparação dos fios mostrou-se também adequada, um pouco desfavorável em relação aos fios de 0.125 mm devido a uma maior rigidez.

No item 6.1, constatamos que a maioria das medidas efetuadas de fluxo térmico apresentam valores maiores do que aqueles calculados para a mesma posição. Isto decorre, em uma primeira análise, do fato dos dados de saída do

Citation serem um valor médio entre quatro células vizinhas à posição de medição, não se considerando o fato de que na posição em si há uma maior quantidade de moderador, que promove uma maior formação dos nêutrons térmicos, do que aquela constante na modelagem e na definição das células do núcleo.

A obtenção das seções de choque deve considerar as diferentes regiões existentes no interior do núcleo. A homogeneização das células computacionais levou em conta as propriedades do centro do núcleo apenas, não sendo portanto recomendável a sua utilização para o setor externo do núcleo.

No item 6.2, constatamos que as médias e desvios-padrão encontrados nas diferenças entre os valores medidos (fluxo térmico normalizado) pela ativação de fios e os valores medidos com a ativação de folhas de ouro e emprego de câmara de fissão são pequenos, demonstrando a coerência entre aqueles valores obtidos anteriormente e os valores divulgados neste trabalho. As discrepâncias existentes podem ser atribuídas à falta das correções aos dados experimentais, no caso da câmara de fissão, tais como perturbações causadas pelo detector ou sensibilidade diferencial do detector, ou a diferenças entre as condições operacionais existentes em cada uma das medições (temperatura do moderador, quantidade de inserção de barras de controle, configuração do núcleo, emprego de materiais com características diferentes etc.).

Para poder quantificar a comparação da coerência entre os processo de medida do fluxo neutrônico, o melhor tratamento a ser empregado deve ser por meio da técnica estatística de "Testes de Médias".

Para cada posição (x,y,z) , obtemos N medidas por cada um dos processos: fio, câmara e folha. Depois, estabelecemos a diferença entre as medidas segundo os pares: fio x câmara e fio x folha.

Para cada um destes dois conjuntos, formulamos a seguinte hipótese: "As medidas do fio são iguais às medidas do outro processo " Isto constitui o que se chama de hipótese H_0 , ou aquela que desejamos testar. A hipótese contrária é que "as medidas são diferentes entre si", passando a ser H_1 .

Se os processos indicam a mesma medida, a diferença entre as medidas deve ser igual a zero. Isto pode ser feito segundo um grau de certeza ou "grau

de confiança". Poderemos afirmar que a hipótese H_0 é verdadeira segundo um grau de confiança α (%).

Do conjunto de diferenças entre os dados de processos diferentes (medida fio - medida folha, por exemplo), levantamos a média M e a variância V que são indicadores estatísticos particulares da amostra que obtivemos.

Conforme a referência 72, utilizamos a distribuição de probabilidades t de Student, para compararmos o fator t relativo a M e V e o fator t relativo ao grau de confiança α atribuído (considerando nas tabelas $\alpha/2$). O fator t possui a seguinte definição matemática:

$$t = \frac{M_1 - M_2}{\sqrt{\frac{V_1}{N_1} + \frac{V_2}{N_2}}} \quad (7.1)$$

Em nosso caso particular, porque estamos trabalhando com a diferença entre medidas e desejamos conhecer se há igualdade, ou não, $M_2 = V_2 = N_2 = 0$ e $N_1 = N$.

Se o fator t (calculado com M e V) for menor que o fator t ($\alpha/2$), a hipótese H_0 é verdadeira com um grau de confiança α . Se for maior ou igual, a hipótese H_1 é verdadeira com o mesmo α .

O fator α é subjetivo, não existindo um valor pré-determinado a ser considerado. Desta forma, podemos repetir todo o procedimento acima, aumentando-se o seu valor, até determinarmos para que valor de α a hipótese H_0 deixa de ser válida.

Se houver coincidência entre as medidas levantadas, pelos processos em análise, certamente a hipótese H_0 será tanto mais verdadeira quanto menor for o valor de α . À medida que aumentamos o seu valor, estamos atribuindo uma maior confiança a uma hipótese que não temos total certeza de que seja válida, sendo esta a razão de estarmos testando. Com este aumento progressivo de α , podemos limitar assim o nosso grau de "grau de confiança" para afirmar que os dois processos fornecem as mesmas medidas.

Em nossa experimentação não conseguimos reunir várias medidas para uma mesma posição, como é recomendável pelo procedimento acima. No entanto, podemos concluir que a técnica de ativação empregando fios de ouro para mapeamento de fluxo neutrônico do reator IPEN/MB-01 está implantada porque:

- houve coerência entre as medidas obtidas experimentalmente e com base em cálculos, dentro da mesma ordem de grandeza, observadas todas as características inerentes a cada um dos dois processos;
- a comparação de medidas relativas (normalizadas pelos maiores valores respectivos), obtidas em outros dois processos independentes (mini-câmara de fissão e irradiação de folhas de ouro) também mostrou coerência com os valores obtidos pela ativação de fios de ouro.

Cabem aqui algumas sugestões para trabalhos futuros:

- a) Implementar a medida contínua e no sentido radial do fluxo de nêutrons no núcleo, sendo necessária a adaptação do tanque moderador;
- b) Proceder à comparação dos resultados obtidos (medida com fio) com modelagens computacionais que levem em consideração as características próprias de nosso experimento (materiais empregados, geometria do detector; temperatura do moderador, posicionamentos);
- c) Medir em outras posições, que venham a exigir um maior tempo de preparação do núcleo para as medidas (retirada e colocação da aranha do MAB);
- d) Utilizar materiais com seções de choque de ativação com comportamento $1/v$, principalmente na região da energia de corte do Cádmiio. Comparando-se as medidas obtidas, poderemos avaliar os resultados determinados para o Fator de Cádmiio;
- e) Medir, por meio de materiais apropriados, os fluxos epitérmico e rápido,e
- f) Obter o fator de correção de fluxo para a região onde há predominância do refletor (Leste 14/15).

APÊNDICE 1

LACAM

LABORATÓRIO DE CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS

CERTIFICADO DE ANÁLISE QUÍMICA Nº 940389-S

Solicitante : André L. Ferreira Marques

Crachá : R 01 01

Ramal : 7177

Material : Ouro

Formato / Lote: fios

Fornecedor :

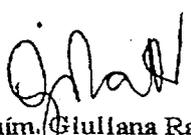
O.C. :

Resultados Obtidos : em ppm

Técnica Analítica : ICP

	<u>Fio ϕ 0,25 mm</u>	<u>Fio ϕ 0,125 mm</u>
Fe	22	56
Ag	80	86
Cu	5	6
Pt	< 1	10
Sn	1	7
As	< 1	< 1
Pb	< 1	< 1
Pd	< 1	< 1

Obs: Os elementos pesquisados são os contaminantes mais comuns do Ouro de alto grau de pureza.


 Quím. Giuliana Ratti
 Análises Inorgânicas
 346-01


 Engº Sergio Okada
 LACAM
 346-00

São Paulo, 05 de outubro de 1994.

APÊNDICE 2

DADOS TÉCNICOS SOBRE OS MATERIAIS RELACIONADOS COM O
DETECTOR

ELEMENTO > PROPRIEDADE	Ouro (¹⁹⁷ Au)	Alumínio	Cádmio	Água (H ₂ O)
Seção de Choque Microscópica de Absorção (barns) (@ 0.0253 eV)	98.8 +/- 0.3	0.235 +/- 0.005	2450 +/- 30	0.66
Seção de Choque Microscópica de Ativação (barns)	98.8 +/- 0.3	-----	-----	-----
Seção de Choque Microscópica de Espalhamento (barns)	9.3	1.4 +/- 1	7.0	103
Número de Átomos por cm ³	5.91 x 10 ²²	6.02 x 10 ²²	4.64 x 10 ²²	3.35 x 10 ²²
Integral de Ressonância (barns)	1533 +/-40	0.18	102	-----
Densidade g/ cm ³	19.32	2.699	8.65	1.0
Temp. de Fusão - Graus Celsius	1063.0	660	320.9	
Mód. Elasticidade kgf/cm ²	7900	7200	6300	
Coef. Dilatação Térmica a 20 Graus Celsius mm/ m.° C	14.20	23.6	29.80	

APÊNDICE 3

DADOS TÉCNICOS PARA CÁLCULOS DOS FLUXOS TÉRMICOS

Diâmetros dos Fios (mm): 0.125 e 0.250

Comprimento Exposto ao Colimador (mm): 10.0 em ambos os casos

Fator de Cádmiio: 1.32 (0.125 mm) e 1.33 (0.250 mm)

Fator Global de Interferência de Fluxo Térmico: 0.258 (0.125 mm) e 0.075 (0.250 mm)

Espessura da Cobertura de Cádmiio (mm): 0.508 mm (0.02 pol)

Energia de Corte do Cádmiio: 0.513 eV

Energia Limite de Integração para o Fluxo Epitérmico: 0.5 eV

Eficiência Global do Sistema de Contagem HPGe: 5.064E-03 +/- 3.065E-05

APÊNDICE 4 DADOS MEDIDOS

POSIÇÃO (MN/1415)
Diâmetro 0.125 mm
Atividade em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s

Cota (mm)	Ativid s/ Cd	Ativid c/ Cd	Razão Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
-10	4.4483	1.20455	3.6929	10.15830	0.20317
0	2.46599	0.81332	3.032	8.27895	0.16558
10	2.28806	0.87151	2.6254	7.16985	0.14340
20	4.06659	1.65793	2.45281	6.93593	0.13872
30	4.28069	1.83411	2.33393	6.93135	0.13863
40	5.14621	2.00899	2.56159	9.15788	0.18316
50	4.94827	2.19669	2.2526	7.69020	0.15380
60	5.21367	2.33965	2.2284	7.99643	0.15993
70	5.45379	2.51246	2.1707	8.09115	0.16182
80	3.40612	1.58086	2.1546	8.42168	0.16843
90	6.15052	2.82147	2.1799	9.17540	0.18351
100	6.54626	2.92207	2.24028	10.10610	0.20212
110	6.77308	3.04110	2.22718	10.38089	0.20762
120	6.93585	3.18161	2.179983	10.34683	0.20694
130	7.27595	3.30057	2.20445	11.01036	0.22021
140	7.46396	3.37919	2.2088	11.32331	0.22647
150	7.64506	3.48390	2.1944	11.52450	0.23049
160	7.57623	3.58130	2.1155	10.85858	0.21717
170	7.78864	3.61388	2.1552	11.38727	0.22775
180	7.85208	3.67168	2.13855	11.41995	0.22840
190	7.93143	3.71426	2.1354	11.51258	0.23025
200	7.8525	3.76492	2.0857	11.02883	0.22058
210	7.83169	3.76795	2.0785	10.94408	0.21888
220	7.9489	3.75621	2.1162	11.39565	0.22791
230	7.90512	3.73253	2.1179	11.34555	0.22691
240	7.96368	3.68092	2.1635	11.72355	0.23447
250	7.76565	3.69722	2.1004	10.94085	0.21882
260	7.77793	3.68535	2.1105	11.10840	0.22217
270	7.66779	3.63041	2.1121	10.96322	0.21926
280	7.62019	3.54246	2.1511	11.17005	0.22340
290	7.40769	3.51232	2.10906	10.56968	0.21139
300	7.26044	3.51233	2.06713	10.06560	0.20131
310	7.03951	3.41857	2.0592	9.70410	0.19408
320	6.8497	3.44674	1.9873	8.93588	0.17872
330	6.78397	3.30217	2.0544	9.31943	0.18639
340	6.42664	3.21662	1.99795	8.45640	0.16913
350	6.26505	3.09860	2.0219	8.40053	0.16801
360	6.01322	2.86508	2.0988	8.52128	0.17043
370	5.84791	2.83274	2.0644	8.09130	0.16183
380	6.19271	3.02083	2.05	8.09250	0.16185
390	5.51337	2.56794	2.147	8.06025	0.16121
400	5.25464	2.47324	2.1246	7.57125	0.15143
410	4.8267	2.36330	2.04236	6.57233	0.13145
420	4.66737	2.25013	2.07427	6.50336	0.13007

**APÊNDICE 4
DADOS MEDIDOS**

POSIÇÃO (MN/1415)
Diâmetro 0.125 mm
Atividade em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s

430	4.52541	2.12665	2.12795	6.53733	0.13075
440	4.14064	1.99242	2.0782	5.78526	0.11571
450	3.82209	1.88782	2.0246	5.13525	0.10271
460	3.64229	1.75741	2.07253	5.06888	0.10138
470	3.41996	1.65026	2.07238	4.75896	0.09518
480	3.14841	1.53374	2.052768	4.31993	0.08640
490	2.92256	1.42804	2.04655	3.99188	0.07984
500	2.63931	1.30399	2.02402	3.54453	0.07089
510	2.45943	1.18873	2.06896	3.41411	0.06828
520	2.24504	1.07049	2.0972	3.17798	0.06356
530	2.18848	0.96243	2.2739	3.43950	0.06879
540	2.22031	0.84886	2.61564	4.02660	0.08053
550	2.39898	0.76908	3.1193	4.97420	0.09948
560	2.43494	0.66767	3.6469	5.52278	0.11046
570	2.35347	0.57222	4.1129	5.64728	0.11295
580	2.17937	0.47445	4.5935	5.46296	0.10926
590	1.92081	0.38865	4.9422	4.93913	0.09878
600	1.6453	0.32493	5.0635	4.26420	0.08528
610	1.37708	0.26530	5.1906	3.59713	0.07194
620	1.13482	0.21662	5.2387	2.97278	0.05946
630	0.94833	0.17551	5.40323	2.50740	0.05015
640	0.78603	0.14361	5.4732	2.08612	0.04172
650	0.65928	0.11953	5.5155	1.75364	0.03507
660	0.53773	0.09711	5.5375	1.43194	0.02864
670	0.44975	0.08108	5.54703	1.19826	0.02397
680	0.3683	0.06631	5.5541	0.98162	0.01963
690	0.315189	0.05477	5.7544	0.84837	0.01697
710	0.21103	0.03830	5.51026	0.56116	0.01122

**APENDICE 4
DADOS MEDIDOS**

**POSIÇÃO (MN/1415)
Diâmetro 0.250 mm
Atividade em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s**

Cota (mm)	Ativd. s/Cd	Ativd. c/Cd	Razão Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
-10	3.84402	1.31903	2.91427	13.23400	0.26468
0	3.69413	0.98718	3.74210	12.03100	0.24062
40	4.35709	1.63187	2.67000	12.74810	0.25496
80	4.62177	1.80397	2.56200	11.46700	0.22934
120	5.53538	2.23561	2.47600	13.77700	0.27554
160	6.23922	3.32758	1.87500	15.88400	0.31768
200	6.63109	2.69644	2.45920	16.99300	0.33986
240	6.18878	3.33250	1.85710	14.66600	0.29332
280	6.24153	2.60944	2.39190	15.55000	0.31100
320	5.54787	3.07839	1.80220	13.40800	0.26816
360	5.08943	2.16802	2.34750	12.68600	0.25372
400	4.35709	2.39968	1.81570	11.02860	0.22057
440	3.49899	1.06579	3.28300	8.53000	0.17060
480	2.74782	1.00070	2.74590	7.02090	0.14042
520	1.99506	0.51930	3.84180	5.28530	0.10571
540	2.04311	0.46312	4.41165	6.89230	0.13785
600	1.66568	0.35111	4.74400	6.46400	0.12928
640	0.81135	0.13145	6.17220	3.20430	0.06409
680	0.38816	0.08023	4.83820	1.54373	0.03087

**APÊNDICE 4
DADOS MEDIDOS**

**POSIÇÃO (QR 14/15)
Diâmetro 0.125 mm
Atividade em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s**

Cota (mm)	Ativid. s/Cd	Ativid. c/Cd	Razão Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
-10	3.44040	0.93413	3.68298	10.45920	0.20918
0	4.06860	1.00671	4.04150	12.91900	0.25838
80	4.39350	1.91697	2.29190	9.29160	0.18583
140	5.63840	2.51692	2.24020	11.60597	0.23212
180	6.06229	2.65230	2.28567	12.78030	0.25561
260	5.92320	2.63622	2.24685	12.23574	0.24471
330	5.13235	2.33846	2.19476	10.29766	0.20595
360	4.61231	2.17180	2.12373	8.86018	0.17720
400	3.88442	2.19466	1.76994	5.35280	0.10706
450	2.95473	1.66173	1.77810	4.15740	0.08315
700	0.18381	0.03160	5.81641	0.66150	0.01323
710	0.14800	0.03406	4.34560	0.48435	0.00969
720	0.12327	0.02154	5.72340	0.44177	0.00884

APÊNDICE 4 DADOS MEDIDOS

POSIÇÃO (UV 14/15)
Diâmetro 0.125 mm
Atividade em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s

Cota (mm)	Ativid.s/Cd	Ativid. c/Cd	Razão Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
-10	3.68037	0.91562	4.01952	12.21000	0.24420
0	3.34597	0.99999	3.34600	10.25160	0.20503
60	4.09866	1.78965	2.29020	9.73890	0.19478
90	4.84444	2.08050	2.32850	11.68540	0.23371
120	5.45236	2.37990	2.29100	12.95970	0.25919
150	6.03899	2.62086	2.30420	14.42970	0.28859
180	6.29955	2.70716	2.32700	15.19130	0.30383
210	6.46789	2.71646	2.38100	15.90870	0.31817
240	6.44233	2.76305	2.33160	15.55790	0.31116
270	6.30467	2.63243	2.39500	15.58800	0.31176
300	6.00153	2.54518	2.35800	14.63910	0.29278
330	5.44524	2.32504	2.34200	13.20400	0.26408
370	4.75327	1.95850	2.42700	11.88120	0.23762
410	4.04703	1.70761	2.37000	9.91640	0.19833
450	3.24827	1.38756	2.34100	7.78220	0.15564
490	2.41775	0.98123	2.46400	6.11930	0.12239
530	1.80993	0.64640	2.80000	5.02190	0.10044
570	1.97217	0.38667	5.10040	7.06400	0.14128
610	1.10731	0.17996	6.15300	4.15200	0.08304
650	5.35239	0.80902	6.61590	2.03700	0.04074
690	2.52581	0.37258	6.77920	0.96617	0.01932

**APÊNDICE 4
DADOS MEDIDOS**

**POSIÇÃO (YZ 14/15)
Diâmetro 0.125 mm
Atividade em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s**

Cota (mm)	Ativid. s/Cd	Ativid. c/ Cd	Razão Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
-10	2.11677	0.72635	2.91427	5.58400	0.11168
0	2.46599	0.65899	3.74210	7.55626	0.15113
10	2.28806	0.73431	3.11593	6.32114	0.12642
40	3.01560	0.98620	3.05780	4.87610	0.09752
60	12.28641	6.28268	1.95560	3.87240	0.07745
80	3.40612	1.32948	2.56200	8.08310	0.16166
140	4.22277	1.70548	2.47600	9.69980	0.19400
220	4.64219	1.88768	2.45920	10.59130	0.21183
280	4.35439	1.82047	2.39190	9.65500	0.19310
360	3.45827	1.47317	2.34750	7.51460	0.15029
450	1.74330	0.53101	3.28300	4.97650	0.09953
540	1.25072	0.45549	2.74590	3.15160	0.06303
580	1.00932	0.26272	3.84180	3.13200	0.06264
610	6.57754	1.49095	4.41165	2.16520	0.04330
650	3.19419	0.67331	4.74400	1.07990	0.02160
680	2.40671	0.38993	6.17220	0.87961	0.01759
690	0.15523	0.03208	4.83820	0.52840	0.01057
700	0.16658	0.02666	6.24810	0.61068	0.01221
710	0.13852	0.02261	6.12620	0.50530	0.01011
720	0.11473	0.01894	6.05823	0.41738	0.00835

APÊNDICE 4 DADOS MEDIDOS

POSIÇÃO (PQ 7/8)
Diâmetro 0.125 mm
Atividades em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s

Cota (mm)	Ativid. s/ Cd	Ativid. c/ Cd	Razão de Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
-10	3.85900	0.68772	5.61132	10.62569	0.21251
0	3.60538	1.00744	3.57877	8.55570	0.17111
10	3.22618	1.12739	2.86163	6.75567	0.13511
40	3.79978	1.49823	2.53618	7.37261	0.14745
80	4.84861	2.03370	2.38414	8.95416	0.17908
120	5.77057	2.37102	2.43379	10.84223	0.21684
160	6.32458	2.66224	2.37566	11.64434	0.23289
180	6.53435	2.74145	2.38354	12.06471	0.24129
200	6.54077	2.78872	2.34543	11.90898	0.23818
220	6.70913	2.75865	2.43204	12.59839	0.25197
240	6.49134	2.76429	2.34828	11.83155	0.23663
250	6.53012	2.75759	2.36806	11.98957	0.23979
260	6.49938	2.70036	2.40686	12.09944	0.24199
270	6.33289	2.71370	2.33367	11.47942	0.22959
280	6.12541	2.64208	2.31840	11.03825	0.22077
290	5.98361	2.56689	2.33107	10.83548	0.21671
300	5.55692	2.41344	2.30249	10.18484	0.20370
310	5.68712	2.42582	2.34441	10.11376	0.20228
320	5.14161	2.28826	2.24695	9.00030	0.18001
340	4.46536	2.09791	2.12848	7.40079	0.14802
360	4.03996	1.94935	2.07247	6.50292	0.13006
380	3.69445	1.78246	2.07267	5.94749	0.11895
400	3.34787	1.59177	2.10324	5.47775	0.10955
420	2.97541	1.48056	2.00965	4.62069	0.09241
440	2.65395	1.29739	2.04561	4.20875	0.08417
480	2.05986	0.98782	2.08525	3.33855	0.06677
520	1.43963	0.68820	2.09187	2.34152	0.04683
540	1.31906	0.55047	2.39626	2.44649	0.04893
620	6.20580	1.46479	4.23665	1.57387	0.03148
680	1.95058	0.45633	4.27446	0.49622	0.00992
700	0.13635	0.03188	4.27644	0.34694	0.00694
720	0.06272	0.02189	2.86553	0.13244	0.00265

APÊNDICE 4 DADOS MEDIDOS

POSIÇÃO (PQ 9/10)
Diâmetro 0.125 mm
Atividade em Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s

Cota (mm)	Ativid. s/Cd	Ativid. c/ Cd	Razão Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
-10	4.12723	0.92979	4.43890	13.61850	0.17545
0	3.87948	0.64436	6.02063	14.19835	0.18793
10	5.25753	1.00001	5.25750	12.59011	0.15596
40	4.26860	0.94714	4.50681	14.16634	0.19348
80	5.81951	1.25068	4.65309	19.54513	0.25705
120	7.01348	1.48599	4.71975	23.67000	0.31807
160	7.40518	2.89661	2.55650	17.53831	0.26860
180	7.65947	2.94894	2.59736	18.40514	0.27151
200	7.53803	2.96820	2.53960	17.74286	0.27369
220	7.57337	2.98835	2.53430	17.79101	0.27400
240	7.55221	2.96584	2.54640	17.82083	0.27116
250	7.75071	2.94758	2.62952	18.82930	0.27780
260	7.47345	2.88372	2.59160	17.92211	0.26370
270	7.79552	2.91530	2.67400	19.21562	0.27520
280	7.52861	2.85218	2.63960	18.35158	0.26870
290	7.58856	2.78193	2.72780	19.01936	0.28070
300	7.05171	2.70616	2.60580	16.99451	0.25190
310	6.38476	2.60730	2.44880	14.50536	0.23030
320	5.61299	2.03709	2.75540	14.34698	0.21024
340	4.72125	2.17157	2.17412	9.35860	0.16650
360	4.19719	1.81830	2.30830	8.94983	0.14780
380	3.72672	1.82770	2.03902	6.74924	0.13345
400	3.36938	1.64133	2.05284	6.16452	0.12032
420	3.05493	1.49543	2.04285	5.54838	0.10840
440	2.73450	1.35586	2.01680	4.86935	0.00960
480	2.16055	1.01859	2.12112	4.14312	0.00750
520	1.57427	0.69312	2.27127	3.29432	0.00560
540	1.31600	0.52988	2.48357	3.03934	0.00480
620	6.16541	1.37174	4.49460	2.04404	0.00289
680	4.70119	1.00000	4.70119	0.68866	0.00122
700	0.13813	0.02900	4.76328	0.46770	0.00079
720	0.09441	0.02110	4.47530	0.31249	0.00036

APÊNDICE 4
DADOS MEDIDOS

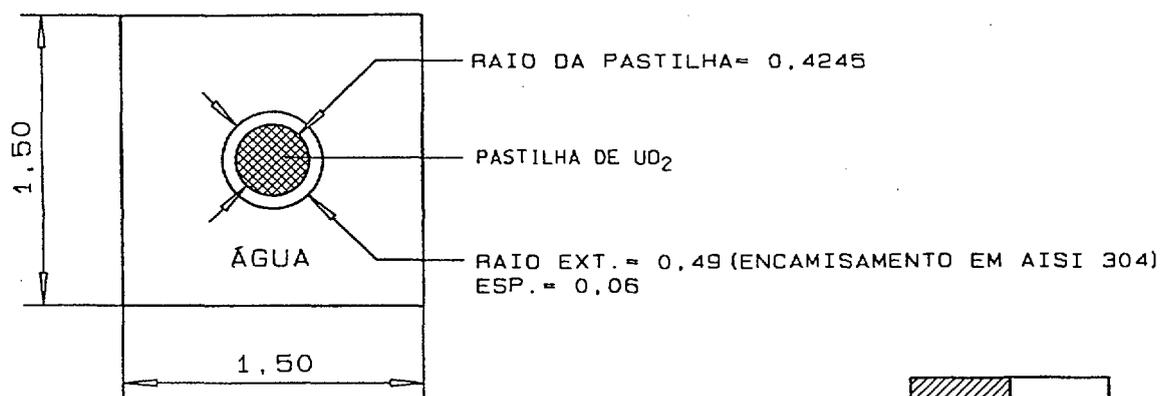
POSIÇÃO (LESTE 14/15)
Diâmetro 0.125 mm
Atividade em 1E8 Bq/g
Fluxo em 1E8 n/cm2.s

Cota (mm)	Ativid. s/ Cd	Ativid. c/ Cd	Razão Cd	Fluxo Térmico	Incerteza
40	5.1074	1.8241	11.3930	15.59678	0.3119
80	6.5127	2.3260	11.5430	19.91948	0.3984
110	7.5220	2.6864	10.8969	22.84373	0.4569
140	8.2291	2.9390	11.0440	25.03350	0.5007
200	9.1150	3.2554	11.3087	27.80993	0.5562
240	9.1762	3.2772	19.2823	29.40938	0.5882
260	8.9826	3.2081	11.0770	27.33600	0.5467
360	15.5823	5.5651	11.2703	21.81525	0.4363
390	13.9519	4.9828	11.2230	19.53270	0.3907
480	8.4972	3.0347	11.7346	11.89605	0.2379
580	3.2174	1.1491	15.1344	4.50443	0.0901
630	1.4629	0.5225	16.7525	2.04803	0.0410
660	0.8794	0.3141	21.8953	1.23113	0.0246
680	0.6200	0.2214	16.4448	0.86805	0.0174
690	0.5251	0.1875	17.2538	0.73508	0.0147
700	0.3772	0.1347	15.2299	0.52808	0.0106
710	0.3778	0.1349	17.4896	0.52898	0.0106
720	0.3234	0.1155	17.3803	0.45270	0.0091

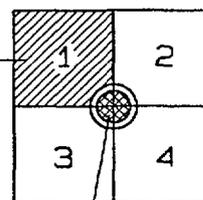
APÊNDICE 5

CÉLULAS "HAMMER"

A) CÉLULA COMBUSTÍVEL



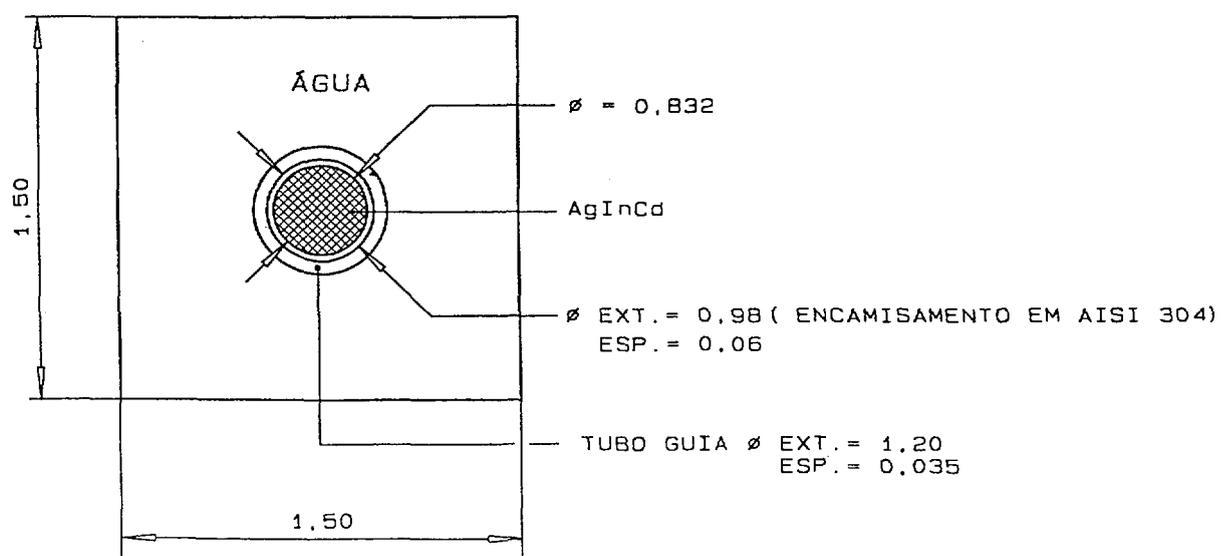
CÉLULA COMBUSTÍVEL



POSIÇÃO DO DETETOR

Medidas em Centímetros

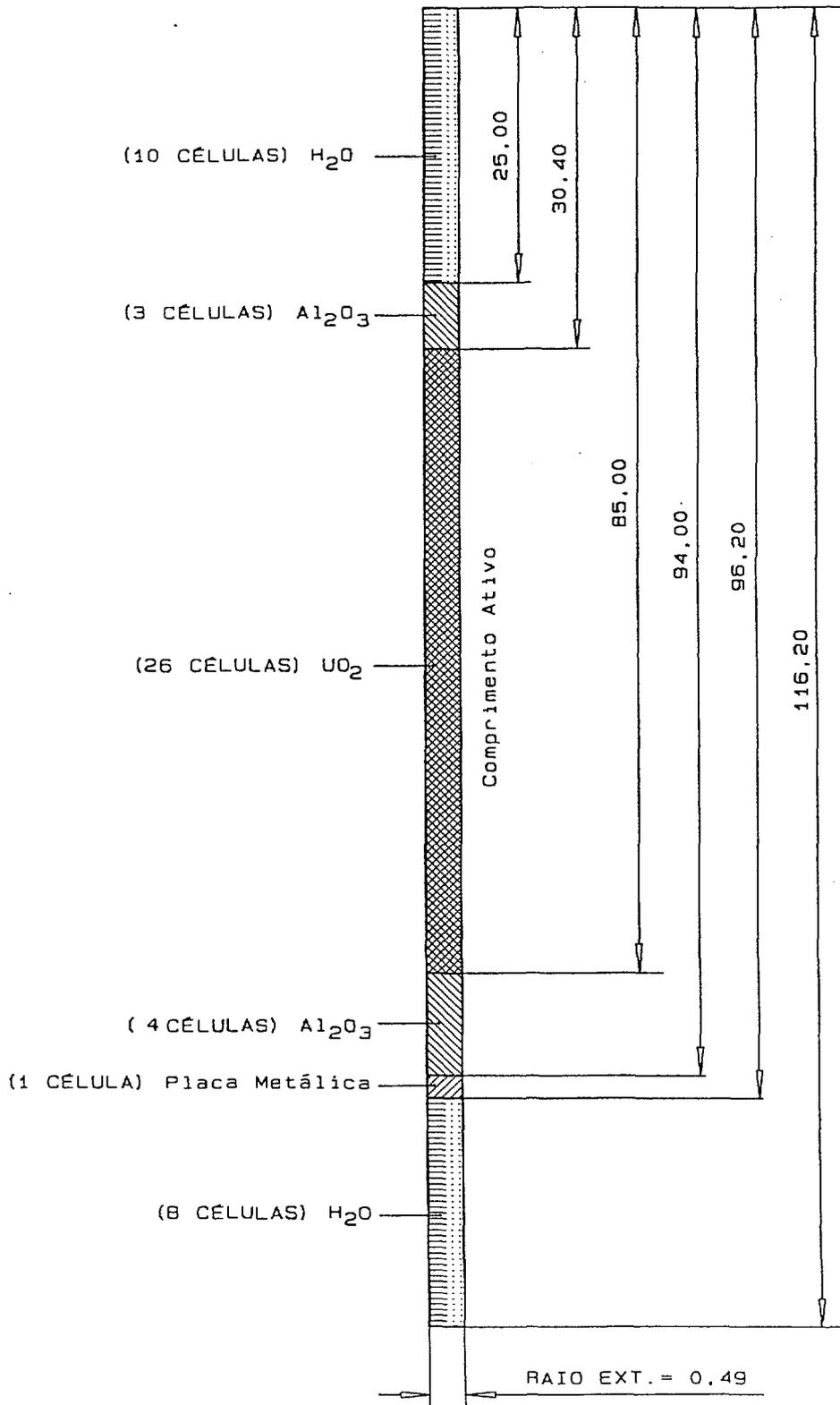
B) CÉLULA CONTROLE



Medidas em Centímetros

APÊNDICE 5

C) VARETA COMBUSTÍVEL (Modelagem axial no citation)



Medidas em Centímetros

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 - DUDERSTADT, J.J; HAMILTON, L. J. *Nuclear Reactor Analysis*. EUA: John Wiley, 1976.
- 2 - LAMARSH, J.R. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. EUA: Addison-Wesley, 1972.
- 3 - ALEKSANDROWICZ, J. *Research contract no. 41: Non destructive analysis of irradiated fuel elements using a flux integrating monitor*. Viena: IAEA, 1962 (Technical Report Series, 9).
- 4 - PROFIO, A.E. *Experimental Reactor Physics*. EUA: John Wiley, 1976-.
- 5 - ADOLPH, J. *Studie zur experimentellen Bestimmung der thermischeneutronenflussdichteverteilung in den Forschungsreaktoren FRG 1 und FRG 2*. Geesthacht-Tesperhude, Gesellschaft fuer Kernenergieverwertung in Schiffbau und Schifffahrt m.b.H. - Alemanha - 1984 (GKSS-84/E/34).
- 6 - BECKURTZ, K.H; WIRTZ, K. *Neutron Physics*. EUA: Springer-Verlag, 1964.
- 7 - KNOLL, G.F. *Radiation Detection and Measurements*. EUA: John Wiley, 1979.
- 8 - PRICE, W.J. *Nuclear Radiation Detection*. EUA: McGraw-Hill, 1964.
- 9 - AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS. *Standard Method for Determining Neutron Flux, Fluence and Spectra by Radioactivation Techniques* - May 27, 1977. (ASTM - E - 261 -77). In: 1980 ANNUAL Book of ASTM Standards. Part 45: Nuclear standards. p. 907 - 918.
- 10 - AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS. *Standard Guide for Selection of Neutron Activation Detector Materials* - Oct 29, 1973. (ASTM - E - 419 -73). In: 1980 ANNUAL Book of ASTM Standards. Part 45: Nuclear standards. p. 1016 - 1021.

- 11 - AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS. *Standard Method for Determining Thermal Neutron Flux by Radioactivation Techniques* - May 27, 1977. (ASTM - E - 262 -77). In: 1980 ANNUAL Book of ASTM Standards. Part 45: Nuclear standards. p. 919 - 927.
- 12 - MOTEFF, J. *Neutron Fluence Measurements*. Viena: IAEA, 1970 (Technical Reports Series, 107).
- 13 - HEVESY, G. von; LEVI, H. *Kgl. Danske Videnskab Seldkab Math. Fys. Medd* - v.14, n. 5, 1936; v. 15, n. 11, 1938.
- 14 - EGIDY, T. von . *Investigating Nuclear Structure with the (neutron, gama) reaction.*- In: THIRD SYMPOSIUM ON NEUTRON CAPTURE GAMMA-RAY - September, 1978, EUA. **Proceedings....**
- 15 - MAFRA, O. Y. *Técnicas e Medidas Nucleares*. São Paulo: Edgard Blücher, 1973
- 16 - *NE 445 - Nuclear Reactor Laboratory*. Notas de Aula. EUA, Ann Arbor: Universidade de Michigan, 1992.
- 17 - KOMPANEK, A.J. ; TARNUZZER, E.C. - *Neutron-Activated Wires Plot Fluxes in Yankee Core*. Nucleonics, v.20, n 2, p 44, 1962.
- 18 - *Reactor File no.9* - Nucleonics, v. 19, n.2, p. 53, 1961.
- 19 - FEHR, M. *Flux wire measurments in Cavalier for verifying computer code applications*. Gatlinburg - EUA: Reduced Enrichment for Research and Test Reactors Program International Meeting, Novembro/1988. (ANL/RERTR/TM-9).
- 20 - SAKURAI, Y. *Characterization of Gamma-Ray fields in research reactors*. In: 3RD ASIAN SYMPOSIUM ON RESEARCH REACTOR. 1992, Japão. **Proceedings...** Japan Atomic Energy Research Institute.

- 21 - CARTWRIGHT, D.K; McKNIGHT, J. A; PICKERING, J.A. *The measurement of flux distribution in the Windscale advanced gas-cooled reactor at zero power and comparison with calculation.* In: SYMPOSIUM ON RADIATION MEASUREMENTS IN NUCLEAR POWER - BERKELEY NUCLEAR LABORATORIES (C.E.G.B.). 1966, Gloucestershire, England. **Proceedings...** Londres, U.K. 1967, The Institute of Physics and the Physical Society, p. 48-53.
- 22 - COLLINSON, B; HIGHAM, E.J; ROWBOTHAM, J.R. *Measurements of neutron flux and fission rate in advanced gas-cooled reactor lattices.* In: SYMPOSIUM ON RADIATION MEASUREMENTS IN NUCLEAR POWER - BERKELEY NUCLEAR LABORATORIES (C.E.G.B.). 1966, Gloucestershire, England. **Proceedings...** Londres, U.K. 1967, The Institute of Physics and the Physical Society, p. 54-62.
- 23 - MIYOSHI, Y; ITAGAKI, M. *A geometric buckling expression for regular polygons: measurements in low-enriched $UO_2 - H_2O$ lattices.* Nucl. Technol, v. 103, p. 382, 1993.
- 24 - NISLE, R.G. *Specification of Neutron Flux Spectra in Reactor.* In: SYMPOSIUM ON NEUTRON DETECTION, DOSIMETRY AND STANDARDIZATION, 1962, Inglaterra. **Proceedings ...** p. 122 - 123.
- 25 - RANT, J. *Measurements of neutron flux distributions by activation detectors.* Ljubljana : IAEA, 1979 (International Training Course on Application of Small Components to Research Reactors Operation);
- 26 - BOCK, H. *Stand, Bedeutung und Entwicklungsmöglichkeiten de In-Core-Messtechnik.* Atomkernenergie-Kerntechnik , v. 41, p 217-223, 1982.
- 27 - SPERNOL, A; VANINBROOUKX, R; GROSSE, G. *Thermal Flux Perturbation by Cobalt Detectors.* Viena: IAEA, 1963 (Proceedings Series - Neutron Dosimetry - Vol. 1 - pág. 548).
- 28 - CHARBONNEL, A. *Problèmes posés par l'utilisation des détecteurs par activation.* Viena: IAEA, 1963 (Proceedings Series - Neutron Dosimetry - Vol. 1 - pág. 73).

- 29 - STROUGHTON, R.W ; HALPERIN, J. *Effective Cutoff Energies for Boron, Cadmium, Gadolinium and Samarium Filters*. Nucl. Sci. Eng., v 15, p. 314-324, 1963.
- 30 - BROWN, H.L.; CONNOLY, T.J. *Cadmium Cutoff Energies for Resonance Absorbers in Activation and Reactivity Measurements*. Nucl. Sci. Eng., v 24, p. 6-17, 1966.
- 31 - MUECK, K.; BENSCH, F. *Cadmium Correction Factors of Several Thermal Neutron Foil Detectors*. - J. Nuc. Energy, v. 27, p. 677-688, 1973.
- 32 - WESTCOTT, C.H ; WALKER, W.H. ; ALEXANDER, T.K. *Effective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors*. In: THE SECOND UNITED NATIONS INTERNATIONAL CONFERENCE OF THE PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY, 1958, Geneva. *Proceedings...* - IAEA - Vol 16 - p. 70.
- 33 - HUGHES, D.J; SCHWARTZ, R.B. *Neutron Cross Sections*. EUA: Brookhaven National Laboratory. Janeiro/1957 - p X (Supplement Number 1).
- 34 - DROULERS, Y. *Thermal Neutrons* - Viena: IAEA, 1970 (Technical Report Series, 107).
- 35 - FLEMING, R.F. *Neutron Self-Shielding Factors for Simple Geometries*. Int. J. Appl. Radiat. Isot. - v. 33 - p. 1263-1268 - 1982.
- 36 - ABRAMOWITZ, M.; STEGUN I. *Handbook of Mathematical Functions*. EUA: US Govt. Printing Office, 1964.
- 37 - CASE, K.M; HOFFMANN, F; PLACZEK, G. *Introduction to the Theory of Neutron Diffusion - volume 1*. EUA: Los Alamos Scientific Laboratory, Junho/ 1953 (p. 17 - 33).
- 38 - DALTON, G.R.; OSBORN, R.K. *Flux perturbations by thermal neutron detectors*. Nucl. Sci. Eng. - v 9 - p. 198-210 - 1961.
- 39 - Desenho *Placa Espaçadora Superior do Núcleo - Unidade Crítica*. São Paulo: COPESP/CNEN-SP, Dez/87 (R10-IPN-213PR-0DD-514).

- 40 - MIRANDA, A.F; BITELLI, U.U; JEREZ, R; FERREIRA, C.R - *Mapeamento do Fluxo de Nêutrons no reator IPEN/MB-01 com câmara de fissão miniatura*. In: IX ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DE REATORES E TERMO-HIDRÁULICA, Outubro/ 1993, Cachambu. **Proceedings ...** Rio de Janeiro, Brasil, ABEN, p.132-134.
- 41- BITELLI, U.U; JEREZ, R; YAMAGUCHI, M. - *Calibração de potência do reator IPEN/MB-01 através do mapeamento do fluxo de nêutrons térmicos por detectores de ativação*. In: V CONGRESSO GERAL DE ENERGIA NUCLEAR, Agosto/ 1994. **Proceedings ..** in Rio de Janeiro, Brasil. ABEN, p.87-90.
- 42 - INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC ENGINEERS. *Calibration and Usage of Germanium Detectors for Measurement of Gamma-Ray Emission of Radionuclides*. (ANSI N42.14), 1978.
- 43 - DEBERTIN, K. ; HELMER, R.G. *Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. Holanda : Ed. North Holland, 1988.
- 44 - DEBERTIN, K.; SCHOTZIG, U.; WALZ, K.F.; WEISS, H. *Efficiency Calibration of Semiconductor Spectrometers - Techniques and Accuracies*. In: ERDA X AND GAMMA RAY SYMPOSIUM. **Proceedings ...** Ann Arbor, Michigan, EUA, 1976.
- 45 - KOSKINAS, M.F. *Medida do Fluxo Térmico, Epitérmico e Rápido no Reator IEA-R1 pelo Método de Ativação de Folhas*. São Paulo: 1979. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- 46 - MESTNIK FILHO, J. *A distribuição espacial do fluxo de nêutrons no núcleo do reator IEA-R1, obtida por meio da ativação de folhas* - São Paulo: 1979. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- 47 - BITELLI, U. d'U. *Medida e Cálculo da Distribuição Espacial e Energética de Nêutrons no Núcleo do Reator IEA-R1* São Paulo: 1988. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- 48 - AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS. *Standard Definitions of Terms Relating to Dosimetry* (ASTM - E - 170). In: 1980 ANNUAL Book of ASTM Standards. Part 45: Nuclear standards. p. 899 - 905.

- 49 - AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS. *Use of the Terms Precision and Accuracy as Applied to Measurement of a Property of a Material* (ASTM - E - 177). In: 1980 ANNUAL Book of ASTM Standards. Part 45: Nuclear standards. p. 906 - 913.
- 50 - RAFFLE, J.F. *Determination of Absolute Neutron Flux by Gold Activation*. J. Nuc. Energy - v. 10 - p. 8 - 13, 1959- Part A: Reactor Science. -
- 51 - BOTHE, W. *Zur Methodik der Neutronensonden*. Alemanha: Z.Phys, v 120, p. 437, 1943.
- 52 - JACKS, G. M. *A Study of Thermal and Resonance Neutron Flux Detectors* EUA: Savannah River Laboratory, AEC, 1961.
- 53 - BAUMANN, N. P. *Resonance Integrals and Self-Shielding Factors for Detector Foils*. EUA: Savannah River Laboratory, AEC, 1963.
- 54 - STEWART, J.C; ZWEIFEL, P.F. *A Review of Self-shielding Effects in the Absorption of Neutrons*. In: THE SECOND UNITED NATIONS INTERNATIONAL CONFERENCE OF THE PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY, 1958, Geneva. *Proceedings...* - IAEA, v 16, p. 650-662.
- 55 - MARTIN, D.H. *Correction Factors for Cd-Covered-Foil Measurements*. Nucleonics, v 13, n. 3, 1955.
- 56 - PEARLSTEIN, S ; WEINSTOCK, E.V. *Scattering and Self-Shielding Corrections in Cadmium-Filtered Gold, Indium, and 1/v Foil-Activation Measurements*. Nuc. Sci. Eng., v 29, p. 28-42, 1967.
- 57 - HEATH, R.L. *Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalogue*. EUA: Department of Energy, 1964, v. 1 e 2 (IDO 16880).
- 58 - HOHMANN, H; MISENTA, R; POLLERMANN, M. *Reaktivitäts und flussmessungen am Forschungsreaktor München (FRM)*. Nukleonic - 1/4 - p. 149 a 157, 1958.
- 59 - TITTLE, C.W. *Slow-Neutron Detection by Foils - I*. Nucleonics, v 8, n. 6, 1951.

- 60 - TITTLE, C.W. *Slow-Neutron Detection by Foils - II* - Nucleonics, v 9, n. 1, 1951.
- 61 - FREITAS, M.C; MARTINHO, E. *PERTURB.D. Programa de Cálculo do Factor de Perturbação do Fluxo de Neutros Térmicos devida a Detectores por Activação Circulares*. In: I ENCONTRO LUSO-ESPANHOL DE FÍSICA NUCLEAR, Maio, 1983, Lisboa. **Proceedings ...**
- 62 - LOPES, M.C; AVILA, J.M. *The Effect of Neutron Flux Anisotropy on Resonance Self-Shielding Factors in Foils*. Kerntechnik , v. 55, n. 1, 1990.
- 63 - WADE, E.D. *Physics of the Harwell research reactors*. Bucarest: IAEA, 1966 (Proceedings of Research Reactor Experimental Techniques Study Group Meeting).
- 64 - HOAG, J. B. *Nuclear Reactor Experiments*. EUA: Ed D.Van Norstrand, 1966.
- 65 - GREENSPAN, H; KELBER, C.N; OKRENT, D. *Computing Methods in Reactor Physics*. EUA: Gordon and Breach Science Publishers, 1968.
- 66 - LEWIS, W.M. *How to Choose Irradiation Time*. Nucleonics, v. 12, n. 10, 1954.
- 67 - LEWIS, W.M. *Flux Perturbations by Material Under Irradiation*. Nucleonics, v. 13, n. 10, 1954.
- 68 - ZWEIFEL, P.F. *Neutron Self-Shielding*. Nucleonics, v. 18, n. 11, 1960.
- 69 - DERUYTTER, A.J. *Precise Low Energy Fission Cross Sections*. In: SYMPOSIUM ON NEUTRON STANDARDS AND FLUX NORMALIZATION, Outubro, 1970, Argonne. **Proceedings ...**U.S.Atomic Energy Comission.
- 70 - INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Nuclear Standards for Neutron Measurements*. Viena: IAEA, 1968 (Report from a Panel - 107).
- 71 - SORAN, P. D; SEAMON, R. E. *Graphs of the Cross Sections in the Recommended Monte Carlo Cross-Section Library at the Los Alamos Scientific Laboratory*. EUA: Los Alamos Laboratory , Maio, 1980.

72 - COSTA NETO, P.L. *Estatística*. São Paulo: Edgard Blücher, 1977 (Capítulo 5).

73 - COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR - *Licenciamento de Instalações Nucleares* - Norma CNEN 1.04 - 1984